

UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA CATARINA
CURSO DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA MECÂNICA

**TRANSFERÊNCIA DE CALOR E MIGRAÇÃO DE UMIDADE EM SOLOS
QUE ENVOLVEM CABOS DE POTÊNCIA ATERRADOS**

TESE SUBMETIDA À UNIVERSIDADE
FEDERAL DE SANTA CATARINA PARA A OBTENÇÃO DO GRAU DE
DOUTOR EM ENGENHARIA MECÂNICA

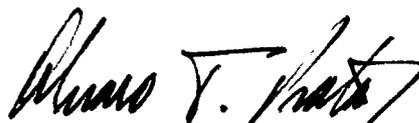
Ligia Silva Damasceno Ferreira

Florianópolis, dezembro de 1993.

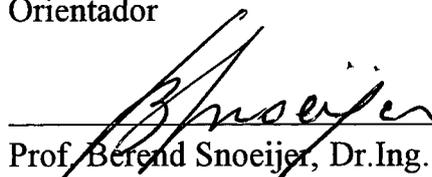
**TRANSFERÊNCIA DE CALOR E MIGRAÇÃO DE UMIDADE EM SOLOS
QUE ENVOLVEM CABOS DE POTÊNCIA ATERRADOS**

Ligia Silva Damasceno Ferreira

ESTA TESE FOI JULGADA ADEQUADA PARA A OBTENÇÃO DO TÍTULO DE
DOUTOR EM ENGENHARIA, ESPECIALIDADE ENGENHARIA MECÂNICA, ÁREA
DE CONCENTRAÇÃO FLUIDOS, APROVADA EM SUA FORMA FINAL PELO
CURSO DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA MECÂNICA

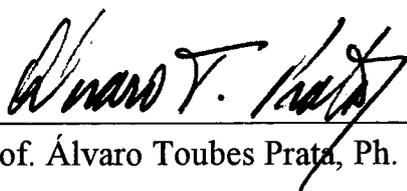


Prof. Álvaro Toubes Prata, Ph. D.
Orientador



Prof. Berend Snoeijer, Dr. Ing.
Coordenador do Curso

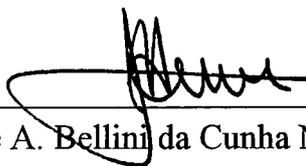
Banca Examinadora:



Prof. Álvaro Toubes Prata, Ph. D.
Presidente



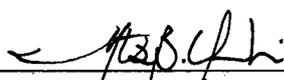
Prof. Paulo César Philippi, Dr. Ing.



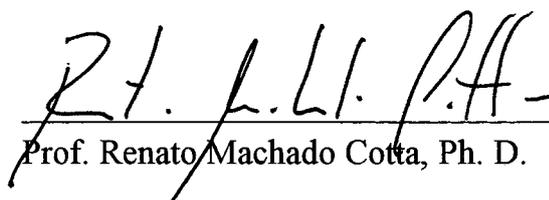
Prof. José A. Bellini da Cunha Neto, Dr.



Prof. Osvaldo Vidal Trevisan, D. Sc.



Prof. Marinho Bastos Quadri, Dr.



Prof. Renato Machado Cotta, Ph. D.

Florianópolis, 28 dezembro de 1993.

AGRADECIMENTOS

Ao Prof. Álvaro Toubes Prata pela competência e dedicação na orientação deste trabalho e especialmente pela amizade e carinho.

Ao Prof. Paulo César Philippi pela amizade e pela oportunidade de fazer o estágio na França.

Ao pessoal do Laboratório de Ciências Térmicas, ao "Diretor" Milton e ao "Superintendente" Edevaldo pelo apoio indispensável na parte experimental.

Ao meu irmão André, por aqueles dias de estudo lá na casa da Vó Margarida.

Ao Rogério, por toda aquela ajuda no final. Não é à toa que eu te amo tanto !!

ÍNDICE

	Pag.
RESUMO	iv
ABSTRACT.....	v
LISTA DE FIGURAS	vi
LISTA DE TABELAS.....	ix
SIMBOLOGIA	x
CAPÍTULO 1 - INTRODUÇÃO	1
CAPÍTULO 2 - TEORIAS PARA A MIGRAÇÃO DE UMIDADE EM MEIOS POROSOS NÃO SATURADOS	7
2.1 - Introdução	7
2.2 - Mecanismo Físico de Transporte de Calor e Umidade	7
2.3 - Modelos Fenomenológicos	10
2.3.1 - Equação do Transporte de Massa	11
2.3.2 - Equação do Transporte de Calor.....	14
2.4 - Modelos Termodinâmicos	15
2.5 - Modelos Estatísticos	17
2.6 - Modelo Adotado	23
CAPÍTULO 3 - TRANSFERÊNCIA DE CALOR EM MATERIAIS DE REATERRAMENTO: O PROBLEMA DA INSTABILIDADE TÉRMICA	32
3.1 - Introdução	32
3.2 - Modelo de Donazzi	32
3.3 - Modelo de Mitchell	37
3.4 - Modelo de Hartley	43

CAPÍTULO 4 - CARACTERIZAÇÃO DO MATERIAL DE REATERRAMENTO	49
4.1 - Introdução	49
4.2 - Caracterização do Backfill	49
4.3 - Determinação do Potencial de Sucção	52
4.3.1 - Definição de Potencial de Sucção	52
4.3.2 - Procedimento Experimental	55
4.3.3 - Resultados	63
4.4 - Determinação da Permeabilidade Relativa	69
4.4.1 - Definição de Permeabilidade Relativa	69
4.4.2 - Determinação da Permeabilidade de Saturação	71
4.4.3 - Determinação da Permeabilidade Relativa	78
4.5 - Determinação da Condutividade Térmica Efetiva	84
4.5.1 - Definição de Condutividade Térmica Efetiva	84
4.5.2 - Procedimento Experimental	85
4.5.3 - Resultados	87
 CAPÍTULO 5 - PROPRIEDADES DOS SOLOS NATURAIS E ARTIFICIAIS	 92
5.1 - Introdução	92
5.2 - Aluvião Arenoso	92
5.3 - Backfill	94
 CAPÍTULO 6 - METODOLOGIA DE SOLUÇÃO	 99
6.1 - Introdução	99
6.2 - Equações Governantes	99
6.3 - Coordenadas Generalizadas	100
6.4 - Transformação Conforme	104
6.5 - Coordenadas Bicilíndricas	110
6.6 - Validação do Modelo Numérico	113
6.7 - Condições Iniciais e de Contorno	117
6.8 - Discretização do Domínio de Solução e Estudo da Convergência Numérica	119
 CAPÍTULO 7 - RESULTADOS E DISCUSSÕES	 122
7.1 - Introdução	122
7.2 - Aluvião Arenoso	124
7.2.1 - Solo Seco	124
7.2.2 - Solo com Contéudo de Umidade Intermediário	130
7.2.3 - Solo Úmido	147

7.3 - Backfill	153
7.3.1 - Solo Seco	153
7.3.2 - Solo com Contéudo de Umidade Intermediário	156
7.3.3 - Solo Úmido	165
7.4 - Situações com Diferentes Profundidades de Aterramento	171
CAPÍTULO 8 - CONCLUSÕES	176
REFERÊNCIAS	179
APÊNDICE A - EQUAÇÕES PARA AS PROPRIEDADES FÍSICAS	186

RESUMO

O presente trabalho trata do fenômeno da transferência de calor com migração de umidade nas vizinhanças de cabos elétricos de potência. A passagem de corrente elétrica em cabos de potência aterrados gera calor que necessita ser dissipado pelo meio que o envolve sob pena de danificá-lo por superaquecimento. O gradiente térmico induz o movimento de umidade, na forma de vapor, para longe do cabo, diminuindo consideravelmente a condutividade térmica do solo junto ao cabo. Assim, o solo que deveria ser um dissipador de energia, passa a atuar como um isolante térmico. Neste contexto situa-se a principal motivação deste trabalho de formular e prever os processos de secagem que ocorrem nos solos e que têm um papel fundamental no projeto destes cabos. O modelo de Philip e de Vries para a transferência simultânea de calor e massa em meios porosos não saturados é utilizado para descrever o fenômeno. Neste modelo, os fluxos de vapor e líquido são escritos em termos de difusividades associadas a gradientes de temperatura e gradientes de conteúdo de umidade. Obtém-se desta forma expressões que trazem explicitamente as influências dos gradientes de temperatura e conteúdo de umidade nos processos de transporte de calor e massa. No presente trabalho todas as propriedades difusivas e termofísicas do meio são consideradas variáveis com a temperatura e o conteúdo de umidade. Dois solos são utilizados na simulação numérica. O primeiro deles é um cascalho arenoso que já foi utilizado como material de reaterramento de cabos de potência. Este solo foi escolhido porque todas as expressões para as propriedades encontram-se disponíveis na literatura. O segundo solo é um material de reaterramento que atualmente é utilizado por empresas fabricantes de cabos de potência. A caracterização deste solo engloba a obtenção experimental de três propriedades: o potencial de sucção, a permeabilidade relativa e a condutividade térmica efetiva. No presente trabalho, é desenvolvido um método para a medição do potencial de sucção em função do conteúdo de umidade do solo. São descritas também as técnicas experimentais utilizadas para a determinação das outras duas propriedades. As parâmetros obtidas experimentalmente são então utilizadas no modelo teórico. As equações governantes do fenômeno, equações da conservação da massa e da energia são resolvidas numericamente e de forma iterativa através do método dos volumes finitos. Coordenadas bicilíndricas são utilizadas para simular o cabo aterrado. Os perfis de temperatura e conteúdo de umidade são obtidos como função do tempo para diferentes conteúdos iniciais de umidade do solo, diferentes potências geradas pelo cabo e diferentes raios do cabo. Estes valores fornecem uma ampla faixa de resultados que são capazes de prever os processos de secagem no solo junto à superfície do cabo.

ABSTRACT

The present work studies the phenomena of heat transfer and moisture migration in the neighborhood of power cables. The heat generated by electrical currents must be dissipated by the medium that involves the cable; otherwise the cable may be damaged by super-heating. The thermal gradient causes moisture migration far away from the cable decreasing the thermal conductivity of the soil near the cable. Thus, the soil that should dissipate the heat begins to work as a thermal insulation. The main motivation for this work is to formulate and predict the drying processes that occur in the soil, which has an important role in the design of these cables. The model by Philip and de Vries for the simultaneous heat and mass transfer in an unsaturated porous media is used for describing this phenomenon. In this model, the vapor and liquid fluxes are written in terms of the diffusivities due to gradients of temperature and moisture content. The governing equations are then recovered in such a way that the influences of the thermal and moisture content gradients are explicit in the heat and mass transport processes. In the present work, all diffusive and thermophysical properties of the medium are functions of temperature and moisture content. Two soils are used in the numerical simulation. The first one is a sand silt that has already been used as a cable burying material. This soil is chosen because all expressions for the properties are available in the literature. The second one is currently used as burying material by some cable factories. The characterization of this soil is made by the determination of three properties: the suction potential, the relative permeability and the effective thermal conductivity. The curve of suction potential versus moisture content for this soil is experimentally measured. The experimental methods for the other two properties are also described. The parameters experimentally obtained are then used in the theoretical development. The governing equations of the problem, namely, energy and mass conservation equations are numerically solved using the finite volume method. Bicylindrical coordinates are used to simulate the buried cable. The temperature and moisture content profiles are obtained as a function of time for several cases of generated power, cable diameters and initial moisture contents of the soil. These values give a large collection of results that can be used to predict the drying processes near the cable surfaces.

LISTA DE FIGURAS

	Pag.
Fig. 2.1 - Meio poroso praticamente seco	8
Fig. 2.2 - Estado pendular de um meio poroso	8
Fig. 2.3 - Dois meniscos da ponte de líquido formada entre dois grãos	9
Fig. 2.4 - Estado funicular de um meio poroso	10
Fig. 2.5 - Quatro tipos de redes; (a) hexagonal simples, (b) quadrada, (c) hexagonal dupla, (d) hexagonal tripla, Fatt (1956a)	19
Fig. 2.6 - Distribuição estatística de poros, Fatt (1956a)	19
Fig. 2.7 - Curva de pressão capilar versus saturação, Fatt (1956a)	21
Fig. 2.8 - Curvas de permeabilidade relativa versus saturação, Fatt (1956b)	23
Fig. 3.1 - Resistividade térmica como função da porosidade e da saturação para um solo arenoso	33
Fig. 3.2 - Configuração de cabos aterrados.....	35
Fig. 3.3 - Diagrama hidrologico para um solo arenoso.....	36
Fig. 3.4 - Região junto ao cabo	38
Fig. 3.5 - Taxa de calor permissível para a temperatura superficial de 90 °C	39
Fig. 3.6 - Conteúdo volumétrico de umidade do solo adjacente ao cabo em função do tempo.....	40
Fig. 3.7 - Distribuição de temperatura medida e prevista para 5 dias de operação	41
Fig. 3.8 - Distribuição de temperatura medida e prevista para 80 dias de operação	42
Fig. 3.9 - Perfis de temperatura e conteúdo de umidade adimensionais versus distância adimensional para a geometria plana	44
Fig. 3.10 - Perfis de temperatura e conteúdo de umidade adimensionais versus número de Fourier para a geometria plana	45
Fig. 3.11 - Comparação entre os resultados térmicos, numéricos e experimentais, para a geometria plana	46
Fig. 3.12 - Comparação entre os resultados numéricos e experimentais para a frente de secagem	46
Fig. 3.13 - Limite de instabilidade determinado em testes de campo e laboratório	48
Fig. 3.14 - Limite de instabilidade para vários conteúdos de umidade	48
Fig. 4.1 - Distribuição granulométrica do backfill Pirelli e da <i>Fire Valley Thermal Sand</i>	50
Fig. 4.2 - Curva de densidade a seco em função do conteúdo de umidade do backfill	51

Fig 4.3 - Curva granulométrica do backfill e das frações de grossos e finos	51
Fig. 4.4 - Relação entre porosidade e densidade a seco do backfill	52
Fig. 4.5 - Ascensão de um líquido em um tubo devido ao efeito de capilaridade	53
Fig. 4.6 - Curva típica do potencial de sucção em função do conteúdo de umidade, incluindo o efeito de histerese	54
Fig. 4.7 - Vista geral do equipamento para medir potencial de sucção	56
Fig. 4.8 - Vistas anterior e superior da câmara selada	58
Fig. 4.9 - Curva de potencial de sucção versus saturação para a amostra de esferas de vidro	64
Fig. 4.10 - Curva de potencial de sucção versus saturação para 5 amostras de backfill	65
Fig. 4.11 - Dados obtidos para amostra de finos utilizando câmara de pressão	66
Fig. 4.12 - Variação de umidade de uma amostra de finos submetida a um ensaio de absorção de vapor	66
Fig. 4.13 - Dados do potencial de sucção obtidos para o backfill	67
Fig. 4.14 - Curva empírica de Van Genuchten ajustada aos dados experimentais de potencial de sucção	68
Fig. 4.15 - Curva típica de permeabilidade relativa versus saturação, com o efeito de histerese.....	71
Fig. 4.16 - Esquema da bancada experimental para medição da permeabilidade de saturação	72
Fig. 4.17 - Esquema da seção de testes para o experimento de permeabilidade de saturação	73
Fig. 4.18 - Curva de gradiente de pressão versus vazão para os testes realizados	75
Fig. 4.19 - Esquema da bancada experimental utilizada para determinação da permeabilidade ao ar	76
Fig. 4.20 - Gradiente de pressão versus vazão para os testes com ar	77
Fig. 4.21 - Bancada utilizada para medição através do método de Youngs.....	79
Fig. 4.22 - Resultados experimentais obtidos com o método de Youngs	81
Fig. 4.23 - Resultados finais dos testes de infiltração	82
Fig. 4.24 - Comparação entre os dados experimentais e os resultados obtidos com o modelo de Mualem (1976) para valores de $p = 0,5$, 2 e 3	83
Fig. 4.25 - Experimento para determinação da condutividade térmica efetiva de um meio poroso	85
Fig. 4.26 - Condutividade térmica em função do conteúdo de umidade para os dados do grupo 1 (Tabela 4.4)	88
Fig. 4.27 - Condutividade térmica em função do tempo para o teste nº 6, grupo 2 (Tabela 4.5).....	89
Fig. 4.28 - Comparação entre os resultados das Tabelas 1 e 2	90
Fig. 4.29 - Resultados da condutividade térmica obtidos experimentalmente e o ajuste com a curva proposta por Ewen	91
Fig. 5.1 - Condutividade térmica do aluvião arenoso	95
Fig. 5.2 - Potencial de sucção do aluvião arenoso	95

Fig. 5.3 - Permeabilidade relativa do aluvião arenoso	96
Fig. 5.4 - Difusividades térmicas e isotérmicas do aluvião arenoso	96
Fig. 5.5 - Condutividade térmica do backfill	97
Fig. 5.6 - Potencial de sucção do backfill	97
Fig. 5.7 - Permeabilidade relativa do backfill	98
Fig. 5.8 - Difusividades térmicas e isotérmicas do backfill	98
Fig. 6.1 - Representação de um domínio D; (a) plano físico, (b) plano transformado.....	101
Fig. 6.2 - Volume de controle típico	102
Fig. 6.3 - Curvas de nível de η e ψ para a transformação $w = z^2$	106
Fig. 6.4 - Mapeamento de $w = z^2$	107
Fig. 6.5 - Representação esquemática de uma transformação conforme	107
Fig. 6.6 - Representação esquemática da situação de três cabos aterrados	109
Fig. 6.7 - Representação esquemática de coordenadas bicilíndricas	111
Fig. 6.8 - Configuração de coordenadas bicilíndricas	112
Fig. 6.9 - (a) Cilindros excêntricos; (b) Cilindros de lados opostos; (c) cilindro limitado por reta	112
Fig. 6.10 - Transformação do domínio de solução de coordenadas bicilíndricas para cartesiano	113
Fig. 6.11 - Geometria de cabo aterrado para condições de contorno de temperatura prescrita e convecção	114
Fig. 6.12 - Comparação dos resultados utilizando o modelo proposto e aqueles obtidos por Hartley (1987)	116
Fig. 6.13 - Geometria investigada do cabo aterrado	117
Fig. 6.14 - Malha computacional utilizada no presente trabalho	121
Fig. 7.1 - Geometria do Cabo Aterrado	123
Fig. 7.2 - 7.78 - Resultados para o Aluvião Arenoso	
Fig. 7.79 - 7.125 - Resultados para o Backfill	
Fig. 7.126 - 7.133 - Resultados para as situações com diferentes profundidades	

LISTA DE TABELAS

	Pag.
Tabela 4.1 - Resultados das medições de permeabilidade de saturação	75
Tabela 4.2 - Resultados da medição de permeabilidade com ar	77
Tabela 4.3 - Resultados finais dos testes de infiltração	80
Tabela 4.5 - Resultados da segunda série de testes (grupo 2)	88
Tabela 4.4 - Resultados da primeira série de testes (grupo 1)	89
Tabela 6.1 - Comparação dos resultados de resistência térmica entre o método utilizado e o método de Schneider (1985)	115

SIMBOLOGIA

A	área da secção transversal da amostra (m^2)
a	conteúdo volumétrico de ar
C	capacidade calorífica ($J/m^3.K$)
c	calor específico ($J/kg.K$)
D_{atm}	difusividade molecular do vapor d'água no ar (m^2/s)
D_{Tl}	difusividade térmica do líquido ($m^2/s.K$)
D_{Tv}	difusividade térmica do vapor ($m^2/s.K$)
D_T	difusividade térmica total ($m^2/s.K$)
$D_{\theta l}$	difusividade isotérmica do líquido (m^2/s)
$D_{\theta v}$	difusividade isotérmica do vapor (m^2/s)
D_{θ}	difusividade isotérmica total (m^2/s)
D_{13}	difusividade molecular modificada do vapor d'água no ar (m^2/s)
d	diâmetro do cabo (m)
d_g	massa específica dos grãos (kg/m^3)
d_s	massa específica a seco do material (kg/m^3)
f	fator de resistência à difusão; função complexa
g	aceleração da gravidade (m^2/s); coeficiente métrico
h	entalpia (J/kg); umidade relativa
h_{lv}	entalpia de vaporização (J/kg)
j	fluxo mássico ($kg/m^2.s$)
K_{ll}	condutividade hidráulica (m/s)
k	permeabilidade (m^2)
k_g	coeficiente de migração de umidade devido à ação da gravidade (m^2/s)
k_{rl}	permeabilidade relativa
k_*	condutividade térmica ($W/m.K$)
L	comprimento da amostra (m)
Q	vazão (m^3/s)
P	pressão total (Pa); diferença de pressão entre dois fluidos (Pa)
p	pressão (Pa)
p_c	pressão capilar (Pa)
R	constante dos gases ideais ($J/kg.k$)
r	raio do poro (m); raio de curvatura (m)
r_t	resistividade térmica ($m.K/W$)

S	saturação
S_e	saturação efetiva (eq. 4.4)
T	temperatura (K)
t	tempo (s)
V	volume total infiltrado (m^3)
w	umidade percentual; função de variável complexa
x	coordenada espacial (m)
y	coordenada espacial (m)
z	coordenada vertical (m); variável complexa

Símbolos Gregos

α	fator de tortuosidade
ϵ	porosidade
ϕ	potencial de umidade do solo (J/kg)
Φ	potencial total de umidade (m)
η	coordenada no sistema transformado
λ	condutividade térmica efetiva (W/m.K)
μ	viscosidade dinâmica (Pa.s)
ν	fator do fluxo de massa
θ	conteúdo de umidade; ângulo de contato entre dois fluidos
ρ	massa específica (kg/m^3)
σ	tensão superficial (N/m)
ψ	potencial de sucção (m); coordenada do sistema transformado
ζ	fator de aumento para o coeficiente D_{Tv}
∇	operador nabla

Sub-Índices

a	ar
cr	crítico, em relação à passagem do estado pendular para o estado funicular
g	mistura gasosa
i	inicial
l	líquido
sat	saturação
s	solo seco
sl	sólido
v	vapor
0	estado de referência

CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO

Os processos de transferência de calor e umidade em solos que envolvem cabos de potência aterrados somente nas duas últimas décadas mereceram a atenção de pesquisadores. Com efeito, durante muitos anos as empresas fabricantes utilizavam no aterramento de seus cabos o mesmo solo que originalmente era retirado para a formação da vala. No início da década de setenta começaram a surgir os primeiros problemas de rompimento de cabos devido a problemas de superaquecimento. A partir de então a análise dos processos de migração de umidade que efetivamente ocorrem nas vizinhanças de cabos de potência aterrados passaram a influir consideravelmente no projeto destes cabos.

Fundamentalmente, a passagem de corrente elétrica no interior dos cabos de potência gera calor que precisa ser dissipado pelo meio que o envolve sob pena de danificá-lo por superaquecimento. Este calor gerado induz temperaturas altas na superfície dos cabos criando um gradiente térmico entre esta e o meio ambiente externo. Desta forma, a umidade presente nos espaços vazios do solo começa a migrar na forma de vapor, diminuindo gradativamente o conteúdo de umidade no solo próximo ao cabo, e aumentando consideravelmente a resistividade térmica do solo. Como consequência, o solo, que deveria atuar como um dissipador de calor, passa a atuar como um isolante térmico. A temperatura superficial do cabo atinge, assim, elevados valores que eventualmente podem ocasionar o rompimento do isolamento do cabo.

Alterações nas especificações do cabo, tais como a troca do material de isolamento ou aumento de sua espessura, são soluções teoricamente possíveis para o problema, embora economicamente inviáveis. A solução para o problema recai na escolha de um material, natural ou artificial, que, embora com baixo conteúdo de umidade, seja capaz de dissipar uma quantidade razoável de calor. Estes materiais de reaterramento são comumente denominados de *backfill* e necessitam ser corretamente caracterizados a fim de que se possa descrever com exatidão os processos de transferência de calor e umidade que ocorrem no seu interior.

A correta análise dos fenômenos de transferência que ocorrem nos materiais de reaterramento constitui-se em uma tarefa extremamente difícil em decorrência de diversos fatores. O primeiro deles relaciona-se à própria estrutura do meio, composto por uma complexa matriz sólida e uma distribuição aleatória de espaços vazios. Nestes espaços vazios, denominados poros, coexistem ar, vapor d'água e água na forma líquida. Outro fator dificultante está associado à grande dependência das propriedades difusivas e termofísicas do meio com a temperatura e o conteúdo de umidade.

Finalmente existe o fato de que todos os processos de transferência, tanto de calor quanto de umidade, na forma líquida ou na forma vapor, são decorrentes de ambos os gradientes, térmico e mássico. Assim sendo, transporte de energia e transporte de massa são processos que interagem e influenciam-se mutuamente. Pelo exposto pode-se distinguir as diferentes etapas que necessitam ser realizadas para a perfeita descrição dos processos de transferência em questão.

Inicialmente deve-se considerar que o fenômeno em questão é um caso particular do fenômeno mais geral, o da transferência de calor e massa em meios porosos não saturados. Os processos de transferência são então descritos através de um modelo físico-matemático pré escolhido. O passo seguinte é conhecer os valores dos parâmetros e/ou dos coeficientes das expressões que relacionam as propriedades do meio com a temperatura e o conteúdo de umidade, ou seja, caracterizar o material através de métodos experimentais. Finalmente, as expressões para as propriedades são utilizadas no modelo escolhido e as equações diferenciais que descrevem o fenômeno são resolvidas numericamente.

Neste contexto, e através das etapas resumidamente descritas acima, situa-se o objetivo deste trabalho de desenvolver uma metodologia capaz de prever os processos de transferência de calor e umidade e a conseqüente secagem dos solos que envolvem cabos de potência aterrados. Como mencionado anteriormente, o fenômeno em estudo é uma particularização do caso geral da transferência de calor e massa em meios porosos não saturados. Assim sendo, a seguir será apresentada uma pequena bibliografia do desenvolvimento do estudo deste fenômeno.

O estudo do movimento de fluidos em meios porosos iniciou-se com modelos bastante simples. O trabalho pioneiro de Henry Darcy (1856) utilizou um meio poroso saturado e deu origem à equação básica da migração de umidade que relaciona o fluxo volumétrico de líquido com o gradiente da pressão hidrostática através de um coeficiente denominado condutividade hidráulica.

Buckingham (1907) verificou que para um meio poroso não saturado a pressão da água é mais baixa que a pressão atmosférica e introduziu o conceito de potencial de sucção. Richards (1954) estendeu a Lei de Darcy para um meio poroso não saturado tomando a condutividade hidráulica como função da pressão capilar.

Posteriormente, Childs e Collis-George (1950) definiram a difusividade do líquido como função única do conteúdo de umidade assumindo que o potencial de sucção era dependente somente desta variável. Sob estas condições, a partir do princípio da conservação da massa, obtiveram a equação básica para o movimento da água em um meio poroso em regime transiente na ausência de gradientes térmicos.

Haines (1930) verificou que o potencial de sucção é também função da temperatura e do histórico de secagem ou umidificação do meio, ou seja, está sujeito a efeitos de histerese. A falta de um estudo teórico capaz de explicar satisfatoriamente este comportamento e a grande dificuldade em se obter estas características experimentalmente têm levado muitos autores a ignorar este efeito ou trabalhar unicamente com processos de secagem ou umidificação.

Moore (1939) apresentou um estudo completo de permeabilidade para solos saturados e insaturados. Obteve dados experimentais de permeabilidade em função do potencial de sucção e deste em função do conteúdo de umidade para seis tipos diferentes de solos.

Luikov (1954) e Philip e de Vries (1957) foram os primeiros a modelar sob um ponto de vista macroscópico o fenômeno da migração de umidade em meios porosos não saturados. Utilizaram as leis fenomenológicas da difusão de massa (Lei de Darcy para a fase líquida e Lei de Fick para a fase vapor) e calor (Lei de Fourier) nas equações de balanço de massa e energia, propondo um modelo teórico onde resulta explicitamente a influência da temperatura nos processos de transferência de massa. As equações macroscópicas obtidas são especialmente adaptadas à complexa geometria dos poros e incluem a possibilidade de interação entre as fases líquido e vapor do meio.

Posteriormente, de Vries (1958) generalizou o modelo de Philip e de Vries (1957) dando distinção especial às mudanças de conteúdo de umidade nas fases líquido e vapor. Considerou os transportes de energia e massa devido à influência combinada da gravidade e de gradientes de temperatura e de conteúdo de umidade. Analisou também a interação entre o transporte de massa e calor em regime permanente. De Vries (1963) apresentou um trabalho detalhado sobre a transferência de calor em solos, e em 1975 tal modelo foi revisado. Mais recentemente, De Vries (1987) apresentou uma teoria revisada para o fenômeno em questão, analisando as diferentes hipóteses e simplificações que são usualmente empregadas.

Cary (1963, 1966) e Cary e Taylor (1962a, 1962b) formularam o fenômeno utilizando a termodinâmica dos processos irreversíveis com o intuito de distinguir os diversos fenômenos elementares irreversíveis e por em evidência as relações fenomenológicas que os regem, a partir do exame da fonte de entropia. Obtiveram, assim, equações macroscópicas de massa e energia com coeficientes fenomenológicos que devem ser medidos experimentalmente para cada sistema.

Jury (1973) comparou os modelos de Philip e de Vries e de Cary e Taylor e apresentou resultados experimentais para algumas das propriedades do primeiro modelo. Luikov (1975) apresentou uma revisão dos principais trabalhos realizados por autores soviéticos no campo da modelagem matemática do fenômeno de transferência de calor e massa em meios porosos capilares. Eckert e Faghri em (1980,1986), utilizando o modelo de Philip e de Vries, analisaram o fenômeno através de uma formulação paramétrica. Tal formulação foi validada por Damasceno Ferreira (1987) e Damasceno Ferreira e Prata (1989, 1990) para uma classe específica de gradientes térmicos impostos ao meio e conteúdos iniciais de umidade.

Hartley (1977), Couvillion (1981) e Hartley e Couvillion (1986) investigaram o fenômeno considerando a variação das propriedades difusivas do meio com a temperatura e conteúdo de umidade. Analisaram também o problema da frente de secagem que ocorre em solos envolvendo cabos de potência aterrados. Hartley (1987) apresentou uma revisão detalhada do estudo deste fenômeno.

Crausse (1982) e Crausse *et alli* (1987) verificaram a validade do modelo de Luikov e Philip e de Vries para toda a faixa de teores de umidade através de comparação dos resultados experimentais e simulação numérica. Shah *et alli* (1984), através de um modelo simplificado e unidimensional, determinaram experimentalmente os coeficientes de transferência de calor e massa em solos úmidos. Vapai e Whitaker (1986) investigaram a transferência simultânea de calor e massa acompanhada de mudança de fase em materiais porosos utilizados como isolantes. A análise quantificava o acúmulo e

migração de umidade nestes materiais, dando ênfase aos processos de mudança de fase e seus efeitos sobre os perfis de temperatura, conteúdo de umidade, massa específica do vapor e pressão de vapor.

Udell (1983,1985) realizou trabalhos experimentais para analisar a transferência unidirecional de calor e umidade em meios porosos, considerando efeitos de capilaridade, evaporação e condensação. Sob condições estacionárias identificou zonas distintas no meio, que continham somente a fase vapor ou somente a fase líquida ou ambas as fases.

Mais recentemente, Wang e Fang (1988) mostraram seu método para medir a difusividade mássica isotérmica como função do conteúdo de umidade, relacionando-a à difusividade mássica média obtida através de modelos com propriedades constantes. Wang e Yu (1988) expandiram o método do trabalho anterior, considerando gradientes térmicos e determinando também a condutividade térmica do meio poroso.

Os modelos fenomenológicos de Philip e de Vries e o modelo termodinâmico de Cary e Taylor serão discutidos com maiores detalhes no Capítulo 2. Naquele capítulo apresenta-se também outras teorias para a análise do fenômeno de transferência de calor e massa em materiais porosos não saturados. No presente trabalho, o modelo adotado para a análise do fenômeno em estudo está baseado no trabalho de Hartley (1987), que, por sua vez, tem como base os trabalhos de Philip e De Vries (1957) e De Vries (1958).

A seguir será apresentado um pequeno histórico do desenvolvimento das pesquisas específicas relacionadas à migração de umidade em solos que envolvem cabos de potência.

O modelo desenvolvido por Philip e de Vries (1957) constitui-se no trabalho base para estas pesquisas. A partir de um modelo geral assumiram-se algumas hipóteses simplificativas e analisou-se o fenômeno em questão para um sistema em regime transiente. Posteriormente, de Vries (1958) estendeu este modelo para um sistema em regime estacionário. Inicialmente serão discutidos os trabalhos que basearam-se no modelo em regime transiente de Philip e de Vries.

Preece e Hitchcock (1978) pesquisaram o fenômeno em solos que envolvem cabos aterrados e, desta forma, não assumiram algumas das simplificações de Philip e de Vries, cuja área de interesse era a agricultura. Desenvolveram um modelo em coordenadas cilíndricas que considerava a variação das propriedades físicas do meio com a umidade e a temperatura mas desconsiderava os efeitos gravitacionais no movimento da água. Apresentaram também resultados experimentais de um cabo simulado em laboratório.

Mitchell (1977a, 1977b, 1977c, 1977d) adotou as mesmas simplificações feitas por Philip e de Vries sem, no entanto, desconsiderar a influência da gravidade, obtendo um modelo numérico bidimensional para os fluxos de calor e massa acoplados. Tal autor apresentou, conforme Snijders e Vermeer (1985), três seções de testes de campo construídas para coletar dados quantitativos da distribuição de temperatura e umidade em solos junto a cabos aterrados.

A seguir serão apresentados os trabalhos que basearam-se no modelo em regime estacionário de de Vries (1958). De acordo com Almeida (1986) a condição de regime estacionário somente é satisfeita se pelo menos uma das três possibilidades seguintes ocorrer:

1. sistema fechado, sem troca de massa nas fronteiras
2. sistema com ausência de umidade

3. sistema aberto com fluxo total de massa igual a zero

Donazzi *et alli* (1979) basearam seu modelo na primeira hipótese, desprezaram a parcela referente ao efeito gravitacional e validaram o modelo apenas para a fase de capilaridade, onde existe continuidade da fase líquida. Assim, a difusividade do vapor associada ao gradiente de umidade e a difusividade do líquido devido ao gradiente de temperatura foram desconsideradas. Assumiram ainda que a condutividade térmica dependia apenas da concentração de umidade e da porosidade do solo, sendo independente da temperatura e da topologia do meio.

Brakelmann (1984) desenvolveu seu modelo assumindo as simplificações de Donazzi, considerando, entretanto, a influência da temperatura na condutividade térmica do solo. Atentou que para as temperaturas normalmente encontradas em cabos de potência existia duas regiões distintas, uma próxima à superfície do cabo que secaria completamente e cuja condutividade térmica seria constante e conhecida, e outra, mais externa, onde a condutividade térmica seria variável com o conteúdo de umidade e a temperatura. A hipótese de regime estacionário se verificaria com base na segunda possibilidade para a região interna e na terceira para a região externa.

Groenevel *et alli* (1984) basearam seu modelo na terceira possibilidade de ocorrência de estado estacionário e ainda fluxo exclusivamente em uma direção. Consideraram entretanto o efeito de histerese nas curvas de potencial de sucção versus conteúdo de umidade, através da correção da difusividade associada a gradientes de umidade por intermédio de um fator obtido experimentalmente para um determinado tipo de solo.

Com respeito a pesquisas na área experimental dois trabalhos importante devem ser citados. Radhkishna (1984), conforme Snijders e Vermeer (1985), apresenta um instrumento desenvolvido para medição de propriedades térmicas do solo onde é possível medir a resistividade, a difusividade e a estabilidade térmica através de um método transiente. No mesmo trabalho Hartley e Black e também em Hartley *et alli* (1982) realizaram estudos experimentais relacionados à estabilidade térmica de solos. Um solo torna-se termicamente instável quando ocorre um movimento significativo de umidade decorrente de um gradiente térmico. Tais autores desenvolveram uma sonda térmica capaz de determinar quantitativamente o comportamento térmico de um solo aquecido.

Um resumo do desenvolvimento das pesquisas na área de comportamento de solos junto a cabos de potência aterrados até o ano de 1986 encontra-se em Snijders e Vermeer (1985).

Mais recentemente Ewen (1988, 1990) analisou a instabilidade térmica em solos junto a superfícies impermeáveis aquecidas. Demonstrou que, independentemente da forma e tamanho desta superfície, existe uma temperatura crítica acima da qual o solo próximo a esta região seca totalmente. É discutido também um aparato experimental para medir esta temperatura crítica.

Os trabalhos realizados por Donazzi, Mitchel e Hartley são discutidos com maiores detalhes no Capítulo 3, onde são abordados alguns modelos utilizados para o estudo da transferência de calor em materiais de reaterramento.

A caracterização do material de reaterramento é feita através da obtenção das expressões que relacionam três propriedades do meio com a temperatura e o conteúdo de umidade. Estas propriedades são a condutividade térmica, o potencial de sucção do solo e a permeabilidade relativa.

A condutividade térmica relaciona-se com a tendência do material de conduzir calor. O potencial de sucção está relacionado à energia potencial da água presente nos interstícios da matriz sólida, sendo que o seu gradiente é o responsável pela tendência da água escoar no interior de um material poroso. A permeabilidade relativa está associada ao efeito da presença de mais de um fluido nos interstícios da matriz, fazendo com que o escoamento de um fluido seja intimamente influenciado pela presença do outro fluido.

A caracterização do solo artificial foi feita determinando-se experimentalmente estas três propriedades. No Capítulo 4 são apresentados e discutidos os métodos experimentais utilizados nesta determinação.

Finalmente, as expressões obtidas experimentalmente são utilizadas nas equações diferenciais que governam o fenômeno físico em questão. Estas equações são resolvidas numericamente para a situação que simula um cabo aterrado. A metodologia numérica inclui um mapeamento conforme que transforma o domínio real em um domínio cartesiano.

Dois solos distintos são utilizados no presente trabalho, um natural e outro artificial, próprios para o aterramento de cabos de potência. Através de uma ampla variedade de resultados obtidos variando-se o raio do cabo, a potência dissipada e conteúdos de umidade inicial do solo, o processo de secagem em solos que envolvem estes cabos é investigado de uma forma bastante abrangente.

TEORIAS PARA A MIGRAÇÃO DE UMIDADE EM MEIOS POROSOS NÃO SATURADOS

2.1 Introdução

Neste capítulo são apresentados algumas das teorias utilizadas para formular o fenômeno da transferência simultânea de calor e umidade em meios porosos não saturados.

Inicialmente são descritos os mecanismos físicos de transporte de calor e umidade em um meio poroso com o intuito de facilitar a compreensão das equações utilizadas em cada um dos modelos.

O modelo fenomenológico de Philip e de Vries e de Luikov, que tem sido amplamente utilizado desde a sua concepção é primeiramente abordado.

A seguir são discutidos de forma sucinta o modelo termodinâmico e os modelos estatísticos utilizados para a análise do fenômeno.

Finalmente é mostrado o modelo adotado no presente trabalho.

No desenvolvimento das teorias e das equações que serão apresentadas as seguintes hipóteses simplificativas são adotadas:

1. A massa de vapor d'água presente nos poros é negligenciável comparada à massa de líquido.
2. O vapor e o ar contidos nos poros comportam-se como gases ideais.
3. Não há influência do efeito de histerese.
4. O efeito da presença de solutos na água é desprezado.
5. O meio poroso é isotrópico.
6. A fase sólida é uma matriz rígida e fixa.

2.2 Mecanismo Físico de Transporte de Calor e Umidade

Em um meio poroso não saturado, calor e umidade (na forma líquida ou na forma vapor) são transportados simultaneamente e em decorrência da influência combinada de gradientes de temperatura e de conteúdo de umidade.

Calor migra em um meio poroso essencialmente por condução através das partes sólidas (grãos) e também através dos poros preenchidos com líquido. Nos poros preenchidos com ar, a migração de calor é predominantemente devido ao transporte de calor latente pelo vapor.

O transporte de vapor d'água ocorre por difusão molecular no ar existente nos poros. Líquido, por sua vez, migra devido ao efeito de capilaridade. Este efeito associa-se ao conceito de potencial de sucção do solo, que será discutido com maiores detalhes no Capítulo 4.

Os mecanismos responsáveis pelo transporte de líquido e vapor dependem essencialmente da quantidade de água presente no meio. Desta forma será apresentada a seguir uma análise qualitativa dos mecanismos em diversos níveis de umidade, desde solos praticamente secos até solos totalmente saturados de umidade.

Para um solo relativamente seco onde não existe continuidade na fase líquida a água presente encontra-se somente absorvida nas paredes dos grãos conforme é mostrado na Fig 2.1. A transferência de umidade dá-se através da migração de vapor, que ocorre por difusão no ar, de regiões onde a sua pressão parcial é mais alta para regiões onde sua pressão parcial é mais baixa.

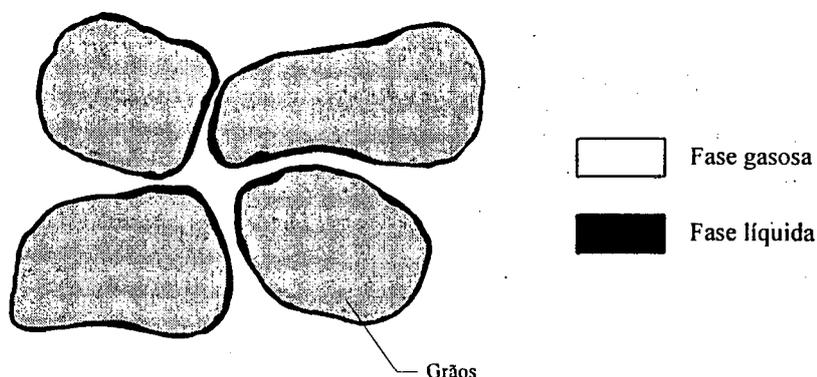


Fig. 2.1 Meio poroso praticamente seco.

À medida que se aumenta o conteúdo de umidade, a água contida no solo passa a formar pequenas pontes ou ilhas de líquido entre os grãos conforme mostrado na Fig. 2.2. Este é o chamado estado pendular de um meio poroso.

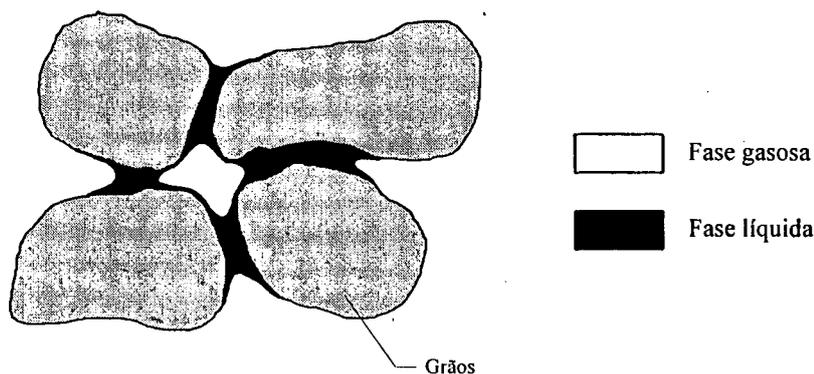


Fig. 2.2 Estado pendular de um meio poroso.

Vapor se difunde no ar contido nos poros e também através das pontes de líquido. O mecanismo de difusão de vapor através destas pontes será explicado a seguir.

A Fig. 2.3 representa dois meniscos da ponte de líquido formada entre dois grãos, na condição de equilíbrio termodinâmico. Inicialmente as curvaturas são iguais e estão representadas pelas linhas cheias.

Vapor flui na direção indicada pela seta, devido a um gradiente de pressão parcial decorrente de uma diferença de temperatura. O vapor ao atingir o menisco A se condensa resultando em uma diminuição de sua curvatura. Simultaneamente, no menisco B uma evaporação resulta em um aumento de curvatura do menisco, representada pelas linhas tracejadas. A diferença de curvatura irá produzir um fluxo capilar de líquido igual à taxa de evaporação e condensação nas interfaces.

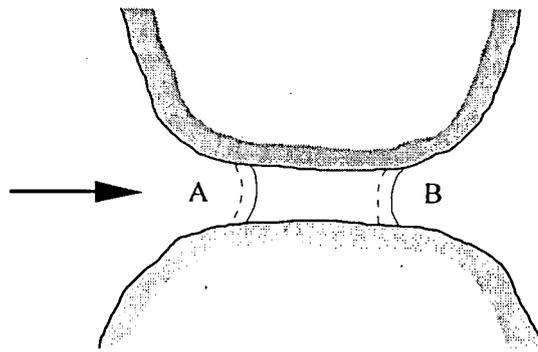


Fig. 2.3 Dois meniscos da ponte de líquido formada entre dois grãos.

Neste caso ocorre um fluxo de umidade contínuo nas regiões de líquido e vapor. O fluxo de vapor é determinado por um gradiente na pressão de vapor através dos poros preenchidos com ar e o movimento das pontes de líquido se ajusta com a finalidade de equilibrar este fluxo de vapor.

Quando se aumenta a quantidade de água, o fluxo de vapor induzido através das pontes de líquido diminui. Esta diminuição ocorre devido à redução no número de pontes e conseqüentemente oportunidade para o vapor ser transportado. Também pelo aumento do tamanho das pontes remanescentes a um nível em que o movimento do líquido não mais consegue equilibrar o fluxo do vapor.

Para um subseqüente aumento no conteúdo de umidade, as pontes de líquido tornam-se maiores, unem-se umas às outras e passa a existir continuidade na fase líquida, ainda que exista presença de vapor. Este é o chamado estado funicular de um meio poroso e está esquematizado na Fig. 2.4.

Havendo continuidade na fase líquida, o líquido é transportado devido ao gradiente do potencial capilar, ou seja, por capilaridade.

Com um aumento adicional do conteúdo de umidade todos os poros estão preenchidos com água, levando à condição de meio poroso saturado. Não existe mais vapor e líquido somente pode ser transportado devido à diferença de pressão hidrostática ou por efeitos de convecção natural.

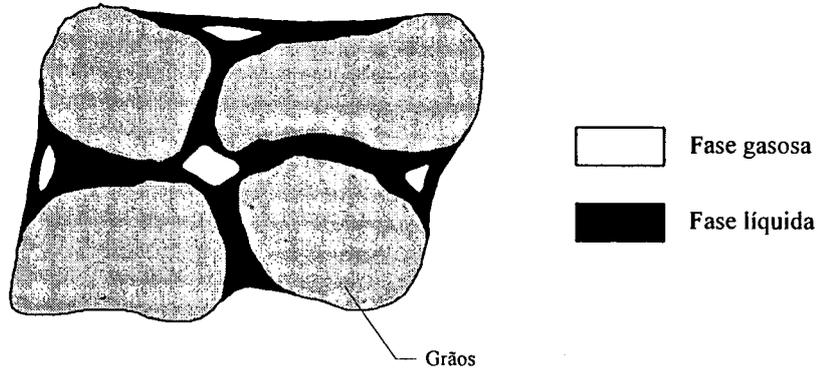


Fig. 2.4 Estado funicular de um meio poroso.

2.3. Modelos Fenomenológicos

O modelo fenomenológico proposto por Philip e de Vries (1957) e Luikov (1954) trata o fenômeno da migração de umidade em meios porosos não saturados sob um ponto de vista macroscópico. Consiste em utilizar as leis fenomenológicas da difusão de massa na fase líquida, difusão de massa na fase vapor e difusão de calor, Lei de Darcy, Lei de Fick e Lei de Fourier, respectivamente, nas equações de balanço de massa e energia. O modelo teórico obtido desta forma apresenta explicitamente as influências combinadas dos gradientes de temperatura e conteúdo de umidade nos processos de migração de massa e calor.

As equações obtidas através dos dois modelos, Philip e de Vries, e de Luikov, são essencialmente as mesmas diferindo somente no tipo de variável empregada para representar o conteúdo de umidade do meio. Enquanto Philip e de Vries empregam o conteúdo volumétrico, denotado por θ , que representa a razão entre o volume de líquido contido no volume total, Luikov emprega a massa ponderada, denotada por w , que representa a razão entre a massa de líquido em relação à massa total.

Será apresentado a seguir, separadamente, a obtenção das equações de transporte de massa e de transporte de calor. Para tanto o meio poroso será tomado como um meio contínuo. Todos os balanços de calor e massa são feitos sobre um elemento infinitesimal, que é pequeno comparado à dimensão do corpo em estudo, mas grande o suficiente para ser uma amostra representativa do meio que contém as três fases.

2.3.1 Equação de Transporte de Massa

A equação para o transporte de umidade é obtida partindo-se da expressão da conservação da massa que estabelece que,

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = -\nabla \cdot \left(\frac{j_v + j_l}{\rho_l} \right) \quad (2.1)$$

onde j_v é o fluxo de vapor, j_l é o fluxo de líquido, ρ_l é a massa específica do líquido e θ é o conteúdo de umidade volumétrico, definido como a razão entre o volume de líquido e o volume total, que inclui o volume de vazios e o volume de grãos do meio poroso. Vale notar que, conforme estabelecido anteriormente (hipótese 1), a massa de vapor foi ignorada em presença da massa de líquido.

O lado esquerdo da equação (2.1) representa a variação de umidade com o tempo em um volume infinitesimal de meio poroso.

O fluxo de vapor j_v é obtido a partir da Lei de Fick para a difusão de vapor d'água no ar, modificando-a para incluir os efeitos da dependência da taxa de difusão com a porosidade. São incluídas assim variáveis relacionadas à tortuosidade do meio poroso e à redução da seção de passagem do vapor devido à presença do líquido, conforme Philip e de Vries (1957),

$$j_v = -D_{\text{atm}} \nu \alpha a \nabla \rho_v \quad (2.2)$$

onde D_{atm} é a difusividade molecular do vapor d'água no ar, α é o fator de tortuosidade, a é o conteúdo volumétrico de ar, associado à porosidade e ao conteúdo de umidade de líquido, ν é o fator do fluxo de massa e ρ_v é a massa específica do vapor d'água.

O fator de fluxo de massa ν é introduzido para levar em consideração o movimento do ar na difusão binária que ocorre nos poros do meio poroso. Com efeito, o movimento do vapor é influenciado pelo movimento do ar e tal influência pode ser determinada com base na análise da difusão estacionária em um sistema fechado onde ocorre evaporação e condensação. De acordo com Philip e de Vries (1957), Stefan propôs a seguinte expressão para ν :

$$\nu = \frac{P}{(P - p_v)} \quad (2.3)$$

onde P é a pressão total da fase gasosa e p_v é a pressão parcial do vapor d'água. Para temperaturas moderadas, próximas à temperatura ambiente, ν tem um valor bastante próximo da unidade.

O passo seguinte deste modelo consiste em dividir o fluxo de vapor em duas componentes: uma isotérmica e outra devido aos gradientes de temperatura. Para isto introduz-se a expressão para a umidade relativa em uma mistura gasosa ar-vapor d'água em espaços porosos, conforme Edlefsen e Anderson (1943):

$$\rho_v = \rho_{\text{sat}} h \frac{\rho_{\text{sat}}}{\rho_{\text{sat}}} e^{(\psi g / R_v T)} \quad (2.4)$$

onde ρ_{sat} é a massa específica do vapor saturado, h é a umidade relativa, g é a aceleração da gravidade, R_v é a constante do vapor d'água e ψ é o potencial de sucção de solo, expresso em metros. Este potencial relaciona-se à capacidade de um meio poroso de reter líquido e será discutido com maiores detalhes no Capítulo 4. Neste momento usaremos apenas o fato de que ambas as variáveis h e ψ são uma função da temperatura e do conteúdo de umidade do meio poroso, assim,

$$\nabla \rho_v = h \nabla \rho_{\text{sat}} + \rho_{\text{sat}} \nabla h \quad (2.5)$$

A influência da temperatura sobre o valor de h , para um dado valor constante de θ , será negligenciada, de acordo com o discutido por Philip e de Vries (1957). Assim, considerando que ρ_{sat} não depende de θ , a equação (2.5) torna-se:

$$\nabla \rho_v = \frac{h d\rho_{\text{sat}}}{dT} \nabla T + \rho_{\text{sat}} \frac{dh}{d\theta} \nabla \theta \quad (2.6)$$

e utilizando (2.4) para avaliar $dh/d\theta$, obtém-se,

$$\nabla \rho_v = \frac{h d\rho_{\text{sat}}}{dT} \nabla T + \frac{\rho g}{R_v T} \frac{\partial \psi}{\partial \theta} \nabla \theta \quad (2.7)$$

Substituindo a equação anterior na equação (2.2) tem-se,

$$j_v = -D_{\text{atm}} \nu \alpha a \left(h \frac{d\rho_{\text{sat}}}{dT} \nabla T + \frac{\rho g}{R_v T} \frac{\partial \psi}{\partial \theta} \nabla \theta \right) \quad (2.8)$$

ou, ainda,

$$\frac{j_v}{\rho_l} = -(D_{T_v} \nabla T + D_{\theta_v} \nabla \theta) \quad (2.9)$$

onde D_{T_v} e D_{θ_v} são as difusividades do vapor associadas aos gradientes de temperatura e conteúdo de umidade, respectivamente. Vale notar que o fluxo de vapor j_v está escrito como uma soma de duas componentes, uma devido ao gradiente térmico e outra devido ao gradiente de umidade.

Obtida uma expressão para o fluxo de vapor, passa-se agora para a determinação de uma expressão para o fluxo de líquido.

O fluxo de líquido j_l pode ser obtido utilizando-se a lei de Darcy modificada para ser aplicável a fluxos viscosos em sistemas porosos não saturados como sendo o produto entre um fator de

proporcionalidade e o gradiente do potencial total de umidade Φ , conforme Childs e Collins-George (1950),

$$\frac{j_l}{\rho_l} = -K_H \nabla \Phi \quad (2.10)$$

O fator de proporcionalidade desta equação K_H é denominado condutividade hidráulica. O potencial total de umidade Φ é a soma de duas componentes, que incluem os efeitos de pressão e ação gravitacional:

$$\Phi = (\psi - z) \quad (2.11)$$

onde ψ é o potencial de sucção e z é a componente vertical do potencial de umidade (positiva para baixo).

Como visto anteriormente, o potencial de sucção depende da temperatura e do conteúdo de umidade. Desta forma, das equações (2.10) e (2.11) pode-se escrever:

$$\frac{j_l}{\rho_l} = -K_H \left(\frac{\partial \psi}{\partial T} \nabla T + \frac{\partial \psi}{\partial \theta} \nabla \theta - \nabla z \right) \quad (2.12)$$

O último termo do lado direito da equação (2.12) corresponde à contribuição da ação da gravidade sobre o fluxo de líquido. A equação (2.12) é reescrita de forma a conter três parcelas, uma devido ao gradiente de temperatura, outra devido ao gradiente de umidade e outra devido à ação da gravidade:

$$\frac{j_l}{\rho_l} = -(D_{Tl} \nabla T + D_{\theta l} \nabla \theta - K_H \nabla z) \quad (2.13)$$

onde D_{Tl} e $D_{\theta l}$ são as difusividades do líquido associadas aos gradientes de temperatura e umidade, respectivamente.

As expressões obtidas para os fluxos de líquido e vapor, equações (2.9) e (2.13) serão agora utilizadas na equação da conservação da massa, equação (2.1). A substituição fornece:

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = \nabla \cdot (D_{Tl} \nabla T + D_{\theta l} \nabla \theta) + \nabla \cdot (D_{Tl} \nabla T + D_{\theta l} \nabla \theta) - \nabla \cdot (K_H \nabla z) \quad (2.14)$$

ou, rearranjando,

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = \nabla \cdot (D_{\theta} \nabla \theta) + \nabla \cdot (D_T \nabla T) - \nabla \cdot (K_H \nabla z) \quad (2.15)$$

onde D_θ e D_T são as difusividades mássica e térmica, respectivamente, definidas por:

$$D_\theta = D_{\theta l} + D_{\theta v} \quad e \quad D_T = D_{Tl} + D_{Tv} \quad (2.16)$$

A equação (2.14) incorpora, de forma explícita, os efeitos individuais dos gradientes de temperatura e conteúdo de umidade nos fluxos de líquido e vapor; este fato constitui-se na grande contribuição do modelo fenomenológico de Philip e de Vries, e de Luikov.

2.3.2 Equação do Transporte de Calor

A equação de conservação de energia em um meio poroso não saturado, incluindo o transporte de calor por difusão térmica e o calor transportado pelo líquido e vapor, pode ser escrito da seguinte forma:

$$\frac{\partial (CT)}{\partial t} = \nabla \cdot [k_* \nabla T + (h_l + h_{lv}) j_v + h_l j_l] \quad (2.17)$$

onde C é a capacidade calorífica do solo, que contém uma contribuição ponderada da capacidade calorífica das diversas fases (de Vries (1970)); k_* é a condutividade térmica para o caso hipotético de não existir fluxo de líquido ou vapor; h_l é a entalpia do líquido e h_{lv} é a entalpia de vaporização.

O lado esquerdo desta equação representa o acúmulo de energia em um volume infinitesimal do meio poroso. O primeiro termo do lado direito representa o calor transportado por condução térmica. O segundo termo indica a energia transportada pelo vapor na forma de calor sensível e latente, enquanto que a energia transportada pelo líquido na forma de calor sensível está representada pelo terceiro termo.

A equação anterior pode ser simplificada através da análise dos dois últimos termos do lado direito, que podem ser escritos da seguinte forma,

$$(h_l + h_{lv}) j_v + h_l j_l = h_{lv} j_v + h_l (j_v + j_l) \quad (2.18)$$

Considerando que a entalpia de vaporização h_{lv} é muito maior que a entalpia do líquido e que os fluxos de líquido e vapor têm sentidos opostos, ou seja, $j_v > (j_v + j_l)$, pode-se escrever que:

$$j_v h_{lv} \gg h_l (j_v + j_l) \quad (2.19)$$

Assim, substituindo a equação (2.19) na equação (2.18), a equação (2.17) torna-se,

$$\frac{\partial (CT)}{\partial t} = \nabla \cdot (k_* \nabla T + h_{lv} j_v) \quad (2.20)$$

Substituindo agora a expressão para o fluxo de vapor obtida na seção anterior, equação (2.9), obtém-se,

$$\frac{\partial(CT)}{\partial t} = \nabla \cdot [(k_* + \rho_l h_{lv} D_{Tv}) \nabla T + \rho_l h_{lv} D_{\theta v} \nabla \theta] \quad (2.21)$$

onde $(k_* + \rho_l h_{lv} D_{Tv})$ é a condutividade térmica do meio poroso que inclui as contribuições da difusão térmica e do transporte de energia devido à migração do vapor.

As equações (2.14) e (2.21) representam as equações governantes do fenômeno de transporte simultâneo de calor e massa em meios porosos não saturados baseado no modelo fenomenológico de Philip e de Vries e de Luikov. As difusividades do líquido e do vapor necessitam ser determinadas experimentalmente e tal assunto será elaborado em capítulos posteriores.

2.4 Modelos Termodinâmicos

Os modelos para descrever o fenômeno de transferência simultânea de calor e massa em meios porosos não saturados utilizando a termodinâmica dos processos irreversíveis foi inicialmente proposto por Cary e Taylor (1962a, 1962b) e Cary (1963, 1966). Apesar destes trabalhos serem extensivamente citados nas bibliografias de trabalhos que tratam deste fenômeno, este modelo tem sido pouco utilizado na prática. Nesta seção discutir-se-á somente alguns aspectos básicos relacionados a esta formulação.

A fim de se considerar a aproximação baseada na termodinâmica irreversível é interessante inicialmente compreender a diferença básica entre este modelo e aquele associado à termodinâmica clássica que trata com processos reversíveis e estados de equilíbrio.

A análise através da termodinâmica clássica tem condições de prever em um sistema de não equilíbrio, se um processo espontâneo irá ocorrer, e em qual direção. Contudo, em sistemas naturais um grande número de fenômenos atuam simultaneamente para produzir os diferentes fluxos que interagem mutuamente em uma combinação de processos irreversíveis, fazendo com que o sistema se mova espontaneamente desde um estágio com grau de liberdade maior até outro estágio com grau de liberdade menor. Isto é representado termodinamicamente como uma produção de entropia. Esta produção de entropia, acompanhada por processos de transporte pode ser expressa como uma soma dos produtos entre os fluxos independentes e suas forças motrizes, conforme discutido por Taylor e Cary (1960):

$$\frac{dS}{dt} = \sum_{k=1}^n J_k X_k$$

onde S é a entropia, J é o fluxo e X é uma função que atua como força motriz.

Através da aplicação dos princípios da termodinâmica dos processos irreversíveis obtém-se uma relação fenomenológica linear do tipo:

$$J_i = \sum_{k=1}^n L_{ik} X_k \quad (2.22)$$

Para o caso particular de fluxos de calor e umidade obtém-se um par de equações fenomenológicas que descrevem estes fluxos simultâneos de calor, J_h e umidade J_w como sendo funções lineares dos gradientes de temperatura e potencial químico μ :

$$J_h = -L_{hw} \frac{1}{T} \frac{d\mu}{dz} - L_{hh} \frac{1}{T^2} \frac{dT}{dz} \quad (2.23.a)$$

$$J_w = -L_{ww} \frac{1}{T} \frac{d\mu}{dz} - L_{wh} \frac{1}{T^2} \frac{dT}{dz} \quad (2.23.b)$$

Os quatro coeficientes fenomenológicos destas equações L_{ww} , L_{wh} , L_{hw} e L_{hh} , relacionando o fluxo de umidade e de temperatura com os gradientes do potencial químico e da temperatura, respectivamente, são funções não conhecidas de μ (ou θ) e T . Estes coeficientes precisam ser determinados experimentalmente para cada tipo de material. De acordo com o teorema de Onsager, conforme discutido por Hillel (1980) e que está baseado no princípio da reversibilidade microscópica, os coeficientes cruzados L_{wh} e L_{hw} são iguais quando os fluxos e as forças motrizes são formulados propriamente, reduzindo assim o número de coeficientes que necessitam ser medidos.

Uma vantagem aparente da utilização da termodinâmica dos processos irreversíveis está no fato de que, a priori, hipótese alguma precisa ser formulada a respeito do mecanismo de transporte. Desta forma, este modelo torna-se menos restritivo do que a teoria clássica, cuja validade depende das hipóteses mecanísticas, associadas a um conhecimento profundo dos mecanismos de transporte envolvidos. Este modelo, por outro lado, conduz a uma formulação teórica de difícil utilização em razão, principalmente, das dificuldades em definir uma relação entre os conceitos da termodinâmica dos processos irreversíveis e as grandezas físicas medidas em laboratório. Neste ponto, exatamente, reside a aplicabilidade e a extensiva utilização dos modelos fenomenológicos.

A teoria da termodinâmica dos processos irreversíveis aplicada aos processos de transferência simultânea de calor e massa em meios porosos, da maneira utilizada por Cary e Taylor em seus trabalhos, foi recentemente refutada por Whitaker (1990).

Através de um desenvolvimento simplificado, Whitaker obtém a equação (2.22), mas questiona a utilização desta equação e das relações de Onsager,

$$L_{ij} = L_{ji}$$

para a análise dos processos de transferência em meios porosos. Segundo Whitaker, o somatório da equação (2.22) é feito de tal forma que os fluxos são derivadas com relação ao tempo dos desvios das variáveis de estado com relação a um estado de equilíbrio. Isto significa que a utilização das equações (2.23.a) e (2.23.b) não fornece os valores dos fluxos de calor e umidade como sugere a teoria de Cary e Taylor. Adicionalmente, Whitaker afirma que a utilização das equações apresentadas acima é válida apenas na escala do contínuo e que não é correto estender sua utilização para a escala onde tem-se fluxos de calor e massa médios locais.

2.5 Modelos Estatísticos

A utilização de modelos estatísticos na análise dos fenômenos de migração de umidade em meios porosos não saturados tem se desenvolvido largamente nos últimos anos. O objetivo desta seção é apresentar os princípios básicos relacionados à utilização destes modelos. Para tanto, na discussão que se segue os exemplos de utilização são bastante simples e são apresentados de forma sucinta. São citados, contudo, trabalhos onde as análises destes modelos são bem mais elaboradas e complexas.

Basicamente os modelos estatísticos têm o objetivo de simular a complexa estrutura de um meio poroso a fim de que os processos de transporte de interesse possam ser tratados matematicamente. A simulação é feita através de redes constituídas de sítios e ligações que representam, respectivamente, os poros e as interconexões entre eles. A partir daí, utilizando métodos computacionais, é possível determinar algumas das propriedades que caracterizam o meio poroso simulado.

A seguir será apresentada uma pequena bibliografia dos trabalhos nesta área, comentando-se apenas as principais contribuições. Entre os trabalhos pioneiros destacam-se aqueles realizados por Childs e Collis-George (1950) e Marshall (1958) que obtiveram, através de uma teoria estatística, relações que correlacionavam a permeabilidade de um meio poroso com a distribuição estatística de tamanho de poros.

Fatt (1956a, 1956b, 1956c) simulou um meio poroso através de uma rede de sítios e ligações, obtendo as curvas de pressão capilar e de permeabilidades relativa versus conteúdo de umidade (estas duas propriedades serão extensivamente discutidas no Capítulo 4). Os trabalhos que se seguiram são, fundamentalmente, extensões e aprimoramentos do modelo proposto por Fatt. Dodd e Kiel (1959), por exemplo, modificaram a rede sugerida por Fatt e incluíram a possibilidade de ocorrência de aprisionamento de líquido durante um processo de drenagem.

Payatakes *et alli* (1973a, 1973b) alteraram os modelos que incluíam o uso de tubos cilíndricos para considerar a curvatura da superfície dos grãos. Desta forma, simularam com maior realismo processos de filtração através de leitos compactados.

Quiblier (1983) aprimorou a análise do estudo de modelos trabalhando com redes tridimensionais. Chatzis e Dullien (1977, 1982) investigaram a determinação de propriedades de um meio poroso através de redes bi e tridimensionais utilizando a técnica de porosimetria a mercúrio.

Lenormand (1981) analisou teórica e experimentalmente os diferentes tipos de escoamentos que podem ocorrer nos poros de redes bidimensionais, dando ênfase aos dutos de seção transversal onde os efeitos capilares são preponderantes.

Mais recentemente destacam-se os trabalhos de Payatakes e Dias (1986a, 1986b), Saliba (1990) e Daian e Saliba (1991). Finalmente vale salientar que uma abrangente revisão de trabalhos e contribuições nesta área até a metade da década de setenta pode ser encontrada no trabalho de Van Brakel (1975).

Como comentado anteriormente, o trabalho realizado por Fatt constituiu-se de base para os demais trabalhos. Assim sendo, e considerando o objetivo da presente seção, a abordagem que se segue está baseada no trabalho de Fatt.

Na utilização de um modelo estatístico, primeiramente é necessário criar uma rede capaz de simular um meio poroso real. Para tanto, esta rede deverá ser formada por tubos que estão conectados entre si através das ligações representando assim os poros do meio e as suas conexões. A rede pode ser bi ou tridimensional, dependendo do meio poroso que se deseja simular. Uma rede tridimensional é, sem dúvida, mais realística, mas contém o inconveniente de necessitar de um trabalho computacional bem mais elaborado que, em muitos casos, poderia inviabilizar o trabalho numérico.

A forma da rede é o aspecto seguinte a ser considerado. Neste contexto, deve-se estipular o número de poros conectados a cada poro. A Fig. 2.5 mostra exemplos de redes que são frequentemente usadas. As linhas retas representam os poros e na junção de dois ou mais poros estão as conexões. É apresentada também os respectivos valores do parâmetro β que designa o número de ligações entre cada poro. Este é efetivamente o único parâmetro usado para descrever a rede. Assim, para β igual a quatro tem-se cada poro conectado a outros quatro poros. Para β igual a 6, cada poro está conectado a seis poros, e assim por diante.

Adicionalmente, deve-se assumir a forma e os tamanhos de cada poro. O procedimento usual é primeiramente definir a forma do poro, por exemplo, cilíndrico e; a seguir, estipular os diversos diâmetros de poro. A partir de uma distribuição estatística de poros é possível estabelecer a percentagem de poros, em relação ao seu número total, que tem raios igual a um determinado valor.

A Fig. 2.6 mostra o exemplo de uma distribuição de raio de poros. Na abcissa tem-se o valor do raio do poro em $^{\circ}A$ e na ordenada a percentagem de poros que tem um determinado raio.

O volume de cada poro é estabelecido em função do seu raio e do seu comprimento. O comprimento do poro é preestabelecido e a relação comumente usada, segundo Fatt (1956a), é,

$$l = Cr^{\alpha} \quad (2.24)$$

onde l é o comprimento do poro e C e α são constantes. A constante C pode assumir qualquer valor e α assume valores entre -0,24 e -1,25 de acordo com o meio poroso a ser simulado.

Discutido os aspectos que devem ser considerados na construção da rede, passa-se agora à discussão do procedimento para a determinação de algumas propriedades do material. Inicialmente será discutido o método para a obtenção da curva de potencial capilar versus conteúdo de umidade.

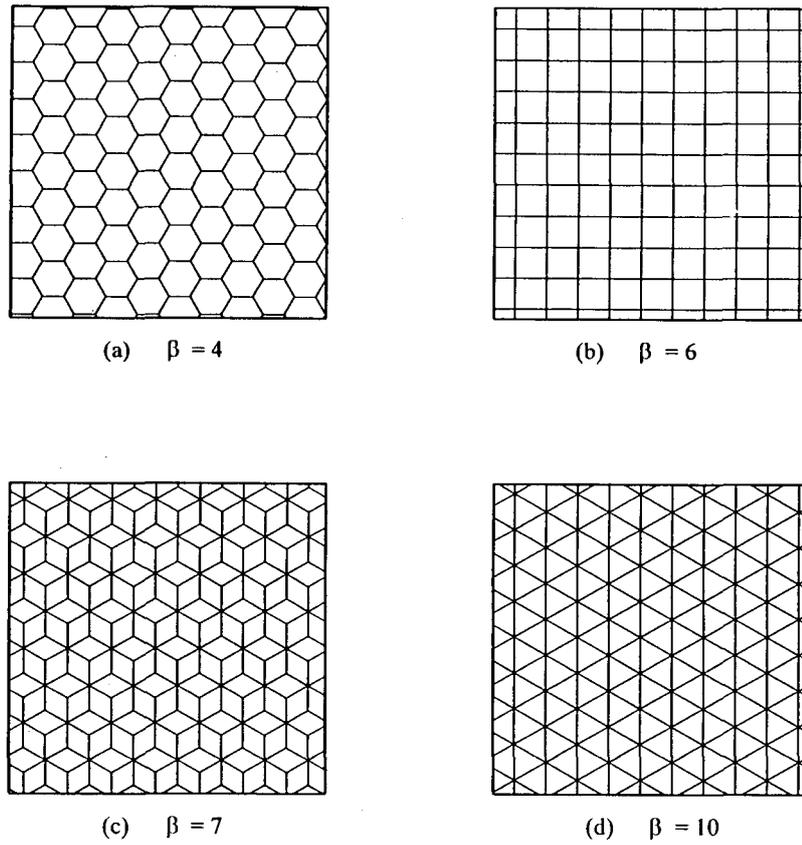


Fig. 2.5 - Quatro tipos de redes; (a) hexagonal simples, (b) quadrada, (c) hexagonal dupla, (d) hexagonal tripla, Fatt (1956a).

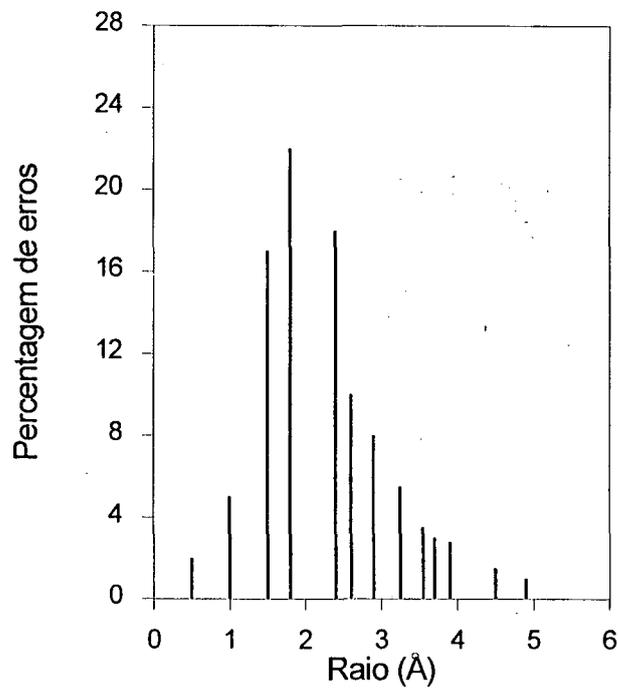


Fig. 2.6 Distribuição estatística de poros, Fatt (1956a).

A rede a ser considerada é bidimensional, com poros cilíndricos de raio r e comprimento l igual ao inverso do raio; neste caso $C = 1$ e $\alpha = -1$. A distribuição estatística de poros é aquela mostrada na Fig. 2.6.

O fundamento da utilização do método é, através da aplicação de uma pressão sobre a rede, forçar a injeção de um fluido não molhante nos poros da rede, originalmente ocupados por um fluido molhante.

A invasão de um fluido e a conseqüente expulsão de outro em um meio poroso é governada pela equação de Laplace,

$$P = \frac{2\sigma\cos\theta}{r} \quad (2.25)$$

onde P é a diferença de pressão entre os dois fluidos, σ é a tensão superficial, θ é o ângulo de contato e r é o raio do poro.

Por simplicidade será considerado que todos os poros estão preenchidos com água (fluido molhante) e que, gradativamente, esta água é substituída pelo ar (fluido não molhante). A rede assim estará sujeita a um processo de desumidificação ou drenagem. Além disto, o ângulo de contato entre a água e o ar será arbitrado igual a zero.

A rede contém poros de diferentes raios e, desta forma, para cada pressão aplicada, somente uma determinada classe de poros é preenchido com ar. Para uma dada pressão P_i , o ar irá invadir somente os poros de raio r_i (P_i e r_i estão relacionados pela equação (2.25)) que estão conectados diretamente com as superfícies de entrada de ar através de poros de raio r_i , ou maiores. Poros de raio r_i circundados por poros menores não irão ser invadidos pelo ar na pressão P_i . O arranjo espacial de poros, desta forma, é um fator preponderante no mecanismo de desumidificação.

O procedimento para a obtenção da curva de potencial capilar versus saturação do meio será descrito a seguir.

A diferença de pressão entre as fases é aumentada até atingir o valor requerido para que o ar entre nos poros de maior raio. A pressão e o raio serão designados por P_1 e r_1 , respectivamente. Os poros de raio r_1 que estão em contato com as superfícies externas são invadidos pelo ar. Os poros com raio r_1 que estão no interior da rede não podem ser invadidos, porque estão ligados à superfície por poros com raios menores que r_1 . O volume de água deslocado para esta pressão capilar é igual ao volume do poro com raio r_1 vezes o número de poros invadidos pelo ar. A saturação S é calculada através do volume de poros preenchidos com água em relação ao volume total de poros; o primeiro ponto (P_1, r_1) é então obtido.

A pressão é aumentada novamente até que a segunda classe de poros r_2 possa ser invadida. Verifica-se quais os poros com raios igual ou menores de r_2 que efetivamente podem ser invadidos. Determina-se o volume de água presente na rede e a saturação, mais um ponto da curva (P_2, r_2) é obtido.

O procedimento é repetido até que a pressão seja suficiente para invadir os menores poros da rede. Um exemplo de uma curva de potencial capilar versus saturação é mostrada na Fig 2.7.

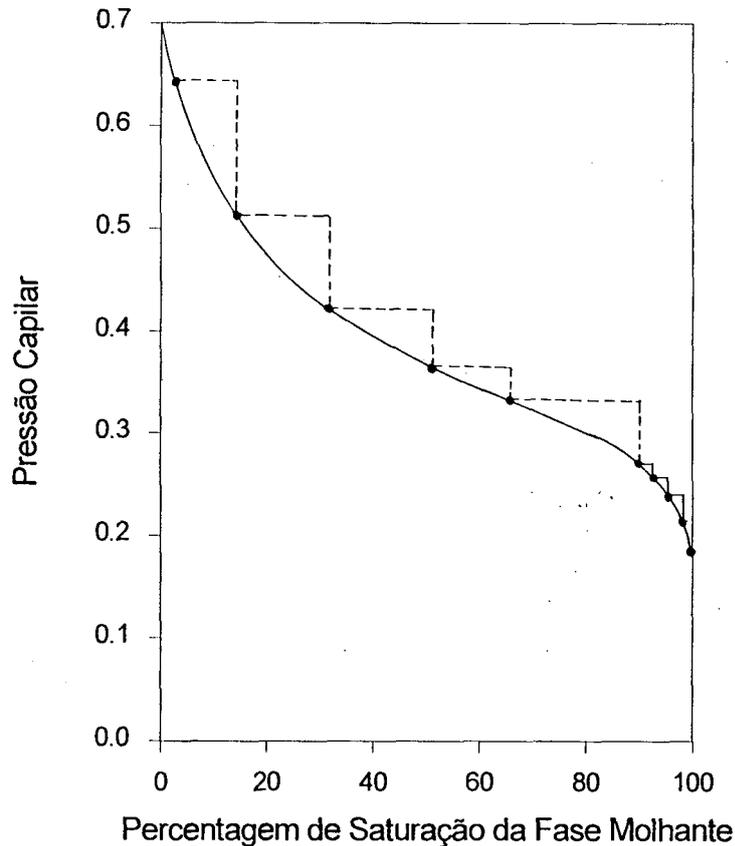


Fig. 2.7 Curva de pressão capilar versus saturação, Fatt (1956a).

A curva obtida com o modelo anterior é semelhante em formato a uma curva típica determinada experimentalmente, para um meio poroso com distribuição regular de poros, por exemplo, uma areia. Contudo, observa-se uma diferença fundamental. A curva obtida através da rede é assintótica ao zero de saturação, enquanto que a curva do meio poroso real é assintótica a valores próximos a 20% da saturação. Isto ocorre porque no modelo de rede o ângulo de contato foi assumido ser igual a zero e para um meio poroso real ele tem um valor finito. Um ângulo de contato finito resultaria no rompimento do filme de líquido para baixos conteúdos de umidade permitindo assim o aprisionamento de água nos poros de pequeno diâmetro. Trabalhos mais recentes incorporam no modelo estatístico a possibilidade da existência de fluido aprisionado, conforme discutido por Lenormand *et alli* (1983) e Lenormand e Zarcone (1985).

No estudo da aplicação dos modelos determinísticos para a obtenção de curvas de potencial capilar versus saturação uma ênfase muito grande é dada no sentido de validar os métodos utilizados através de modificações da rede, tais como tamanho, forma, curva de distribuição de poros, etc.

Será discutida a seguir a aplicação do método para a determinação de propriedades dinâmicas, como por exemplo a permeabilidade relativa, que também é função da saturação do meio.

A obtenção da rede de poros e ligações para esta situação, com todos os seus aspectos de forma e tamanho, é idêntica a descrita anteriormente. Apenas por simplicidade e considerando o objetivo da presente seção, a análise será feita sobre uma rede com distribuição uniforme de poros, ou seja, todos os poros com o mesmo tamanho. Este é o caso da análise apresentada por Fatt (1956b).

O método a ser descrito consiste fundamentalmente em simular o meio poroso através de redes de resistores elétricos construídas em laboratório e cuja resistência elétrica total é medida através de uma ponte de Wheatstone. O inverso deste valor representa a condutibilidade hidráulica do meio que relaciona-se, por sua vez, diretamente com a permeabilidade relativa. A rede equivalente de resistores é construída a partir da rede numérica utilizada na curva de potencial capilar colocando-se na posição ocupada por cada poro um resistor elétrico. A resistência elétrica total da rede é medida entre dois pontos situados no topo e na base da rede.

O procedimento de obtenção da curva de permeabilidade relativa consiste em, analogamente à técnica descrita anteriormente, submeter a rede numérica a uma diferença de pressão capilar, verificando quais os poros que foram invadidos pelo ar. Os resistores elétricos que ocupam a posição destes poros são, então, retirados e a resistência total da rede é medida. A permeabilidade relativa da água é a razão entre a resistência medida e a resistência total inicial, com a rede completa de resistores. A saturação é simplesmente a fração do número de resistores que permanece na rede.

À medida que cada resistor é removido da rede ele é inserido na mesma posição em outra rede idêntica à primeira, mas originalmente sem resistores. A segunda rede representa a rede do fluido não molhante, no caso ar. Quando um número suficiente de resistores estão presentes na rede e a continuidade entre os dois pontos de medição da resistência esta garantida, esta é medida para cada incremento da pressão capilar. A curva assim obtida é a curva da permeabilidade relativa do ar. A Fig. 2.8 apresenta as curvas de permeabilidade relativa obtida por Fatt (1956b) para os quatro tipos de rede mostrados na Fig 2.5.

Novamente as curvas têm formas bastante semelhantes àquelas obtidas experimentalmente para meios porosos.

Para redes com distribuição regular de poros, as relações entre a geometria do poro, a resistência de escoamento e o volume dos poros não precisam ser conhecidas uma vez que estas são as mesmas para todos os poros. Em uma rede com distribuição de poros não uniforme, as relações anteriores devem ser conhecidas a priori a fim de substituir os poros por resistores elétricos equivalentes, conforme discutido extensivamente por Fatt (1956c).

Atualmente os modelos estatísticos têm sido elaborados com muita mais complexidade, objetivando tanto tornar a rede mais representativa, quanto considerar os efeitos de migração de umidade e mudança de fase que efetivamente ocorrem no interior dos poros, conforme discutido por Saliba (1990), Daian e Saliba (1991) e Souza (1993). Desta forma, algumas propriedades do meio podem ser determinadas com bastante precisão. Tal enfoque é muito promissor e hoje constitui-se em importante campo de pesquisas.

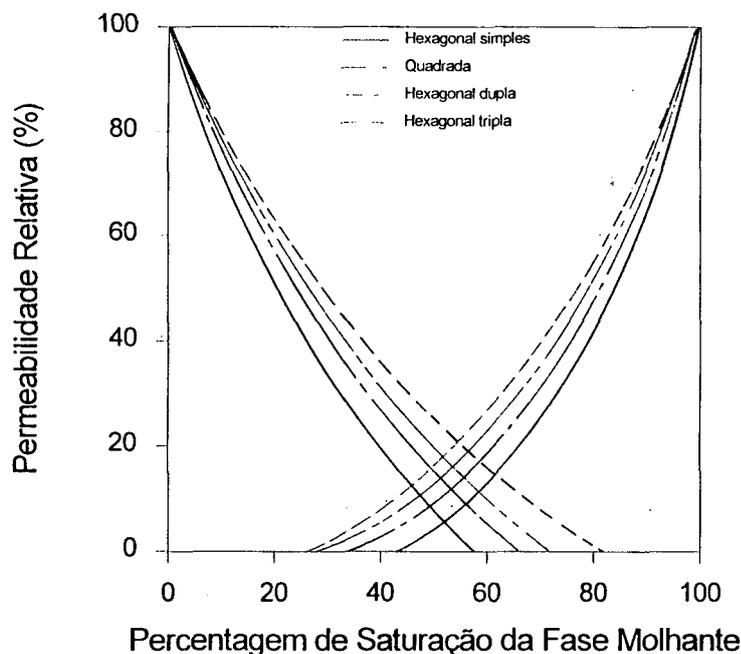


Fig. 2.8 Curvas de permeabilidade relativa versus saturação, Fatt (1956b).

2.6 - Modelo Adotado

O modelo adotado no presente trabalho baseia-se no modelo fenomenológico de Philip e de Vries (1957) e de Vries (1958) que, como mencionado durante a sua discussão na seção 2.3, tem sido extensivamente utilizado para a análise do fenômeno de migração de umidade em meios porosos não saturados. Este fato é consequência tanto da simplicidade de sua aplicação e compreensão, quanto da generalidade da análise dos fenômenos elementares de migração de umidade e calor.

As equações diferenciais que serão utilizadas são fundamentalmente aquelas obtidas na seção 2.3, equação (2.14) para a conservação da massa e equação (2.21) para a conservação da energia,

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = \nabla \cdot (D_{Tv} \nabla T + D_{\theta v} \nabla \theta) + \nabla \cdot (D_{Tl} \nabla T + D_{\theta l} \nabla \theta) - \nabla \cdot (K_H z) \quad (2.14)$$

$$\frac{\partial (CT)}{\partial t} = \nabla \cdot [(k_* + \rho_l h_{lv} D_{Tv}) \nabla T + \rho_l h_{lv} D_{\theta v} \nabla \theta] \quad (2.21)$$

As expressões para as difusividades, de acordo com o desenvolvimento proposto por Philip e de Vries (1957), foram apresentadas na seção 2.3. O modelo adotado no presente trabalho baseia-se neste modelo mas adota simplificações diferentes e assim contém expressões para algumas

difusividades que são semelhantes mas não idênticas àquelas apresentadas por Philip e de Vries. A seguir será discutida a obtenção das expressões das difusividades utilizadas para o modelo adotado no presente trabalho.

Inicialmente serão discutidas as difusividades do vapor associadas aos gradientes de temperatura e conteúdo de umidade. A Lei de Fick para a difusividade do vapor no ar é escrita incluindo os efeitos decorrentes da estrutura da matriz porosa. Na seção 2.3 foi utilizada a forma isotérmica desta lei, com a massa específica da mistura gasosa constante. No modelo adotado, a massa específica do gás é variável e assim o gradiente responsável pelo fluxo de vapor é $\nabla(\rho_v/\rho_g)$ ao invés de $1/\rho_g \nabla(\rho_v)$ (ver equação (2.2)). Desta forma, o fluxo de vapor é escrito como,

$$j_v = -\rho_g D_{13} \nabla \left(\frac{\rho_v}{\rho_g} \right) \quad (2.26)$$

onde ρ_g é a massa específica da mistura gasosa e D_{13} é a difusividade molecular modificada do vapor d'água no ar. (Tal difusividade será discutida mais adiante) O fator de fluxo de massa v que foi discutido da seção 2.3.1 não foi incluído na equação anterior; ele será obtido no desenvolvimento que segue.

O termo envolvendo o gradiente da massa específica do vapor pode ser expresso em termos dos gradientes de temperatura, conteúdo de umidade e pressão. Para tanto, inicialmente utilizando-se a relação $\rho_g = \rho_a + \rho_v$, onde ρ_a é a massa específica do ar, pode-se escrever:

$$\nabla \left(\frac{\rho_v}{\rho_g} \right) = \frac{\rho_a \nabla \rho_v - \rho_v \nabla \rho_a}{\rho_g^2} \quad (2.27)$$

O gradiente da massa específica do ar é obtido assumindo a hipótese de gás ideal e considerando que a pressão total do sistema é $P = P_a + P_v$; assim:

$$\nabla \rho_a = \nabla \left(\frac{P_a}{R_a T} \right) = \frac{1}{R_a T} \nabla P - \frac{P}{R_a T^2} \nabla T - \frac{R_v}{R_a} \nabla \rho_v \quad (2.28)$$

Substituindo esta equação na equação (2.27) obtém-se:

$$\nabla \left(\frac{\rho_v}{\rho_g} \right) = \frac{1}{R_a T \rho_g^2} \left(P \nabla \rho_v - \rho_v \nabla P + \frac{P \rho_v}{T} \nabla T \right) \quad (2.29)$$

O gradiente da massa específica do vapor é escrito como função da temperatura, conteúdo de umidade e pressão utilizando a regra da cadeia,

$$\nabla \left(\frac{\rho_v}{\rho_g} \right) = \frac{1}{R_a T \rho_g^2} \left[\frac{\partial \rho_v}{\partial \theta} \nabla \theta + \left(\frac{\partial \rho_v}{\partial T} + \frac{\rho_v}{T} \right) \nabla T + \left(\frac{\partial \rho_v}{\partial P} - \frac{\rho_v}{P} \right) \nabla P \right] \quad (2.30)$$

A influência do gradiente de pressão na equação anterior é negligenciada por diversos autores. De acordo com trabalhos numéricos realizados por Couvillion (1981), o gradiente de pressão pode ser desconsiderado em muitas aplicações do fenômeno de secagem de solos. Assim sendo, no presente trabalho o termo referente ao gradiente de pressão será desprezado e utilizando a equação (2.30) a expressão para o fluxo de vapor é escrita como,

$$j_v = - \frac{D_{13} P R_g}{R_a T \rho_g R_g} \left[\frac{\partial \rho_v}{\partial \theta} \nabla \theta + \left(\frac{\partial \rho_v}{\partial T} + \frac{\rho_v}{T} \right) \nabla T \right] \quad (2.31)$$

Na equação acima o lado direito foi multiplicado e dividido por R_g para que se pudesse utilizar a relação $P = \rho_g R_g T$, para fornecer:

$$\frac{j_v}{\rho_l} = (D_{\theta v} \nabla \theta + D_{Tv} \nabla T) \quad (2.32)$$

onde,

$$D_{\theta v} = \frac{D_{13} R_g}{R_a \rho_l} \left(\frac{\partial \rho_v}{\partial \theta} \right)_T \quad (2.33)$$

e

$$D_{Tv} = \frac{D_{13} R_g}{R_a \rho_l} \left(\frac{\partial \rho_v}{\partial T} + \frac{\rho_v}{T} \right) \quad (2.34)$$

O termo ρ_v/T que frequentemente é desconsiderado na expressão de D_{Tv} advém da hipótese de considerar-se a massa específica do gás variável.

O fator de fluxo de massa v definido pela equação (2.3) é exatamente igual à razão R_g/R_a . A necessidade de inclusão deste fator tem sido discutida por diversos autores. Philip e de Vries (1957) e Whitaker (1983) incluem este fator na expressão da difusividade isotérmica do vapor, enquanto que Luikov (1966) discute que a difusão do vapor em um meio poroso ocorre em condições diferentes daquela utilizada para derivar o fator de fluxo de massa.

A difusividade modificada do vapor d'água no ar deve incluir os efeitos de tortuosidade e de redução da seção de passagem do vapor, como discutido na seção 2.3. Assim sendo, D_{13} é escrita como sendo o produto entre a difusividade do vapor d'água no ar D_{atm} , e uma função f , dependente da porosidade do meio e do conteúdo de umidade, e denominada de fator de resistência à difusão:

$$D_{13} = f(\varepsilon, \theta) D_{atm} \quad (2.35)$$

Diversos autores propuseram diferentes expressões para $f(\varepsilon, \theta)$ como discutido por Hartley em (1987). Penman, baseado em resultados experimentais de difusão em meios porosos secos, com porosidade menores do que 0,7, propôs $f(\varepsilon) = \alpha\varepsilon$ com o fator de tortuosidade α tendo o valor de 0,66. Para solos parcialmente saturados, a porosidade é substituída pelo conteúdo volumétrico de ar, denotado por a e igual a $(\varepsilon - \theta)$. Assim, $f(\varepsilon, \theta)$ torna-se igual a $(\varepsilon - \theta)\alpha$. Esta é a expressão utilizada por Philip e de Vries (1957).

Rust *et alli* propuseram $f(\varepsilon, \theta) = (\varepsilon - \theta)^{4/3}$ enquanto que Millington & Quirk utilizaram a seguinte equação:

$$f(\varepsilon, \theta) = \frac{(\varepsilon - \theta)^{10/3}}{\varepsilon^2}$$

No presente trabalho, para o cálculo da difusividade isotérmica do vapor $D_{\theta v}$ utilizar-se-á a expressão proposta por Philip e de Vries. Assim:

$$D_{13} = D_{\text{atm}}\alpha(\varepsilon - \theta) \quad (2.36)$$

onde o fator de tortuosidade α é igual a 0,66. Para o cálculo da difusividade térmica do vapor D_{Tv} a função f incluirá outros fatores, como será discutido em parágrafos posteriores.

O coeficiente de difusão do vapor d'água no ar é determinado através da seguinte expressão (Hartley (1977)):

$$D_{\text{atm}} = 2,56 \times 10^{-5} \left(\frac{P_0}{P} \right) \left(\frac{T}{T_0} \right)^{1,88} \quad (2.37)$$

onde P_0 e T_0 são pressão e temperatura de referência. No presente caso, P_0 é igual a pressão atmosférica e T_0 é igual a 298 K.

Para a determinação da expressão da difusividade isotérmica do vapor é necessário ainda que se avalie $(\partial\rho_v/\partial\theta)_T$. De acordo com a equação (2.4),

$$\rho_v = \rho_{\text{sat}} h = \rho_{\text{sat}} e^{(\psi g/R_v T)} \quad (2.4)$$

A massa específica do vapor saturado depende somente da temperatura, enquanto que a umidade relativa é função de ambas as variáveis, temperatura e conteúdo de umidade. Assim:

$$\left(\frac{\partial\rho_v}{\partial\theta} \right)_T = \frac{h\rho_{\text{sat}}g}{R_v T} \left(\frac{\partial\psi}{\partial\theta} \right)_T \quad (2.38)$$

Finalmente, a difusividade do vapor associada ao gradiente de umidade é escrita como:

$$D_{\theta v} = \frac{D_{13} v h \rho_{\text{sat}} g}{R_v \rho_l T} \left(\frac{\partial \psi}{\partial \theta} \right)_T \quad (2.39)$$

O desenvolvimento da expressão para a difusividade do vapor associada ao gradiente de temperatura, equação (2.34), será discutido a seguir.

Utilizando-se novamente a equação (2.4), pode-se escrever,

$$\frac{\partial \rho_v}{\partial T} = h \frac{d\rho_{\text{sat}}}{dT} + \rho_{\text{sat}} \frac{\partial h}{\partial T} \quad (2.40)$$

A derivada total $\partial \rho_{\text{sat}} / \partial T$ é avaliada utilizando a equação de Clausius-Clayperon:

$$\frac{dP_{\text{sat}}}{dT} = \frac{h_{lv}}{v_{\text{sat}} T} \quad (2.41)$$

onde h_{lv} é o calor latente de vaporização e v_{sat} é o volume específico do vapor saturado. Assim:

$$\frac{d\rho_{\text{sat}}}{dT} = \frac{\rho_{\text{sat}}}{T} \left(\frac{h_{lv}}{R_v T} - 1 \right) \quad (2.42)$$

que substituída na equação (2.40) fornece,

$$\frac{\partial \rho_v}{\partial T} = \frac{h \rho_{\text{sat}} h_{lv}}{R_v T^2} - h \frac{\rho_{\text{sat}}}{T} + \rho_{\text{sat}} \frac{\partial h}{\partial T} \quad (2.43)$$

Utilizando a equação anterior na equação (2.34) tem-se finalmente:

$$D_{Tv} = \frac{D_{13} v \rho_{\text{sat}}}{\rho_l} \left(\frac{h h_{lv}}{R_v T^2} + \frac{\partial h}{\partial T} \right) \quad (2.44)$$

Para solos no estado funicular, ou seja, quando existe continuidade na fase líquida, a umidade relativa é praticamente igual a unidade e o segundo termo dentro dos parênteses na equação anterior é igual a zero. Para solos com baixo conteúdo de umidade, onde as forças de adsorção são dominantes, a derivada da umidade relativa em relação à temperatura é calculada utilizando-se novamente a equação (2.4). Então:

$$\frac{\partial h}{\partial T} = - \frac{h \psi g}{R_v T^2} \quad (2.45)$$

A equação (2.34), excluindo o termo ρ_v / T , é a expressão utilizada por Philip e de Vries (1957) para a difusividade térmica do vapor. Entretanto, diversos experimentos demonstraram que a

transferência de vapor devido a gradientes de temperatura fica subestimada por fatores entre cinco e dez quando a equação (2.34) é utilizada. Tal fato é explicado por Philip e de Vries (1957) como sendo consequência de dois fatores. O primeiro deles está relacionado ao gradiente de temperatura que é produzido no interior de poros preenchidos com gás. Em consequência da grande diferença de condutividade térmica das fases gás, líquido e sólido, este gradiente torna-se muito maior que o gradiente de temperatura macroscópico. O fator de tortuosidade é então substituído por um fator de aumento ζ definido como:

$$\zeta = \frac{(\nabla T)_a}{\nabla T} \quad (2.46)$$

onde $(\nabla T)_a$ é o gradiente de temperatura nos poros preenchidos com ar e ∇T é o gradiente de temperatura macroscópico. Este fator de aumento pode ser calculado baseado no modelo de condutividade térmica em meios porosos desenvolvido por de Vries em (1963). De acordo com Philip e de Vries (1957) e Jury e Letey (1979) este fator pode assumir valores que variam entre 1,0 e 3,0, dependendo do material poroso considerado e do conteúdo de umidade. A comparação entre resultados experimentais e teóricos na determinação da taxa de transferência de vapor, como sendo consequência da diferença de temperatura global e local no interior dos poros, sugere a necessidade de se considerar o fator na modelação do transporte de vapor.

No presente trabalho, o modelo de Jackson (1983), utilizado por Couvillion (1981), que consiste fundamentalmente de uma célula unitária destinada ao cálculo da condutividade térmica efetiva de um meio poroso insaturado, é usado para descrever o fator de aumento para o coeficiente D_{Tv} :

$$\zeta = \frac{1}{\frac{\lambda_a}{\lambda_s} + \frac{\varepsilon - \theta}{1 - C_{\alpha\alpha}}} \quad (2.47)$$

onde λ_a é a condutividade térmica do ar, λ_s é a condutividade térmica do sólido e $C_{\alpha\alpha}$ é a fração da superfície sólida total do meio que está em contato mútuo (partícula - partícula) e é calculada por:

$$C_{\alpha\alpha} = \frac{\frac{\lambda_0}{\lambda_s} \left(1 - \varepsilon + \frac{\lambda_s}{\lambda_a} \varepsilon \right) - 1}{\frac{\lambda_0}{\lambda_s} - 1 + \left(\frac{\lambda_s}{\lambda_a} - 1 \right) \varepsilon} \quad (2.48)$$

onde o subíndice 0 indica solo seco. Maiores detalhes sobre as expressões utilizadas para ζ podem ser encontradas em Oliveira Jr. (1993) que explorou detalhadamente os modelos de Jackson (1983) e de Vries (1963).

O segundo fator utilizado por Philip e de Vries em (1957) para explicar a discrepância entre os valores do transporte de vapor devido a gradientes térmicos calculados pela Lei de Fick e medidos experimentalmente está relacionado ao movimento de vapor que ocorre nas pontes de líquido. Este mecanismo, descrito na seção 2.2, contribui efetivamente para o aumento das taxas de transferência de vapor. A inclusão do efeito deste mecanismo no coeficiente de transferência de vapor é feita utilizando uma função $f(\varepsilon, \theta)$ semelhante aquela utilizada para o coeficiente de transferência isotérmica de vapor discutida anteriormente. A função $f(\varepsilon, \theta)$ no presente trabalho é definida como sendo (Couvillion (1977):

$$f(\varepsilon, \theta) = \begin{cases} \varepsilon \alpha & \text{se } \theta < \theta_{cr} \\ (\varepsilon - \theta) \left[1 + \frac{\theta}{(\varepsilon - \theta_{cr})} \right] \alpha & \text{se } \theta > \theta_{cr} \end{cases} \quad (2.49)$$

onde θ_{cr} é o valor do conteúdo de umidade a partir do qual começa a existir continuidade na fase líquida.

A expressão para a difusividade do vapor devido a gradientes de temperatura é finalmente escrita como sendo,

$$D_{rv} = \frac{\zeta D_{atm} \nu f(\varepsilon, \theta) \rho_{sat}}{\rho_l} \left(\frac{h h_{lv}}{R_v T^2} - \frac{hg}{R_v T^2} \right) \quad (2.50)$$

As equações (2.39) e (2.50) são as expressões para as difusividades do vapor associadas aos gradientes de umidade e temperatura, respectivamente, utilizadas no presente trabalho. A seguir serão discutidas as expressões para as difusividades do líquido.

O fluxo de líquido é escrito utilizando-se a Lei de Darcy modificada, como discutido na seção 2.3,

$$\frac{j_l}{\rho_l} = -K_H \nabla \Phi \quad (2.10)$$

onde K_H é a condutividade hidráulica que relaciona-se à permeabilidade de saturação através da seguinte expressão,

$$K_H = \frac{k_{sat} k_{rl} g \rho_l}{\mu_l} \quad (2.51)$$

onde k_{rl} é a permeabilidade relativa do líquido. Esta propriedade será extensivamente discutida na Capítulo 4. Tomando-se as duas componentes do potencial total Φ tem-se:

$$\frac{j_l}{\rho_l} = -\frac{k_{sat} k_{rl} \rho_l}{\mu_l} \nabla (\phi - gz) \quad (2.52)$$

onde ϕ é o potencial de umidade do solo ($\phi = \psi g$), expresso em J/kg. O gradiente do potencial de umidade do solo é escrito como sendo função da temperatura e do conteúdo de umidade,

$$\frac{j_l}{\rho_l} = -\frac{k_{sat} k_{rl} \rho_l}{\mu_l} \left(\frac{\partial \phi}{\partial T} \nabla T + \frac{\partial \phi}{\partial \theta} \nabla \theta - g \nabla z \right) \quad (2.53)$$

ou,

$$\frac{j_l}{\rho_l} = -\left(D_{Tl} \nabla T + D_{\theta l} \nabla \theta - k_g z \right) \quad (2.54)$$

onde,

$$D_{Tl} = \frac{k_{sat} k_{rl} \rho_l}{\mu_l} \frac{\partial \phi}{\partial T} \quad (2.55)$$

$$D_{\theta l} = \frac{k_{sat} k_{rl} \rho_l}{\mu_l} \frac{\partial \phi}{\partial \theta} \quad (2.56)$$

e,

$$k_g = \frac{k_{sat} K_{rl} \rho_l}{\mu_l} g \quad (2.57)$$

Para se conhecer a magnitude das difusividades do líquido é necessário que se conheça tanto a curva que relaciona a permeabilidade relativa com o conteúdo de umidade, ou seja, $k_{rl} = k_{rl}(\theta)$ quanto a curva do potencial de umidade do solo, ou potencial de sucção com a temperatura e o conteúdo de umidade, $\psi = \psi(\theta, T)$.

A difusividade do líquido associada ao gradiente de temperatura apresenta um comportamento difícil de prever em função de que a dependência do potencial de sucção do solo com a temperatura ainda não é perfeitamente estabelecida. Para conteúdos de umidade onde não existe continuidade na fase líquida, D_{Tl} é zero pois a permeabilidade do líquido é zero. Para situações onde existe continuidade na fase líquida, Philip e de Vries (1957) sugerem um modelo baseado na dependência da tensão superficial com a temperatura. Isto pode ser feito porque para estes conteúdos de umidade o potencial de umidade é determinado através de forças de tensão superficial,

$$\phi = -\frac{2\sigma}{\rho_l r} \quad (2.58)$$

onde σ é a tensão superficial e r é o raio de curvatura da interface ar-água, que depende do conteúdo de umidade. Assim, pode-se escrever:

$$\left(\frac{\partial \phi}{\partial T}\right)_\theta = -\frac{2}{\rho_l r} \frac{d\sigma}{dT} = \frac{\phi}{\sigma} \frac{d\sigma}{dT} \quad (2.59)$$

Substituindo esta expressão na equação (2.55):

$$D_{Tl} = \frac{k_{sat} k_{rl} \rho_l \phi}{\mu_l \sigma} \frac{\partial \sigma}{\partial T} \quad (2.60)$$

As equações (2.56) e (2.60) são as expressões para as difusividades isotérmica e térmica do líquido, respectivamente, utilizadas no presente trabalho.

TRANSFERÊNCIA DE CALOR EM MATERIAIS DE REATERRAMENTO: O PROBLEMA DA INSTABILIDADE TÉRMICA

3.1 Introdução

O fenômeno da transferência de calor em materiais de aterramento nas vizinhanças de cabos elétricos de potência tem sido alvo de muitas pesquisas nos últimos anos, desde que começaram a surgir os primeiros problemas envolvendo rompimento de cabos em decorrência de superaquecimento. Estes trabalhos, que possuem orientação para a engenharia de projeto, têm fornecido importantes contribuições tanto na área experimental quanto na área numérica.

O calor gerado pela passagem de corrente no interior dos cabos elétricos de potência cria um gradiente térmico que induz o movimento de umidade (água nas formas de líquido e de vapor) para longe do cabo. Como consequência, ocorre, na região próxima ao cabo, uma diminuição considerável na condutividade térmica do solo. Em casos extremos, tem-se a formação de uma região completamente seca que se propaga no meio inibindo a dissipação do calor gerado pelos cabos. Em instalações de cabos elétricos aterrados, este fenômeno é conhecido como instabilidade térmica. O estudo da possibilidade de ocorrência de instabilidade térmica, para uma determinada situação de aterramento é a principal motivação dos trabalhos na área de transferência de calor em materiais de aterramento. Neste capítulo serão discutidos três destes trabalhos que, por simplicidade, serão designados pelo nome de seu principal pesquisador.

3.2 Modelo de Donazzi

O trabalho de Donazzi *et alli* (1979) apresenta uma contribuição significativa na caracterização da resistividade térmica de um solo através de suas características físicas e hidrológicas. As primeiras relacionam-se à natureza e estrutura do meio e são a massa específica, a porosidade e o conteúdo de umidade. As características hidrológicas influenciam a resistividade térmica porque esta depende fundamentalmente do conteúdo de umidade do solo.

Neste trabalho Donazzi utiliza o termo instabilidade hidrológica ao invés de instabilidade térmica para as situações onde o solo sofre um processo de migração de umidade intenso, levando à secagem completa do solo na região próxima ao cabo. A resistividade térmica do solo será

amplamente discutida na Capítulo 4. Neste capítulo serão discutidos apenas alguns aspectos básicos necessários para se compreender o objetivo do trabalho de Donazzi.

A resistividade térmica é determinada experimentalmente como função de dois parâmetros: o grau de saturação e a porosidade do meio. O primeiro parâmetro representa a fração de espaços vazios ocupados pela água e o segundo é a razão entre o volume de espaços vazios e o volume total. Donazzi apresentou seus resultados de resistividade térmica para três tipos diferentes de solos: arenoso, argiloso e siltoso. A Fig. 3.1 é uma das curvas obtidas por Donazzi para o solo arenoso.

A resistividade térmica rt está plotada versus a porosidade ϵ e a saturação S é o parâmetro de curva. Como pode ser observado, os pontos experimentais são relacionados por uma reta, para cada um dos valores de saturação S . Além dos pontos experimentais, três valores específicos são obtidos da literatura: as resistividades térmicas do ar, do solo e da água, pontos P_1 , P_2 e P_3 , respectivamente. Estes pontos possuem os seguintes valores de porosidade e saturação:

$$P_1: S = 0 \text{ e } \epsilon = 1, \text{ ar ; } rt_a = 30 \text{ mK/W}$$

$$P_2: S = 0 \text{ e } \epsilon = 0, \text{ solo ; } rt_o = 0,25 \text{ mK/W}$$

$$P_3: S = 1 \text{ e } \epsilon = 1, \text{ água ; } rt_l = 1,7 \text{ mK/W}$$

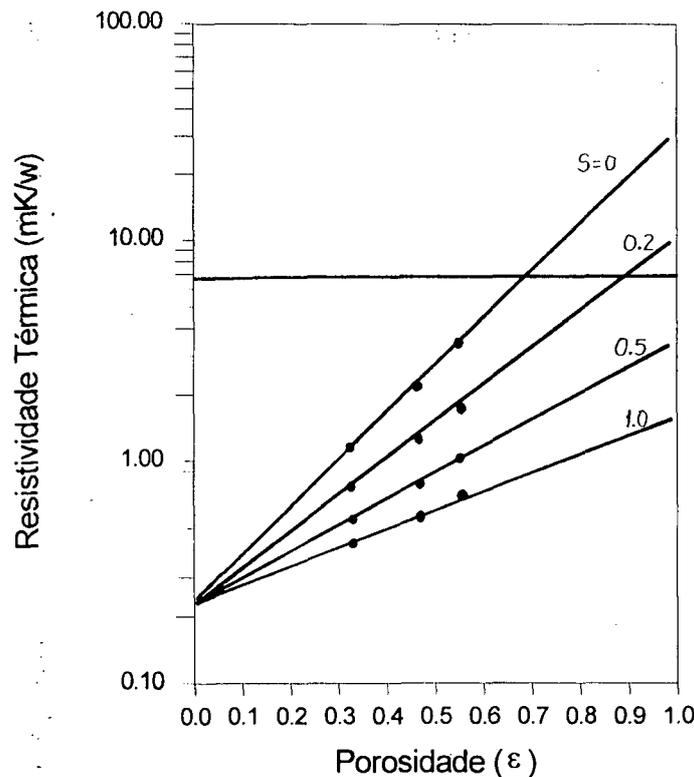


Fig 3.1 Resistividade térmica como função da porosidade e da saturação para um solo arenoso.

Algumas conclusões importantes podem ser extraídas das figuras apresentadas por Donazzi. A primeira delas relaciona-se ao fato de que todas as curvas convergem para um único valor à medida que a porosidade ϵ tende a zero. Este valor é a resistividade térmica do solo, rt_0 . Além disto, para valores da porosidade diferentes de zero, a resistividade térmica de cada tipo de solo depende unicamente da saturação, e não da composição e da topologia do solo. Baseado na Fig. 3.1 Donazzi propôs a seguinte expressão analítica para determinar a resistividade térmica de qualquer material, em função da porosidade e da saturação.

$$rt = rt_0^\epsilon rt_0^{(1-\epsilon)} e^{3,08(1-S)^2 \epsilon} \quad (3.1)$$

Discutidos os aspectos observados por Donazzi referentes à resistividade térmica de solos, passa-se agora à discussão dos aspectos relacionados à estabilidade hidrológica dos solos.

Conforme elaborado na seção 2.2, a água contida nos poros de um meio poroso pode estar absorvida nas paredes dos grãos que constituem o meio, ou na forma de água capilar. A existência destas duas possibilidades é o fator determinante no comportamento hidrológico de um solo. Com efeito, se um gradiente térmico é imposto a um solo relativamente úmido, onde há continuidade na fase líquida, um equilíbrio hidrológico pode ser estabelecido, uma vez que o fluxo de vapor em uma direção pode ser contrabalanceado pelo fluxo de líquido na direção contrária. O fluxo de vapor, em direção às zonas mais frias, ocorre devido ao gradiente térmico, e o fluxo de líquido, no sentido inverso, ocorre devido ao efeito de capilaridade. Por outro lado, se o mesmo gradiente térmico é imposto a um solo relativamente seco, onde o líquido não pode mover-se por capilaridade, o equilíbrio hidrológico não pode ser conseguido uma vez que não há fluxo de líquido para contrabalançar o fluxo de vapor. Esta situação pode conduzir à secagem total do solo; origina-se assim um fenômeno de instabilidade dependente, fundamentalmente, das características hidrológicas do solo.

A transição entre estas duas condições hidrológicas ocorre em um valor bem definido de saturação, chamada de saturação crítica e denotada por S_{cr} . Esta transição é a mesma discutida anteriormente entre os estados pendular e funicular de um meio poroso. Este valor independe do gradiente de temperatura imposto ao solo e é função única dos valores locais de saturação do solo.

Donazzi realizou um experimento para determinar este valor de saturação crítica, medindo perfis de saturação de diferentes solos após serem submetidos a gradientes térmicos por alguns dias. Observou-se que os perfis de saturação sofriam pequenas variações em relação ao perfil inicial, sempre que o valor final de saturação nas regiões mais quentes era maior que um determinado valor. Nestes casos, a existência de gradientes térmicos não alterava significativamente o perfil de umidade do solo. Por outro lado, quando o valor final de saturação nas regiões mais quentes atingia um determinado valor, ocorriam grandes variações nos perfis de saturação porque estes passavam a ser fortemente afetados pela existência de gradientes de temperatura. Os valores do grau de saturação onde começa a ser observado uma forte dependência da umidade do solo com o gradiente de temperatura representa a chamada saturação crítica, S_{cr} . A Tabela 3.1 contém os valores da saturação crítica para três tipos de solos, conforme observado por Donazzi.

Tabela 3.1 - Valores da Saturação Crítica

Solo	Grau de saturação
Argiloso	0,30 - 0,32
Arenoso	0,50 - 0,54
Siltoso	0,23 - 0,27

O modelo matemático utilizado por Donazzi para representar a migração de umidade unidirecional em um solo é bastante simplificado. Assume-se que o fluxo de vapor ocorre somente devido ao gradiente de temperatura e o fluxo de líquido devido somente ao gradiente de umidade. Relembrando a nomenclatura de Philip e de Vries discutida na seção 2.3, Donazzi desprezou os coeficientes $D_{\theta v}$ e D_{Tl} . A condição de equilíbrio hidrológico é determinada assumindo igualdade entre os fluxos de vapor e líquido. A partir de expressões simples para os coeficientes fenomenológicos, Donazzi obteve, após algumas transformações matemáticas, uma expressão analítica para determinar a saturação do meio como função de sua posição sob condições de equilíbrio hidrológico em um sistema plano.

O modelo hidrológico proposto foi então verificado experimentalmente para sistemas fechados que apresentam o inconveniente de serem pouco representativos de situações reais já que não consideram o efeito da evaporação junto às superfícies externas.

Finalmente Donazzi estendeu sua análise para sistemas abertos considerando a geometria real de cabos aterrados. Esta geometria está esquematizada na Fig. 3.2. Através de um mapeamento conforme esta geometria é transformada em uma geometria cartesiana. Uma representação obtida por Donazzi está apresentada na Fig. 3.3. O caso considerado é o de uma configuração de instalação de cabos reais e as dimensões típicas estão também mostradas na figura.

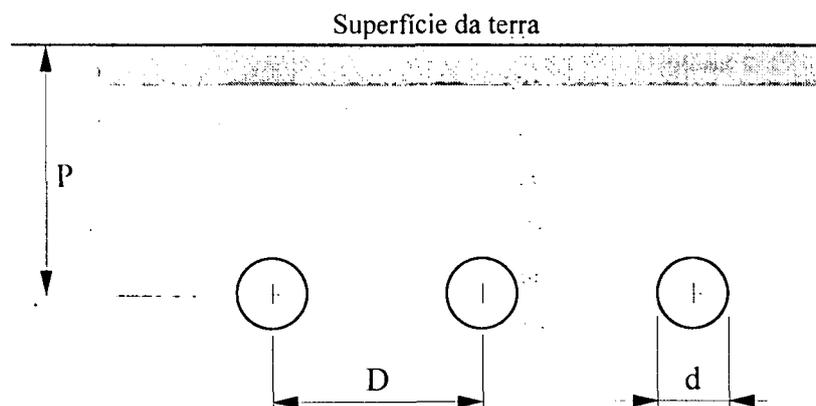


Fig. 3.2 Configuração de cabos aterrados.

A energia liberada por cada cabo, w_c , está plotada versus o grau de saturação inicial S_i do solo. O parâmetro de curva ΔS representa a diferença entre os valores finais da saturação nas regiões mais quente e mais fria, isto é, $\Delta S = S_f - S_q$. A linha tracejada representa o valor da saturação crítica S_{cr} . São plotados dois casos de ΔS , em função da percentagem de variação do perfil de umidade inicial: 10% ΔS e 5% ΔS . A terceira curva representa o caso limite, onde a partir do qual ocorre instabilidade hidrológica no solo. É possível, assim, definir três estados hidrológicos distintos:

(i) Se a condição natural do solo é $S_i < S_{cr}$ o solo é hidrológicamente instável e a situação de secagem total do solo ocorre para qualquer valor de $w_c > 0$.

(ii) Se $S_i > S_{cr}$, mas está abaixo dos valores limites, o solo é estável, mas é necessário ainda que $\Delta S > S_i - S_{cr}$ para evitar a secagem do solo.

(iii) Se S_i é maior que o valor limite, o solo é estável e atinge o equilíbrio hidrológico com ΔS tal que em todos os pontos do solo o grau de saturação S é maior que S_{cr} .

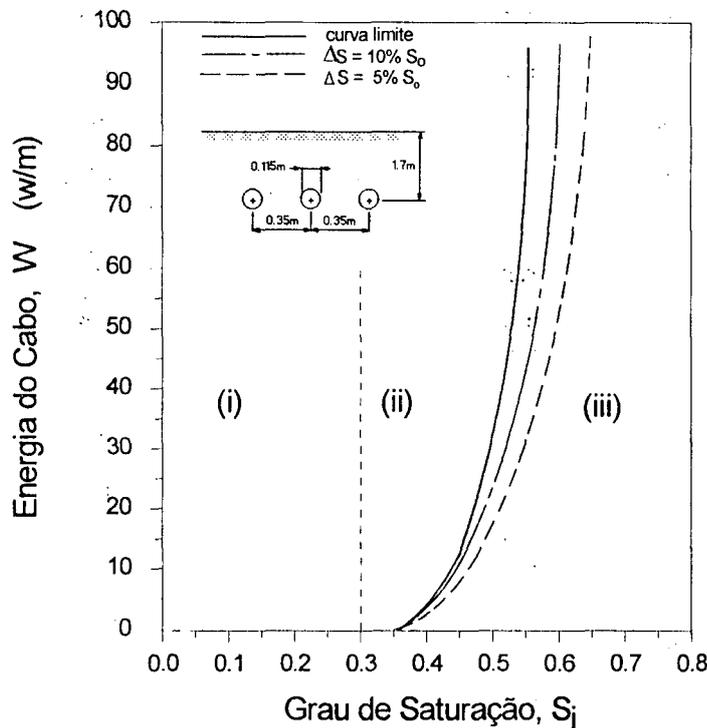


Fig 3.3 Diagrama hidrológico para solo arenoso.

O trabalho de Donazzi, ainda que assumindo muitas simplificações, traz consigo uma importante contribuição para o projeto de cabos. O comportamento hidrológico do solo utilizado no reaterramento pode ser previsto com relativa facilidade. Utilizando figuras como a mostrada na Fig. 3.1 é possível estimar a resistividade térmica do solo. Os diagramas hidrológicos como o da Fig. 3.3 são utilizados para prever possíveis secagem de solos e instabilidades hidrológicas.

3.3 Modelo de Mitchell

O trabalho desenvolvido por Mitchell (1977a, 1977b, 1977c, 1977d), realizado em quatro etapas, apresenta resultados numéricos e experimentais do fenômeno de migração de umidade em materiais que envolvem cabos de potência. Fundamentalmente, traz importantes contribuições na definição e classificação dos materiais utilizados no reaterramento de cabos (backfill). Neste contexto situa-se o objetivo principal do trabalho de desenvolver métodos que possam ser utilizados para reduzir a resistividade e aumentar a estabilidade térmica dos backfill. Por simplicidade, cada uma das quatro etapas que compõem o trabalho serão apresentadas separadamente.

Na primeira etapa do trabalho de Mitchell (1977a) são analisados os aspectos básicos relacionados às características termo-hidrológicas dos materiais de reaterramento. A propriedade resistividade térmica é investigada extensivamente. Inicialmente discute-se os diversos métodos de laboratório empregados para medi-la; escolheu-se como mais apropriado o método da agulha (*thermal needle method*) por sua simplicidade e rapidez de medição. Diversos testes foram conduzidos no sentido de investigar os fatores que influenciam a previsão do método.

Analisadas todas as particularidades do método empregado passou-se à investigação dos fatores que controlam a resistividade térmica. Observou-se que a composição do solo, a massa específica, o conteúdo de umidade, a forma e tamanho das partículas e o método de compactação são fatores que modificam a resistividade térmica do solo. A análise detalhada destes fatores e suas consequências na resistividade térmica permite determinar as principais características físicas que os materiais de reaterramento devem possuir. Também é possível determinar o método de compactação mais eficiente que deve ser empregado na prática a fim de diminuir a resistividade térmica destes materiais.

Baseado nos resultados obtidos, Mitchell realizou estudos para análises de diversos solos que poderiam ser utilizados como materiais de reaterramento. Os materiais investigados são tanto naturais quanto artificiais, ou seja, obtidos através da adição de outros materiais que modifiquem suas características físicas. Uma grande variedade de testes foram realizados a fim de determinar as principais características físicas associadas à adição de outros materiais.

Da série de materiais testados, ceras e asfalto mostraram ser os mais promissores em termos de redução da resistividade térmica, além de serem de fácil incorporação e manuseio e também economicamente viáveis.

As análises teóricas desenvolvidas por Mitchell englobam a determinação da distribuição de temperatura ao redor de cabos de potência, sob condições transientes e estacionárias. A geometria investigada, que engloba o cabo, a vala onde situa-se o material de reaterramento e o meio que envolve estes dois, é mostrada na Fig. 3.4.

A superfície do cabo tem temperatura T_1 e a condutividade térmica do backfill é k_1 . T_0 e k_0 são a temperatura e a condutividade térmica do solo, respectivamente.

A equação governante do transporte de calor utilizada é:

$$-\nabla \cdot (k \nabla T) + \rho c \frac{\partial T}{\partial t} - \dot{Q} = 0 \quad (3.2)$$

onde k é a condutividade térmica; T é a temperatura; ρ é massa específica; c é o calor específico; t é o tempo e Q é a taxa de geração de calor. Nesta primeira etapa Mitchell e colaboradores ignoraram a influência da umidade no problema térmico.

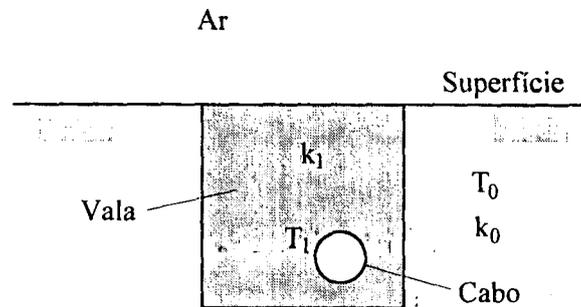


Fig 3.4 - Região junto ao cabo.

As condições de contorno aplicadas nas superfícies do solo são temperatura ou fluxo de calor prescritos. A determinação do campo de temperatura é obtido numericamente através do método de elementos finitos.

Um exemplo da utilização do método numérico proposto está mostrado na Fig. 3.5

Nesta figura tem-se a taxa de calor permissível no cabo plotada versus a resistividade térmica do solo. A geometria investigada também está mostrada na figura. São plotados os valores considerando as seguintes situações: (i) vala de backfill com resistividade variável e tamanho finito com solo de resistividade igual a $150 \text{ }^\circ\text{C.cm/W}$; (ii) vala de backfill com resistividade térmica variável e tamanho infinito; (iii) somente solo com resistividade homogênea igual a $150 \text{ }^\circ\text{C.cm/W}$.

O ganho na taxa de calor permissível através da instalação de um material de aterramento em um solo com $rt = 150^\circ \text{C.cm/W}$ é a diferença entre a curva do meio e a inferior. Se a vala fosse estendida até um tamanho infinito, isto é, somente backfill ao redor do cabo, o ganho na taxa permissível seria a diferença entre as curvas superior e inferior. Observa-se pela análise das três curvas um considerável aumento na taxa permissível quando se utiliza valas com material de aterramento.

Esta figura também pode ser utilizada para calcular a resistividade homogênea equivalente para um sistema solo natural/backfill. Como exemplo, considere uma vala de backfill com $rt = 70^\circ \text{C.cm/W}$ colocada em um meio natural com $rt = 150^\circ \text{C.cm/W}$. Movendo-se, de acordo com o indicado pelas linhas tracejadas, para a esquerda com a taxa de calor permissível constante até a curva superior, obtém-se o valor da resistividade equivalente do sistema, 90°C.cm/W .

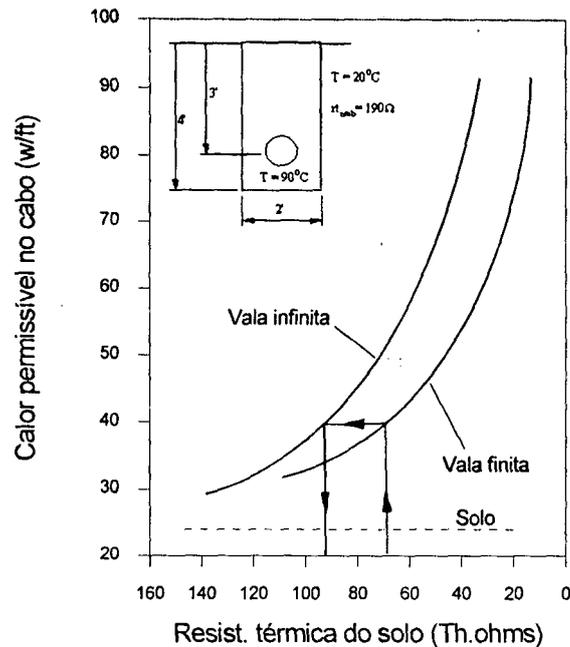


Fig. 3.5 - Taxa de calor permissível para temperatura superficial do cabo de 90 °C.

Mitchell também analisou diversas situações a fim de verificar os possíveis parâmetros que influenciavam a taxa de calor permissível: tamanho e forma da vala, tamanho do cabo, condições ambientais, etc. Verificou que efetivamente são muitas as variáveis que têm influência na taxa permissível e na distribuição de temperatura, sendo difícil propor critérios definidos. Neste contexto situa-se uma das importantes contribuições daquele trabalho.

Na primeira etapa do seu trabalho, Mitchell também incluiu a discussão de alguns modelos utilizados na análise do fenômeno de migração de umidade em meios porosos não saturados. Optou-se pela utilização do modelo de Philip e de Vries, discutido na seção 2.3. As difusividades como função da saturação do meio foram determinadas experimentalmente para três tipos diferentes de solos.

A segunda etapa do trabalho desenvolvido por Mitchell (1977b) será discutida a seguir.

Inicialmente foi realizado um extensivo estudo para verificar as principais propriedades dos aditivos selecionados na etapa I do trabalho. Determinou-se a resistividade térmica destes materiais e também foram realizados testes no sentido de estudar a durabilidade das ceras, dos polímeros e do asfalto.

Estudos teóricos foram conduzidos para prever a migração de umidade em materiais de reaterramento utilizando o modelo de Philip e de Vries. São apresentadas expressões obtidas experimentalmente que relacionam as difusividades com o conteúdo de umidade. A partir destes resultados, é desenvolvida uma análise numérica utilizando um método explícito de diferenças finitas. São resolvidas assim as equações simultâneas de transporte uni direcional de calor e umidade em solos sob a influência de gradientes de temperatura. A geometria investigada era bastante simples e tal

análise teve o objetivo de verificar quais parâmetros efetivamente influenciavam a migração de umidade em solos nas vizinhanças de cabos aterrados.

A influências dos seguintes fatores foram investigadas: temperatura do cabo, tipo de solo, consideração de sistemas abertos ou fechados, profundidade do cabo, distribuição inicial do conteúdo de umidade e da temperatura, entre outros. Um exemplo de resultados obtidos nesta série de testes está mostrado na Fig. 3.6. O conteúdo volumétrico de umidade junto à superfície do cabo está plotado versus o tempo e a temperatura do cabo é o parâmetro de curva.

Observa-se a diminuição do conteúdo de umidade do solo na região próxima ao cabo à medida que o tempo evolui. A diferença entre as três curvas indica que a temperatura do cabo influencia o campo de umidade, e que esta influência é maior à medida que o tempo passa.

Em seu trabalho Mitchell também desenvolveu um teste de campo com a finalidade de simular a operação de cabos elétricos aterrados. Este estudo de campo propiciou a análise *in-situ* do rendimento dos diferentes aditivos utilizados para reduzir a resistividade térmica dos materiais de reaterramento.

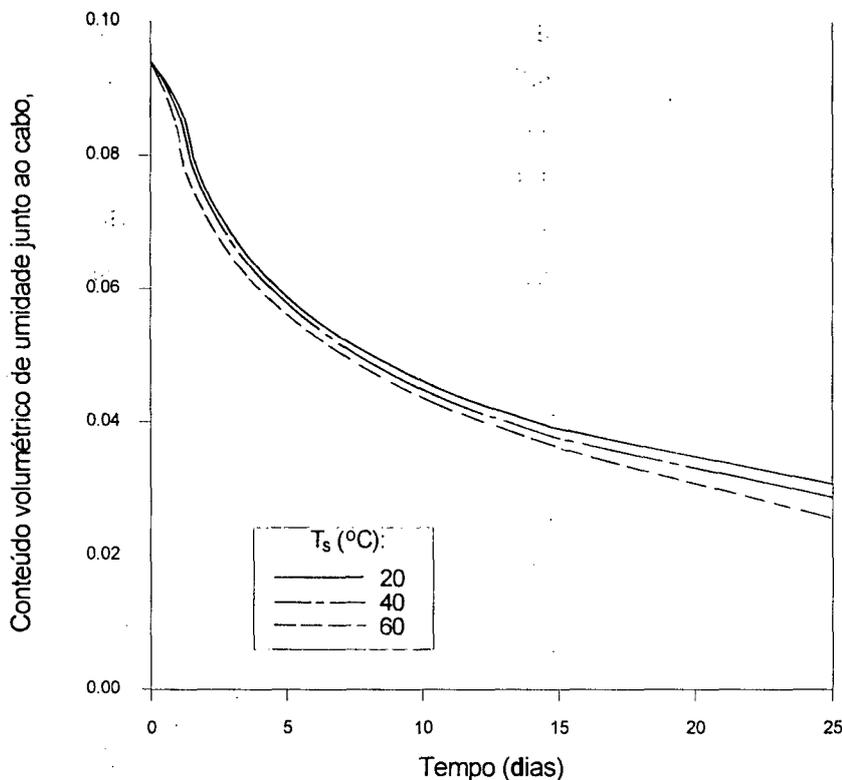


Fig. 3.6 - Conteúdo volumétrico de umidade do solo adjacente ao cabo em função do tempo.

Em uma segunda etapa, os resultados dos perfis de temperatura e conteúdo de umidade obtidos com os testes de campo foram comparados àqueles obtidos numericamente através dos modelos teóricos. Para tanto simulou-se um cabo aterrado em uma vala com três metros de comprimento em um terreno com composição de solo conhecida. A temperatura e o conteúdo de

umidade foram medidos como função do tempo e são discutidos os diversos métodos disponíveis para medir estas variáveis. Utilizou-se como material de reaterramento tipos diferentes de solos, com e sem aditivos. Através de um programa numérico que simulava o teste de campo foi possível comparar os resultados experimentais com aqueles previstos pelo modelo teórico. Como exemplos, as Figs. 3.7 e 3.8 apresentam os resultados da comparação dos perfis de temperatura para 5 e 80 dias após o início do teste.

Os resultados mostram uma boa concordância para os primeiros 40 dias de experimento e uma concordância apenas razoável para tempos maiores que 40 dias.

O trabalho desenvolvido por Mitchell na etapa II apresenta importantes contribuições tanto na área experimental, com o desenvolvimento de técnicas para medir propriedades, como na área numérica através da simulação de um cabo aterrado.

A terceira etapa do trabalho de Mitchell (1977c) apresentou uma extensiva discussão dos resultados obtidos durante quatro anos de operação dos testes de campo descritos na etapa II.

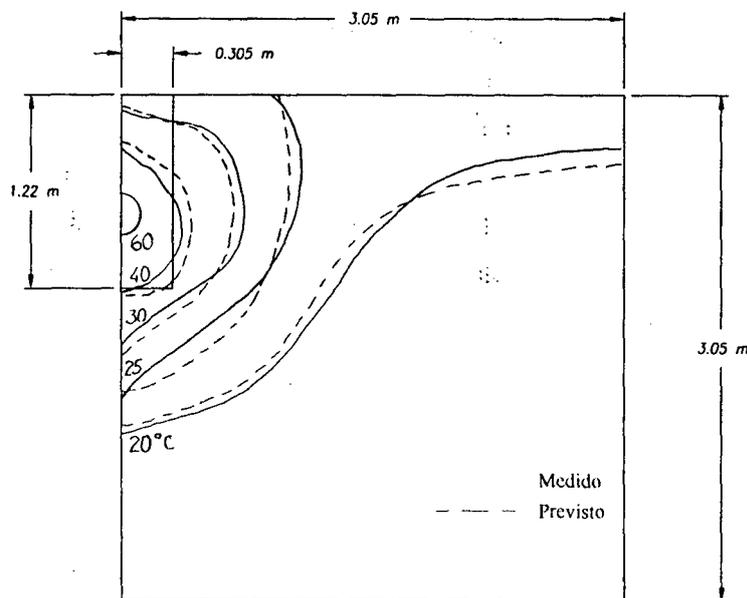


Fig. 3.7 - Distribuição de temperatura medida e prevista para 5 dias de operação.

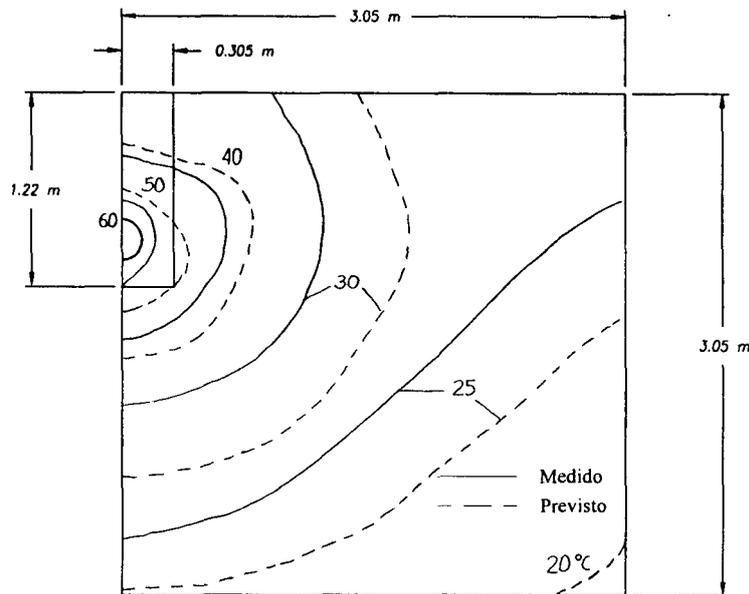


Fig. 3.8 - Distribuição de temperatura medida e prevista para 80 dias de operação.

Analisou-se o desempenho dos diferentes materiais de reaterramento, naturais ou artificiais com aditivos, e estudou-se os diferentes fatores que influenciam a resistividade térmica do material. As principais conclusões são resumidas a seguir:

- (i) o aquecimento na superfície do cabo efetivamente aumenta a resistividade térmica do material;
- (ii) a resistividade térmica varia sazonalmente;
- (iii) ceras emulsificadas e cimento são os aditivos mais apropriados para diminuir a resistividade térmica;
- (iv) valores de campo da resistividade térmica tiveram boa concordância com aqueles obtidos em laboratórios.

A quarta etapa do trabalho de Mitchell (1977d) relaciona-se ao estudo teórico e experimental da estabilidade térmica de materiais de reaterramento decorrentes do contínuo processo de secagem nestes materiais. A instabilidade térmica pode ocasionar o rompimento do isolamento dos cabos e constitui-se assim em uma variável extremamente importante no projeto destes cabos. O objetivo do estudo desenvolvido nesta última etapa foi verificar a partir de quais condições um material de reaterramento começa a apresentar instabilidade térmica.

Testes de campo simulando um cabo aterrado foram montados para análise experimental do fenômeno. Posteriormente os resultados experimentais foram comparados com resultados numéricos através de um programa de elementos finitos utilizando a teoria de Philip e de Vries. Será apresentado aqui somente os principais resultados tanto da análise numérica quanto da análise experimental.

A parte experimental conduziu às seguintes conclusões:

- (i) Quanto maior o conteúdo de umidade maior o tempo necessário para o início da instabilidade térmica;

(ii) a instabilidade pode ocorrer para qualquer conteúdo de umidade inicial, contrariamente ao que estabelece a teoria da instabilidade térmica onde existe um conteúdo inicial de umidade crítico;

(iii) o tempo de início de instabilidade diminui com o aumento da temperatura inicial do solo;

(iv) a teoria de Hartley e Black, que será discutida na próxima seção, que prevê o tempo de instabilidade variando com o quadrado do diâmetro de cabo, para uma dada taxa de calor, é perfeitamente corroborada.

A análise numérica, por sua vez, forneceu os seguintes resultados:

(i) boas comparações entre os perfis de temperatura teórico e experimental foram obtidos antes da secagem do solo adjacente ao cabo;

(ii) as propriedades térmicas podem ser assumidas constantes durante o processo de aquecimento e antes da secagem do solo;

(iii) as difusividades do solo são fortemente dependentes da temperatura e do conteúdo de umidade;

(iv) o termo de difusividade de vapor da teoria de Philip e de Vries deve ser multiplicado por dez para se obter resultados satisfatórios depois da secagem do solo;

(v) a instabilidade térmica não irá se desenvolver se a taxa de calor no cabo é mantida abaixo de um determinado limite;

(vi) os resultados da simulação numérica são bastante sensíveis à relação entre o potencial de sucção e o conteúdo de umidade do solo.

Pelos resultados e conclusões apresentadas observa-se que nesta etapa do trabalho desenvolvido por Mitchell, importantes contribuições foram dadas na análise das condições necessárias para a ocorrência de instabilidade térmica em materiais de reaterramento.

3.4 Modelo de Hartley

O trabalho desenvolvido por Hartley *et alli* (1982), Hartley e Black (1981) relaciona-se ao estudo da instabilidade térmica em materiais de reaterramento. Este trabalho foi constituído em duas etapas. A primeira envolve a utilização de um modelo analítico que matematicamente simula o processo de secagem de solos sujeitos a gradientes de temperatura. Através desta análise foi possível concluir quais os fatores que efetivamente influenciam a estabilidade térmica do solo. A segunda etapa consiste na verificação experimental dos resultados previstos pelo modelo analítico.

Ambas as análises conduzem à teoria da existência de dois processos distintos de secagem. O primeiro é caracterizado por uma gradual diminuição do conteúdo de umidade acompanhada por pequenos aumentos da resistividade térmica, sendo que o solo neste caso está termicamente estável. O segundo estágio começa quando o solo atinge um conteúdo de umidade crítico e, a partir deste ponto, a resistividade térmica aumenta consideravelmente à medida que o processo de secagem evolui.

O modelo teórico e matemático para o fenômeno em questão esta fundamentado nas equações de Philip e de Vries. Além disto, Hartley considerou a existência de um contorno móvel com o tempo

devido à existência de uma frente de secagem; à medida que o tempo avança, surgem duas regiões distintas: uma próxima ao cabo que seca totalmente e outra mais afastada que mantém-se úmida. Matematicamente isto é feito formulando o problema, através das equações governantes, condições iniciais e de contorno, para cada uma das regiões que estão separadas pelo contorno móvel. As duas classes de equações diferenciais são então acopladas através das condições de interface do contorno.

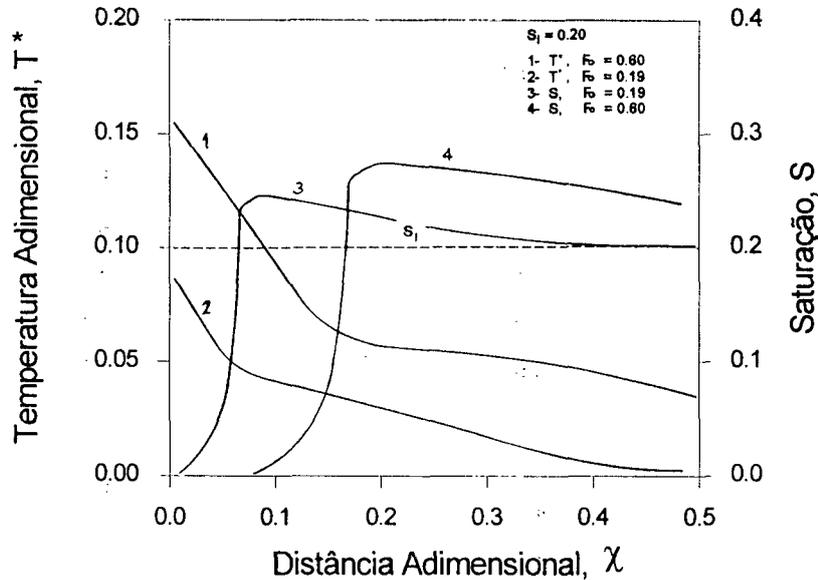


Fig. 3.9 - Perfis de temperatura e conteúdo de umidade adimensionais versus distância adimensional para a geometria plana.

As equações diferenciais governantes foram resolvidas através de um esquema implícito de diferenças finitas para duas geometrias, plana e cilíndrica. Os resultados desta simulação numérica foram apresentados em termos de números adimensionais objetivando assim uma descrição geral do fenômeno de secagem em solos, e não uma análise específica para um determinado tipo de solo. A Fig. 3.9 apresenta os perfis de temperatura adimensional e saturação do meio obtidos por Hartley plotados contra a distância adimensional em relação à superfície do cabo tendo o número de Fourier como parâmetro de curva. Nos perfis de saturação observa-se a existência da frente de secagem. A Fig. 3.10 apresenta os perfis de temperatura e saturação versus o número de Fourier tendo a saturação inicial do meio como parâmetro de curva.

Através da análise dos resultados Hartley concluiu que os fatores que mais influenciavam a estabilidade térmica do solo são o conteúdo de umidade inicial, a massa específica, a distribuição granulométrica, a taxa de calor transferido por unidade de comprimento e o diâmetro do cabo. Observou-se também que existe uma taxa de calor limite ou crítica abaixo da qual um solo permanece termicamente estável.

A parte experimental do trabalho de Hartley consistiu da determinação das propriedades térmicas e hidrológicas do solo como função da temperatura e do conteúdo de umidade. Devido à grande dificuldade de obtenção experimental destas propriedades, algumas correlações foram obtidas

através de métodos que analiticamente são capazes de estimar a dependência das propriedades com a temperatura e o conteúdo de umidade.

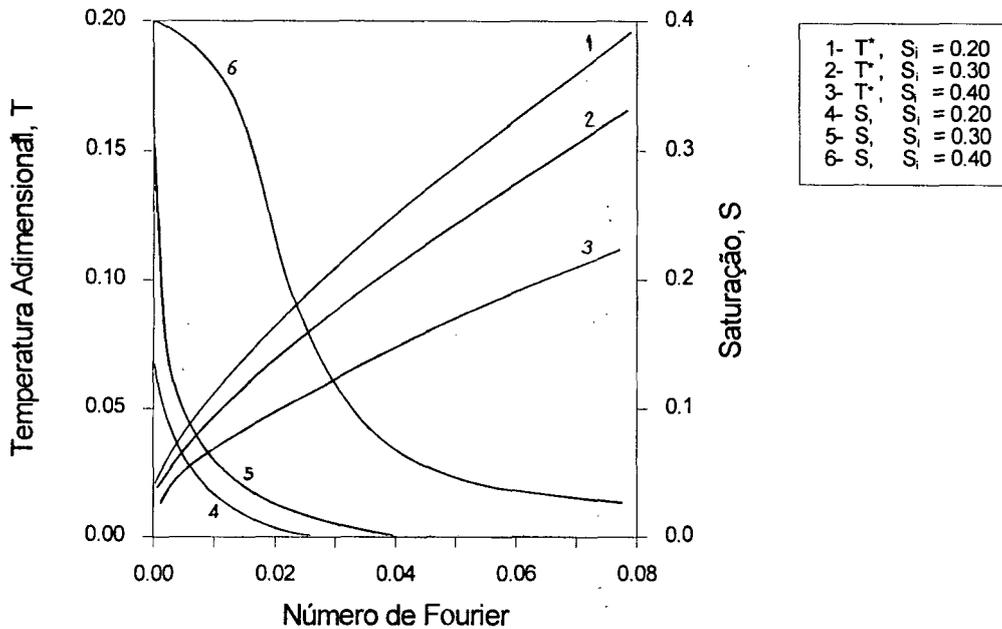


Fig. 3.10 - Perfis de temperatura e conteúdo de umidade adimensionais versus número de Fourier para a geometria plana.

Os testes foram conduzidos para três tipos diferentes de solos, comumente utilizados no aterramento de cabos, um cascalho arenoso, uma mistura de areia e argila e uma areia denominada Ottawa. São discutidos os métodos utilizados e os resultados obtidos para a resistividade térmica, permeabilidade relativa e potencial de sucção. Todas as expressões obtidas por Hartley foram utilizadas por Damasceno Ferreira (1987) a fim verificar, para uma dada situação, os erros associados à utilização de um modelo mais simples com propriedades constantes.

Os resultados experimentais obtidos através da simulação de um cabo aterrado são comparados com os resultados previstos pelo método numérico. A Fig. 3.11 apresenta a comparação entre os resultados térmicos numéricos e experimentais para o cascalho arenoso com conteúdo inicial de umidade igual a 0,10 e fluxo de calor na superfície do cabo de 600 W/m². A distância em relação ao cabo é o parâmetro de curva. Neste caso tem-se uma excelente concordância entre os dois modelos. A Fig. 3.12 apresenta a posição da frente de secagem numérica e experimental plotada versus o tempo e o conteúdo de umidade como parâmetro de curva. Observa-se a grande diferença entre os resultados numéricos e experimentais, mostrando que o solo junto ao cabo sofre um processo de secagem mais intenso do que aquele previsto pelo modelo numérico.

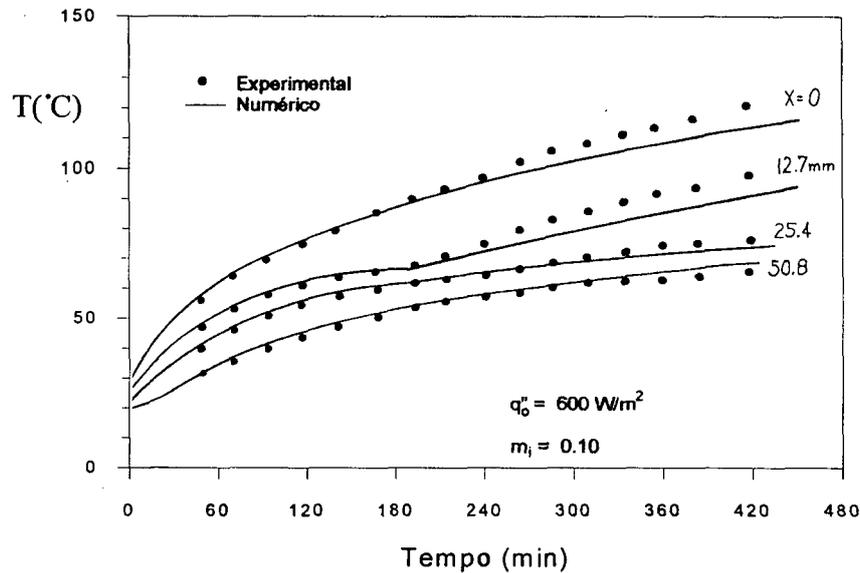


Fig. 3.11 - Comparação entre os resultados térmicos, numéricos e experimentais, para a geometria plana.

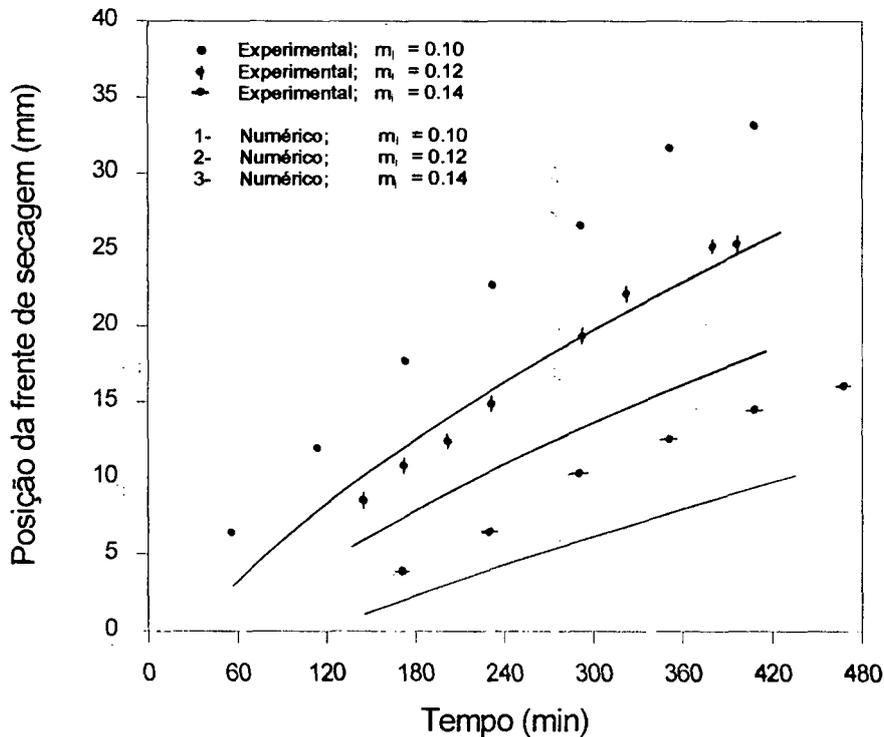


Fig. 3.12 - Comparação entre os resultados numéricos e experimentais para a frente de secagem.

Uma conclusão importante do trabalho numérico e experimental de Hartley é a possibilidade de previsão de ocorrência de instabilidade térmica a partir apenas do calor dissipado pelo cabo e do conteúdo de umidade inicial do solo. Utilizando testes de laboratórios com sondas de pequenos diâmetros e testes em escalas maiores com cabos de tamanho real Hartley verificou que o tempo no qual começa a ocorrer instabilidade térmica para um dado solo independe do diâmetro do cabo sendo função somente do calor dissipado e do conteúdo inicial de umidade do solo. Uma figura típica e bastante elucidativa do método proposto por Hartley é apresentado por Mitchel *et alli* (1977d) e está mostrada na Fig. 3.13. O calor dissipado pelo cabo é plotado versus o limite de instabilidade para

diferentes raios do cabo. Como pode ser observado, os pontos experimentais são perfeitamente correlacionados por uma reta. O limite de instabilidade é a razão entre o tempo necessário para que a instabilidade térmica seja atingida e o diâmetro do cabo. Assim sendo, a instabilidade térmica para qualquer fonte de calor operando em um mesmo solo, com mesmo conteúdo de umidade inicial e com mesmo calor dissipado irá ocorrer sempre no mesmo tempo. Ou seja, os tempos de secagem t_1 e t_2 de duas fontes com diâmetros d_1 e d_2 , atuando sobre o mesmo solo, com mesmo conteúdo de umidade inicial e mesmo calor dissipado, são relacionados através da seguinte equação

$$\frac{t_1}{t_2} = \left(\frac{d_1}{d_2} \right)^2 \quad (3.3)$$

Através da equação acima é possível prever o tempo de ocorrência de instabilidade térmica para uma fonte de calor com diâmetro real, por exemplo, um cabo, a partir do conhecimento do tempo de secagem obtido em laboratório através de um experimento de pequena escala com uma sonda térmica.

Finalmente, a partir de testes experimentais com sondas térmicas, Hartley obteve uma série de curvas de instabilidade térmica para diferentes conteúdos iniciais de umidade para um dado solo. Estas curvas são mostradas na Fig. 3.14, onde a região acima da curva corresponde à situação termicamente estável. Estas curvas são independentes do diâmetro da fonte de calor.

A importante contribuição do trabalho de Hartley encontra-se tanto na discussão dos métodos utilizados para determinar algumas das propriedades do solo e nos resultados obtidos através desta análise, quanto na previsão de ocorrência de instabilidade térmica em situações de reaterramento reais a partir de dados de laboratório, através da utilização da equação (3.3).

CARACTERIZAÇÃO DO MATERIAL DE REATERRAMENTO

4.1 Introdução

Neste capítulo são discutidos as metodologias experimentais utilizadas para a determinação das três propriedades que caracterizam o material de reaterramento: o potencial de sucção, a permeabilidade relativa e a resistividade térmica. Como mencionado anteriormente o meio poroso usado na parte experimental deste trabalho é o material de reaterramento utilizado pela empresa de cabos Pirelli S.A. Por simplicidade doravante este material será denominado somente de backfill.

Inicialmente serão apresentadas as principais características físicas do backfill. A seguir são discutidos o conceito, a descrição da bancada experimental e os resultados obtidos para cada uma das três propriedades.

4.2 Caracterização do Backfill

Atualmente a Pirelli utiliza como material de reaterramento uma mistura bimodal composta por 60% de brita (com diâmetro médio de partículas de aproximadamente 10 mm) e 40% de pó de brita (com diâmetro de partículas menores que 0.6 mm) em peso. As características deste material são semelhantes a uma areia denominada *Fire Valley Thermal Sand* utilizada pelo *Los Angeles Department of Water and Power* (Almeida (1985)). O material de reaterramento da Pirelli foi concebido a partir da existência da *Fire Valley*. A Fig. 4.1 mostra a distribuição granulométrica do backfill e da areia *Fire Valley* onde pode ser observado que as duas distribuições são bastantes semelhantes.

A escolha deste material de reaterramento, como discutido por Almeida (1985), deveu-se a estudos realizados nos laboratórios da Pirelli que determinaram algumas características físicas do material. Além disto, considerou-se a disponibilidade de material e a viabilidade econômica de sua utilização. Os estudos realizados, que compararam este material com outros tecnicamente viáveis, permitiram concluir alguns itens que influenciaram sua escolha:

(i) O backfill composto por 60% de grossos e 40% de finos apresenta maior grau de compactação em relação a outros materiais sem, no entanto, tornar-se excessivamente duro a ponto de impedir a eventual remoção do cabo após sua instalação.

(ii) A mistura de grãos grossos com grãos muito finos favorece a condução de calor, principalmente a baixos conteúdos de umidade, uma vez que diminui a porosidade do material aumentando a continuidade na fase sólida.

(iii) a máxima massa específica a seco ($> 2 \text{ g/cm}^3$) é conseguida quando o material é compactado com 9% de umidade. A Fig. 4.2 mostra a curva de massa específica a seco em função do conteúdo de umidade. O procedimento para a obtenção desta curva, conforme ABNT MB-32, consiste em umedecer o material até um certo percentual de umidade, compactando-o em um molde com volume conhecido. O esforço de compactação é controlado pelo número de golpes com um martelo padrão. A massa específica a seco é obtida após secagem em estufa. Esta figura foi obtida nos laboratórios da Pirelli e teve o objetivo de justificar a escolha do material de reateramento.

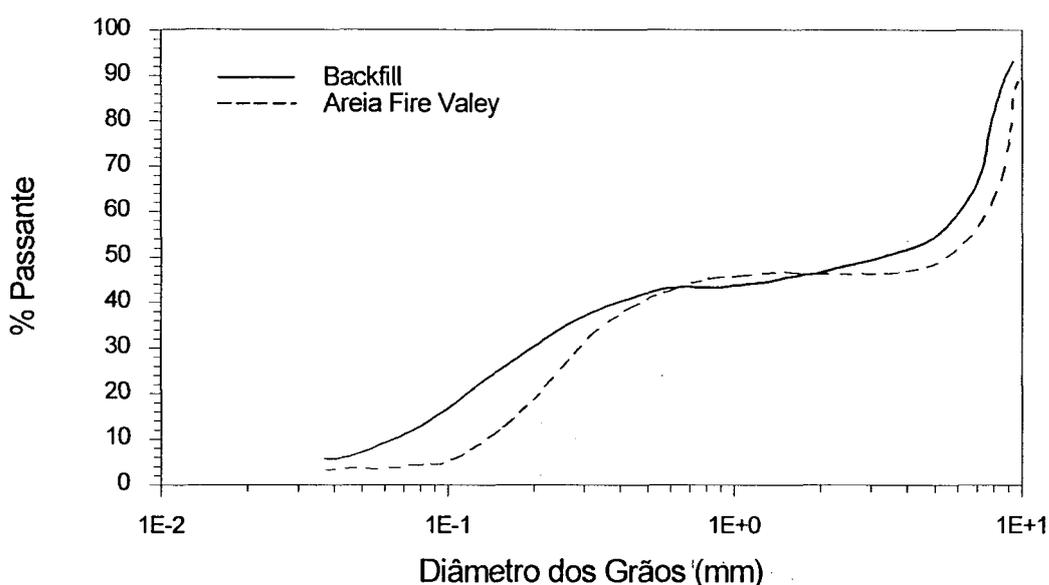


Fig. 4.1 Distribuição granulométrica do backfill Pirelli e da *Fire Valley Thermal Sand*.

A caracterização completa das propriedades termo hidráulicas do backfill foi recentemente realizada por Oliveira Jr. (1993). A seguir serão apresentados duas curvas relativas à caracterização do backfill obtidas neste trabalho.

A curva de distribuição granulométrica de cada uma das partes que compõem o backfill, aqui denominados de finos e grossos, e da mistura são apresentados na Fig. 4.3.

A relação entre a porosidade do material e sua massa específica a seco foi obtida através de diversos ensaios variando-se a percentagem de finos e grossos e está mostrada na Fig. 4.4. Conhecendo-se a porosidade e a massa específica a seco é possível se determinar a massa específica média dos grãos do solo, cujo valor é necessário para prever algumas propriedades térmicas do solo, tal como a difusividade térmica efetiva. Os resultados da Fig. 4.4 revelam que os pontos obtidos são perfeitamente correlacionados por uma reta. No presente trabalho a massa específica a seco foi mantida em 2 g/cm^3 e a porosidade em 0,265.

Apresentados alguns aspectos básicos relacionados às características físicas do backfill, passa-se agora a apresentação dos métodos utilizados para a determinação das propriedades que caracterizam o backfill sob o ponto de vista termo-hidráulico.

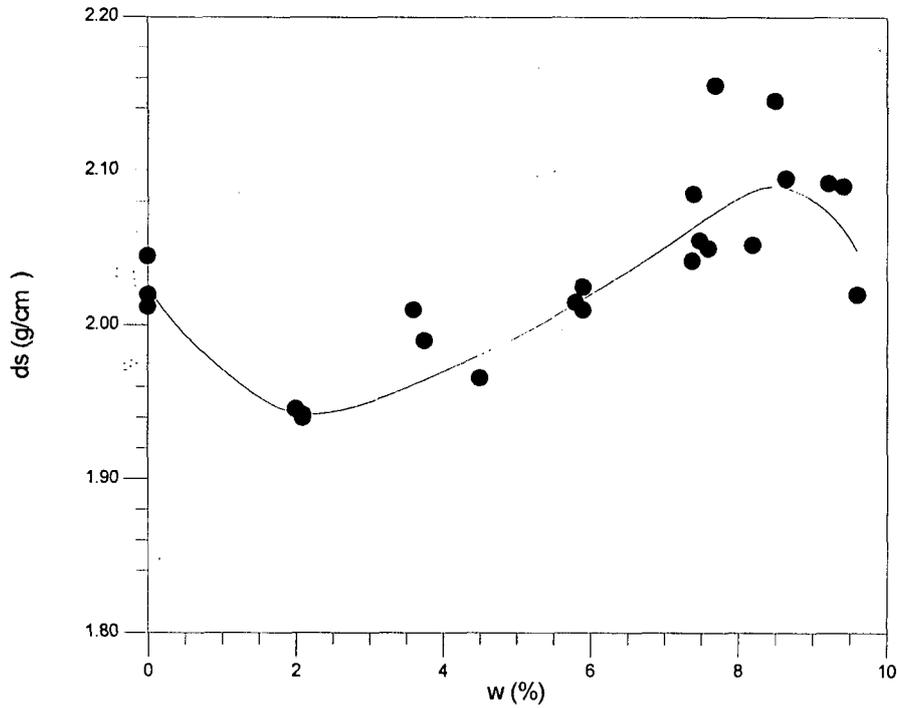


Fig. 4.2 - Curva de massa específica a seco em função do conteúdo de umidade do backfill.

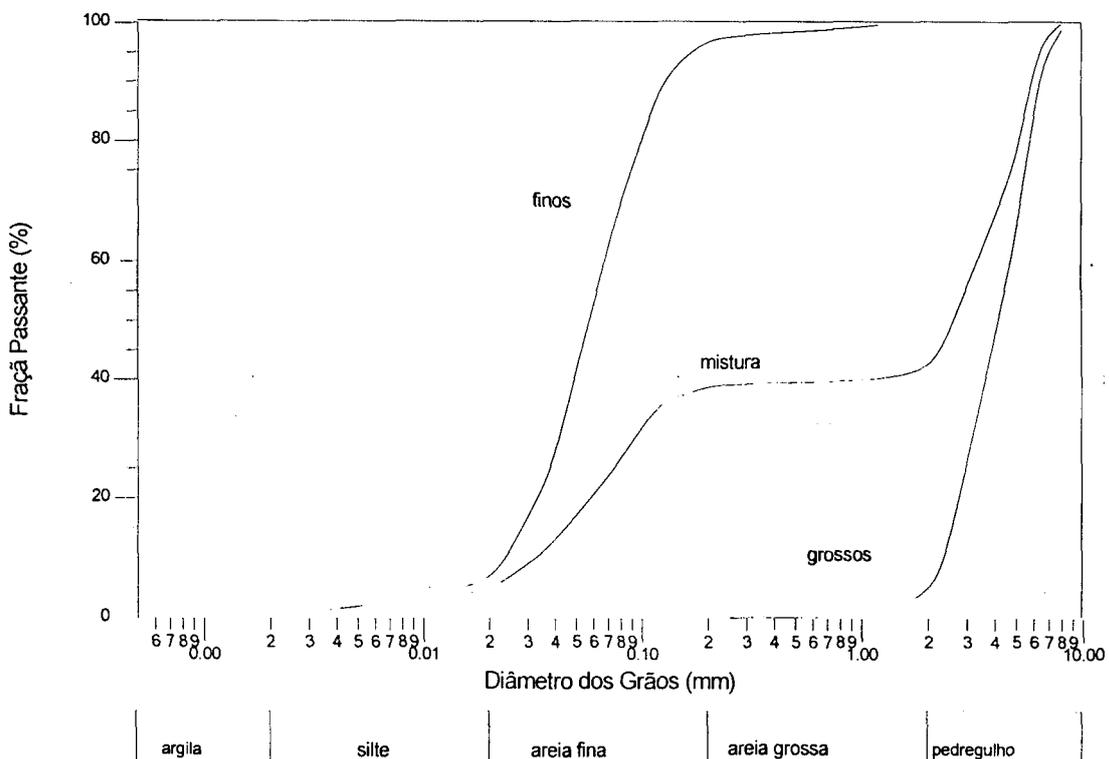


Fig 4.3 - Curva granulométrica do backfill e das frações de grossos e finos.

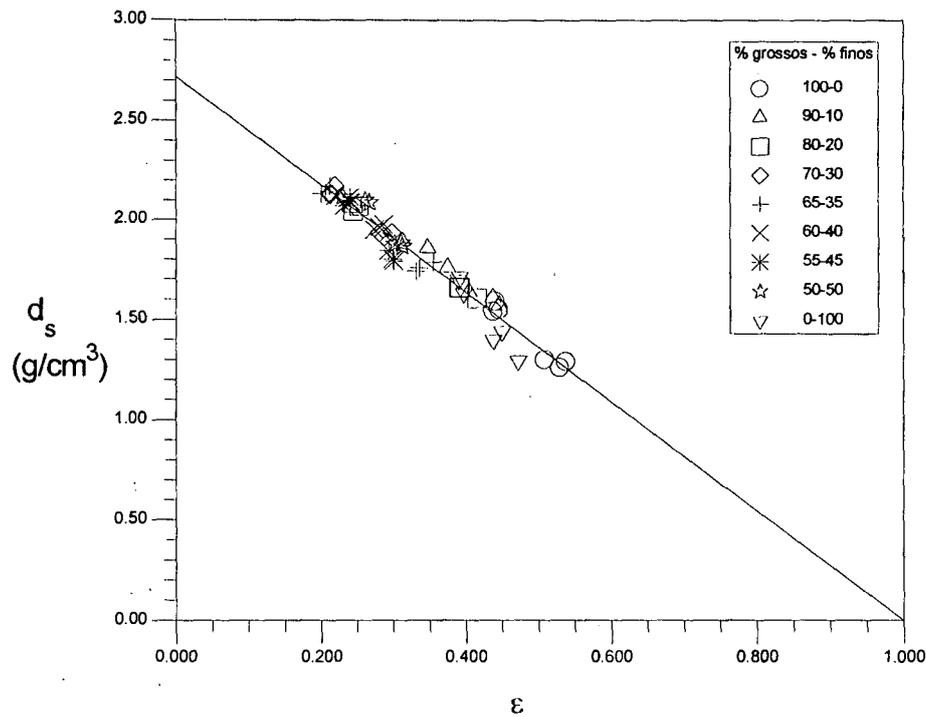


Fig. 4.4 - Relação entre porosidade e massa específica a seco do backfill.

4.3 Determinação do Potencial de Sucção

4.3.1 Definição do Potencial de Sucção

O conceito de potencial de sucção foi introduzido por Buckingham em 1907 em seu trabalho clássico sobre potencial capilar. Basicamente o potencial de sucção está relacionado à energia potencial da água presente nos interstícios da matriz sólida sendo que o seu gradiente é o responsável pela tendência da água de escoar através do material poroso.

O significado físico do potencial de sucção pode ser facilmente compreendido através da análise de um fenômeno bastante simples, conforme indicado na Fig. 4.5.

Quando se insere um pequeno tubo em um líquido, forma-se um menisco como resultado do ângulo de contato da água com as paredes do tubo. A ocorrência de curvatura provoca uma diferença de pressão entre a interface líquido-gás de tal forma que a pressão abaixo do menisco P_1 é menor que a pressão atmosférica P_0 , acima do menisco. Assim, a água dentro do tubo, inicialmente localizada na posição correspondente às linhas tracejadas, é deslocada para cima até que a diferença de pressão inicial seja totalmente contrabalançada pela pressão hidrostática da coluna d'água no tubo capilar.

Em um meio poroso; quando dois fluidos imiscíveis (no presente caso, água e ar) estão em contato nos interstícios da matriz sólida, existe uma discontinuidade na pressão através da interface que separa os dois fluidos. A magnitude desta diferença de pressão depende da curvatura da

interface. A pressão da água é menor que a pressão do ar, e esta diferença de pressão, denominada pressão capilar, é tanto maior quanto menor o conteúdo de umidade do meio. A pressão capilar p_c relaciona-se ao raio de curvatura do menisco r e à tensão superficial entre as fases água-ar σ_{23} através da equação de Laplace:

$$p_c = (p_3 - p_2) = \frac{2\sigma_{23}}{r} \quad (4.1)$$

onde p_3 e p_2 são as pressões nas fases água e ar.

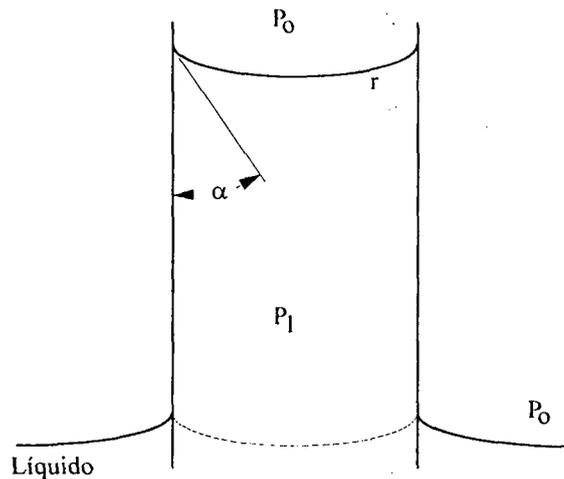


Fig. 4.5 - Ascensão de um líquido em um tubo devido ao efeito de capilaridade.

No estudo de solos, o negativo da pressão capilar dividido pela diferença entre os pesos específicos dos dois fluidos é denominado de potencial de sucção. É interessante ressaltar que na literatura não há uma definição rígida que diferencie potencial de sucção dos demais termos empregados para referenciá-lo: potencial de retenção, potencial de umidade, entre outros. No presente trabalho, o potencial de sucção está definido como mencionado acima, será denotado por ψ e expresso em metros. O potencial de umidade do solo é o produto entre o potencial de sucção e a força da gravidade, é denotado por ϕ e expresso em J/kg. Esta simbologia já foi utilizada na seção 2.3.1.

O potencial de sucção atinge elevados valores negativos para solos praticamente secos e é igual a zero para solos saturados de umidade. Tal potencial está associado a duas forças atrativas: aquelas entre a água e a superfície do solo (adesão) e aquelas entre as moléculas de água (coesão). A importância relativa de cada uma destas parcelas depende, fundamentalmente, do conteúdo de umidade do meio poroso.

O potencial de sucção é determinado experimentalmente medindo-se a diferença de pressão entre o ar e a água retida nos poros. Esta diferença de pressão é exatamente a pressão capilar como definida anteriormente. O procedimento que tem sido largamente empregado, como referenciado por Bear (1972) e Dullien (1979) consiste em controlar a diferença de pressão através das interfaces água-ar e permitir que o conteúdo de umidade se ajuste até que o equilíbrio seja atingido. Este método,

contudo, apresenta o inconveniente de ser relativamente demorado. Com o objetivo de contornar este problema, Su e Brooks (1980) propuseram um método que, de forma inversa, consiste em controlar o conteúdo de umidade do meio e determinar a pressão capilar correspondente. Este é o método utilizado no presente trabalho.

A curva de potencial de sucção em função do conteúdo de umidade pode ser obtida de duas maneiras distintas: (i) por secagem (desorção), partindo-se de uma amostra de material totalmente saturada de água e, através de aumentos sucessivos da pressão capilar, secando-se o meio gradativamente; (ii) por embebição (adsorção), umidificando-se o meio, inicialmente seco, através de sucessivas reduções na pressão capilar.

Os dois métodos descritos acima fornecem curvas de potencial de sucção versus conteúdo de umidade que, a despeito de possuírem forma semelhante, não são coincidentes. O conteúdo de umidade para um dado potencial de sucção é sempre maior na secagem do que na embebição. Esta dependência do potencial de sucção e do conteúdo de umidade de equilíbrio com o processo em questão (secagem ou embebição) é chamada de histerese. A Fig. 4.6 mostra uma curva típica do potencial de sucção ilustrando tal efeito.

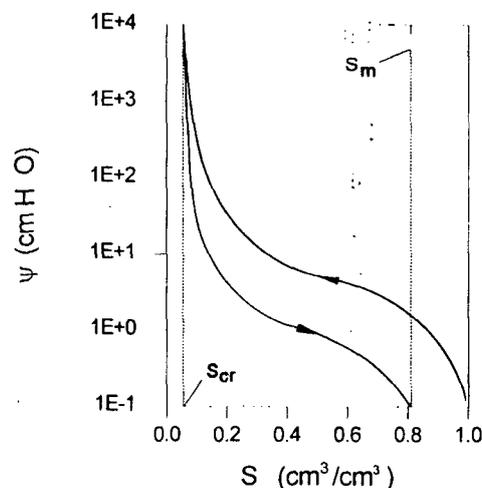


Fig. 4.6 - Curva típica do potencial de sucção em função do conteúdo de umidade, incluindo o efeito de histerese.

A histerese é decorrente de diferentes fatores, e pode ser explicada simplificada da maneira descrita a seguir.

Para uma amostra de material completamente saturada de umidade, aumentando-se gradativamente a pressão capilar, tem-se o esvaziamento dos poros de maior diâmetro. A relação entre a pressão necessária para esvaziar um determinado poro e seu diâmetro é dada pela equação (4.1). À medida que a pressão capilar aumenta, o número de poros que podem ser esvaziados também aumenta. Entretanto, pode ocorrer que exista um poro maior cercado por poros de pequeno diâmetro. Neste caso, o poro maior não irá se esvaziar e tem-se um "aprisionamento" de líquido. Caso a pressão capilar necessária para esvaziar estes poros menores não possa ser atingida, o líquido que está

preenchendo o poro de diâmetro maior jamais será removido. Quando existir no meio poroso somente líquido adsorvido às paredes dos grãos e líquido "aprisionado" diz-se que o meio tem uma saturação residual, ou saturação crítica, S_{cr} , e não é mais possível retirar líquido do meio. Este ponto está mostrado no gráfico da Fig. 4.6. O processo de embebição é então feito a partir do ponto de saturação crítica, umidificando o meio através de sucessivas diminuições na pressão capilar. Primeiramente os poros com menor diâmetro irão ser preenchidos com líquido e, após, os poros maiores, até o ponto em que não é mais possível aumentar o conteúdo de umidade do meio. Também neste caso ocorre aprisionamento da fase gasosa no interior do meio uma vez que existem poros maiores preenchidos com ar que vão sendo bloqueados pelos poros menores já preenchidos com água. Desta forma, quando a pressão capilar torna-se próximo a zero, o meio apresenta uma saturação menor que a saturação total. Este ponto é denominado grau de saturação residual da fase molhante, S_m , e também está indicado na Fig. 4.6. Assim sendo, o conteúdo de umidade correspondente a uma determinada pressão capilar imposta ao sistema é sempre maior nos processos de secagem do que nos processos de umidificação.

Apresentados alguns aspectos básicos relacionados ao potencial de sucção de materiais porosos não saturados, passa-se agora à discussão do procedimento experimental para a determinação da curva de potencial de sucção versus conteúdo de umidade.

4.3.2 Procedimento Experimental

Descrição do Equipamento

Como mencionado anteriormente, o procedimento experimental utilizado no presente trabalho está baseado no trabalho de Su e Brooks (1980). O equipamento utilizado está mostrado esquematicamente na Fig. 4.7. O equipamento é constituído, fundamentalmente, das seguintes partes:

- a. célula de medida, que inclui uma barreira capilar e uma câmara selada;
- b. tubo capilar, para a observação do estabelecimento do equilíbrio através do movimento do menisco;
- c. tubo de armazenamento, para estoque e medida do volume de água removida da amostra;
- d. pistão de vácuo;
- e. manômetros em U para a medida do vácuo aplicado ao sistema.

A seguir será apresentado com maiores detalhes cada uma das partes que constituem o equipamento.

Os tubos capilar e de armazenamento são fixados ao circuito de água com o auxílio de dois suportes usinados em nylon que, através de conexões internas, possibilitam a ligação dos dois tubos com a célula de medida (parte inferior) e com o sistema regulador de pressão (parte superior). A parte

inferior do sistema permanece preenchida com água durante todo o experimento, sendo que a leitura da altura de água nos tubos é feita através de uma escala milimetrada.

O suporte inferior foi, inicialmente, usinado com conexões internas formando ângulos retos, semelhantes àsquelas do suporte superior. Esta geometria, entretanto, propiciava a formação de bolhas de ar nos cantos das conexões, as quais comprometiam seriamente os resultados. Para contornar este problema utilizou-se conexões em forma de Y, da maneira como está representado na Fig. 4.7. Através de uma placa de acrílico transparente colocada na parte frontal do suporte, verificou-se que, efetivamente, este novo formato evitava a formação de bolhas de ar.

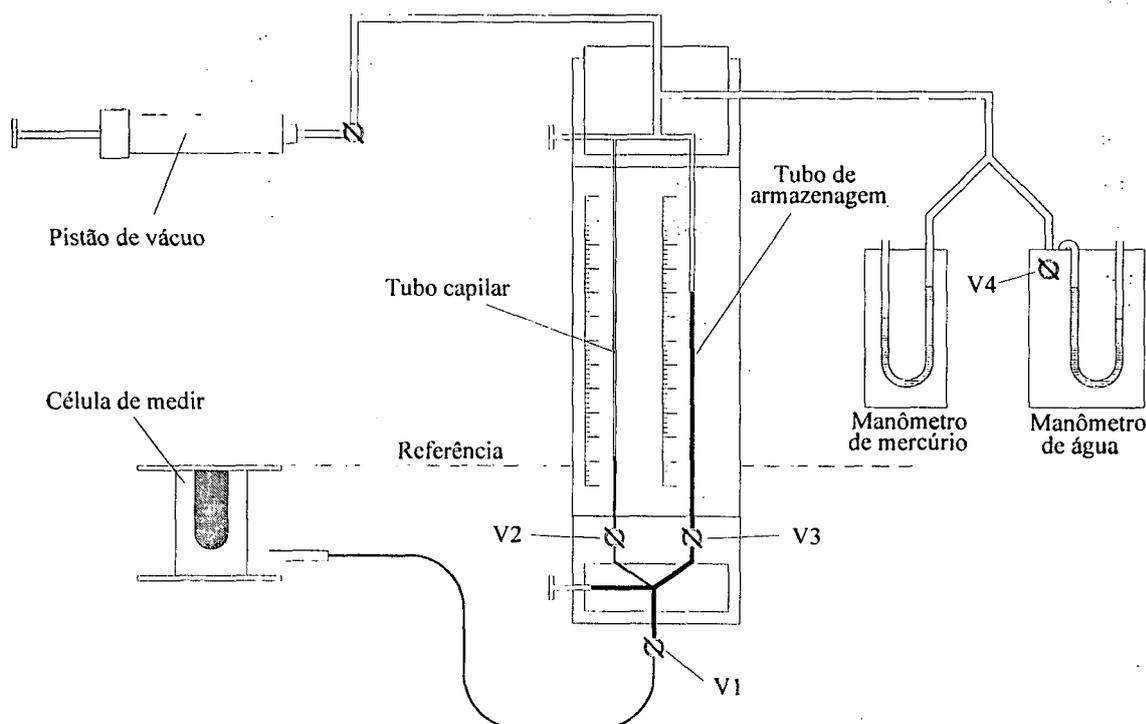


Fig. 4.7 - Vista geral do equipamento para medir potencial de sucção.

Quatro válvulas são utilizadas no dispositivo. A primeira está localizada na parte mais inferior e controla a passagem de água da célula de medida para o suporte inferior (V1). Duas outras válvulas estão colocadas na parte inferior dos tubos, permitindo a passagem de água ou para o tubo capilar (V2) ou para o tubo de armazenamento (V3). A quarta válvula é colocada na entrada do manômetro de água permitindo ou não sua utilização, dependendo da pressão submetida ao sistema.

Nas conexões externas do suporte superior foram utilizadas dispositivos que eram, de um lado, rosqueados ao suporte, e de outro, adaptados às mangueiras de plástico utilizadas. Estas mangueiras e dispositivos são comumente utilizados para ar comprimido em sistemas pneumáticos e fornecem uma ótima vedação. Os tubos capilar e de armazenamento foram conectados ao suporte superior através das mangueiras de plástico. Para o tubo de armazenamento esta conexão foi feita

diretamente, ou seja, a própria mangueira que estava ligada ao suporte foi conectada ao tubo. O tubo capilar, devido ao seu pequeno diâmetro, foi primeiramente conectado a uma mangueira mais fina. Esta, por sua vez, foi ligada à mangueira de plástico através de uma pequena peça cilíndrica de aço, com furo interno e extremidades com diâmetros externos adaptáveis às duas mangueiras.

É importante salientar que, inicialmente, tentou-se utilizar nesta parte do sistema mangueiras de silicone que são mais maleáveis e desta forma de manuseio mais fácil. Posteriormente verificou-se que estas mangueiras são bastante permeáveis e causavam vazamentos significativos de ar. Optou-se, assim, por utilizar as mangueiras de plástico que, sendo menos flexíveis, exigiam maiores cuidados no momento da conexão com os tubos de vidro e com os manômetros.

Na parte inferior do sistema, as válvulas V2 e V3 foram rosqueadas diretamente ao suporte. Para a ligação das válvulas com os tubos utilizou-se as mangueiras de plástico sendo que para o tubo capilar usou-se o mesmo dispositivo descrito anteriormente.

Para evitar vazamentos, em todas as conexões entre as mangueiras, os tubos, e os manômetros em U, utilizou-se cola de silicone que apresenta a vantagem de ser facilmente removida quando necessário.

Na conexão da válvula V1 com a célula de medida utilizou-se a mangueira de silicone que pode ser facilmente colocada ou retirada do tubo de vidro que faz a ligação com a cápsula selada. Esta conexão é utilizada ao final de cada corrida experimental, quando é necessário desconectar a célula de medida do sistema.

No atuador do pistão utilizou-se um dispositivo que é capaz de prendê-lo em uma determinada posição. Isto é necessário quando pressões altas estão sendo aplicadas ao sistema e a tendência da haste é de retornar, diminuindo a pressão. Adicionalmente, o pistão deve conter uma ligação que permita com facilidade conectá-lo ou desconectá-lo ao sistema.

A estrutura da célula de medida cujo desenho é mostrado na Fig. 4.8 será apresentada com maior detalhamento a seguir. Basicamente, tem-se uma câmara selada em acrílico e um filtro cerâmico que funciona como barreira capilar. A câmara selada permanece preenchida com água durante todo o experimento sendo necessário uma perfeita vedação para evitar vazamentos. A tampa e a base da câmara foram, inicialmente, projetadas em um acrílico de menor espessura e sem ranhuras, mas observou-se que era necessário uma quantidade razoável de cola de silicone para promover uma boa vedação. Optou-se assim por refazê-las com rasgos sendo que as partes eram encaixadas e coladas com um pouco de silicone.

O tubo de vidro lateral é engastado diretamente no acrílico através de um furo e é colado com Araldite. A chapa superior da câmara contém um pequeno furo que funciona como respiro para a saída de ar, necessário no momento de se encher a câmara selada com água.

O filtro cerâmico utilizado como barreira capilar é vendido comercialmente como vela para filtros de pressão e são fabricados pela empresa Saulus S.A. - Indústria e Comércio.

São utilizados apenas as partes laterais do filtro, serrando-se a tampa e a base com bastante cuidado para evitar rachaduras na cerâmica. Adicionalmente, uma vez que a espessura do filtro não é constante, é necessário lixar a superfície interna, até que a forma se adapte perfeitamente ao rasgo da superfície de acrílico superior.

Na parte inferior do filtro, servindo como base, é colado com Araldite um disco de acrílico. A fim de diminuir o volume interno e conseqüentemente a quantidade de amostra necessária para preencher totalmente o interior do filtro, utilizou-se um cilindro de acrílico colado à base do filtro. A razão de tal procedimento será explicado posteriormente.

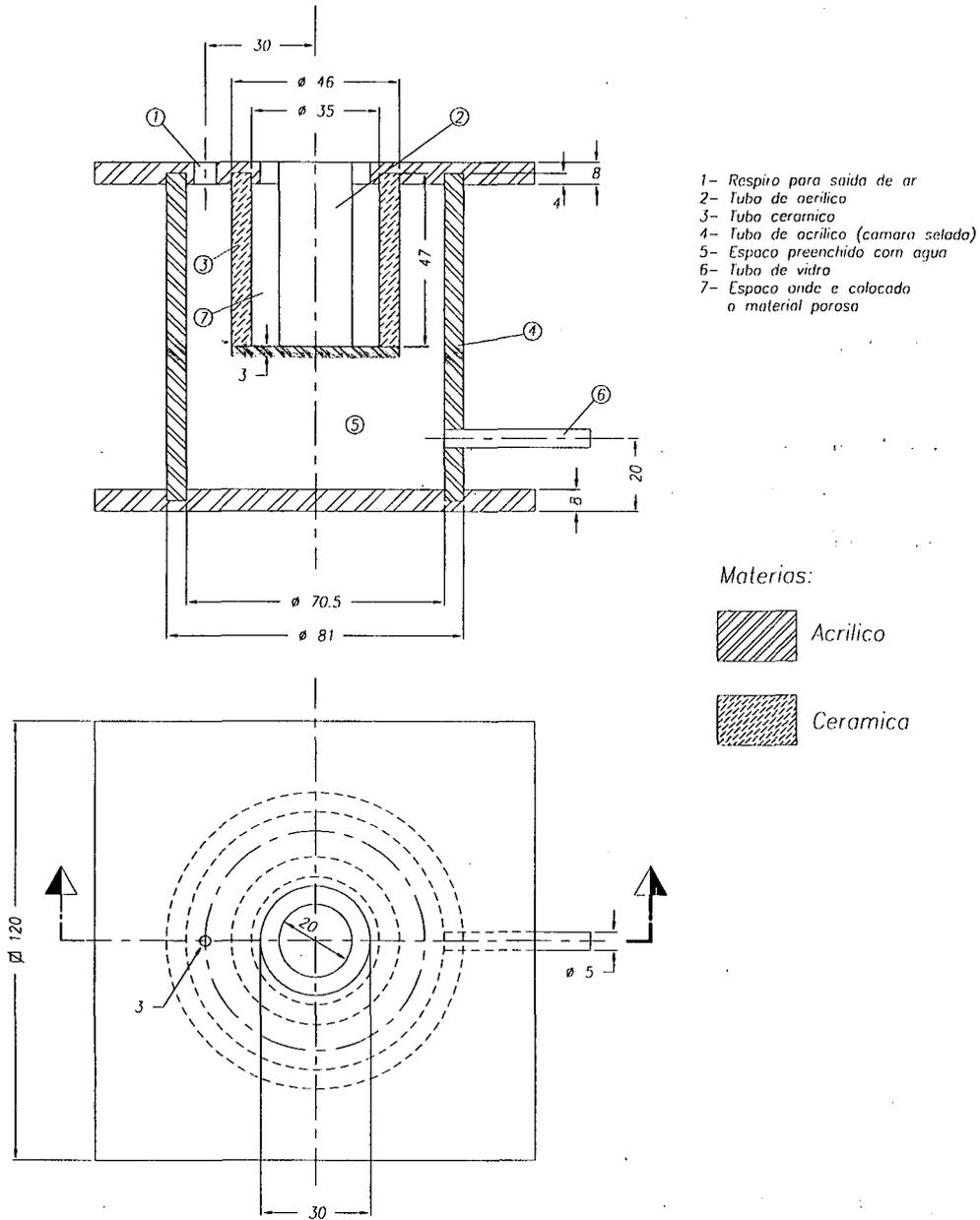


Fig. 4.8 - Vistas Anterior e Superior da Câmara Selada.

Problemas de vazamentos durante o experimento ocorreram essencialmente na junção do acrílico com o filtro cerâmico. A fim de solucionar estes problemas, foram realizados alguns testes que serão discutidos a seguir.

Inicialmente optou-se pela utilização de um anel em "O" no contato entre o acrílico e a cerâmica. Para o anel fornecer boa vedação é necessário que as duas partes estejam bastantes pressionadas uma contra a outra. Para tanto utilizou-se parafusos na parte externa da célula e um dispositivo na parte interna que pressionava o filtro de baixo para cima contra a parte superior de acrílico. Entretanto, o filtro cerâmico, por ser fabricado com um material relativamente frágil, não suportava uma compressão suficiente para permitir uma boa vedação e rompia-se.

Uma outra tentativa foi utilizar borrachas mais maleáveis no contato entre o acrílico e o filtro que permitisse uma compressão maior. Tal procedimento contudo não forneceu boa vedação.

Optou-se, assim, por refazer as partes superior e inferior em acrílico com espessura maior (8 mm). Com isto foi possível usinar um rasgo de 4 mm de profundidade e com uma forma tal que permitisse o encaixe perfeito do filtro. Este formato pode ser observado na Fig. 4.8. Mesmo com estas modificações e utilizando somente borracha de silicone no contato entre o acrílico e o filtro, houve ocorrência de vazamento. Observou-se que o silicone não se adapta ao contato entre a cerâmica e o acrílico em presença de água.

Finalmente utilizou-se cola Araldite que, quando colocada em um rasgo bem mais profundo, permitiu uma boa vedação e impediu os vazamentos.

Solucionado o problema dos vazamentos, foi possível levantar as curvas de potencial de sucção versus conteúdo de umidade. Contudo, para pressões altas, próximas a 270 cm de coluna d'água, observou-se a formação de bolhas na parede externa do filtro. Este fenômeno é conhecido como colapso do filtro e acontece porque para pressões mais altas ocorre infiltração de ar através do filtro, ou seja, o ar no interior da amostra tem pressão suficiente para atravessar os poros do filtro. A partir desta pressão, o valor lido nos manômetros não corresponde mais à pressão capilar e é necessário interromper o experimento. A pressão para qual este fenômeno começa a ocorrer é chamada pressão de borbulhamento e indica o limite máximo de pressão que é possível atingir com tal filtro.

Na tentativa de solucionar o problema de borbulhamento do filtro outros tipos de filtros foram testados. Inicialmente, utilizou-se um filtro de bronze sinterizado. Tal filtro, contudo, apresentou muitas falhas decorrentes de impurezas contidas no pó antes da sinterização. Como consequência, o filtro apresentava diversos poros relativamente grandes o que inviabilizou a sua utilização como barreira capilar.

Posteriormente utilizou-se um filtro cerâmico que foi encomendado especialmente para sua utilização no experimento. O pó cerâmico utilizado na sua confecção era bastante fino e granulometricamente escolhido. Este filtro apresentou ótimos resultados com relação à pressão de borbulhamento e passou a ser utilizado como barreira capilar.

Indubitavelmente, a maior dificuldade na montagem de um experimento deste tipo é encontrar a barreira capilar adequada. O backfill é um material bastante irregular e, assim sendo, sua curva de potencial capilar não apresenta o formato típico, como aquele indicado na Fig. 4.6. Tal característica será vista mais adiante, no momento da apresentação dos resultados.

As curvas de potencial de sucção apresentadas neste trabalho foram obtidas com o experimento descrito acima. Posteriormente, outras melhorias foram acrescentadas ao experimento,

inclusive a aquisição de uma câmara selada com barreira capilar com pressão de borbulhamento da ordem de 1 bar.

Procedimento de Montagem e Medição

O princípio de funcionamento do experimento consiste, basicamente, em se remover uma determinada quantidade de água da amostra, inicialmente totalmente saturada, e obter a diferença de pressão entre as interfaces ar-água resultante (pressão capilar).

O procedimento de montagem será explicado tendo como base novamente a Fig. 4.7. Inicialmente o suporte inferior e os tubos capilar e de armazenamento são preenchidos com água destilada. Para tanto basta que se coloque a mangueira de silicone, que faz o contato entre a câmara selada e o suporte inferior, em um recipiente contendo água e que se aplique ao sistema uma pressão através do acionamento do pistão. Neste momento, as válvulas V1, V2 e V3 devem estar abertas e é aconselhável manter fechada a válvula V4 a fim de evitar que a água contida no manômetro seja succionada para dentro do sistema. Quando o nível de água nos tubos estiver aproximadamente 30 cm acima do nível de referência, as válvulas V2 e V3 são fechadas. O pistão é então desconectado do sistema e a pressão nos manômetros é exatamente a pressão atmosférica.

A câmara selada é preenchida com água através do tubo de vidro lateral, mantendo o respiro na parte superior aberto. Este respiro é fechado ao término da operação com massa de calafetar que proporciona uma ótima vedação.

O filtro cerâmico é então saturado colocando-se água no seu interior; gradativamente, esta água começa a pingar através do tubo de vidro. Quando o interior do filtro não contiver mais água, repete-se mais uma vez esta operação de tal forma que ao final todos os poros do filtro estão preenchidos com água. Este procedimento de saturação, contudo mostrou-se pouco eficiente quando o filtro utilizado era aquele que apresentava maior pressão de borbulhamento.

Devido à existência de poros bastante pequenos, necessitou-se de uma bomba de vácuo para propiciar e garantir uma saturação perfeita. Neste caso, o filtro, previamente enchido com água, era "emborcado" em um recipiente também preenchido com água até uma altura que permitisse que a célula ficasse submersa. Através de uma mangueira colocada no tubo de vidro lateral da célula, aplicava-se uma depressão ao sistema, forçando-se, assim a passagem da água do interior do filtro para os poros do mesmo. Assumiu-se que tal procedimento garantia a saturação total do filtro.

A seguir a amostra de material é colocado no interior do filtro em pequenas porções intercaladas com um pouco de água a fim de garantir a saturação da amostra. Adicionalmente, é necessário que se promova a compactação do material, socando-o com a ajuda de um pequeno tubo metálico após a colocação de cada porção de material e água. Ao final da operação, retira-se com uma seringa o excesso de água que eventualmente possa estar presente na parte superior da amostra.

A célula de medida é, então, conectada pelo tubo de vidro ao sistema através da mangueira de silicone, abrindo-se o respiro da parte superior para permitir a saída de bolhas de ar. As válvulas V2 e V3 são abertas e a altura de água nos tubos começa a baixar. A água proveniente dos tubos continua a sair pelo respiro até que o equilíbrio hidrostático seja atingido, ou seja, até que a água nos tubos esteja

na altura correspondente ao nível de referência. Caso haja formação de bolhas junto ao respiro pode-se injetar água na câmara com a ajuda de uma seringa com agulha. Quando não houver mais bolhas e a água nos tubos estiver na altura do nível de referência, fecha-se o respiro e as válvulas e conecta-se o pistão ao sistema, que está a pressão atmosférica. Neste instante inicia-se o experimento e a leitura de dados.

São anotados os valores iniciais da altura de água nos tubos capilar e de armazenamento. A altura no tubo capilar é aproximadamente 1 cm maior que altura no tubo de armazenamento em decorrência da presença do menisco. A válvula V4 inicialmente permanece aberta permitindo que a leitura da pressão seja feita no manômetro de água.

A válvula V3 é então aberta e diminui-se a pressão do sistema através do acionamento do pistão. Cria-se um gradiente de pressão entre as fases líquido-ar fazendo-se com que a água seja transferida, através da barreira capilar, da amostra para o tubo de armazenamento. Depois que um determinado volume de água é transferido, aguarda-se um tempo suficiente para que não se observe mais aumento da coluna d'água; fecha-se a válvula V3 e abre-se a válvula V2 do tubo capilar. Água começa então a ser transferida da amostra para o tubo capilar e, em virtude de seu pequeno diâmetro, um pequeno volume d'água transferido ocasiona um aumento relativamente grande na altura da coluna. O aumento do nível de água no tubo capilar aumenta a pressão da água na amostra e diminui a diferença de pressão entre as fases líquido-ar (pressão capilar). Entretanto, não é permitido que a altura de água seja muito maior que o seu valor inicial; para isso, aumenta-se manualmente a pressão do sistema de tal forma que a pressão nas duas fases seja praticamente a mesma. Neste ponto, deve-se tomar cuidado no sentido de evitar que a água do tubo retorne à amostra. Devido ao pequeno diâmetro do tubo capilar, a existência de não equilíbrio é facilmente detectável.

A situação de equilíbrio é atingida após alguns minutos, garantindo-se que o nível de água no tubo capilar permaneça constante. Fecha-se a válvula V4, anotando-se a altura de água nos dois tubos e a pressão no manômetro de água. Este é um ponto de equilíbrio da curva potencial de sucção versus conteúdo de umidade. Vale salientar que o filtro permanece totalmente saturado e que a água transferida para os tubos é aquela proveniente da amostra. Com efeito, os poros do filtro, que são muito menores que aqueles da amostra, têm tendência muito maior em reter água no seu interior.

O mesmo procedimento é repetido, observando-se a pressão limite a para qual o manômetro de água pode ser utilizado; a partir deste momento, fecha-se a válvula V4 e passa-se a ler os valores de pressão no manômetro de mercúrio. À medida que o conteúdo de umidade da amostra diminui, as depressões aplicadas ao sistema são gradativamente maiores e torna-se necessário a utilização do dispositivo para prender o atuador do pistão. Além disto, os tempos para que a condição de equilíbrio seja atingida também são maiores chegando a ordem de 4 horas.

Quando a amostra alcança o conteúdo de umidade irreduzível, ou seja, não é mais possível retirar água por maior que seja a depressão aplicada ao sistema, a válvula V1 é fechada e desconecta-se a célula de medida do sistema. É importante salientar que este ponto final não foi atingido para a amostra de backfill, devido aos problemas de colapso do filtro.

No decorrer do experimento observou-se a existência de outro problema. Formavam-se bolhas de ar no interior dos tubos capilar e de armazenamento e na câmara selada. Isto ocorre porque a água

em seu estado natural contém ar absorvido. Para pressões baixas o ar contido na água expande-se, tornando-se visualmente perceptível. O surgimento destas bolhas comprometeu os resultados obtidos para depressões elevadas.

Para solucionar este problema foi necessário utilizar água destilada deaerada no experimento. A operação de remoção do ar adsorvido consiste em ferver-se a água com bastante agitação durante aproximadamente dez minutos e, após, ligeiro resfriamento armazená-la em um recipiente de vidro com boa vedação.

Discutida a metodologia experimental de montagem e medição, passa-se à discussão do procedimento para a análise dos dados.

Procedimento para Análise dos Dados

De acordo com a metodologia de medição descrita anteriormente, anotou-se os valores das alturas nos tubos capilar e de armazenamento e a pressão lida nos manômetros para cada ponto de equilíbrio. Será discutida a seguir a metodologia seguida para, a partir destes dados, obter os valores do potencial de sucção e do conteúdo de umidade.

O potencial de sucção ψ , expresso em metros, é a diferença entre a altura lida no manômetro, considerando uma coluna de água, e a altura lida no tubo capilar (a partir de seu valor inicial).

O conteúdo de umidade θ é definido como sendo a razão entre o volume de água nos poros e o volume de vazios, ou seja,

$$\theta = \frac{\text{Vol. água}}{\text{Vol. total}} \quad (4.2)$$

Para se determinar o conteúdo de umidade correspondente a cada ponto de equilíbrio, deve-se conhecer inicialmente o volume no interior do filtro e a porosidade da amostra. O volume no interior do filtro é determinado no início do experimento, antes de se colocar a amostra. A célula de medida totalmente preenchida com água é inicialmente pesada. A seguir enche-se completamente o interior do filtro com água destilada e pesa-se a célula de medida novamente. A diferença de peso em gramas é igual ao volume no interior do filtro em cm^3 . Note que o volume no interior do filtro é igual ao volume total de amostra.

A porosidade ε é definida como sendo a razão entre o volume de vazios e o volume total e depende fundamentalmente do grau de compactação do material e por conseguinte da massa específica a seco. A Fig. 4.4 mostra a relação linear entre a porosidade e a massa específica a seco do backfill.

Para se determinar a massa específica a seco da amostra, ao final do experimento recolhe-se toda a amostra em um recipiente de peso conhecido. Para se retirar a amostra do interior do filtro pode-se utilizar água que facilita a retirada das partículas maiores. O material recolhido é deixado em estufa a $100\text{ }^\circ\text{C}$ por 24 horas, e em seguida é pesado. A massa específica a seco é determinada

dividindo a massa do material seco pelo volume total da amostra. Nos testes realizados a massa específica a seco foi mantida constante e igual a 2 g/cm^3 .

Para cada ponto de equilíbrio determina-se o volume de água retirado da amostra e transferido para os dois tubos. Para tanto é necessário que se conheça, para cada altura de água nos tubos, o volume de água correspondente.

Conhecido o volume de água retirado da amostra, o conteúdo de umidade é calculado por:

$$\theta = \frac{(\text{Vol. vazios}) - (\text{Vol. água nos tubos})}{(\text{Vol. total})} \quad (4.3)$$

onde o volume de vazios é o produto entre a porosidade e o volume total da amostra.

Neste ponto, verifica-se que o volume total de água que pode ser transferido aos tubos é igual ao volume de vazios e está condicionado à altura dos tubos. Utilizou-se o cilindro de acrílico no interior do filtro para diminuir o volume total da amostra e conseqüentemente o volume de água transferida aos tubos.

A seguir serão apresentados os resultados obtidos.

4.3.3 Resultados

O primeiro teste realizado com o experimento utilizou como amostra um meio uniforme composto por esferas de vidro com diâmetros entre 70 e 400 μm e porosidade igual a 0,47. A curva obtida está apresentada na Fig. 4.9. O patamar de pressão existente próximo a sucção de 55 cm de água é característico de amostras que contém partículas com tamanhos regulares. A saturação irreduzível, S_{cr} que é ponto no qual para aumentos sucessivos de pressão não é mais possível retirar água da amostra, está perfeitamente caracterizado. É interessante notar, ainda, que a curva inicia-se em um valor de saturação igual a 0,95, indicando que provavelmente o meio não estava perfeitamente saturado no início do experimento. Com efeito, a saturação total da amostra é um fator difícil de ser garantido; neste caso, considera-se que a curva mostrada apresenta-se deslocada para a esquerda de um valor de ΔS constante. A seguir serão apresentados os resultados referentes às amostras de backfill.

A Fig. 4.10 apresenta os resultados para 5 amostras de backfill compactadas na massa específica a seco de 2 g/cm^3 . A dispersão dos resultados deve-se, em parte, à grande não uniformidade do material; composto por partículas de grandes dimensões. Considerando que o recipiente onde a amostra era colocado tem pequenas dimensões, a inclusão de uma partícula maior de 2 mm implica em alteração no espaço poroso do material. A dispersão pode ser conseqüência também da dificuldade em se garantir a saturação completa inicial da amostra. Assim sendo, a curva de potencial de sucção na faixa de conteúdo de umidade dos pontos experimentais é obtida tomando-se a média de todos os pontos.

Para a região de altas sucções não foi possível obter pontos devido ao problema de borbulhamento do filtro utilizado como barreira capilar. Nesta região Oliveira Jr. (1993) realizou duas estimativas para se prever o comportamento do backfill próximo à região de saturação. Estes dois procedimentos serão discutidos sucintamente a seguir.

2-

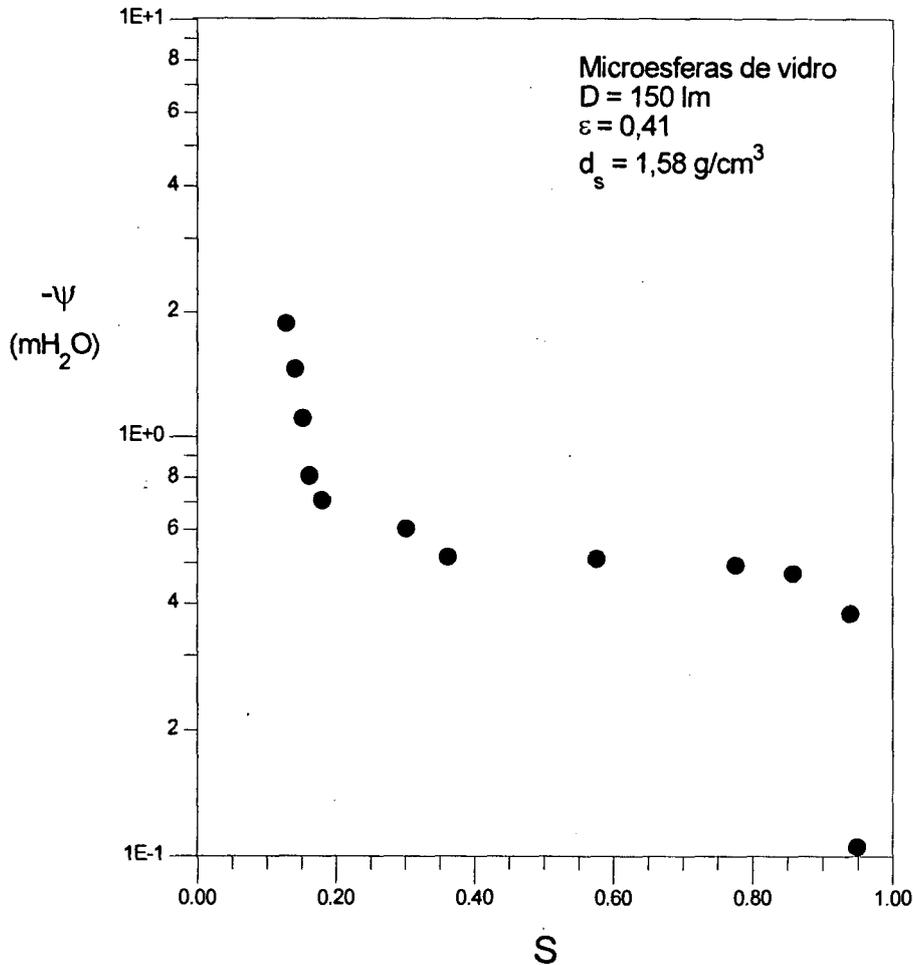


Fig. 4.9 - Curva de potencial de sucção versus saturação para a amostra de esferas de vidro.

A primeira estimativa foi feita com base nos dados do potencial de sucção obtidos para uma amostra de finos utilizando a técnica da câmara de pressão. A curva da Fig. 4.11 apresenta os resultados obtidos do potencial de sucção versus umidade percentual em base mássica. Considerando que a água presente no meio para altas sucções encontra-se recobrindo os grãos grossos e finos e que a área superficial dos finos é muito maior que a dos grossos, é possível considerar, por aproximação, que a água retida pela mistura é fundamentalmente retida pela parcela de finos. Uma vez que os finos representam 40 % em massa da mistura, a umidade da mistura nas pressões de 5 e 15 bar pode ser calculada como sendo 40 % da umidade retida nestas pressões pela parcela de finos. De acordo com os pontos mostrados na Fig. 4.11, assume-se que nas pressões de 5 e 15 bar a umidade retida pelo backfill é, respectivamente, 0,45 e 0,68 %. O valor do conteúdo de umidade θ e por conseqüente da saturação S é obtido utilizando-se o valor da massa específica a seco do backfill, 2 g/cm^3 . Os

resultados obtidos são θ igual a 0,009 e 0,014 e S igual a 0,034 e 0,051 para as pressões de 5 e 15 bar, respectivamente.

A segunda estimativa foi feita com um experimento de adsorção de vapor em uma amostra de finos, seguindo as recomendações de Yunes (1992). Este experimento consiste em colocar a amostra de material em contato com uma atmosfera com umidade relativa constante e conhecida, através do equilíbrio desta com uma solução salina concentrada de Sulfato de Potássio.

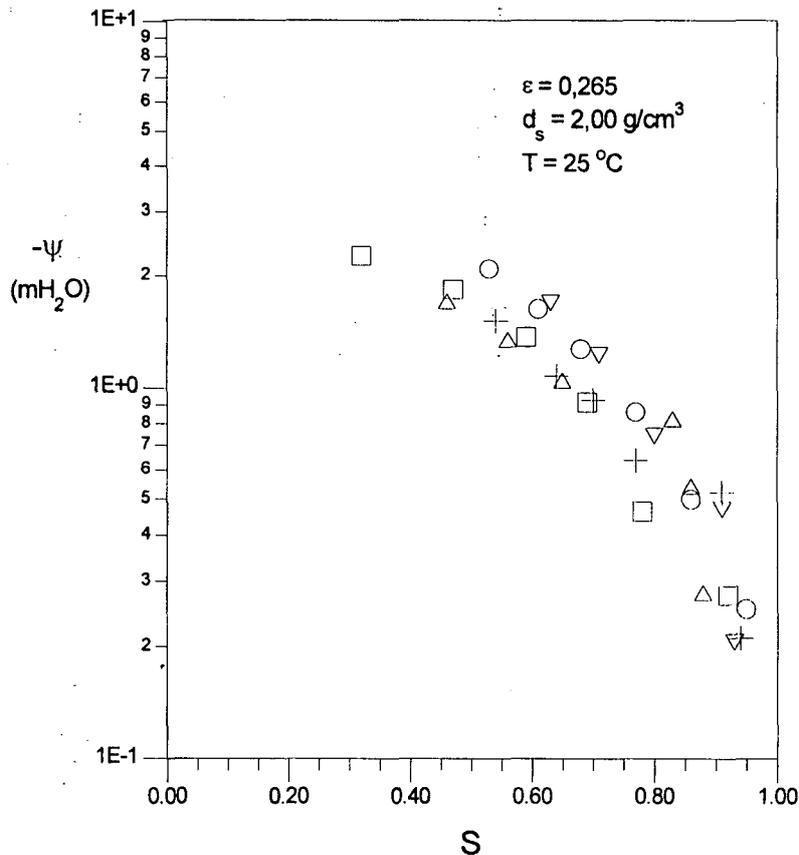


Fig. 4.10 - Curva de potencial de sucção versus saturação para 5 amostras de backfill.

O experimento foi realizado mantendo-se a umidade relativa da atmosfera em 97%. A amostra de finos foi compactada para a fornecer a massa específica a seco apropriada com o valor de 2 g/cm^3 da amostra de backfill, considerando a percentagem de 40 % de finos e 60 % de grossos em massa no backfill. O teste foi realizado durante 100 dias e a Fig. 4.12 apresenta a variação da massa de água da amostra em função do tempo. Observa-se que após este período a amostra ainda continuava a absorver umidade da atmosfera, indicando que ela ainda não havia atingido o equilíbrio. Após 100 dias, a umidade absorvida pela amostra foi de 0,4297 g, o que representa uma umidade percentual de 0,91 %. É interessante ressaltar que a curva de potencial de sucção que se deseja completar é uma curva de secagem e não de emidecimento. Assim sendo, o ponto obtido neste experimento de adsorção não é o mesmo que seria obtido em um experimento de desorção, devido ao efeito de histerese. Contudo, mesmo considerando que a amostra ainda não estava em equilíbrio e o efeito de

histerese, adotou-se este valor como uma estimativa do valor de umidade de equilíbrio que seria obtido em um experimento de desorção para a mesma amostra.

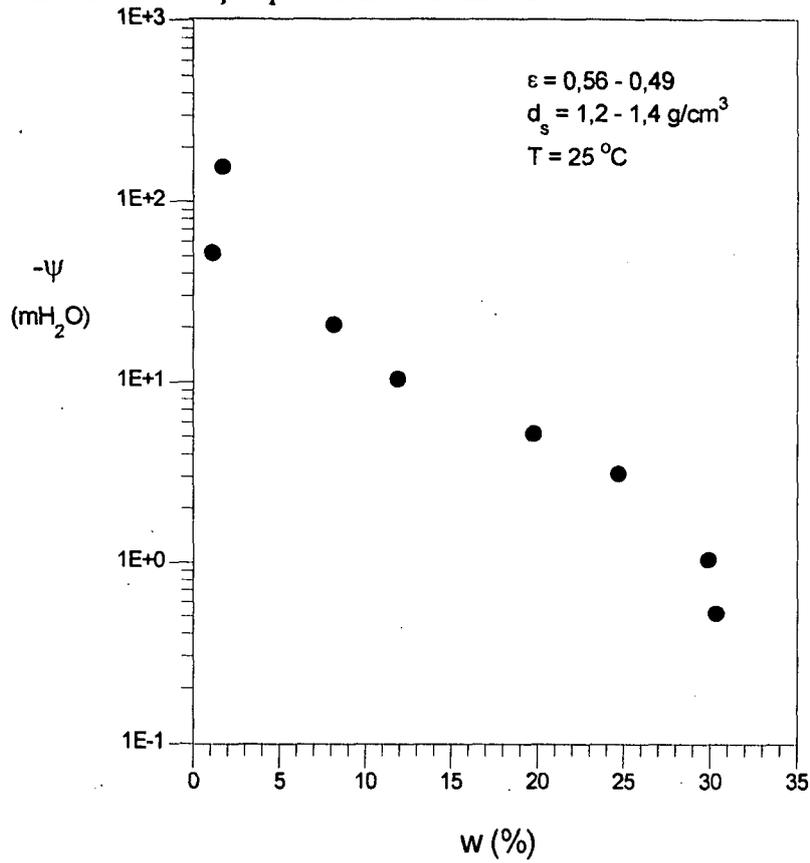


Fig. 4.11 - Dados obtidos para amostra de finos utilizando câmara de pressão.

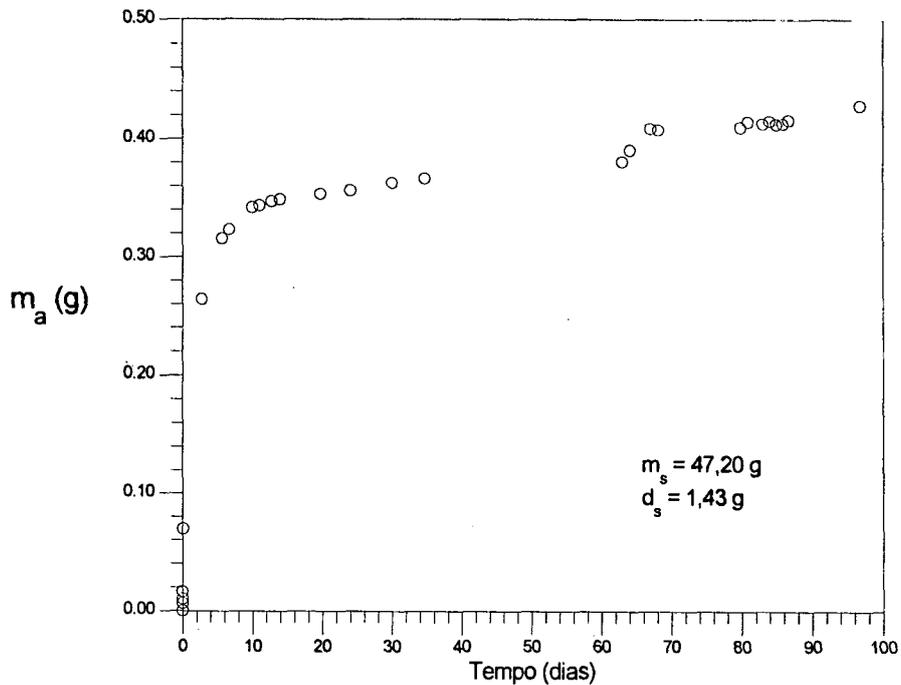


Fig. 4.12 - Variação de umidade de uma amostra de finos submetida a um ensaio de absorção de vapor.

Através de um procedimento análogo àquele realizado para os dados da câmara de pressão, obteve-se uma umidade percentual para a mistura de 0,36 %, θ igual a 0,0073 e S igual a 0,028. A utilização da Lei de Kelvin, equação (2.4), com temperatura de 298 K e umidade relativa de 97 %, fornece um valor para o potencial de sucção ψ igual a -420,0 m.

A Fig. 4.13 mostra a curva completa do potencial de sucção incluindo os pontos experimentais e os três correspondentes às duas estimativas. A partir destes três últimos pontos, estima-se o valor do conteúdo de umidade e da saturação residual do backfill como sendo aproximadamente igual a 0,01 e 0,04, respectivamente.

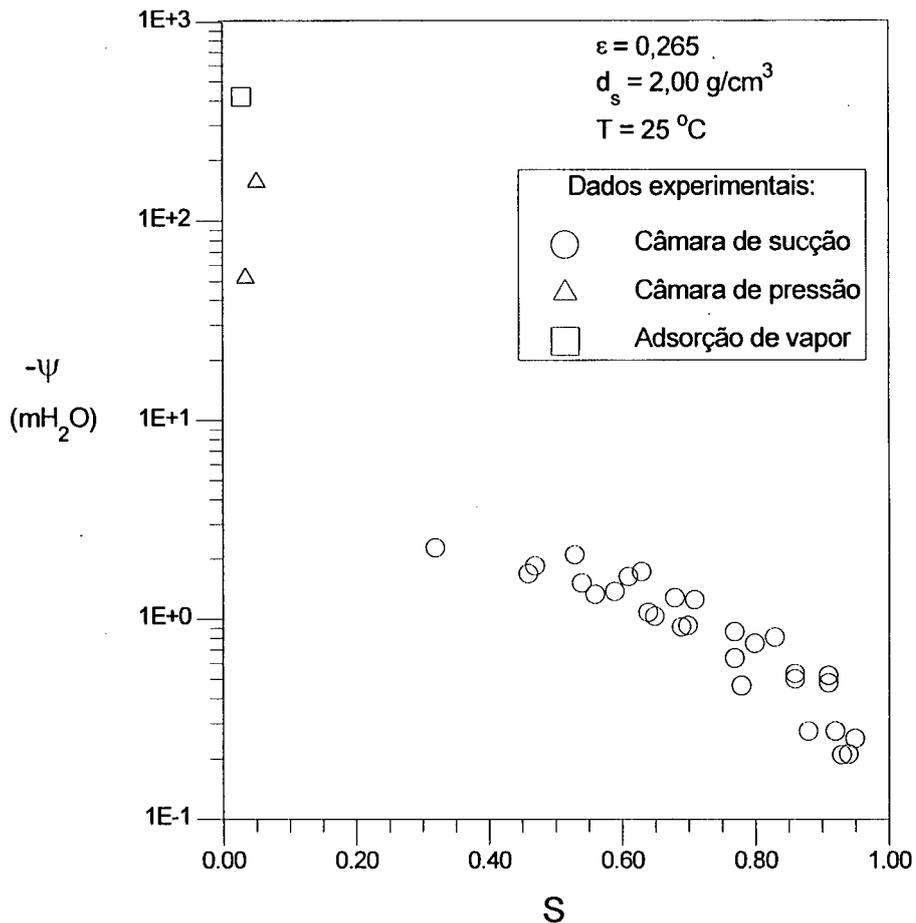


Fig. 4.13 - Dados do potencial de sucção obtidos para o backfill.

O passo seguinte é obter uma curva empírica ajustada aos valores do gráfico da Fig. 4.13. Este procedimento foi detalhado por Oliveira Jr. (1993) que apresenta diferentes equações ajustadas aos dados experimentais. Apresentar-se-á a equação que forneceu os melhores resultados com relação ao ajuste dos pontos experimentais.

A equação de Van Genuchten, aplicável a todos os valores de ψ , é dada por (Van Genuchten (1980));

$$S_e = \left[1 + (\alpha \psi)^\beta \right]^{-\left(\frac{1}{\beta+1}\right)} \quad (4.4)$$

onde α e β são parâmetros a determinar. A saturação efetiva S_e é definida através da seguinte equação:

$$S_e = \frac{S - S_{cr}}{1 - S_{cr}} \quad (4.5)$$

onde S_{cr} é o valor da saturação crítica, onde deixa de existir continuidade na fase líquida, cujo valor é 0,04 para o backfill.

A curva obtida fazendo-se o ajuste com todos os pontos com a equação de Van Genuchten é mostrada na Fig. 4.14, fornecendo os valores de $\alpha = 1,407$ e $\beta = 1,728$.

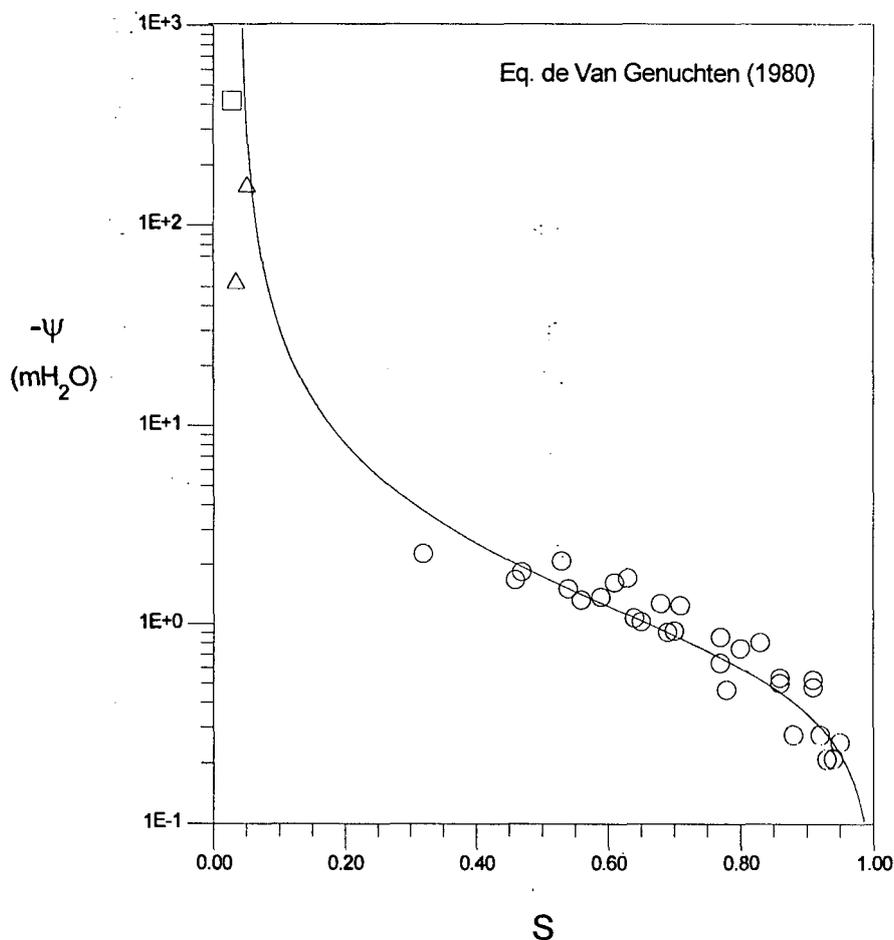


Fig. 4. 14 - Curva empírica de Van Genuchen ajustada aos dados experimentais de potencial de sucção.

A seguir serão apresentadas as metodologias utilizadas para a determinação das outras duas propriedades que devem ser conhecidas para a caracterização completa do backfill: a permeabilidade relativa e a condutividade térmica efetiva. A metodologia experimental foi integralmente desenvolvida por Oliveira Jr. (1993). O objetivo da inclusão das seções seguintes se deve ao fato de se desejar que o presente trabalho seja "completo" no sentido de apresentar as metodologias experimentais necessárias à caracterização do material de reaterramento. As propriedades obtidas através destas técnicas experimentais são utilizadas no modelo numérico implementado. Neste contexto, vale relembrar o objetivo principal deste trabalho, de desenvolver uma metodologia capaz de prever os processos de secagem em materiais de reaterramento.

4.4 Determinação da Permeabilidade Relativa

4.4.1 Definição de Permeabilidade Relativa

O conceito de permeabilidade está intrinsecamente relacionado à propriedade de um fluido poder escoar no interior de um meio poroso. Tal propriedade é descrita matematicamente através da lei de Darcy para escoamento em meio poroso saturado, apresentada na seção 2.3. Esta lei estabelece que o fluxo volumétrico v do líquido é igual ao produto da condutividade hidráulica K_H e o gradiente do potencial total de umidade Φ , como apresentado na seção 2.3.1:

$$v = -K_H \nabla \Phi \quad (4.6)$$

onde v é a razão entre o fluxo de líquido e sua massa específica e o sinal negativo indica que o fluxo volumétrico tem sentido contrário ao do potencial total, ou seja, o fluxo se dá no sentido do maior para o menor potencial.

A lei de Darcy, equação (4.6), é equivalente às outras leis de difusão, como Fick, Fourier ou Newton; a condutividade hidráulica K_H é o fator de proporcionalidade, ou difusividade, para o escoamento em meios porosos, sendo expressa em m/s. A permeabilidade k de um meio poroso é definida como função deste fator e das propriedades do fluido:

$$k = \frac{K_H \mu}{\rho g} \quad (4.7)$$

onde μ é a viscosidade dinâmica, ρ é a massa específica e g é a aceleração da gravidade, tendo portanto dimensão igual a m^2 . Vale salientar que o presente desenvolvimento está sendo feito de forma genérica, sem considerar o fluido em questão; por este motivo não há sub-índice nas propriedades do fluido.

A lei de Darcy em função da permeabilidade pode ser então escrita como:

$$v = -k \frac{\rho g}{\mu} \nabla \Phi \quad (4.8)$$

A equação anterior é válida para situações onde os interstícios do meio estão preenchidos com um único fluido, ou seja, o meio poroso está saturado. A permeabilidade neste caso é chamada permeabilidade de saturação e será denotada por k_{sat} e deve ser determinada experimentalmente. Para a determinação de k_{sat} , é necessário se fazer escoar um fluido por influência de um gradiente de pressão através de uma amostra saturada de material de dimensões conhecidas. Após estabelecido o regime permanente tem-se uma vazão constante proporcional ao gradiente de pressão. A permeabilidade de saturação é obtida em função destes valores e das dimensões da amostra.

Para o caso de escoamentos multifásicos, quando estão presentes mais de um fluido, a lei de Darcy deve ser modificada para incluir na permeabilidade o efeito da presença de mais de um fluido. Evidências experimentais comprovam que quando dois fluidos imiscíveis escoam simultaneamente através de um meio poroso, cada fluido estabelece seu próprio caminho, conforme discutido por Bear (1972). Desta forma, a lei de Darcy pode ser utilizada para descrever o movimento de cada um dos fluidos, independentemente:

$$v_1 = -k_{e1} \frac{\rho_1 g}{\mu_1} \nabla \Phi_1 \quad (4.9)$$

$$v_2 = -k_{e2} \frac{\rho_2 g}{\mu_2} \nabla \Phi_2$$

onde os sub-índices 1 e 2 referem-se a cada um dos fluidos. As permeabilidades efetivas k_{e1} e k_{e2} são os parâmetros que consideram a presença de mais de um fluido. Estas duas permeabilidades são comumente expressas em função da permeabilidade de saturação k_{sat} do meio; define-se, desta forma, as permeabilidades relativas, adimensionais, como sendo,

$$k_{r1} = \frac{k_{e1}}{k_{\text{sat}}} \quad \text{e} \quad k_{r2} = \frac{k_{e2}}{k_{\text{sat}}} \quad (4.10)$$

O conceito de permeabilidade relativa está relacionada ao fato de que quando o escoamento de um fluido está sendo considerado, em um determinado ponto do meio, algum espaço na vizinhança deste ponto está sendo ocupado pelo outro fluido; nestas condições a permeabilidade do meio reduz-se devido à redução da área da seção transversal disponível para o escoamento do fluido considerado. Pelo exposto, torna-se claro que as permeabilidades relativas são essencialmente funções do conteúdo de umidade do meio.

A lei de Darcy para escoamentos multifásicos, da maneira descrita pelas equações (4.9), é válida somente quando a condição de regime estacionário é garantida e o conteúdo de umidade é uniforme ao longo de toda amostra considerada. Neste caso, as permeabilidades relativas são

independentes dos gradientes de pressão impostos a cada uma das fases. Além disto, tanto quanto o potencial de sucção, as permeabilidades relativas são funções do histórico de saturação do meio, ou seja, elas estão sujeitas ao fenômeno de histerese. A Fig. 4.15 mostra uma curva típica das permeabilidades relativas considerando o efeito de histerese.

A determinação experimental das permeabilidades relativas é obtida, fundamentalmente, fazendo-se escoar através da amostra de um meio poroso ambos os fluidos sob condições de regime estacionário. Membranas porosas são colocadas nas extremidades da amostra a fim de permitir a passagem de apenas um dos fluidos. Assim é possível medir, separadamente, as pressões de cada fluido. As permeabilidades relativas são determinadas conhecendo-se as vazões, as pressões dos fluidos, as dimensões da amostra e a permeabilidade de saturação do meio.

A seguir será apresentada a metodologia utilizada para a determinação do coeficiente de proporcionalidade da Lei de Darcy, a condutividade hidráulica do backfill, através de duas etapas. A primeira relaciona-se à obtenção da permeabilidade de saturação do backfill e a segunda corresponde à medição da permeabilidade relativa. Modelos empíricos com base na curva de $\psi(S)$ são utilizados para se prever o comportamento da permeabilidade relativa k_{r1} e a seguir o método de infiltração é utilizado para medir os valores da condutividade hidráulica. A curva de k_{r1} versus S é obtida com base nestes dois procedimentos.

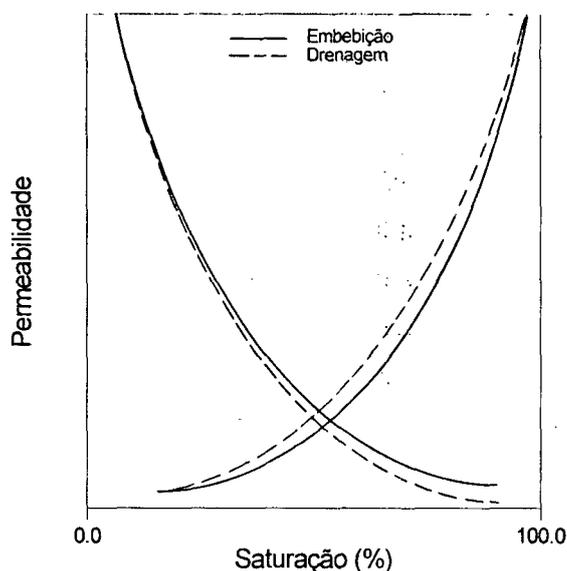


Fig. 4. 15 - Curva típica de permeabilidade relativa versus saturação, com o efeito de histerese.

4.4.2 Determinação da Permeabilidade de Saturação

A permeabilidade de saturação depende fundamentalmente do tamanho, da forma e da orientação geométrica dos poros que constituem o meio poroso por onde o fluido irá escoar, sendo a distribuição de poros completamente aleatória. Fica claro, portanto, que qualquer modelo empírico para se determinar a permeabilidade de saturação deve utilizar hipóteses relacionadas à geometria dos

poros. Neste contexto, os modelos mais simples são os modelos de feixes capilares e os modelos baseados na Teoria do Raio Hidráulico. A hipótese simplificadora nestes casos é assumir que o meio é formado por um feixe de capilares conectados uns aos outros de uma determinada maneira, e cujos diâmetros apresentam uma certa função distribuição. O escoamento no interior destes feixes capilares comporta-se como um escoamento de Poiseuille. A permeabilidade de saturação é obtida relacionando-a aos parâmetros geométricos do meio. Os valores obtidos com tais modelos são utilizados para ajustar os valores experimentalmente medidos.

O método experimental utilizado para se determinar a permeabilidade de saturação consiste em submeter uma amostra saturada de material a um gradiente de pressão constante Δp e medir a vazão resultante Q expressa em m^3/s , quando o regime estacionário é atingido. A utilização da lei de Darcy fornece a seguinte equação

$$k_{\text{sat}} = \frac{(Q/A)\mu L}{\Delta p}, \quad (4.11)$$

onde A é a área da seção transversal da amostra, L é a espessura da amostra e μ é a viscosidade dinâmica do líquido.

Procedimento Experimental

A Fig. 4.16 apresenta um esquema da bancada utilizada, que consiste de um tubo de Mariotte, de uma seção de duto, de um reservatório de saída de água, de um manômetro e de uma balança digital para medição da vazão.

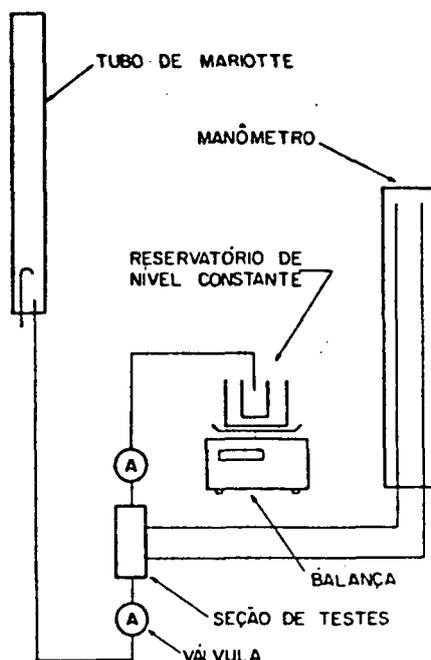


Fig. 4.16 - Esquema da bancada experimental para medição da permeabilidade de saturação.

O tubo de Mariotte é responsável por manter constante a pressão aplicada sobre a amostra de material compactada no interior da seção de testes. A balança digital é utilizada para medir a vazão e o manômetro mede a diferença de pressão aplicada entre as duas extremidades da amostra.

A seção de teste está esquematicamente mostrada na Fig. 4.17, sendo composta de três partes independentes usinadas em latão e duas placas porosas de bronze sinterizado. A amostra de material é compactada no interior da seção de testes, colocando-se em ambas as extremidades um filtro de papel e as placas de bronze. As partes laterais possuem as tomadas de pressão e são fixadas com o auxílio de duas placas de alumínio com quatro parafusos que fornecem a vedação final do dispositivo. A vedação entre a parte central e as laterais é feita utilizando-se anéis de borracha. O papel filtro tem o objetivo de impedir a movimentação dos grãos da camada final de material e evitar a obstrução dos poros da placa de bronze. É interessante ressaltar que este dispositivo é tal que a pressão medida pelo manômetro engloba a perda de carga referente aos filtros e as placas porosas. Para descontar esta perda de carga, deve-se realizar medições sem a amostra de material e calcular a permeabilidade da seção de testes.

Analogamente ao que foi discutido na determinação da curva de potencial de sucção, uma preocupação importante neste experimento é garantir a saturação completa da amostra. Utilizou-se o método proposto por Christiansen (1945), que consiste em saturar a amostra de CO_2 , removendo assim o ar contido nos poros, e a seguir fazer escoar água pela amostra por alguns minutos. Uma vez que a solubilidade do CO_2 na água é cerca de 50 vezes maior que a solubilidade do ar na água, a saturação é mais eficiente.

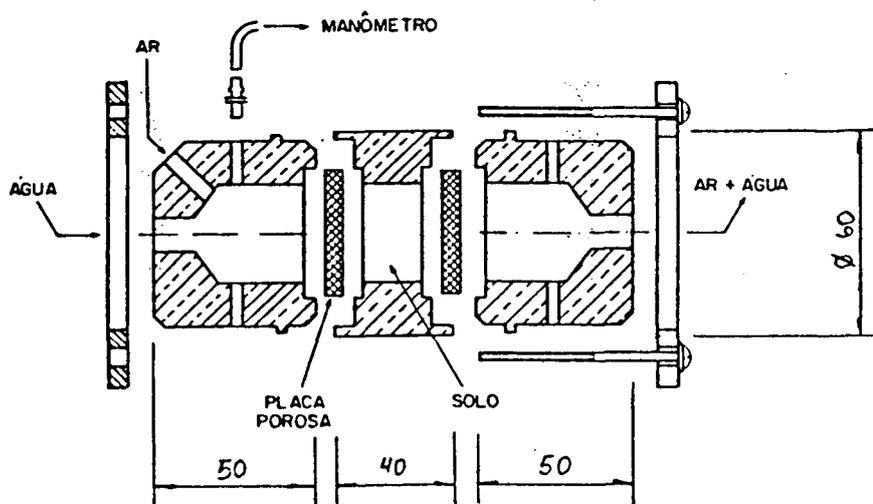


Fig 4.17 - Esquema da seção de testes para o experimento de permeabilidade de saturação.

Uma vez saturada a amostra, a seção de testes é conectada ao tubo de Mariotte através de mangueiras previamente preenchidas com água deareada. Cuidados especiais são necessários para evitar a formação de bolhas de ar no interior das mangueiras. O teste inicia-se com a abertura da válvula do tubo de Mariotte, permitindo assim o escoamento de água através da amostra que atinge o regime permanente em poucos minutos. A medição de vazão é feita com o auxílio de uma balança digital em cujo prato é colocado o reservatório maior e no seu interior é colocado o reservatório de saída. Uma vez que o escoamento atingiu o regime permanente, a variação da massa de água em um dado tempo deve ser constante. A leitura de massa foi feita a cada intervalo de um minuto e com cinco pontos obteve-se a vazão do sistema.

Este procedimento era repetido para outra pressão aplicada ao sistema, alterando-se a posição do tubo de Mariotte. Ao final do teste, a amostra é removida e levada à estufa para determinação do grau de saturação.

Procedimento para Análise dos Dados

A permeabilidade do conjunto k_c (amostra mais as placas porosas) é calculada através da seguinte equação:

$$k_c = \frac{Q/A}{\Delta h/(L + 2l)} \frac{\mu_1}{\rho_1 g}, \quad (4.12)$$

onde Δh é a pressão lida no manômetro, em cm H₂O, Q é a vazão de água, em cm³, L é a espessura da amostra e l é a espessura das placas porosas, ambas em cm.

Como discutido anteriormente, a perda de carga medida pelo manômetro inclui a parcela referente aos filtros e à placa de bronze. A fim de se descontar este valor, um procedimento análogo ao descrito acima é realizado para a seção de testes sem amostra de material. O gráfico de Q/A versus $\Delta p/l$ fornece uma reta que passa pela origem, cujo coeficiente angular corresponde ao valor da permeabilidade que deve ser utilizada no cálculo da permeabilidade de amostra de material.

Resultados

A Fig 4.18 apresenta os resultados obtidos para os testes realizados. A razão entre a vazão e a área da seção de teste é plotada versus a diferença de pressão. O valor de permeabilidade de saturação é determinado através da inclinação da reta ajustada com os pontos experimentais. A Tabela 4.1 apresenta os valores de permeabilidade de saturação da amostra, obtida em cada um dos 5 testes e a saturação determinada ao final de cada experimento. Observa-se que, efetivamente, não foi possível saturar completamente a amostra. A dificuldade de se conseguir um saturação completa é decorrente principalmente da grande não uniformidade do meio. Desta forma, acredita-se que para meios

uniformes o procedimento descrito acima fornece resultados bem melhores com relação à saturação do meio.

Oliveira Jr. (1993) utilizou então um segundo método para se determinar a permeabilidade de saturação, baseado no escoamento de ar através do solo. Para tanto, montou-se o experimento esquematicamente mostrado na Fig. 4.19 .

A seção de testes é a mesma utilizada no experimento com água. Fundamentalmente, o ar é alimentado à seção de testes (a mesma do experimento com água) a partir de um tanque de ar comprimido com grande capacidade. Do tanque o ar passa por uma válvula reguladora de pressão que reduz a pressão para cerca de 2 bar. A vazão de ar é controlada por uma válvula do tipo agulha de alta precisão e medida por um rotâmetro colocado junto à saída da seção de testes. A queda de pressão imposta pelo sistema é medida por um manômetro de mercúrio inclinado a 15° para se ter maior sensibilidade. Na saída da seção de teste outra válvula de agulha é utilizada para se aumentar a pressão média do escoamento.

Tabela 4.1 - Resultados das medições de permeabilidade de saturação.

Teste	d_s (g/cm ³)	T (°C)	k_{sat} (x10 ¹³ m ²)	S (%)
1	1,98	19	1,50	86
2	1,99	22	1,30	84
3	1,98	23	1,50	81
4	1,99	23	1,43	81
5	1,98	21	1,54	85

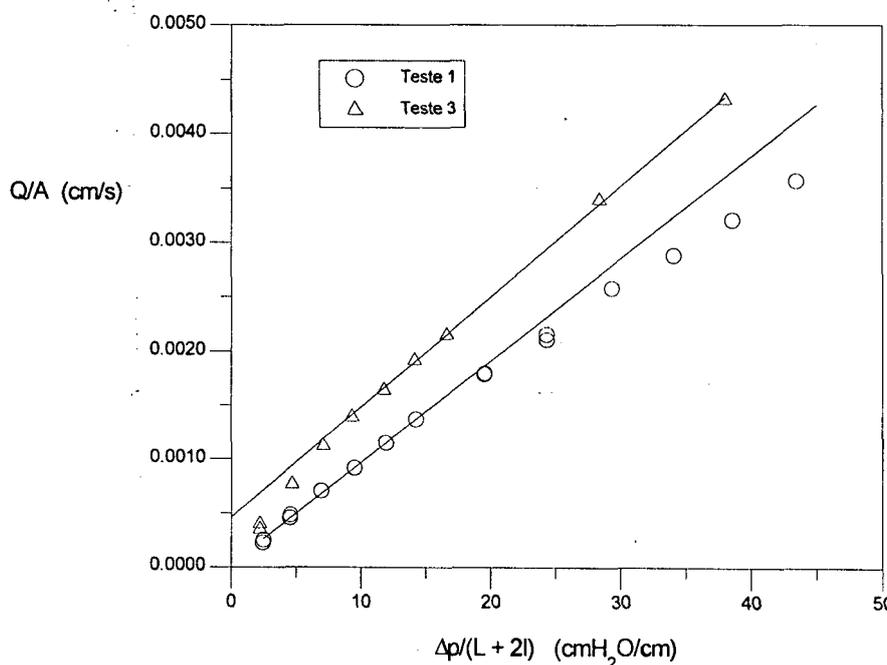


Fig 4.18- Curva de gradiente de pressão versus vazão para os testes realizados.

Dois tipos de testes foram realizados: ou variava-se a vazão e media-se a perda de carga resultante, ou mantinha-se a vazão constante, variando-se a pressão média através da amostra. Foi utilizado também um umidificador de ar para se verificar a influência da umidade do ar no valor da permeabilidade de saturação.

Para o escoamento de gases em um meio poroso, considerando-o ideal, a lei de Darcy, em termos do fluxo mássico \dot{m} é escrita como:

$$-\frac{dp}{dx} = \frac{\mu RT \dot{m}}{k'_g p_g A} \quad (4.13)$$

onde p_g é a pressão absoluta e k'_g é a permeabilidade aparente do ar na pressão média do teste. Se k'_g é constante ao longo da amostra, a integração da equação anterior ao longo da variável espacial z fornece:

$$\frac{p_{g1}^2 - p_{g2}^2}{2RTL} = \frac{\mu \dot{m}}{k'_g A}, \quad (4.14)$$

onde os sub-índices 1 e 2 referem-se aos pontos de entrada e saída da amostra.

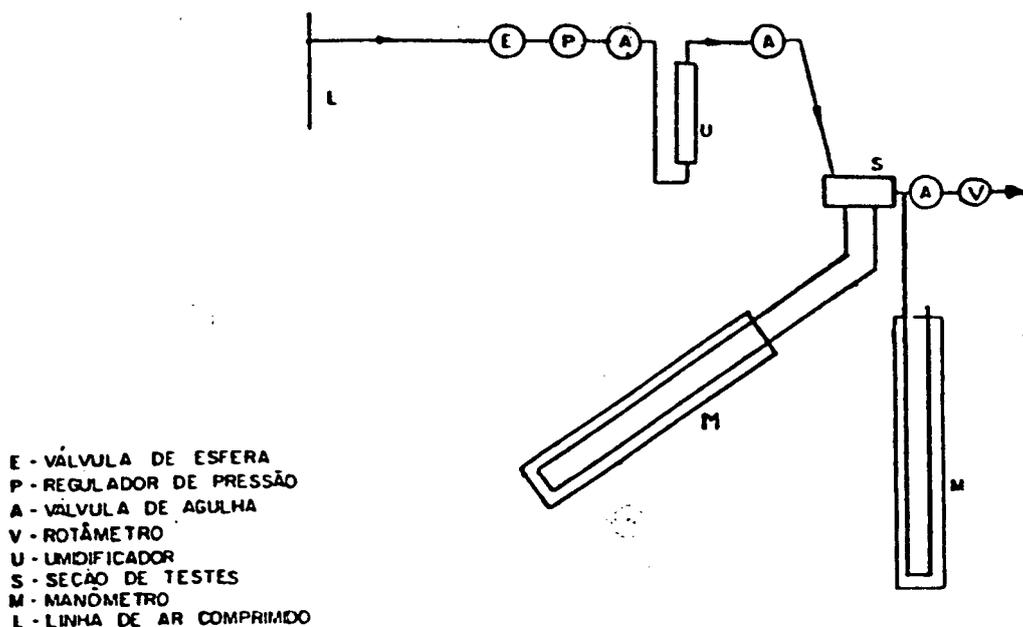


Fig 4.19- Esquema da bancada experimental utilizada para determinação da permeabilidade ao ar.

A Fig. 4.20 apresenta os valores de $z = 2(p_{g1}^2 - p_{g2}^2)RTL$ versus m/A para três testes onde manteve-se constante a pressão nas amostras. Os valores das permeabilidades relativas corresponde à inclinação das retas e os seus valores estão sumariados na Tabela 4.2. Vale salientar que também neste caso foi necessário descontar as perdas de carga referente ao papel filtro e a placa porosa de bronze.

Tabela 4.2 - Resultados da medição de permeabilidade com ar.

Teste	d_s (g/cm ³)	T (°C)	k'_g (x10 ¹³ m ²)
1	1,98	25	2,58
2	1,99	25	2,49
3	1,99	28	2,42

Oliveira Jr. (1993) também realizou testes para verificar o efeito da pressão média, mantendo-se nestes casos a vazão constante.

Dos teste com água, obteve-se um valor médio de k_{sat} de $1,5 \times 10^{-13}$ m² para uma saturação de 0,83. Dos testes com ar, obteve-se um valor médio de $2,5 \times 10^{-3}$ m². Este último será o valor utilizado para a permeabilidade de saturação do backfill.

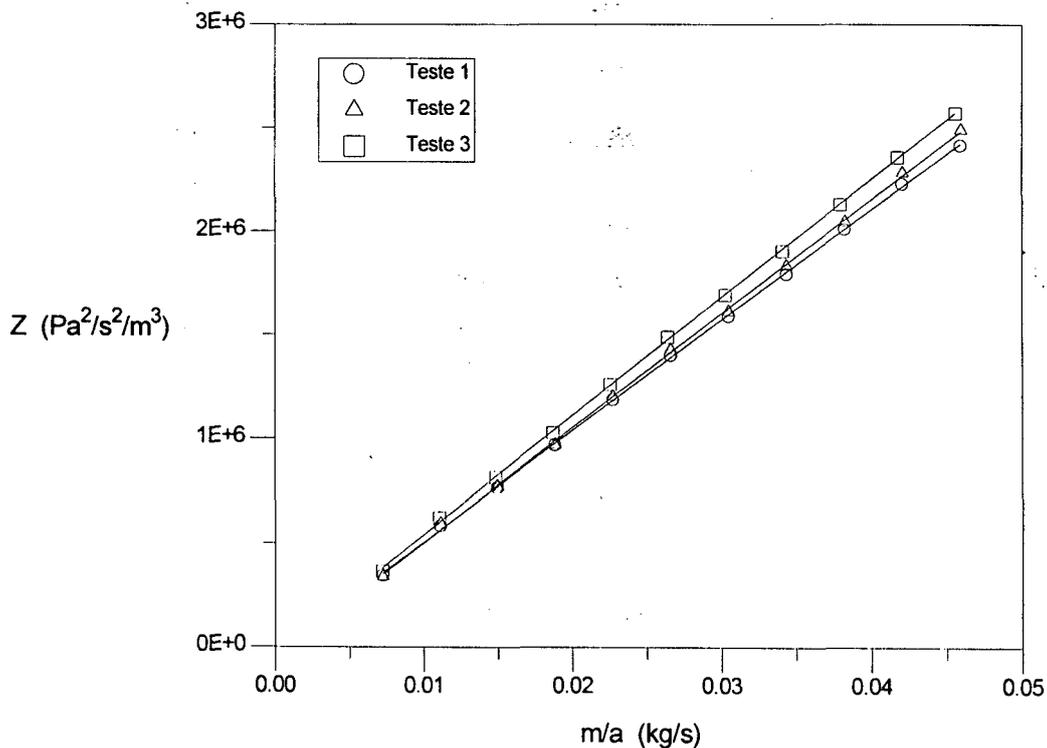


Fig. 4.20 - Gradiente de pressão versus vazão para os testes com ar.

4.4.3 Determinação da Permeabilidade Relativa

A lei de Darcy pode ser escrita utilizando o conceito de condutividade hidráulica, como apresentado na seção 2.3, através da combinação das equações (2.10) e (2.11):

$$\frac{j_l}{\rho_l} = -K_H \nabla(\psi - z) \quad (4.15)$$

Mas a condutividade hidráulica relaciona-se à permeabilidade relativa através da equação (2.51), apresentada na seção 2.6,

$$K_H = \frac{k_{sat} k_{rl}}{\mu_l} g \rho_l \quad (2.46)$$

A combinação das equações (4.15) e (2.51) fornece uma maneira alternativa de se escrever a lei de Darcy:

$$\frac{j_l}{\rho_l} = -\frac{k_{sat} k_{rl}}{\mu_l} g \rho_l (\psi - z) \quad (4.16)$$

A fim de que se possa descrever os processos de migração do líquido é necessário que se determine a permeabilidade relativa k_{rl} ou a condutividade hidráulica k_H .

A medição da permeabilidade relativa é feita em um experimento semelhante àquele utilizado para se determinar a permeabilidade de saturação de água. Neste caso, é necessário também impor à amostra um escoamento de outro fluido, ar por exemplo. A dificuldade em se realizar este experimento encontra-se na maneira de se medir, separadamente, a pressão em cada um dos fluidos. Experimentos desta natureza foram realizados por Osoba *et alli* (1951) e Richardson *et alli* (1952). Devido à dificuldade descrita acima, Oliveira Jr. (1993) optou por determinar a condutividade hidráulica utilizando o método de Youngs. Este método (Youngs (1964), Quadri (1988)) consiste na infiltração unidimensional vertical de cima para baixo de água em colunas de material poroso de seção transversal constante e comprimento semi-infinito. A partir de um instante $t = 0$ é aplicado e mantido constante na extremidade superior da coluna um potencial de sucção ψ . A coluna possui um conteúdo inicial de umidade θ_0 menor que o correspondente à condição de contorno e, assim, o meio succionará água a partir da extremidade superior.

A Fig. 4.21 apresenta esquematicamente a bancada utilizada na medição através do método de Youngs. O solo é compactado no interior de um tubo de acrílico cuja extremidade inferior possui um tampão de nylon com orifícios abertos à atmosfera. Na extremidade superior há outro tampão que possui uma placa porosa que comunica-se ao tubo de Mariotte. É através desta placa que há o contato hidráulico entre o meio poroso e o tubo de Mariotte que fornece água a uma sucção constante.

Através da variação da altura do tubo de Mariotte em relação à extremidade de infiltração consegue-se diferentes valores de θ no solo e conseqüentemente diferentes valores de condutividade hidráulica.

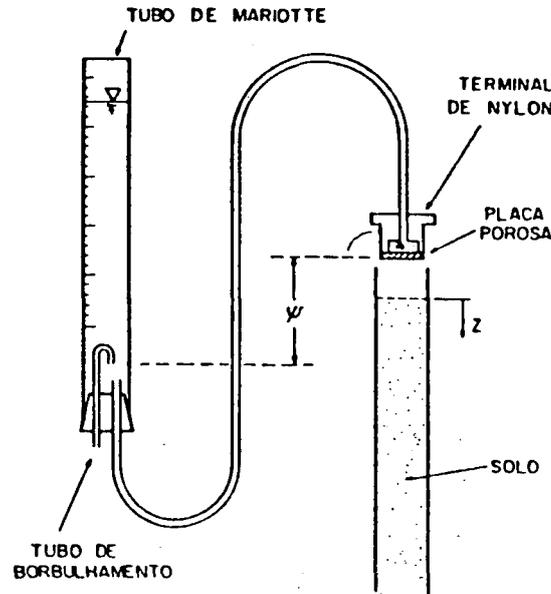


Fig 4.21- Bancada utilizada para medição através do método de Young.

A equação (4.15) para a situação mostrada na Fig. 4.21 é escrita como:

$$\frac{j_l}{\rho_l} = -K_{11} \left(\frac{\partial \psi}{\partial z} - 1 \right) \quad (4.17)$$

Realizando a integração no tempo na posição $z = 0$ tem-se

$$\int_0^t \frac{j_l}{\rho_l} \Big|_{z=0} dt = \int_0^t -K_{11} \left(\frac{\partial \psi}{\partial z} - 1 \right) \Big|_{z=0} dt \quad (4.18)$$

Para um tempo suficientemente longo, não ocorre mais gradiente do potencial de sucção em $z = 0$, ou seja, $\frac{\partial \psi}{\partial z} \Big|_{z=0} \rightarrow 0$, e a equação anterior torna-se

$$\frac{V}{A} = K_{11}(\theta) \Big|_{z=0} t + C \quad (4.19)$$

onde V/A é o volume total infiltrado até o tempo t dividido pela área da coluna e $K_{11}(\theta)$ é a condutividade hidráulica do solo em $z = 0$ correspondente à umidade constante e igual a θ .

O tratamento dos dados é feito plotando-se V/A em função do tempo t , cuja curva tende a ser uma reta para tempos suficientemente grandes. A condutividade hidráulica corresponde à inclinação desta reta. Para a obtenção de θ , plota-se o valor de V/A versus a posição da frente de molhamento e toma-se a inclinação da reta obtida.

A placa porosa utilizada como barreira capilar deve ter a maior permeabilidade possível em relação à sucção imposta ao meio, conforme discutido por Quadri (1988).

Ao final dos testes realiza-se o fracionamento da coluna em fatias de pequenos tamanhos, a fim de se verificar o conteúdo de umidade do meio, através de pesagem e secagem em estufa.

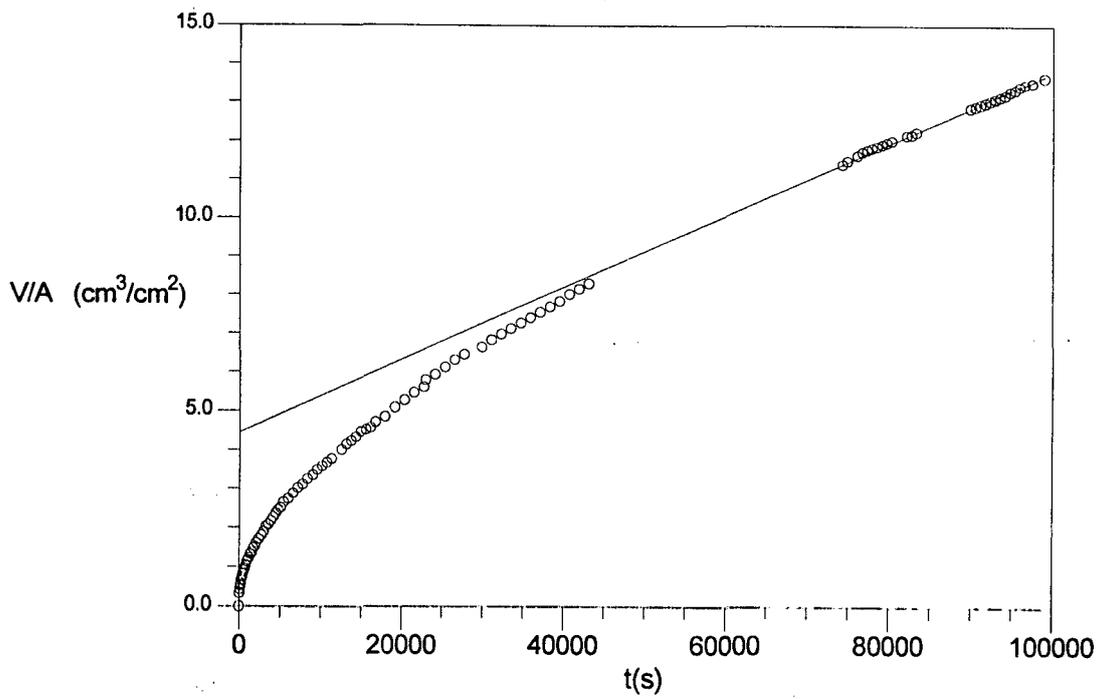
A Fig. 4.22 apresenta um dos vários resultados experimentais utilizados por Oliveira Jr. (1993). Em (a) tem-se o volume infiltrado V/A em função do tempo t , em (b) o volume infiltrado V/A plotado versus a posição da frente de molhamento z_m e em (c) a distribuição de θ ao longo de z no tubo.

Os resultados obtidos estão apresentados na Tabela 4.3. Os valores de permeabilidade versus conteúdo de umidade correspondentes a esta tabela estão mostrados na Fig 4.23, onde observa-se uma forte dispersão dos resultados.

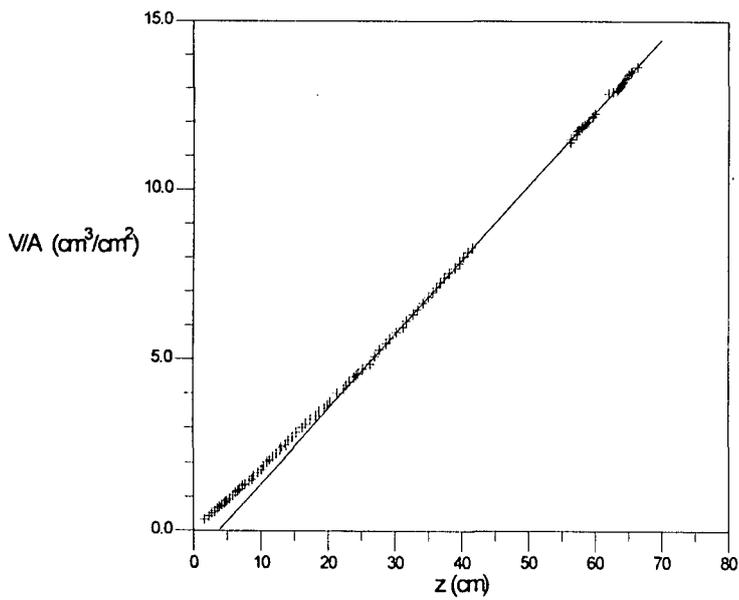
A seguir, estes resultados, em conjunto com os resultados obtidos para a permeabilidade de saturação com água e com ar são utilizados em modelos teóricos, a fim de se obter a equação final para a permeabilidade relativa do backfill.

Tabela 4.3- Resultados finais dos testes de infiltração.

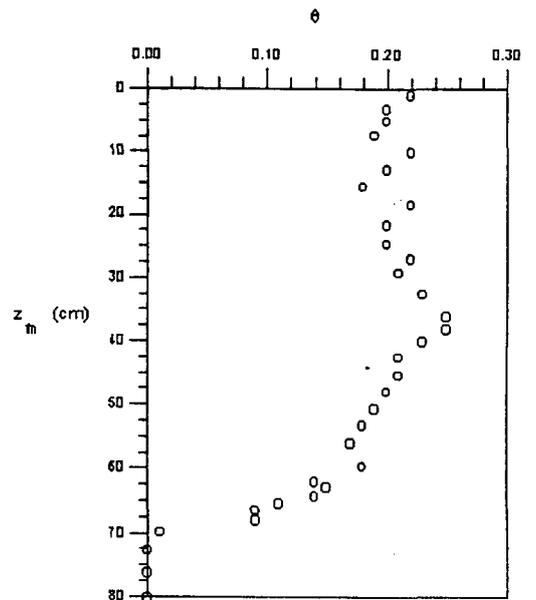
Teste	d_s (g/cm ³)	ϵ	θ	S^*	K_H ($\times 10^5$ cm/s)	k ($\times 10^{13}$ m ²)
1	1,99	0,268	0,218	0,81	9,3	1,0
2	2,00	0,264	0,193	0,73	7,7	0,76
3	2,08	0,235	0,200	0,85	5,7	0,50
4	2,07	0,239	0,188	0,79	2,6	0,23
5	2,05	0,246	0,185	0,75	5,1	0,46
6	2,05	0,246	0,212	0,86	3,8	0,38
7	2,07	0,239	0,119	0,50	1,1	0,10
8	2,03	0,254	0,148	0,58	0,64	0,058
9	2,04	0,250	0,155	0,62	0,77	0,072
10	2,07	0,239	0,142	0,59	0,70	0,062



(a)



(b)



(c)

Fig 4.22- Resultados experimentais obtidos com o método de Youngs.

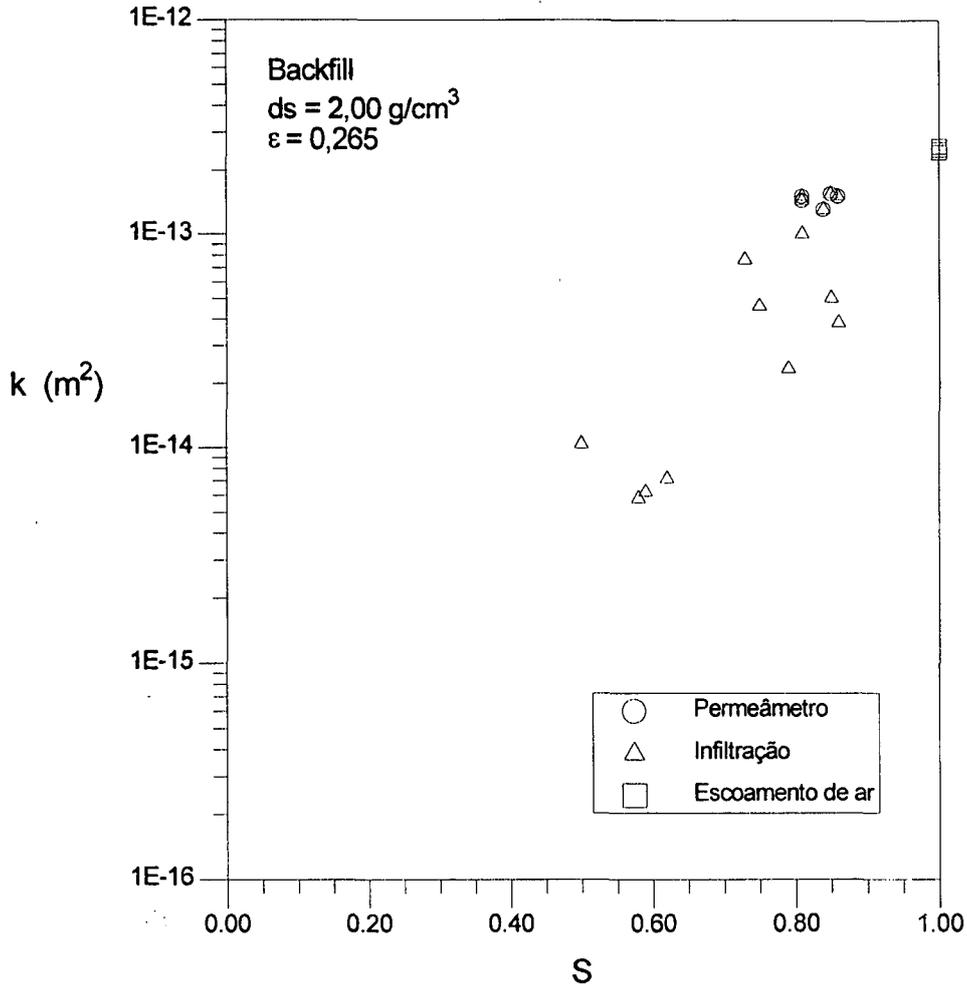


Fig 4.23- Resultados finais dos testes de infiltração.

Os modelos teóricos utilizados para se determinar k_{rl} devem levar em conta a distribuição geométrica dos poros que compõem o meio, de forma análoga àquela discutida para a permeabilidade de saturação. Para o cálculo de k_{rl} o modelo mais simples é o de feixes capilares, baseado na Teoria do Raio Hidráulico, sucintamente apresentada anteriormente. As hipóteses são as mesmas assumidas anteriormente: poros circulares com área constante e comprimento definido; escoamento de líquido descrito pela equação de Poiseuille e também a de que o raio efetivo dos capilares preenchidos com água em cada saturação pode ser obtido com base na curva do potencial de sucção e a lei de Laplace. Com estas hipóteses chega-se a equações do tipo Equação de Burdine (Bear (1972)):

$$k_{rl} = S_e^p \frac{\int_0^s \frac{dS}{\psi^2}}{\int_0^1 \frac{dS}{\psi^2}} \tag{4.20}$$

onde S_e é a saturação efetiva e p é uma constante. A saturação efetiva, relembrando, é definida por

$$S_e = \frac{S - S_{cr}}{1 - S_{cr}} \tag{4.5}$$

onde S_{cr} é o valor de saturação a partir do qual começa a existir continuidade na fase líquida.

Willie e Gardner (Bear (1972)) desenvolveram a equação (4.20) utilizando considerações estatísticas a partir de uma distribuição de poros $f(\theta)$ calculada a partir da curva de ψ . Mualem (1976) apresenta uma equação também baseada em considerações estatísticas,

$$k_{rl} = S_e^p \left(\frac{\int_0^s \frac{dS}{\psi^2}}{\int_0^1 \frac{dS}{\psi^2}} \right)^2 \tag{4.21}$$

que quando aplicada a diversos tipos de solo para ajustar o menor desvio entre os dados experimentais e os calculados pelo modelo, forneceu sempre um valor de p igual a 0,5.

A Fig. 4.24 apresenta os valores da comparação entre os dados experimentais e os resultados obtidos com o modelo de Mualem para $p = 0,5, 2$ e 3 .

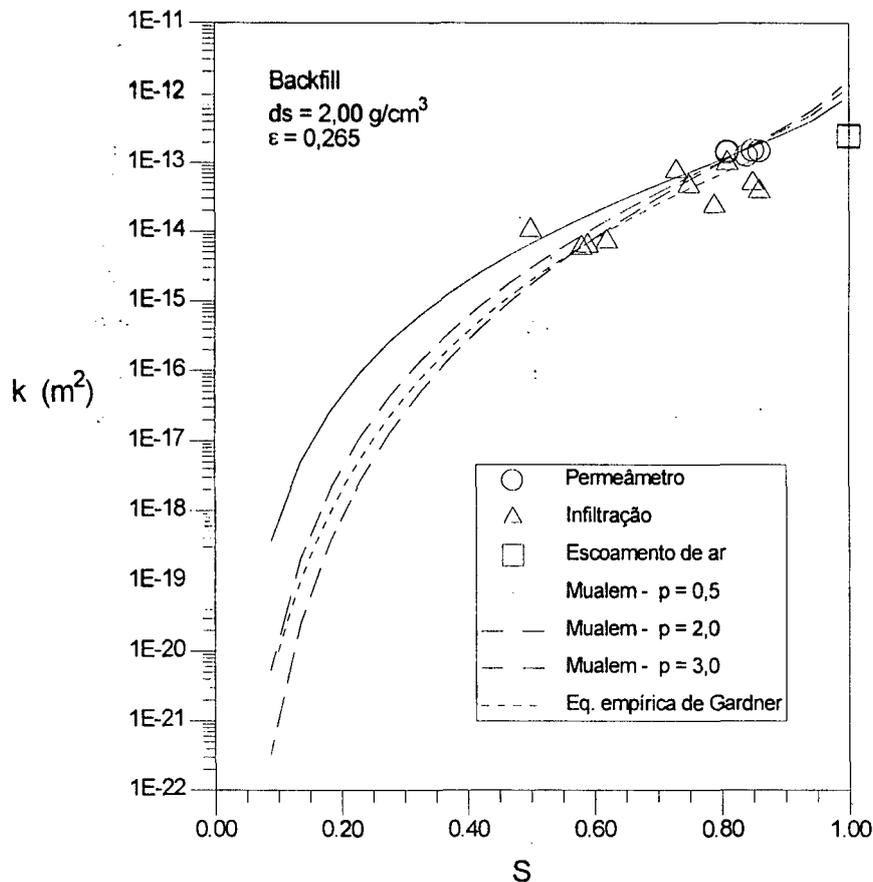


Fig 4.24- Comparação entre os dados experimentais e os resultados obtidos com o modelo de Mualem (1976) para valores de $p = 0,5, 2$ e 3 .

Nesta figura é apresentada também a equação empírica proposta por Gardner (Hillel (1980)) e largamente empregada devido a sua simplicidade e facilidade de manipulação em modelos analíticos. Oliveira Jr. (1993) observou que entre os modelos disponíveis e frente às limitações oferecidas pelos dados experimentais, a equação de Gardner fornece o melhor ajuste. A equação de Gardner, mostrada na Fig. 4.24 é:

$$k_{rl} = A S^B \quad (4.22)$$

onde $A = 3,72 \times 10^{-13}$ e $B = 7,58$.

A permeabilidade de saturação prevista pela equação (4.22) é, portanto, igual a $3,72 \times 10^{-13} \text{ m}^2$, um valor bastante próximo dos resultados obtidos com o escoamento com ar. A equação (4.22) é adotada para descrever a permeabilidade relativa do backfill.

4.5 Determinação da Condutividade Térmica Efetiva

4.5.1 Definição de Condutividade Térmica Efetiva

A condutividade térmica está associada à tendência de um meio em conduzir o calor em maior ou menor escala. É fácil imaginar que para um material poroso não saturado a condutividade térmica irá depender das características térmicas tanto das partículas que constituem o meio, como também dos constituintes presentes nos interstícios do meio, sendo que também é influenciada pelas proporções de cada constituinte e a interação entre eles.

Para solos naturais ou artificiais a condutividade térmica é fortemente influenciada pelas propriedades físicas do meio, a forma, o tamanho e o arranjo em que se encontram as partículas sólidas, bem como o conteúdo de umidade e a temperatura do meio. Determinar teoricamente e com exatidão a influência de cada um destes parâmetros é uma tarefa bastante complexa e normalmente a solução adotada é a medição em laboratório da condutividade térmica do material de interesse.

A condutividade térmica efetiva é uma função dos seguintes fatores:

- (i) Das condutividades térmicas das fases sólida, λ_s , líquida, λ_l e gasosa, λ_g ;
- (ii) Do conteúdo de umidade presente no meio;
- (iii) Da estrutura da matriz sólida que determina a continuidade das fases presentes;
- (iv) Da resistência térmica de contato entre as partículas que depende da estrutura do meio.

A medição experimental da condutividade térmica efetiva de um meio poroso pode ser feita através de um experimento bastante simples, ilustrada simplificada na Fig. 4.25.

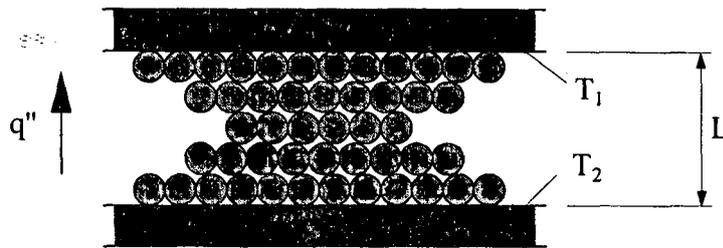


Fig. 4.25 Experimento para determinação da condutividade térmica efetiva de um meio poroso.

O meio, colocado entre duas placas, sendo uma aquecida e a outra mantida a uma temperatura constante, é submetido a um fluxo de calor constante. Se o comprimento das placas é suficientemente grande, o fluxo de calor é considerado unidimensional. Conhecendo-se as duas temperaturas T_1 e T_2 e o fluxo de calor q'' , a condutividade térmica efetiva do meio será:

$$\lambda_e = \frac{q''}{(T_2 - T_1)/L} \quad (4.23)$$

onde L é a espessura do meio poroso. Este raciocínio, evidentemente está simplificado, uma vez que é necessário se levar em conta a resistência térmica de contato entre o meio e as placas. Mais rigorismo deve considerar sob quais condições geométricas a condutividade térmica é efetivamente definida pela equação (4.23). Além disto, neste cálculo não foi considerado a troca térmica entre as fases sólido e líquido que ocorrem em meios porosos insaturados. Este raciocínio, no entanto, se presta para compreender, de uma maneira simples, o significado físico da condutividade térmica efetiva.

Dentre os métodos de medição da condutividade térmica efetiva, o método da sonda térmica tem sido largamente empregado devido a sua relativa facilidade de execução e rapidez na obtenção dos resultados. Este foi o método empregado por Oliveira Jr. (1993) para medir a condutividade térmica do backfill e será sucintamente discutido a seguir.

4.5.2 Procedimento Experimental

O método da sonda térmica consiste basicamente em dissipar calor a uma taxa constante, a partir de uma sonda cilíndrica, para um meio homogêneo e isotrópico e medir a variação da temperatura da sonda com o tempo. Para tempos suficientemente longos, função do raio da sonda e das propriedades do meio, a inclinação da reta da temperatura da sonda versus o logaritmo do tempo fornece o valor da condutividade térmica efetiva do meio.

Para meios porosos não saturados a condutividade térmica efetiva do meio envolve parcelas de calor latente decorrentes do aquecimento gerado pela sonda. Por ser um método transiente e utilizar-se baixas potências, os efeitos de evaporação e transporte de vapor durante os testes são minimizados. Os efeitos da temperatura na variação das propriedades físicas do meio também são

desprezáveis uma vez que a elevação de temperatura imposta ao meio é pequena, conforme discutido por Hartley *et alli* (1982) e Radhakrishna (1981).

Os erros associados a este método decorrem basicamente de problemas no posicionamento da sonda e compactação não uniforme, que origina problemas de contato e não uniformidade nas propriedades térmicas. Também podem ocasionar erros os gradientes de temperatura e umidade ao longo da amostra.

O equipamento utilizado para as medições é um sistema de medição de condutividade e outras propriedades térmicas de solos fabricado pela empresa canadense Geotherm Inc. e denominado *Thermal Property Analyser*, modelo TPA-5000. Este equipamento permite através de *software* a regulação dos parâmetros e, segundo moldes pré-estabelecidos, fornece instantaneamente o valor da condutividade térmica efetiva do material.

A sonda térmica na medição da condutividades térmicas tem se mostrado um método bastante eficiente tanto para meios porosos não consolidados, como é o caso do presente trabalho, como para meios porosos consolidados. Para uma discussão cuidadosa da utilização da sonda térmica em meios porosos consolidados referência é feita ao trabalho de Fernandes (1991).

A teoria que fundamenta a utilização de sonda térmica na medição da condutividade térmica efetiva de meios homogêneos e isotrópicos, denominada Teoria da Linha de Fonte, considera que a sonda se comporta como uma fonte de calor linear com dimensão radial infinitesimal imersa em um meio infinito. A equação da condução do calor unidimensional, escrita em coordenadas cilíndricas, e com propriedades constantes é utilizada para descrever o processo de transferência de calor. Oliveira Jr. (1993) discute também métodos mais complexos para descrever matematicamente este processo de transferência que levam em conta as dimensões da sonda, Blackwell (1954) e De Vries e Peck (1957).

Os diferentes métodos de medição de condutividade com sonda térmica que têm sido utilizados são, em essência, bastante semelhantes. A distinção ocorre nas formas de inserção da sonda e nas maneiras de efetuar e controlar a compactação. Na compactação do material é importante atentar para o fato de que a massa específica a seco pode variar muito de acordo com o procedimento utilizado; os valores de condutividade térmica efetivas são fortemente influenciados por mudanças na massa específica a seco do material.

O procedimento utilizado neste trabalho visou manter constante a massa específica a seco ao longo de todas as medições e variar apenas o conteúdo de umidade. Em uma primeira série de testes, as amostras foram compactadas na umidade desejada com a sonda previamente fixada no interior dos recipientes, sendo feita a medida da condutividade térmica para cada amostra. Como resultado obteve-se uma curva de condutividade em função da umidade para uma massa específica a seco constante. Na segunda série de testes a amostra foi compactada com 15 % de umidade e a condutividade foi sendo determinada à medida que a mesma ia secando em uma estufa com temperatura de 40 °C. Este nível de temperatura foi escolhido para evitar a danificação da sonda.

Procedimento de Montagem e Medição

Como recipiente de teste utilizou-se tubos de PVC rígido com diâmetro 100 mm e altura média de 150 mm. A extremidade superior foi vedada por uma tampa de 100 mm com orifício central de diâmetro 3.1 mm para inserção da sonda. A fixação da sonda foi feita externamente utilizando cola de silicone. A compactação das amostras foi feita em camadas. O recipiente foi dividido em 6 camadas, cujo volume de cada uma foi previamente determinado. Com o valor da massa específica a seco desejada, a massa de backfill necessária para preencher a primeira camada era determinada e a mistura com água, para fornecer uma determinada umidade, era feita externamente. O backfill úmido era então colocado dentro do recipiente em pequenas quantidades, distribuindo-o de maneira homogênea. A compactação era então realizada com o auxílio de um tarugo de aço de 20 mm de diâmetro. Este procedimento era repetido para as demais camadas e, ao final, tapava-se o recipiente utilizando uma folha de plástico e uma braçadeira.

Após a compactação da amostra efetuava-se as ligações no equipamento de medição, esperando-se um tempo entre seis e doze horas para que houvesse homogeneização de temperatura e umidade.

Na primeira seqüência de testes, após a medição e análise dos resultados, levou-se a amostra à estufa, com temperatura de 110 °C, para secagem durante 24 horas a fim de determinar com exatidão o conteúdo de umidade.

Na segunda seqüência, após a primeira medida, destapava-se a amostra, pesava-se e levava-se à estufa a 40 °C, secando por um período variável de acordo com o conteúdo de umidade da amostra. Após esta secagem parcial, deixava-se a amostra repousar de 24 a 95 horas para homogeneização da temperatura e redistribuição de umidade, efetuando-se, então, uma nova medida. O processo repetia-se até percentuais de umidade difíceis de serem diminuídos a 40 °C. Neste momento, a sonda era retirada e a amostra era colocada em estufa a 110 °C para secagem final.

4.5.3 Resultados

A Tabela 4.4 apresenta os valores da primeira série de testes. O percentual de umidade w é definido como a massa de água dividida pela massa a seco do material. T_A é a temperatura ambiente, ΔT é o acréscimo de temperatura da sonda durante o teste e λ é a condutividade térmica.

A Fig. 4.26 apresenta a resistividade térmica do backfill versus a umidade para uma massa específica a seco de 2,0 g/cm³, para os dados do grupo 1.

Como comentado anteriormente o valor da condutividade térmica efetiva corresponde à inclinação da reta obtida quando a temperatura é plotada versus o logaritmo do tempo. Oliveira Jr. (1993) descreve detalhadamente a maneira correta de obter este valor, contornando problemas de dispersão dos resultados. A Fig. 4.27 apresenta uma curva típica para um dos testes.

Tabela 4.4 - Resultados da primeira série de testes (grupo 1).

Teste	d_s (g/cm ³)	ϵ	w (%)	θ	S	λ (W/mK)	T_A (°C)	ΔT (°C)
1	2,00	0,265	0	0	0	0,55	22,0	7,4
2	2,00	0,265	0	0	0	0,53	22,0	8,1
3	2,00	0,265	0	0	0	0,50	23,0	8,7
4	2,00	0,265	11,0	0,221	0,83	2,07	22,0	6,5
5	1,99	0,268	10,6	0,212	0,79	1,86	22,5	6,3
6	1,99	0,268	11,4	0,228	0,85	1,90	22,0	6,5
7	2,00	0,265	8,4	0,168	0,63	1,82	21,5	5,5
8	1,94	0,287	4,3	0,083	0,29	1,44	22,0	3,0
9	1,96	0,279	2,5	0,049	0,18	1,26	22,5	3,1
10	1,99	0,268	1,5	0,030	0,11	1,06	22,5	4,0
11	1,98	0,272	8,9	0,176	0,65	1,96	22,0	10,3
12	2,00	0,265	0	0	0	0,52	23,0	8,7

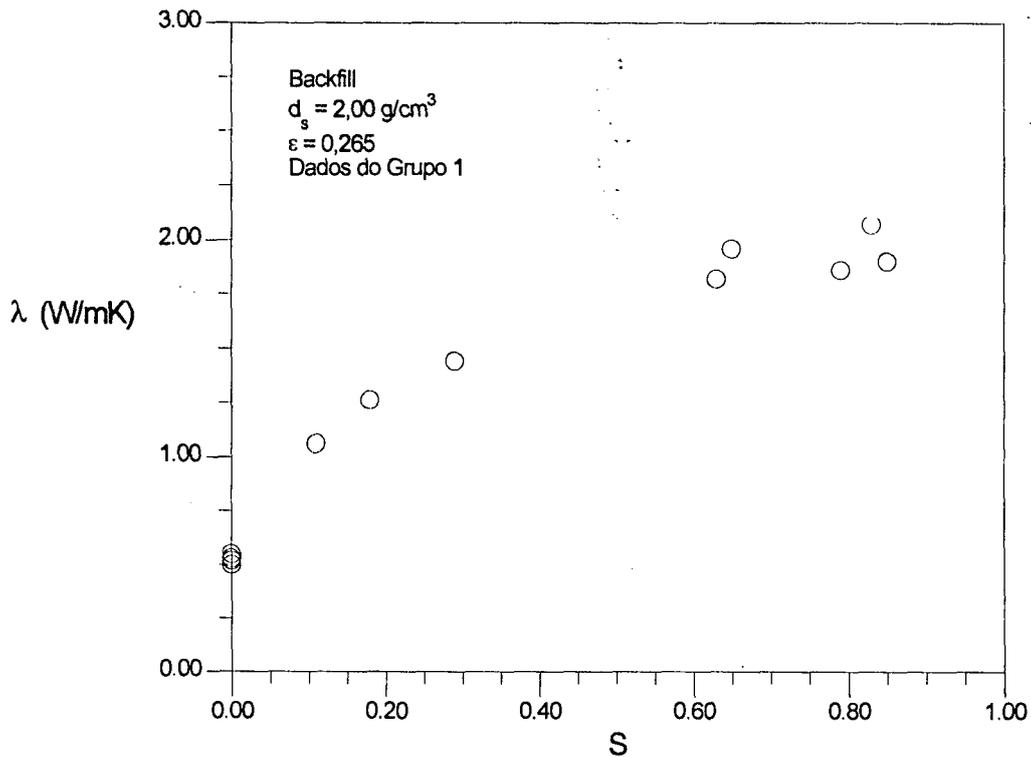


Fig. 4.26 - Condutividade térmica em função do conteúdo de umidade para os dados do grupo 1 (Tabela 4.4).

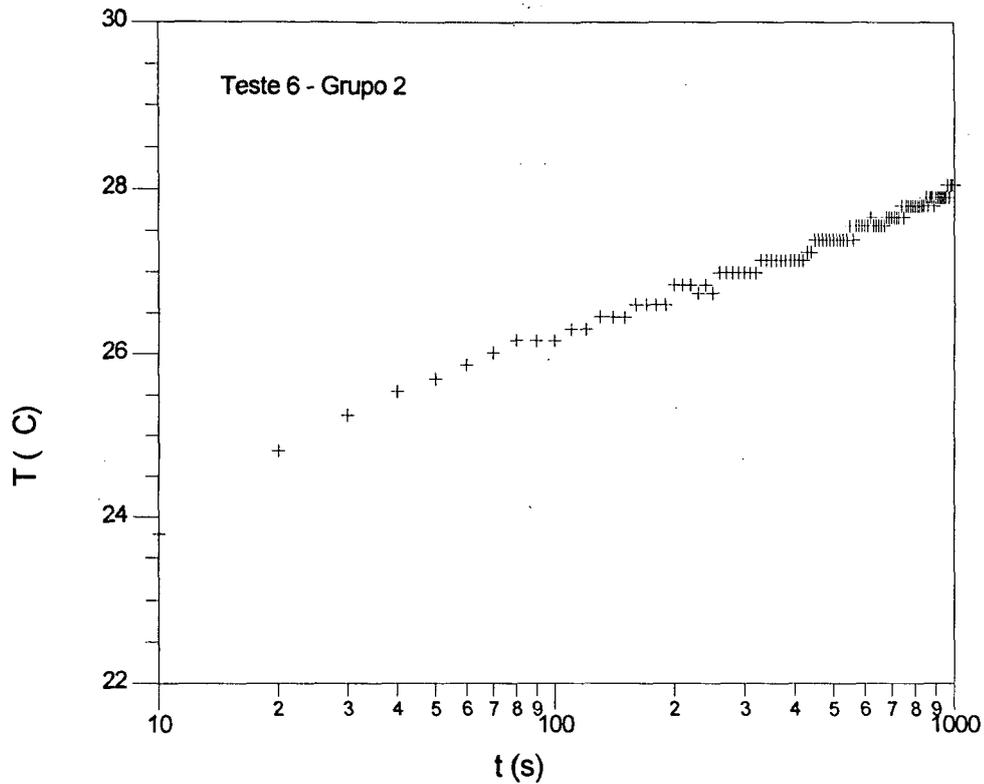


Fig. 4.27 - Condutividade térmica em função do tempo para o teste nº 6, grupo 2 (Tabela 4.5).

A Tabela 4.5 apresenta os resultados obtidos na segunda série de medições onde as amostras eram compactadas com uma saturação de 15 % e secadas em estufa. A Fig. 4.28 mostra os resultados obtidos para esta série e a comparação com os resultados da primeira seqüência de testes.

Tabela 4.5 - Resultados da segunda série de testes (grupo 2)

Teste	d_s (g/cm ³)	ϵ	w (%)	θ	S	λ (W/mK)	T_A (°C)	ΔT (°C)
1	1,93	0,290	11,9	0,230	0,79	1,86	26,0	6,4
2	1,94	0,287	11,0	0,213	0,74	1,86	26,0	5,8
3	1,93	0,290	12,0	0,232	0,80	1,96	26,0	8,2
4	1,94	0,287	12,2	0,237	0,83	1,89	260	6,2
5	1,93	0,290	10,1	0,195	0,67	1,98	22,0	5,3
6	1,94	0,287	9,2	0,178	0,62	1,77	22,0	7,1
7	1,93	0,290	3,3	0,064	0,22	1,82	26,0	4,5
8	1,94	0,287	3,0	0,058	0,20	1,11	26,0	6,5
9	1,93	0,290	0,0	0,0	0,0	0,64	26,5	11,2
10	1,94	0,287	0,0	0,0	0,0	0,646	26,5	11,8

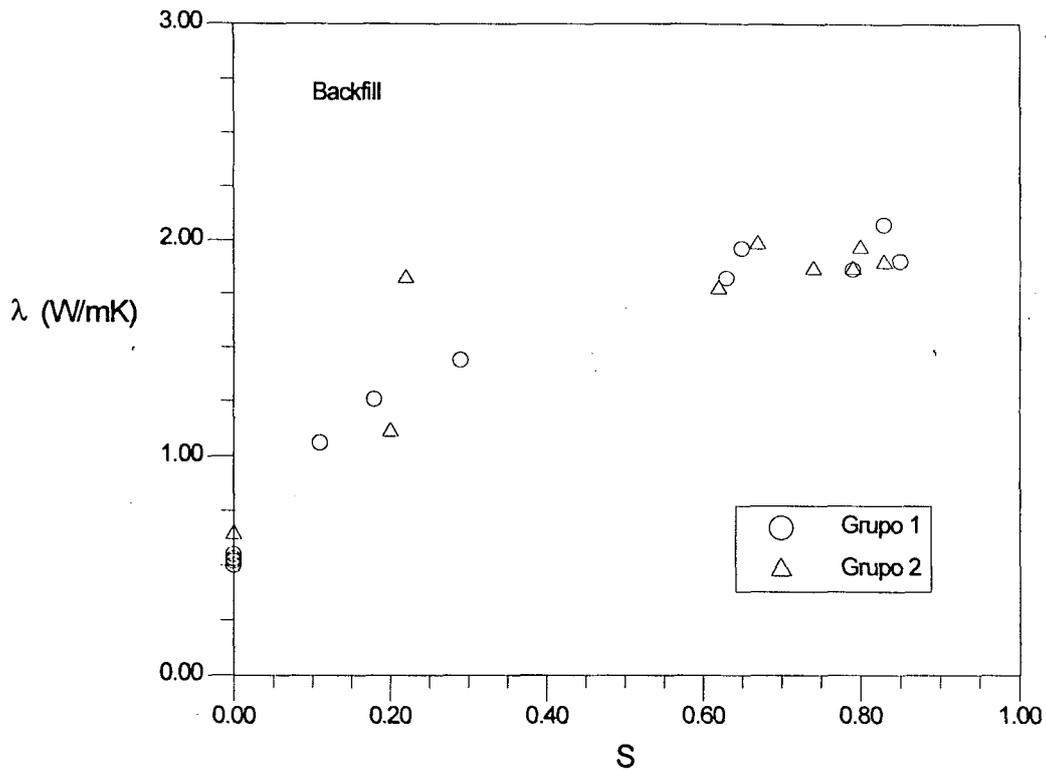


Fig. 4. 28 - Comparação entre os resultados das Tabelas 1 e 2.

A análise dos pontos experimentais obtidos revela a tendência de que os valores de condutividade térmica do grupo 2 sejam maiores do que os do grupo 1. Esta tendência fica, entretanto, mascarada pela diferença nos valores da massa específica a seco e pela dispersão obtida nos resultados. Uma das prováveis causas da dispersão dos resultados do grupo 2 pode estar relacionada à não uniformidade da umidade na amostra.

Os resultados experimentais obtidos foram então ajustados utilizando diferentes modelos teóricos. Oliveira Jr. (1993) trata este procedimento de maneira detalhada e é uma excelente referência no que concerne à previsão da condutividade térmica efetiva de meios porosos insaturados.

O melhor ajuste foi obtido com a equação empírica proposta por Ewen (1988) que é a seguinte:

$$\lambda = A + B(1 - e^{CS}) \quad (4.24)$$

onde $A = 0,53$, $B = 1,44$ e $C = -3,24$. Esta é a equação para a condutividade térmica efetiva do backfill na faixa de temperatura de 20 a 75 °C. A Fig. 4.29 mostra os valores da condutividade térmica obtidos experimentalmente e ajustados pela equação de Ewen

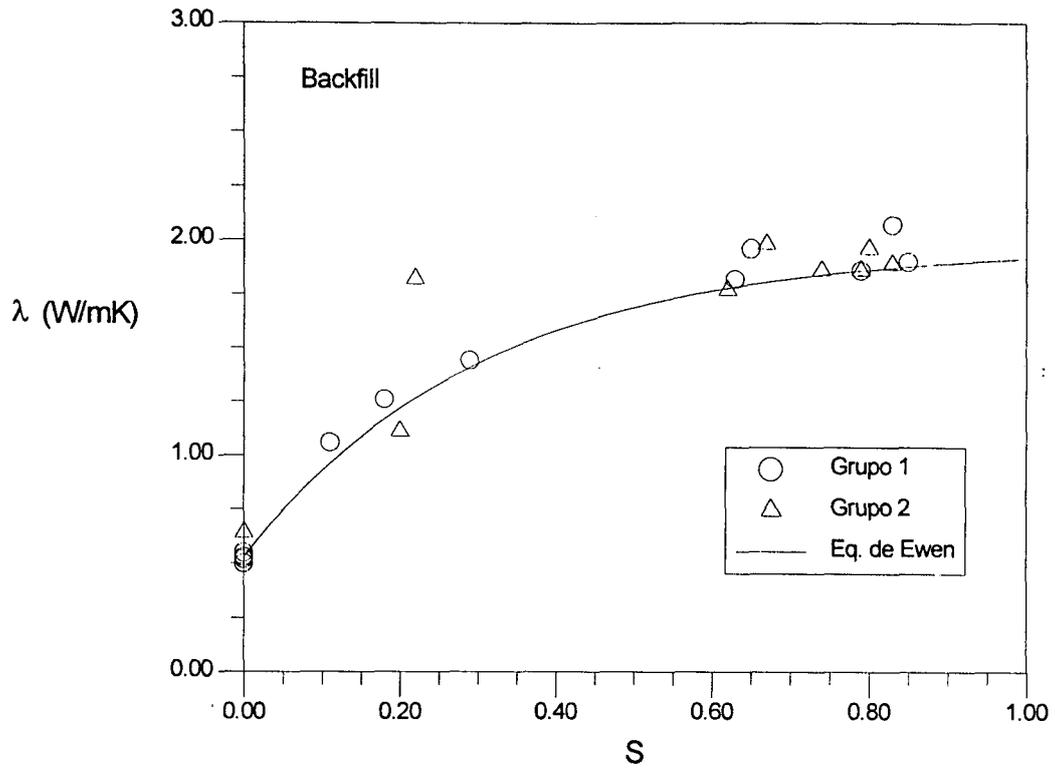


Fig. 4.29 - Resultados da condutividade térmica obtidos experimentalmente e o ajuste com a curva proposta por Ewen.

PROPRIEDADES DOS SOLOS NATURAL E ARTIFICIAL**5.1 Introdução**

O objetivo do presente capítulo é apresentar um sumário das propriedades dos dois tipos de solos utilizados no modelo numérico proposto: aluvião arenoso e backfill. São apresentadas as curvas de potencial de sucção, permeabilidade relativa e condutividade térmica efetiva, todas versus a saturação do meio. São mostradas também as curvas correspondentes às difusividades térmicas e isotérmicas do modelo de Philip e de Vries em função da saturação.

O solo aluvião arenoso tem sido utilizado como material de reateramento e suas propriedades foram determinadas por Hartley (1977). Este solo já foi utilizado por Damasceno Ferreira (1987) para verificar a importância da variação das propriedades no processo de transferência de calor e migração de umidade.

O backfill é o material de reateramento utilizado atualmente pela Divisão de Cabos da Pirelli S.A. no Brasil. A curva de potencial de sucção foi obtida experimentalmente no presente trabalho. A curva correspondente à permeabilidade relativa foram obtidas por Oliveira Jr. (1993), e a curva correspondente à condutividade térmica efetiva foi obtida por Bartolli (1986).

No Apêndice A são apresentadas todas as constantes e as expressões para propriedades físicas do sistema, necessárias ao cálculo dos coeficientes difusivos. As expressões para as difusividades são aquelas apresentadas no Capítulo 2.

No que segue, a apresentação das propriedades será feita esquematicamente; nos capítulos seguintes, quando pertinente, discutir-se-á o formato das curvas.

5.2 Aluvião Arenoso

- Porosidade: $\varepsilon = 0,517$
- Massa Específica do Solo Seco: $d_s = 1260 \text{ kg/m}^3$
- Conteúdo de Umidade Irredutível: $\theta_{cr} = 0,13$
- Saturação Irredutível: $S_{cr} = 0,25$

- Condutividade Térmica do Solo Seco: $\lambda_s = 0,30 \text{ W/m.K}$
- Condutividade Térmica do Sólido: $\lambda_{sl} = 5,85 \text{ W/m.K}$
- Calor Específico Volumétrico do Solo Seco: $C_s = 9,7 \times 10^5 \text{ J/m}^3.\text{K}$
- Permeabilidade de Saturação: $k_{sat} = 2,69 \times 10^{-12} \text{ m}^2$
- Condutividade Térmica Efetiva (Fig. 5.1):

$$\lambda = 0,30 \left[\frac{1}{0,1786 + 0,8214 e^{(-1,74224.S + 9,6831.S^2 - 47,7571.S^3)}} \right] \quad (\text{W/m.K})$$

- Potencial de Sucção (Fig. 5.2):

$$\frac{\psi}{R_1 T_0} = \begin{cases} -7,248 e^{(-23,8034.S)} & S < 0,25 \\ -92,135 e^{(-112,8126.S + 258,4547.S^2 - 214,4969.S^3)} & 0,25 \leq S \leq 0,40 \\ \frac{-5,425 \times 10^{-4} \left(\frac{1}{S^{1,3216}} \right) (1-S)^{8,8574}}{\text{tgh}(\pi.S)^{4,1717}} & S > 0,40 \end{cases} \quad (\text{J/kg})$$

$$R_1 = 461,52 \text{ J/kg.K} ; T_0 = 298,16 \text{ K}$$

- Permeabilidade Relativa (Fig. 5.3):

$$k_{rl} = \begin{cases} 0 & S \leq 0,25 \\ S_e^4 e^{(-6,06128 + 2,92738.S_e + 16,0411.S_e^2 + -29,5457.S_e^3 + 16,63855.S_e^4)} & S > 0,25 \end{cases}$$

onde S_e está definido pela equação (4.5).

5.3 Backfill

- Porosidade: $\epsilon = 0,265$
- Massa Específica do Solo Seco: $d_s = 2000 \text{ kg/m}^3$
- Conteúdo de Umidade Irredutível: $\theta_{cr} = 0,0106$
- Saturação Irredutível: $S_{cr} = 0,04$
- Condutividade Térmica do Solo Seco: $\lambda_s = 1,09 \text{ W/m.K}$
- Condutividade Térmica do Sólido: $\lambda_{sl} = 3,33 \text{ W/m.K}$
- Calor Específico Volumétrico do Solo Seco: $C_s = 1,66 \times 10^6 \text{ J/m}^3.\text{K}$
- Permeabilidade de Saturação: $k_{sat} = 3,72 \times 10^{-13} \text{ m}^2$

- Condutividade Térmica Efetiva (Fig. 5.5):

$$\lambda = 1,09 + 1,4229 \left[1 - e^{(-3,327.S)} \right] \quad (\text{W/m.K})$$

- Potencial de Sucção (Fig. 5.6):

$$\psi = \begin{cases} -4,906 R_1 T_0 e^{(-105.S)} & S \leq 0,0531 \\ \frac{-g}{1,407} \left(S_e^{\frac{1}{0,421}} - 1 \right)^{\frac{1}{1,728}} & S > 0,0531 \end{cases} \quad (\text{J/kg})$$

- Permeabilidade Relativa (Fig. 5.7):

$$k_{rl} = \begin{cases} 0 & S \leq 0,04 \\ \sqrt{S_e} \left[1 - \left(1 - S_e^{\frac{1}{0,421}} \right)^2 \right] & S > 0,04 \end{cases}$$

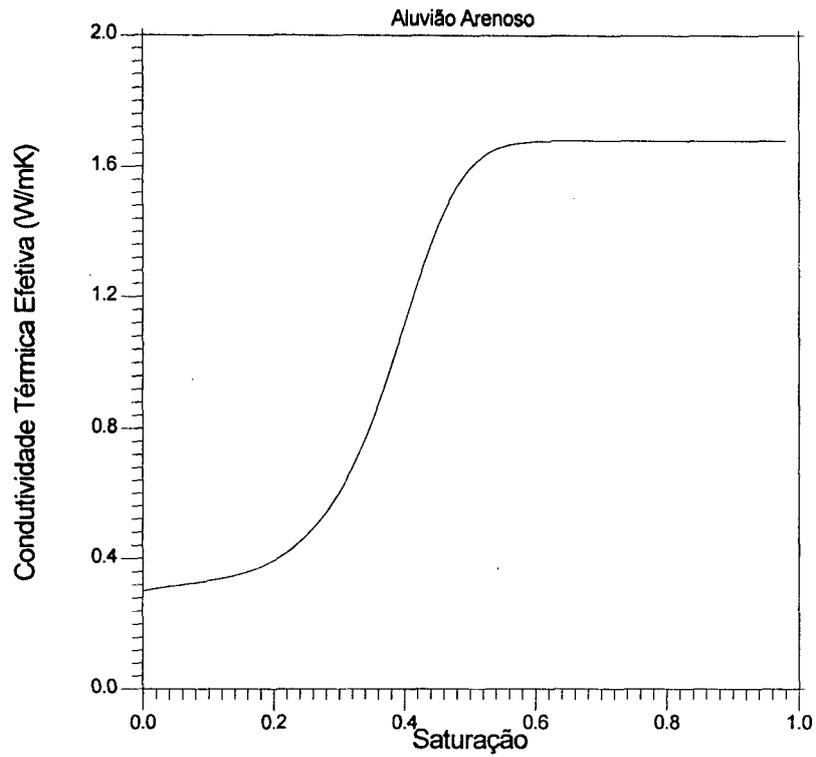


Fig. 5.1 - Condutividade térmica do aluvião arenoso.

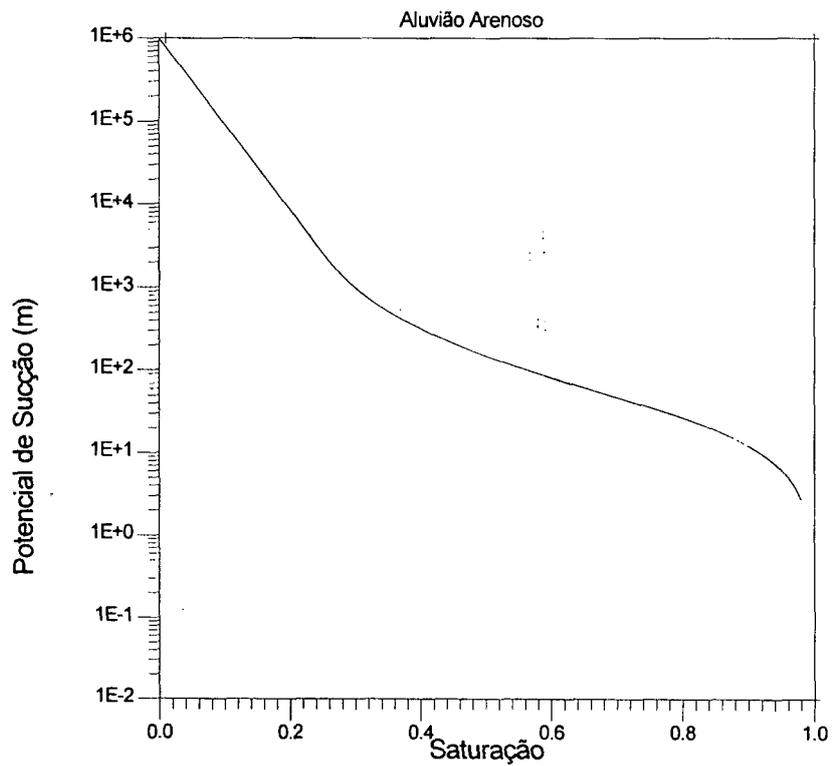


Fig. 5.2 - Potencial de sucção do aluvião arenoso.

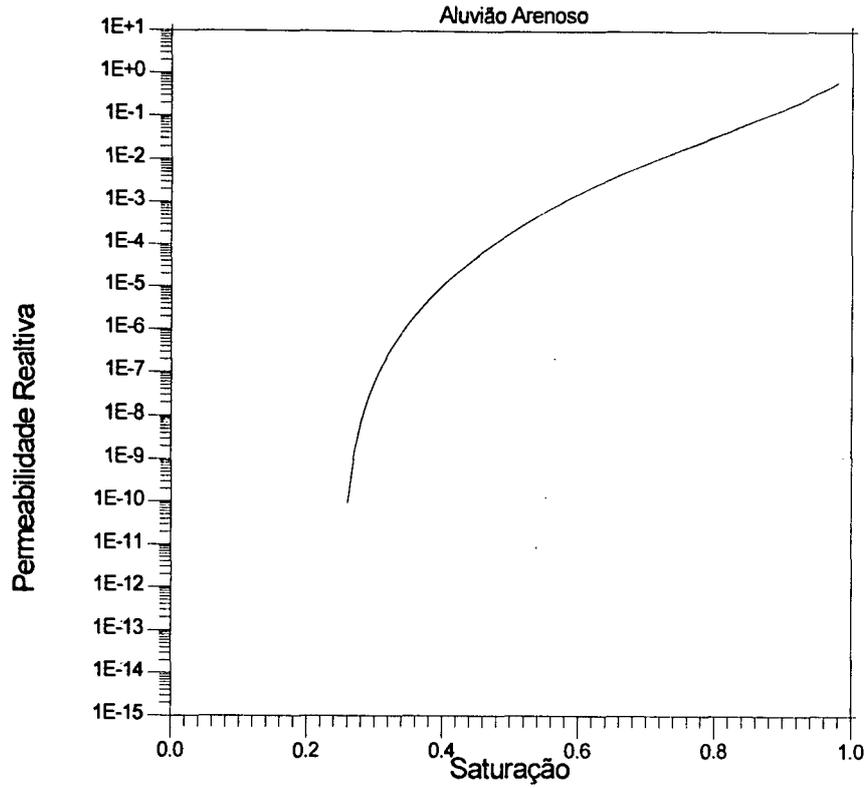


Fig. 5.3 - Permeabilidade relativa do aluvião arenoso.

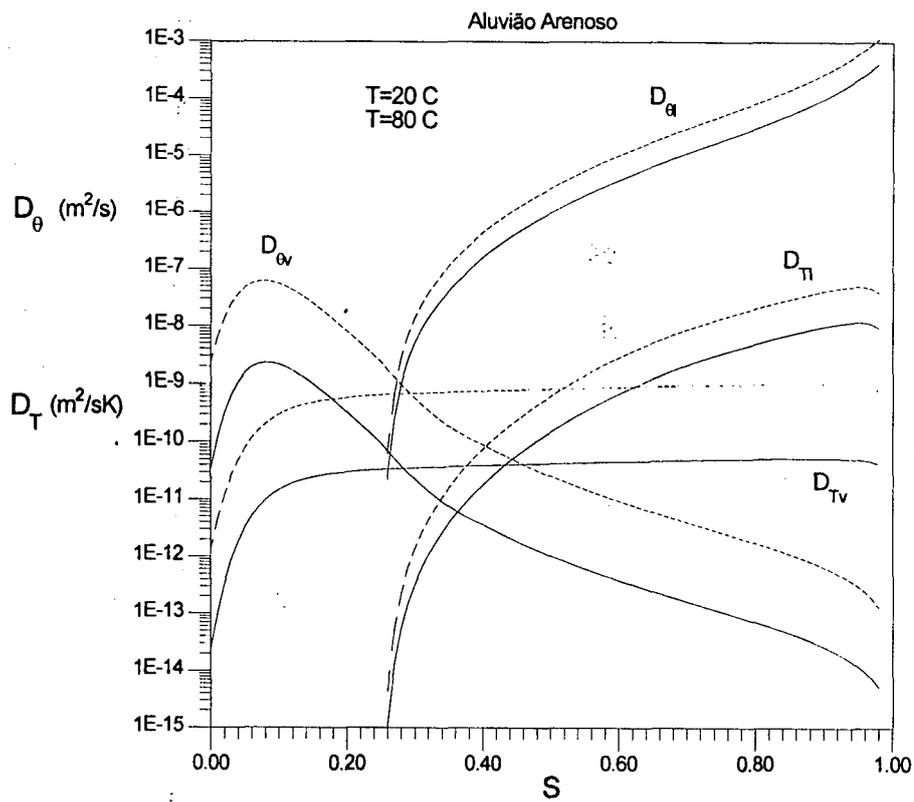


Fig. 5.4 - Difusividades térmicas e isotérmicas do aluvião arenoso.

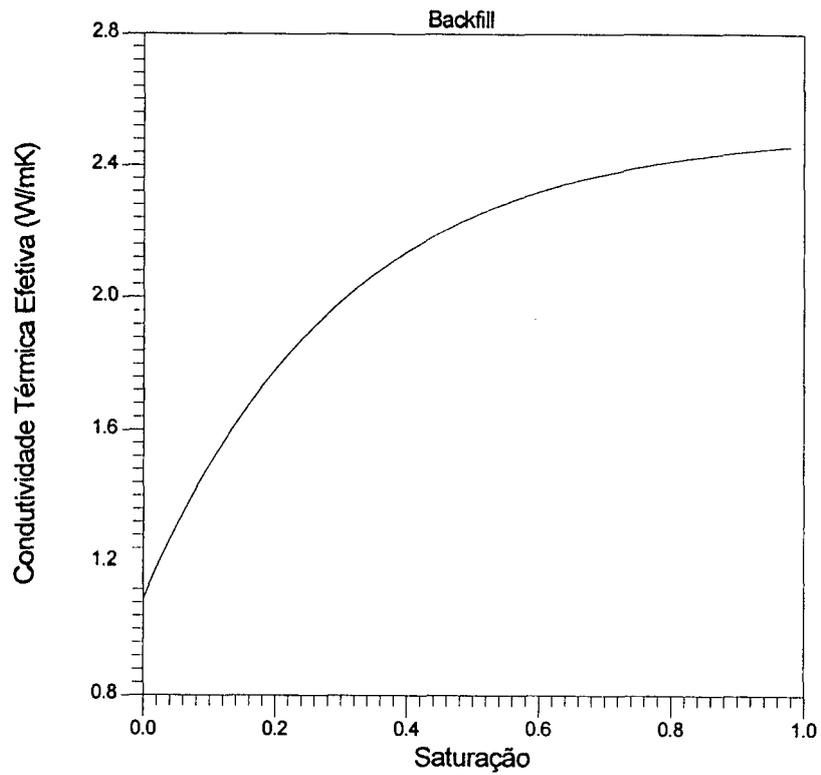


Fig. 5.5 - Condutividade térmica do backfill.

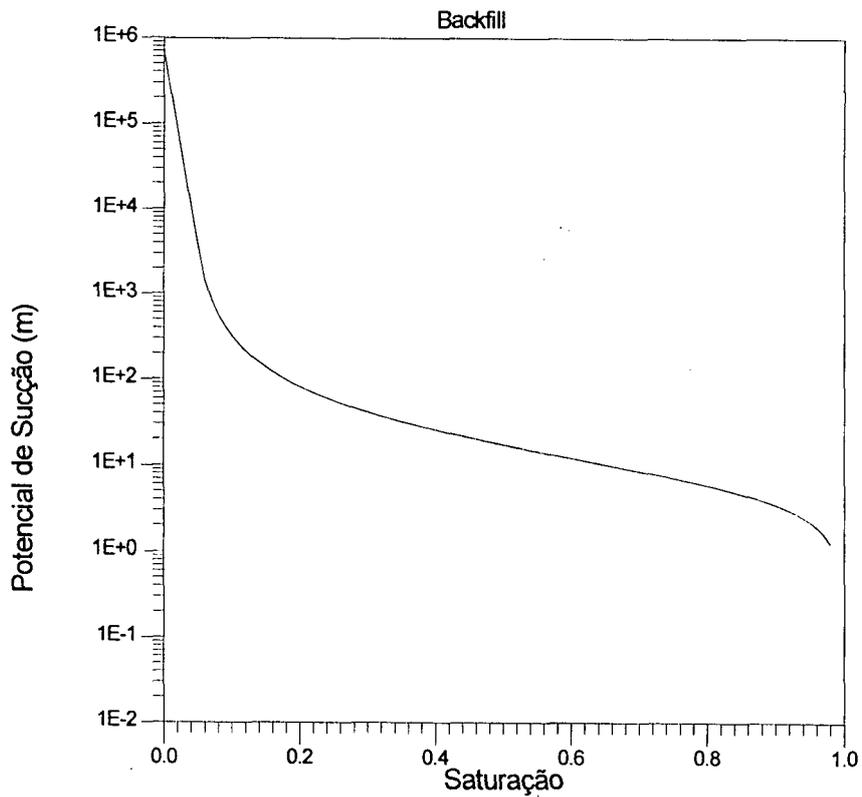


Fig. 5.6 - Potencial de sucção do backfill.

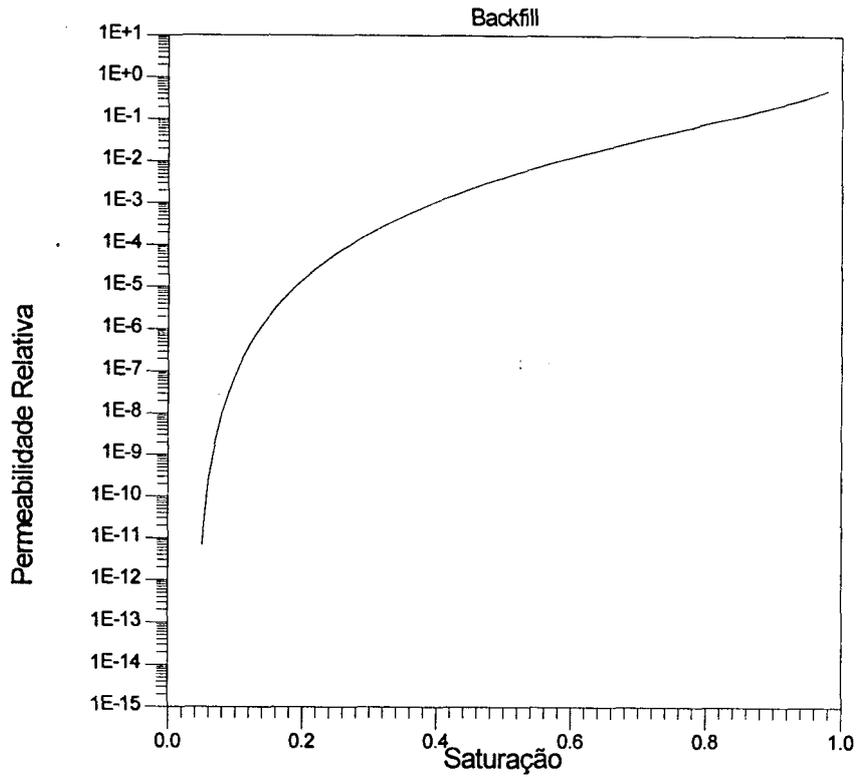


Fig. 5.7 - Permeabilidade relativa do backfill.

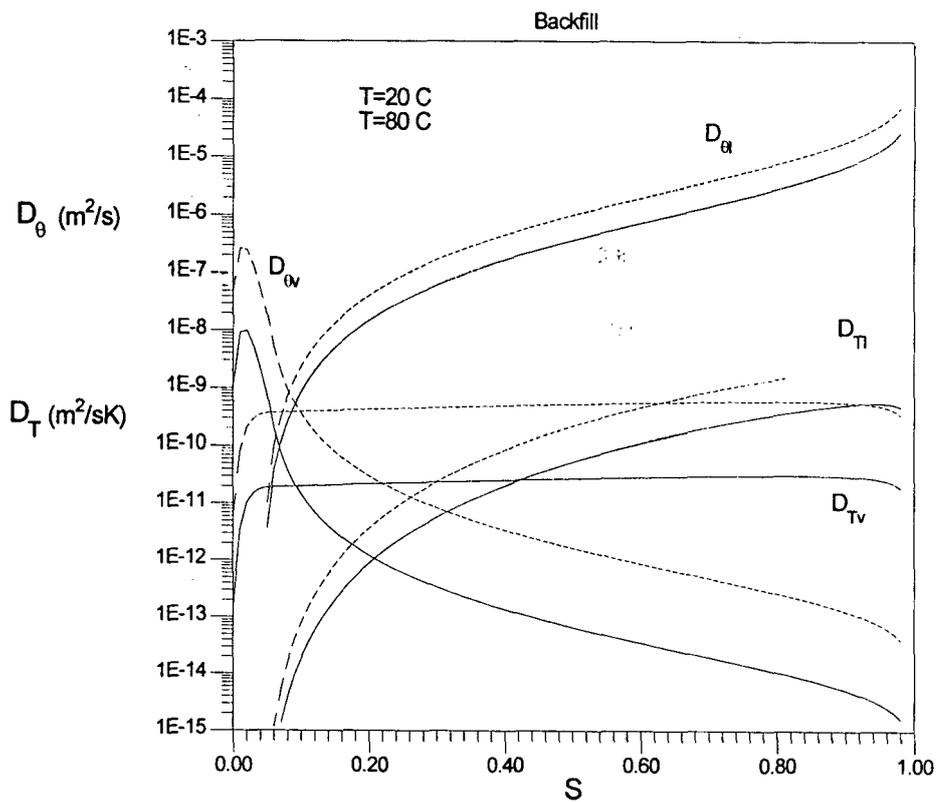


Fig. 5.8 - Difusividades térmicas e isotérmicas do backfill.

METODOLOGIA DE SOLUÇÃO**6.1 Introdução**

Neste capítulo é discutida a metodologia numérica utilizada na resolução das equações diferenciais que governam o fenômeno de transferência de calor e migração de umidade em materiais usados no aterramento de cabos de potência.

Inicialmente são discutidos alguns aspectos relacionados à utilização de coordenadas ortogonais generalizadas. O sistema físico investigado no presente trabalho, um cabo elétrico aterrado, é transformado para o sistema cartesiano através de uma transformação conforme. A teoria matemática de tal transformação é discutida sucintamente. O sistema físico é representado por coordenadas bicilíndricas que são apresentadas a seguir.

O esquema computacional adotado é validado através de comparação de alguns resultados para coordenadas polares e coordenadas bicilíndricas. Além disto, é apresentada também uma comparação com resultados numéricos obtidos na simulação unidimensional de um cabo aterrado utilizando coordenadas polares.

Finalmente são discutidas as características numéricas do programa utilizado e as técnicas utilizadas para evitar problemas de divergência numérica.

6.2 Equações Governantes

As equações que descrevem o fenômeno da transferência de calor e umidade em solos na vizinhança de cabos de potência aterrados foram obtidas genericamente na seção 2.3, sendo que na seção 2.6 são apresentadas as expressões para as difusividades. As equações (2.14) e (2.21), da conservação da massa e da conservação da energia, respectivamente, serão agora particularizadas para uma geometria bidimensional.

A equação (2.14) escrita em termos das variáveis espaciais x e y toma a seguinte forma,

$$\begin{aligned} \frac{\partial \theta}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left[(D_{Tv} + D_{Tl}) \frac{\partial T}{\partial x} + (D_{0v} + D_{0l}) \frac{\partial \theta}{\partial x} - K_{Hz} \right] + \\ + \frac{\partial}{\partial y} \left[(D_{Tv} + D_{Tl}) \frac{\partial T}{\partial y} + (D_{0v} + D_{0l}) \frac{\partial \theta}{\partial y} - K_{Hz} \right] \end{aligned} \quad (6.1)$$

A equação (2.21) por sua vez é escrita como,

$$\begin{aligned} \frac{\partial(CT)}{\partial t} = & \frac{\partial}{\partial x} \left[(k_* + \rho_l h_{lv} D_{Tv}) \frac{\partial T}{\partial x} + \rho_l h_{lv} D_{\theta v} \frac{\partial \theta}{\partial x} \right] + \\ & + \frac{\partial}{\partial y} \left[(k_* + \rho_l h_{lv} D_{Tv}) \frac{\partial T}{\partial y} + \rho_l h_{lv} D_{\theta v} \frac{\partial \theta}{\partial y} \right] \end{aligned} \quad (6.2)$$

As duas equações anteriores descrevem o fenômeno em consideração. Como será visto mais adiante, o problema original escrito no sistema cartesiano será posteriormente transformado para um sistema generalizado η e ψ através de uma transformação adequada. Assim estas equações serão reescritas em função dos coeficientes métricos que caracterizam esta transformação.

As condições de contorno que se aplicam ao sistema, por simplicidade, serão apresentadas posteriormente à medida que a geometria a ser estudada for apresentada.

6.3 Coordenadas Generalizadas

A resolução numérica de equações diferenciais utilizando o método dos volumes finitos depende fundamentalmente da discretização do domínio considerado uma vez que as fronteiras dos volumes elementares devem coincidir com as linhas coordenadas.

Para geometrias não convencionais, onde sistemas ortogonais simples como o cartesiano ou o polar não se adaptam ao domínio considerado, é necessário que se utilize um sistema de coordenadas generalizado. Esta necessidade decorre essencialmente da dificuldade de aplicação das condições de contorno nas fronteiras do domínio, exigindo interpolações que, na maioria dos casos, acarretam erros na resolução do sistema de equações.

O procedimento consiste basicamente em transformar o plano físico original, denominado cartesiano, em um plano generalizado, denominado transformado. Este plano tem uma forma retangular fixa independente das características geométricas do plano físico. As informações da geometria são transferidas ao plano transformado através dos coeficientes métricos que definem a transformação de coordenadas em questão. A Fig. 6.1 apresenta um exemplo da transformação de um domínio D do plano físico, com coordenadas x e y para o plano transformado, com coordenadas η e ψ

Matematicamente a transformação de coordenadas do plano físico (x,y) para o plano transformado (η,ψ) é expressa através das seguintes relações,

$$X = x(\eta, \psi) \quad , \quad (6.3.a)$$

e

$$Y = y(\eta, \psi) \quad . \quad (6.3.b)$$

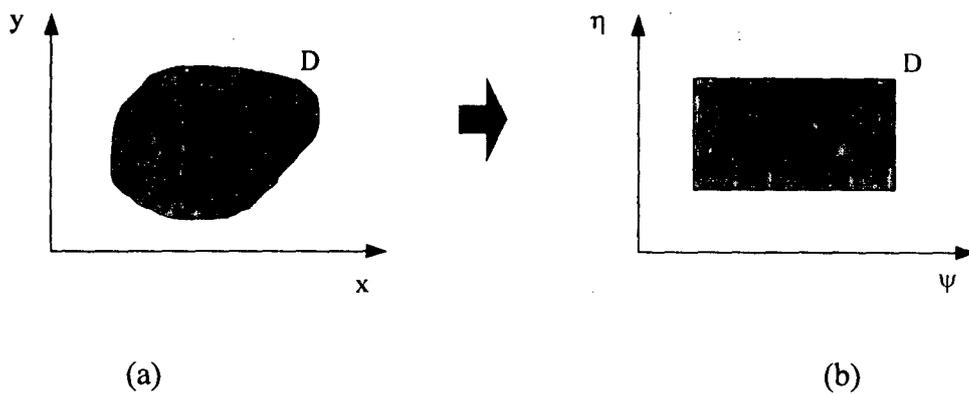


Fig. 6.1 - Representação de um domínio D; (a) plano físico, (b) plano transformado.

A matriz Jacobiana desta transformação é,

$$[J] = \begin{bmatrix} \partial x / \partial \eta & \partial x / \partial \psi \\ \partial y / \partial \eta & \partial y / \partial \psi \end{bmatrix}, \quad (6.4)$$

e os coeficientes métricos g_η e g_ψ desta transformação são definidos por,

$$g_\eta = \left(\frac{\partial x}{\partial \eta} \right)^2 + \left(\frac{\partial y}{\partial \eta} \right)^2, \quad (6.5.a)$$

$$g_\psi = \left(\frac{\partial x}{\partial \psi} \right)^2 + \left(\frac{\partial y}{\partial \psi} \right)^2. \quad (6.5.b)$$

Estes coeficientes métricos devem ser utilizados nas equações diferenciais de tal forma a incluir nestas as informações relativas à transformação de coordenadas.

Os conceitos e equações apresentadas são válidas para sistemas generalizados ortogonais ou não ortogonais. Os sistemas ortogonais apresentam a vantagem de possuírem uma metodologia de aplicação semelhante àquela do sistema cartesiano, e são de fácil utilização numérica uma vez que as equações diferenciais resultantes são sempre as mesmas, diferindo somente nos coeficientes métricos utilizados. Estes sistemas, contudo, muitas vezes não são fáceis de serem gerados numericamente, fazendo com que a opção recaia em sistemas não ortogonais. Neste caso, as equações diferenciais devem ser acrescidas de termos adicionais.

Sistemas de coordenadas não ortogonais necessitam de uma análise numérica mais elaborada mas possuem a vantagem de serem genéricos; uma vez obtidos os algoritmos para gerar o sistemas de coordenadas e para resolver o sistema de equações governantes, eles podem ser utilizados em qualquer geometria. Vale salientar que qualquer sistema de coordenadas ortogonais é um caso particular do sistema não ortogonal.

A utilização de um ou outro sistema de coordenadas depende fundamentalmente da geometria a ser investigada. No presente trabalho, a geometria de um cabo aterrado é representada por um sistema de coordenadas ortogonais denominado coordenadas bicilíndricas.

A Fig. 6.2 ilustra um volume de controle típico em um sistema de coordenadas ortogonal que tem direções coordenadas u_1, u_2 e u_3 .

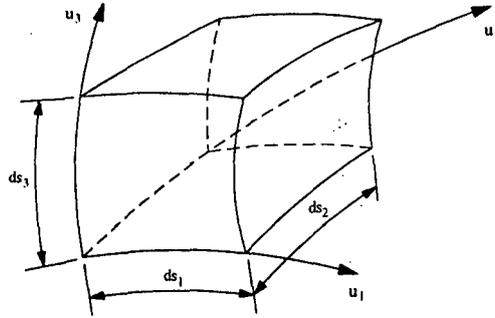


Fig. 6.2 - Volume de controle típico.

A utilização de um sistema ortogonal tridimensional (u_1, u_2, u_3) objetiva dar maior generalidade à discussão. Posteriormente este sistema será particularizado para o caso bidimensional e as variáveis (η, ψ) serão novamente utilizadas.

Neste sistema de coordenadas ortogonal (u_1, u_2, u_3) a equação da condução do calor em regime transiente, com geração P , em um meio com condutividade térmica k tem, segundo Schneider *et alli* (1975), a seguinte forma :

$$\frac{\partial(\sqrt{g} CT)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial u_1} \left(k \frac{\sqrt{g}}{g_1} \frac{\partial T}{\partial u_1} \right) + \frac{\partial}{\partial u_2} \left(k \frac{\sqrt{g}}{g_2} \frac{\partial T}{\partial u_2} \right) + \frac{\partial}{\partial u_3} \left(k \frac{\sqrt{g}}{g_3} \frac{\partial T}{\partial u_3} \right) + P \sqrt{g} \quad (6.6)$$

O sistema ortogonal (u_1, u_2, u_3) relaciona-se ao sistema cartesiano (x, y, z) através de,

$$\begin{aligned} x &= x(u_1, u_2, u_3) \quad , \\ y &= y(u_1, u_2, u_3) \quad , \\ z &= z(u_1, u_2, u_3) \quad . \end{aligned} \quad (6.7)$$

Os coeficientes métricos que relacionam estes dois sistemas de coordenadas podem ser encontrados em Yovanovich (1980), dados por,

$$g_i = \left(\frac{\partial x}{\partial u_i} \right)^2 + \left(\frac{\partial y}{\partial u_i} \right)^2 + \left(\frac{\partial z}{\partial u_i} \right)^2 \quad i = 1, 2, 3 \quad (6.8)$$

e,

$$g = g_1 g_2 g_3 \quad (6.9)$$

As dimensões típicas do elemento de volume estão relacionadas à variação das coordenadas através dos coeficientes métricos de acordo com as relações abaixo, conforme discutido em Yovanovich (1980),

$$d_{si} = \sqrt{g_i} du_i \quad i = 1, 2, 3. \quad (6.10)$$

Usando a equação anterior os elementos de área são,

$$dA_i = \sqrt{g_j g_k} du_j du_k \quad i, j, k = 1, 2, 3; \quad i \neq j \neq k. \quad (6.11)$$

Finalmente o elemento de volume é dado por,

$$dv = \sqrt{g} du_1 du_2 du_3 \quad (6.12)$$

Através desta discussão fica claro a necessidade de inclusão dos coeficientes métricos nas equações diferenciais que governam o fenômeno e também no cálculo dos elementos de comprimento, área e volume.

Para finalizar, a metodologia anterior será particularizada para uma situação bidimensional com direções coordenadas η e ψ , caso onde as equações (6.3)-(6.5) são válidas. As equações diferenciais que regem o fenômeno em estudo, equações (6.1) e (6.2) serão agora escritas em termos das variáveis do sistema de coordenadas ortogonal, tomando como base equação (6.6), fornecendo, respectivamente,

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\sqrt{g}\theta)}{\partial t} = & \frac{\partial}{\partial \eta} \left[(D_{T\psi} + D_{T\eta}) \frac{\sqrt{g}}{g_\eta} \frac{\partial T}{\partial \eta} + (D_{\theta\psi} + D_{\theta\eta}) \frac{\sqrt{g}}{g_\eta} \frac{\partial \theta}{\partial \eta} - \sqrt{g} K_{Hz} \right] + \\ & + \frac{\partial}{\partial \psi} \left[(D_{T\psi} + D_{T\eta}) \frac{\sqrt{g}}{g_\psi} \frac{\partial T}{\partial \psi} + (D_{\theta\psi} + D_{\theta\eta}) \frac{\sqrt{g}}{g_\psi} \frac{\partial \theta}{\partial \psi} - \sqrt{g} K_{Hz} \right] \end{aligned} \quad (6.13.a)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\sqrt{g}CT)}{\partial t} = & \frac{\partial}{\partial \eta} \left[(k_* + \rho_l h_v D_{T\psi}) \frac{\sqrt{g}}{g_\eta} \frac{\partial T}{\partial \eta} + \rho_l h_v D_{\theta\psi} \frac{\sqrt{g}}{g_\eta} \frac{\partial \theta}{\partial \eta} \right] + \\ & + \frac{\partial}{\partial \psi} \left[(k_* + \rho_l h_v D_{T\eta}) \frac{\sqrt{g}}{g_\psi} \frac{\partial T}{\partial \psi} + \rho_l h_v D_{\theta\eta} \frac{\sqrt{g}}{g_\psi} \frac{\partial \theta}{\partial \psi} \right] \end{aligned} \quad (6.13.b)$$

As duas equações anteriores são as equações resolvidas numericamente no presente trabalho. A discretização destas equações foi feita utilizando a técnica dos volumes finitos descrita em Patankar (1982). Esta técnica tem sido extensivamente aplicada na resolução de problemas de transporte de calor e massa e mecânica dos fluidos.

As equações diferenciais discretizadas são resolvidas numericamente utilizando um programa computacional originalmente escrito por Patankar (1982), para coordenadas cartesianas e cilíndricas, e que foi adaptado para aplicação em qualquer sistemas de coordenadas ortogonal. Para sua utilização é necessário apenas que se forneça os coeficientes métricos da transformação de coordenadas desejada. Como discutido anteriormente, os coeficientes métricos foram incluídos nos cálculos dos coeficientes das equações diferenciais discretizadas e também nos cálculos dos elementos de comprimento, área e volume.

A metodologia utilizada foi validada para duas geometrias: polar e bicilíndrica. O programa computacional original pode ser empregado para a resolução de problemas com três geometrias distintas: cartesiana, polar e axissimétrica. Para a validação da metodologia empregada, a equação da condução do calor foi resolvida de dois modos distintos: utilizando o programa original na modalidade polar e após utilizando o programa modificado com os coeficientes métricos da transformação de coordenadas dos sistema polar para o sistema cartesiano. A comparação dos resultados foi feita para condições de contorno de temperatura prescrita e convecção nas superfícies. Os resultados obtidos para os dois casos foram exatamente os mesmos. Também é feita uma comparação com os resultados numéricos obtidos por Hartley (1987) para a transferência de calor com migração de umidade unidimensional. Discutidos alguns aspectos relacionados a coordenadas generalizadas, é apresentado a seguir, de maneira resumida, a teoria matemática que permite que um domínio seja transformado em outro. Após, tal teoria seja particularizada para o caso da geometria investigada, coordenadas bicilíndricas.

6.4 Transformação Conforme

A teoria matemática de transformações conformes está fundamentada em alguns princípios básicos relacionados à teoria de variáveis complexas. Com o objetivo de facilitar a compreensão, estes princípios serão sucintamente discutidos a seguir. Esta discussão foi baseada em Sokolnikoff e Redheffer (1958) e Kreyszig (1972).

Uma quantidade $z = x+iy$ na qual x e y são variáveis reais é chamada variável complexa e pode ser representada em um plano denominado plano z . Se em alguma região deste plano, para cada $z = x+iy$, um ou mais números complexos $w = \eta+i\psi$ são determinados, diz que w é uma função complexa de z , i. é,

$$w = f(z) = \eta + i\psi$$

e w é chamada função de variável complexa. De maneira análoga a funções reais, $w = f(z)$ pode estar definida através de diferentes fórmulas em diferentes regiões do plano, podendo ser funções algébricas ou transcendentais de z .

Estendendo as definições de limite e derivada do cálculo diferencial de funções reais a funções complexas, pode-se estabelecer algumas definições importantes.

Funções complexas cujas derivadas existem somente em pontos isolados do plano z são de interesse menor em aplicações se comparadas àquelas cujas derivadas existem ao longo de toda vizinhança de um dado ponto. Neste contexto situam-se as funções analíticas que têm importantes aplicações e que satisfazem as equações de Cauchy-Riemann,

$$\frac{\partial \eta}{\partial x} = \frac{\partial \psi}{\partial y} \quad \text{e} \quad \frac{\partial \psi}{\partial x} = -\frac{\partial \eta}{\partial y} \quad (6.14)$$

Com efeito, a condição necessária e suficiente para que uma função $f(z) = \eta(x,y) + i\psi(x,y)$ seja analítica em um dado ponto $z_0 = x_0 + iy_0$ é que $\eta(x,y)$ e $\psi(x,y)$ junto com suas derivadas parciais sejam funções contínuas e satisfaçam as equações (6.14) em qualquer ponto na vizinhança de (x_0, y_0) .

Estendendo a análise anterior para as segundas derivadas, tem-se ainda uma outra propriedade de importância física das funções de variáveis complexas. Esta propriedade está estabelecida através do seguinte teorema: as partes real e imaginária de uma função complexa $f(z) = \eta(x,y) + i\psi(x,y)$, analítica em um domínio D , são soluções das seguintes equações de Laplace,

$$\nabla^2 \eta = \frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \eta}{\partial y^2} = 0 \quad \text{e} \quad \nabla^2 \psi = \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} = 0$$

no domínio D , e onde as derivadas segundas são contínuas. Neste caso $f(z)$ é chamada uma função harmônica.

Outro aspecto importante de funções complexas é sua representação geométrica. Uma função real contínua $y = f(x)$ de uma variável real x pode ser representada graficamente plotando uma curva no plano cartesiano x - y . No caso de uma função complexa $f(z) = \eta(x,y) + i\psi(x,y)$, a representação em um único plano necessitaria de um espaço com quatro dimensões, (η, ψ, x, y) . Tal situação sugere uma maneira mais conveniente de representar funções complexas utilizando dois planos complexos: o plano z no qual o ponto $z = x+iy$ é plotado e o plano w onde é plotado o ponto correspondente $w = \eta + i\psi$. Desta forma, a função f designa para cada ponto z no seu domínio um valor $w = f(z)$ no plano w ; ou seja, a relação $w = f(z)$ estabelece uma ligação entre os pontos de uma dada região R no plano z e outra região R' , determinada por $w = f(z)$, no plano w . A relação assim definida é chamada transformação ou mapeamento do domínio da função f no plano w .

Como exemplo de uma transformação considere a função complexa definida por,

$$w = z^2 \quad (6.15)$$

onde $z = x+iy$. Assim,

$$w = \eta + i\psi = x^2 - y^2 + 2xyi \tag{6.16}$$

Separando as partes real e imaginária, tem-se,

$$\begin{aligned} \eta &= x^2 - y^2 \\ \psi &= 2xy \end{aligned} \tag{6.17}$$

Desta forma, as linhas $\eta = \text{constante}$ são hipérboles ortogonais no plano x - y ; estas curvas são chamadas de curva de nível e estão representadas, juntamente com a respectiva representação no plano w , na Fig. 6.3. São também apresentadas alguns pontos comuns nos dois planos.

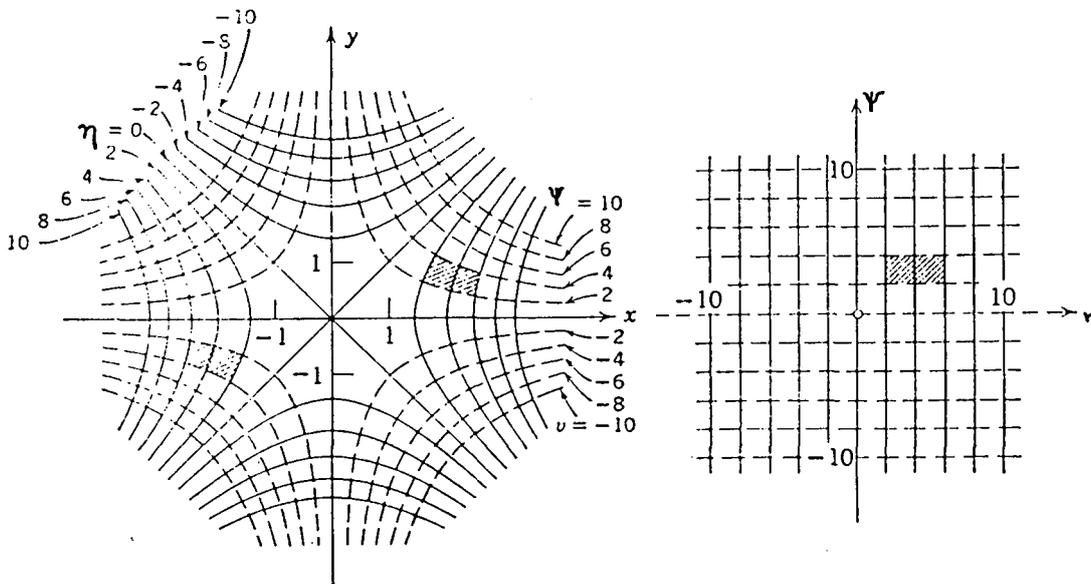


Fig. 6.3 - Curvas de nível de η e ψ para a transformação $w = z^2$.

Se ainda, por conveniência, tomarmos a variável complexa z na forma polar, e a função complexa w conforme definido abaixo,

$$z = r e^{i\theta} \quad ; \quad w = r e^{i\theta} \tag{6.18}$$

então os dois planos terão as formas mostradas na Fig. 6.4.

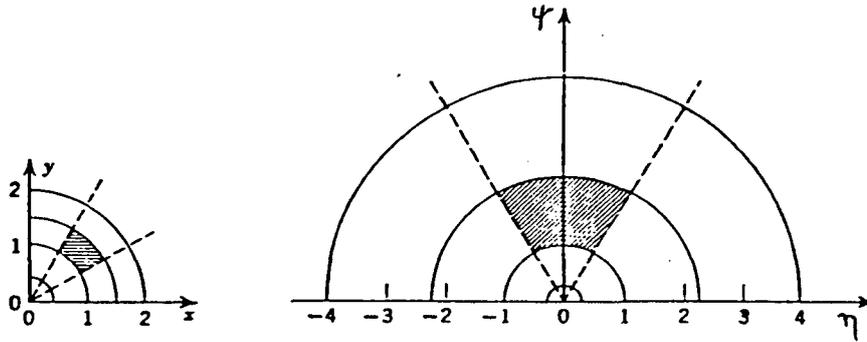


Fig. 6.4 - Mapeamento de $w = z^2$.

A seguir considerar-se-á a propriedade mais importante das transformações definidas por funções analíticas: a sua conformidade. Para tanto considere uma região R qualquer do plano z e duas curvas C_1 e C_2 definidas nesta região que se interceptam no ponto (x_0, y_0) . Considere também a transformação que leva este ponto no ponto (η_0, ψ_0) do plano η - ψ e as curvas C_1 e C_2 nas curvas C'_1 e C'_2 , como mostrado na Fig. 6.5. Se a transformação é tal que o ângulo entre C_1 e C_2 em (x, y) é igual ao ângulo entre C'_1 e C'_2 em (η_0, ψ_0) em valor absoluto e em sentido, a transformação é dita conforme no ponto (x_0, y_0) . Assim sendo, transformações ou mapeamentos conformes preservam ângulos entre curvas orientadas, tanto em magnitude quanto em sentido. O teorema que se estabelece a partir desta definição afirma que a transformação definida por uma função analítica $f(z)$ é conforme em todos os pontos do plano z, exceto nos pontos onde as derivadas $f'(z)$ são iguais a zero.

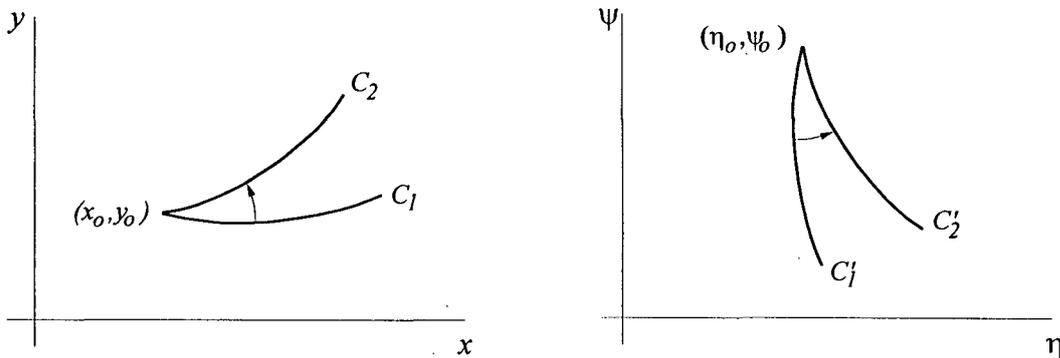


Fig. 6.5 - Representação esquemática de uma transformação conforme.

A importância prática das transformações conformes resulta do fato de que funções harmônicas permanecem harmônicas quando submetidas a uma mudança de variáveis através de uma transformação conforme $w = f(z)$. Tal característica tem importantes consequências físicas, por exemplo, na solução de problemas de valores de contorno juntamente com um problema potencial bidimensional. Deseja-se assim determinar a solução da equação de Laplace em uma dada região R

que assume determinados valores no contorno de R. É possível encontrar uma transformação conforme que transforme R em um domínio mais simples R* (um círculo, por exemplo), resolvendo-se a seguir a equação de Laplace no domínio e no contorno transformado. A solução resultante quando levada de volta ao domínio R pela transformação inversa será a solução do problema original.

Indubitavelmente a maior dificuldade de aplicação de transformações conformes é encontrar a função analítica que mapeia uma dada região em um domínio mais simples.

No presente trabalho, uma transformação conforme será utilizada para transformar o domínio que simula a situação de um cabo aterrado em um domínio mais simples, cartesiano. Esta transformação de coordenadas tem a seguinte forma:

$$f(z) = x + iy = i \cotg^{-1} \left(\frac{w}{2} \right), \quad (6.19)$$

onde $a > 0$ e $w = \eta + \psi i$.

Mais genericamente, a situação de reaterramento com três cabos, ilustrada esquematicamente na Fig. 6.6, poderia também ser transformada para um sistema cartesiano. Neste caso, a função analítica do mapeamento conforme considerando o caso genérico de m cabos aterrados, foi analisada por Luóni *et alli* (1979) e é dada por:

$$w = \eta + i\psi = i \sum_{j=1}^m k_j \ln \frac{z - z_j}{\bar{z} - \bar{z}_j} \quad (6.20)$$

onde $z = x + iy$, $z_j = x_j - iy_j$, $\bar{z}_j = x_j + iy_j$, e k_j são constantes. O ponto (x_i, y_i) corresponde às posições dos cabos.

Para o caso de um único cabo, ou seja, $m = 1$, a transformação é tal que as variáveis do plano η - ψ são escritas em função das variáveis no plano x - y como,

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \frac{(x - x_j)^2 + (y - y_j)^2}{(\bar{x} - \bar{x}_j)^2 + (\bar{y} - \bar{y}_j)^2}, \quad (6.21.a)$$

$$\psi = \text{tg}^{-1} \frac{y - y_j}{x - x_j} - \text{tg}^{-1} \frac{\bar{y} - \bar{y}_j}{\bar{x} - \bar{x}_j} \quad (6.21.b)$$

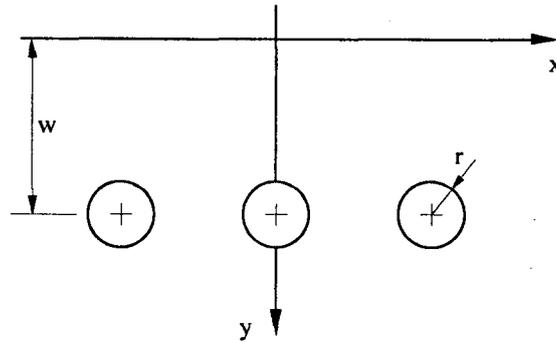


Fig. 6.6 - Representação esquemática da situação de três cabos aterrados.

Vale notar que, neste caso, a geometria obtida é exatamente a de coordenadas bicilíndricas, utilizada no presente trabalho. Neste caso, o procedimento de implementação numérica é análogo aquele descrito na seção 6.3 onde foram discutidas as generalidades do programa computacional adotado e a sua forma de utilização para coordenadas ortogonais generalizadas. É necessário fundamentalmente que se conheça os coeficientes métricos que definem a transformação de coordenadas do sistema x - y para o sistema η - ψ . A utilização das equações (6.3) conduz às equações (6.5),

$$g_{\eta} = \left(\frac{\partial x}{\partial \eta} \right)^2 + \left(\frac{\partial y}{\partial \eta} \right)^2, \tag{6.5.a}$$

$$g_{\psi} = \left(\frac{\partial x}{\partial \psi} \right)^2 + \left(\frac{\partial y}{\partial \psi} \right)^2. \tag{6.5.b}$$

As relações $x = x(\eta, \psi)$ e $y = y(\eta, \psi)$ que são necessárias para a determinação dos coeficientes métricos não são conhecidas. A utilização das equações (6.21) entretanto é suficiente para que os coeficientes métricos sejam determinados. Com efeito, para a transformação de coordenadas em questão, o jacobiano é dado por,

$$[J] = \begin{bmatrix} \partial x / \partial \eta & \partial x / \partial \psi \\ \partial y / \partial \eta & \partial y / \partial \psi \end{bmatrix}, \tag{6.4}$$

e o jacobiano da transformação inversa é,

$$[J^{-1}] = \begin{bmatrix} \partial \eta / \partial x & \partial \eta / \partial y \\ \partial \psi / \partial x & \partial \psi / \partial y \end{bmatrix}, \tag{6.22}$$

O procedimento adotado consiste em determinar a matriz J , invertê-la para obter a matriz J^{-1} e, finalmente, obter os coeficientes métricos desejados. Vale salientar que este procedimento deverá ser realizado numericamente e de forma implícita, uma vez que não é possível obter as expressões analíticas dos coeficientes métricos.

O primeiro passo que deveria ser executado na resolução do problema em questão utilizando mapeamento conforme é aplicar a metodologia para a situação com um único cabo (fazendo $m = 1$ na equação (6.20) e comparar os resultados obtidos para a geometria bicilíndrica.

Posteriormente, o procedimento poderia ser estendido para a situação com três cabos. A resolução numérica do mesmo problema físico investigado no presente trabalho para a situação com três cabos, utilizando o procedimento discutido acima, é uma sugestão para trabalhos futuros.

Apresentados os aspectos básicos correspondentes à teoria de mapeamento conforme, passa-se agora ao detalhamento de coordenadas bicilíndricas que se adaptam perfeitamente à geometria de um cabo aterrado e que são transformados para um domínio cartesiano.

6.5 Coordenadas Bicilíndricas

Coordenadas bicilíndricas são geradas através das seguintes relações paramétricas,

$$x = \frac{a \operatorname{senh} \eta}{(\cosh \eta - \cos \psi)} \quad (6.23.a)$$

$$y = \frac{a \operatorname{sen} \psi}{(\cosh \eta - \cos \psi)} \quad (6.23.b)$$

que representam duas famílias de círculos ortogonais no plano x - y . A Fig. 6.7 ilustra estas duas famílias onde os círculos $\eta = \text{constante}$ são desenhados sobre o eixo x ao redor de dois polos $x = \pm a$, enquanto que os círculos $\psi = \text{constante}$ têm seus centros sobre o eixo y .

As relações geométricas são obtidas considerando o círculo com centro sobre o eixo x , na posição $x = w$, cuja equação é,

$$(x - w)^2 + y^2 = r^2 \quad (6.24)$$

Substituindo as equações (6.23) tem-se,

$$w = a \operatorname{cotgh} \eta$$

$$r = \frac{a}{|\operatorname{senh} \eta|} \quad (6.25)$$

Observa-se assim que o raio do círculo é função de η , tornando-se infinito quando $\eta \rightarrow 0$ e zero quando $\eta \rightarrow \infty$. O centro do círculo pode ocupar qualquer posição ao longo do eixo x ; além disto, para o centro em $x = a$ tem-se $r \rightarrow \infty$.

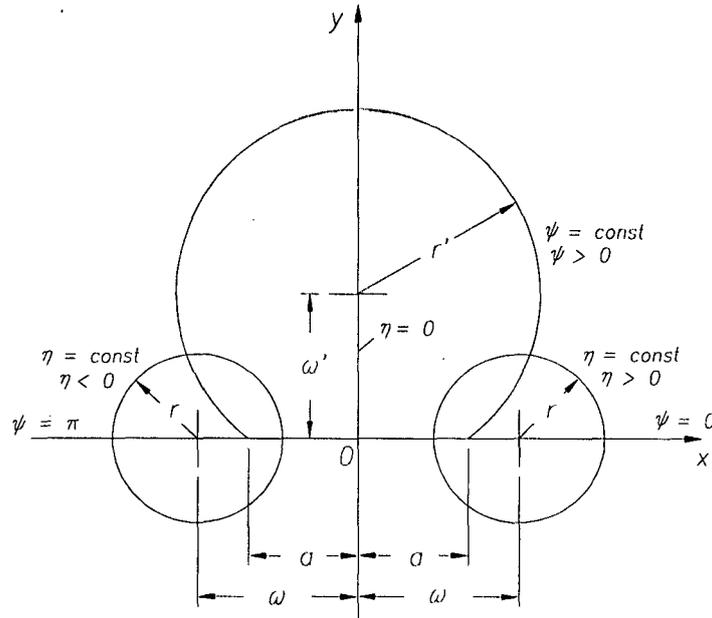


Fig. 6.7 - Representação esquemática de coordenadas bicilíndricas.

Similarmente, para o círculo com centro no eixo y e centro na posição $y=w'$, tem-se,

$$x^2 = (y - w')^2 = r'^2 \tag{6.26}$$

o que conduz a,

$$\begin{aligned} w' &= a \operatorname{cotgh} \psi \\ r' &= \frac{a}{|\operatorname{sen} \psi|} \end{aligned} \tag{6.27}$$

Vale salientar que as coordenadas η e ψ variam de $-\infty$ até $+\infty$ e de 0 a 2π , respectivamente. Além disto, o parâmetro ψ representa o ângulo entre o eixo x e a linha do círculo traçado com centro sobre o eixo y no ponto a . Desta forma, $\psi = \pi$ representa a linha entre $x = -a$ e $x = +a$, enquanto que $\psi = 0$ representa o restante do eixo x . A Fig. 6.8 mostra a configuração de coordenadas bicilíndricas para alguns valores das coordenadas η e ψ .

As formas mais comuns de utilização de coordenadas bicilíndricas são para geometrias de cilindros excêntricos, de cilindros de lados opostos e de cilindro limitado por reta, conforme está mostrado na Figs. 6.9.

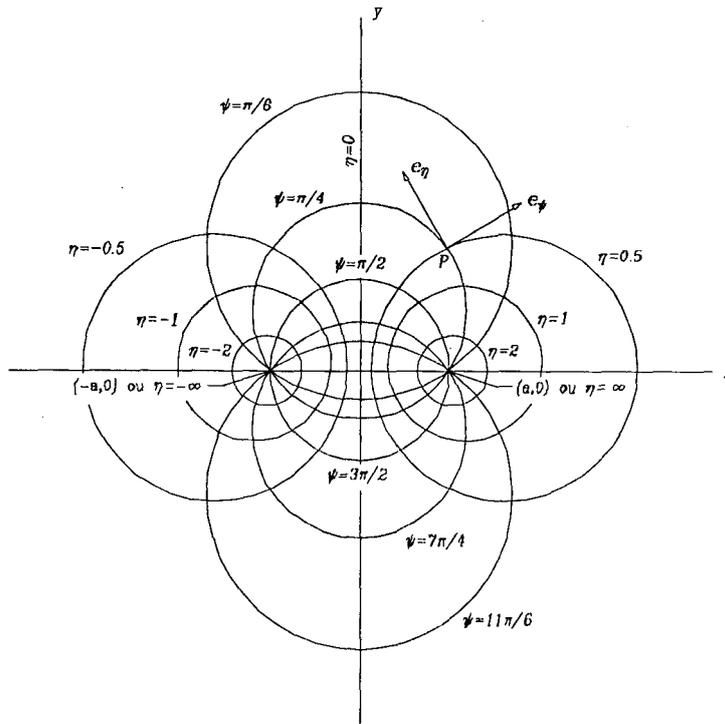
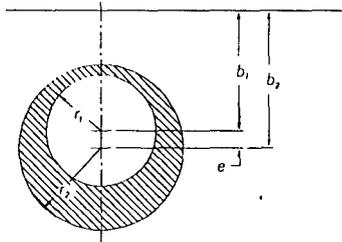
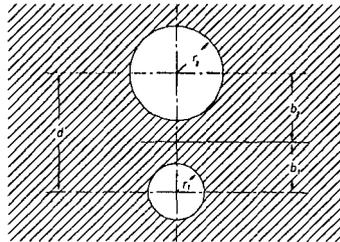


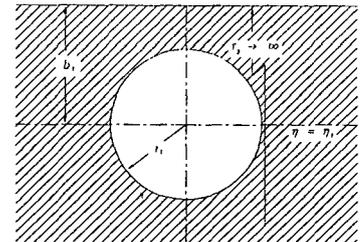
Fig. 6.8 - Configuração de coordenadas bicilíndricas.



(a)



(b)



(c)

Fig. 6.9 - (a) Cilindros excêntricos; (b) Cilindros de lados opostos; (c) cilindro limitado por reta .

A geometria da Fig. 6.9 (c), que corresponde a um cabo aterrado, será utilizada no presente trabalho. Através das equações (6.17) pode-se relacionar os parâmetros r , w e a por,

$$\frac{a}{r} = \sqrt{\left(\frac{w}{r}\right)^2 - 1} \quad (6.28)$$

Para finalizar a discussão sobre os aspectos geométricos associadas às coordenadas bicilíndricas, são apresentados a seguir os coeficientes métricos da transformação do sistema bicilíndrico para o sistema cartesiano,

$$g_\eta = g_\psi = \frac{a^2}{(\cosh \eta - \cos \psi)^2} \quad (6.29)$$

e

$$\sqrt{g} = \frac{a^2}{(\cosh \eta - \cos \psi)^2} \quad (6.30)$$

Relembrando o princípio de utilização de coordenadas ortogonais generalizadas de transformar um domínio complicado ou irregular em um domínio retangular fixo, a transformação do domínio de solução do sistema bicilíndrico para o sistema cartesiano está esquematizado na Fig. 6.10.

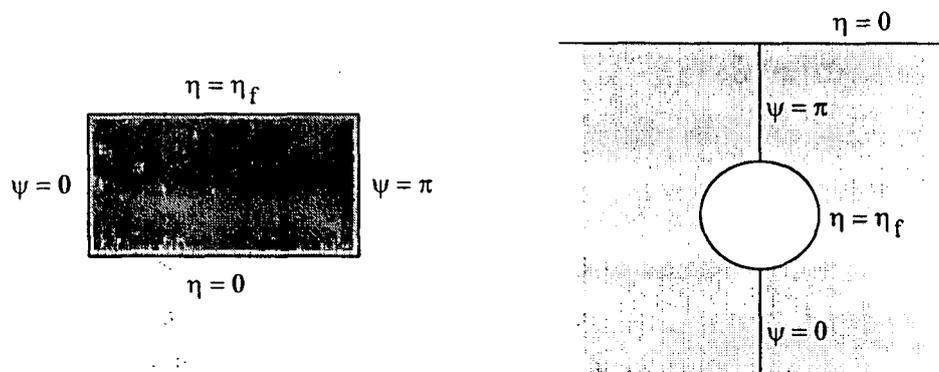


Fig 6.10 - Transformação do domínio de solução de coordenadas bicilíndricas para cartesiano.

Coordenadas bicilíndricas foram utilizadas por Chaves e Trevisan (1990, 1992) para simular a convecção natural em torno de um cilindro enterrado em um meio poroso saturado.

6.6 Validação do Modelo Numérico

A validação do esquema numérico adotado, de acordo com o comentado anteriormente, foi feita para duas geometrias: polar e bicilíndrica. Para a geometria bicilíndrica, a equação da condução do calor em regime permanente, sem geração de calor, para um meio com condutividade térmica

constante, foi resolvida numericamente através do método proposto. Foram comparados os resultados do calor trocado entre as superfícies para duas situações de condições de contorno distintas, temperatura prescrita e troca de calor por convecção.

A geometria investigada está mostrada na Fig. 6.11, onde, por simplicidade, ambas as condições de contorno são apresentadas.

Para o caso de temperatura prescrita, a resistência térmica ao transporte de calor R pode ser calculada analiticamente através de fatores de forma da condução, segundo Yovanovich (1980), e é dada por,

$$R = \frac{1}{2\pi kl} \ln \left[\frac{2D}{d} + \sqrt{4\left(\frac{D}{d}\right)^2 - 1} \right] \quad (6.31)$$

onde l é o comprimento na direção perpendicular ao plano x - y , que por simplicidade, é tomado igual à unidade. O calor trocado é simplesmente o quociente entre a diferença de temperatura ($T_2 - T_1$) e a resistência térmica.

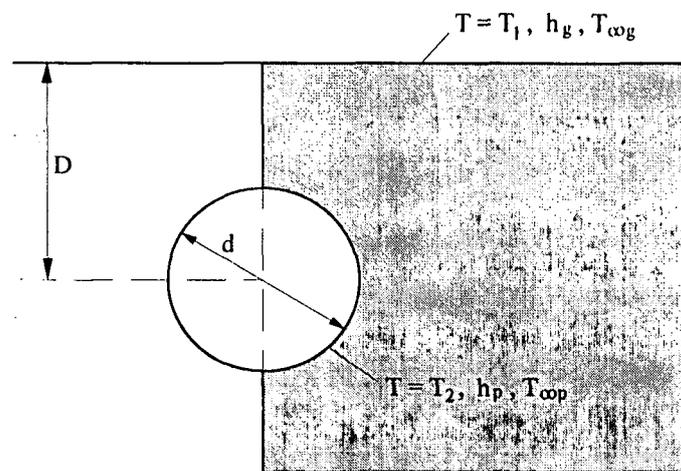


Fig. 6.11 - Geometria de cabo aterrado para condições de contorno de temperatura prescrita e convecção.

O calor trocado calculado numericamente através do método proposto foi comparado com os valores analíticos obtendo-se valores exatamente iguais. Para o caso de trocas de calor por convecção nas fronteiras os resultados obtidos foram comparados com os resultados numéricos apresentados em Schneider (1985).

Os parâmetros do problema são a razão entre os diâmetros D/d e os números de Biot, Bi_g e Bi_p , definidos respectivamente por,

$$Bi_g = \frac{hgD}{k} \quad \text{e} \quad Bi_p = \frac{hpD}{k} \quad (6.32)$$

A Tabela 6.1 apresenta os resultados da comparação entre os resultados para algumas combinações de parâmetros. O valor numérico obtido com o método proposto é R_{num} , enquanto que o valor de Schneider (1985) é R_{tot} . São apresentadas as diferenças percentuais associadas a cada comparação. A análise dos resultados mostra que a comparação dos resultados é bastante boa para alguns casos e apenas razoável para outros. Os erros correspondentes à comparação de alguns casos pode estar relacionado ao modelo numérico empregado por Schneider (1985).

Tabela 6.1 - Comparação dos resultados de resistência térmica entre o método utilizado e o de Schneider (1985).

D/b	Bi_g	Bi_p	R_{tot}	R_{num}	dif. (%)
1	1,0	1,0	0,6690	0,6545	2,17
1	10,0	1,0	0,5680	0,5569	1,95
2	100,0	0,1	3,584	3,516	1,90
5	2,0	1,0	0,8190	0,8607	5,09
5	10,0	100,0	0,4870	0,4948	1,60
10	2,0	100,0	0,6020	0,6558	8,93
10	2,0	0,1	3,821	3,835	0,360
10	2,0	10,0	0,613	0,684	8,46
10	5,0	100,0	0,597	0,619	3,74
10	100,0	100,0	0,594	0,592	0,390

Os valores numéricos de temperatura e saturação obtidos por Hartley (1987), para transferência simultânea unidimensional de calor e massa na vizinhança de um cilindro aquecido, são comparados com os valores obtidos com o modelo numérico proposto. O solo utilizado é um dos solos empregados no presente trabalho, aluvião arenoso. A Fig. 6.12 mostra a comparação entre os resultados. A temperatura adimensional e a saturação são plotadas versus o número de Fourier, para diferentes valores de saturação e calor prescrito na superfície do cilindro. As curvas desenhadas com linha contínua são os valores obtidos por Hartley e as curvas desenhadas com linha tracejada foram obtidas com o presente modelo. As distribuições de temperatura estão bastante próximas, especialmente as correspondentes a uma potência dissipada mais baixa, curvas 1, 2 e 4. Para o caso da potência igual a 160 kW/m os resultados dos dois modelos têm excelente correspondência para baixos números de Fourier, mas tornam-se diferentes à medida que Fo aumenta. As distribuições de umidade apresentam discrepâncias maiores. Para os casos com conteúdos de umidade mais baixas, casos 5 e 6, a diferença entre as curvas ocorre especialmente para tempos pequenos. Para os casos de conteúdo inicial mais alto, casos 7 e 8, as curvas são essencialmente as mesmas para tempos pequenos, mas à medida que o processo de secagem do solo evolui, as diferenças entre elas passam a ser maiores.

Algumas considerações referentes a estes resultados são feitas a seguir. A primeira delas diz respeito à própria geometria investigada por Hartley, unidimensional. Para tempos pequenos, as duas situações tendem a ser praticamente idênticas, uma vez que na geometria bicilíndrica o efeito do contorno correspondente ao meio externo não foi sentido pelo solo próximo ao cabo. As distribuições, nestes casos, são muito próximas. Tal explicação, contudo, não justifica o comportamento das curvas correspondentes aos casos 5 e 6. A justificativa, neste caso, provavelmente está no fato de que, para conteúdos iniciais de umidade mais baixos, o ponto corresponde à transição entre os dois estados, pendicular e funicular é atingido mais cedo (para este solo $S = 0,25$). Quando este ponto é atingido, ocorre uma variação muito grande das propriedades e o processo de secagem se acentua consideravelmente. Tal fato pode ser observado mais claramente nas curvas 7 e 8. É exatamente no momento em que ocorrem variações abruptas nas propriedades que os problemas de divergência se acentuam. Hartley comenta a existência de problemas de divergência desta natureza, sem, no entanto, demonstrar a maneira pela qual eles podem ser resolvidos. Acredita-se que talvez os valores obtidos por Hartley sejam, na verdade, uma média entre oscilações de resultados. Assim, os resultados obtidos próximos à região de transição apresentam discrepâncias grandes. Com efeito, também para as curvas 7 e 8, a divergência entre os resultados passa a ser significativa quando o solo atinge este valor de saturação. Também a distribuição de temperatura pode sofrer influência dos problemas de divergência, para um processo de aquecimento intenso, como é o caso das curvas correspondentes à situação 3.

- | | |
|--|--|
| 1- T^* , $S_i = 0,30$, $q'_c = 80$ W/m | 5- S , $S_i = 0,30$, $q'_c = 40$ W/m |
| 2- T^* , $S_i = 0,30$, $q'_c = 40$ W/m | 6- S , $S_i = 0,30$, $q'_c = 80$ W/m |
| 3- T^* , $S_i = 0,40$, $q'_c = 160$ W/m | 7- S , $S_i = 0,40$, $q'_c = 80$ W/m |
| 4- T^* , $S_i = 0,40$, $q'_c = 80$ W/m | 8- S , $S_i = 0,40$, $q'_c = 160$ W/m |

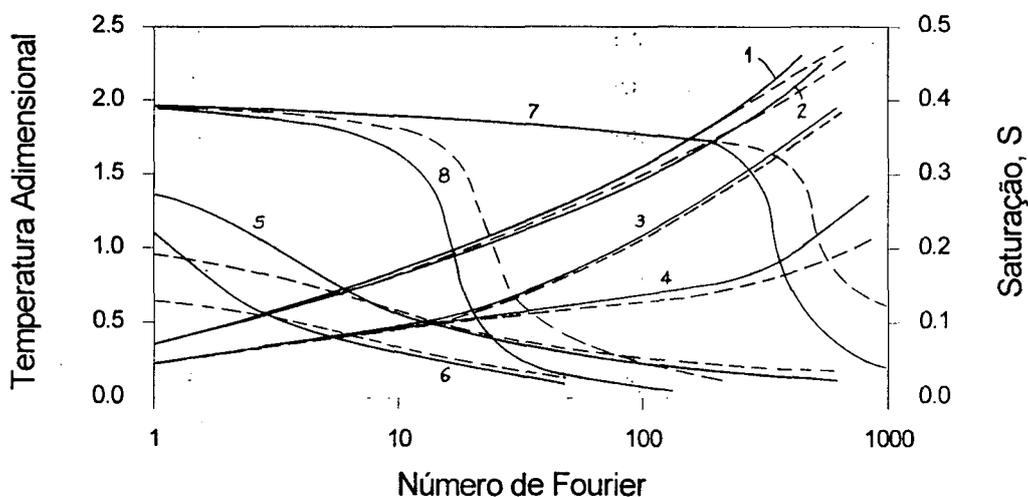


Fig. 6.12 - Comparação dos resultados utilizando o modelo proposto e aqueles obtidos por Hartley (1987)

O presente trabalho também apresentou problemas sérios de divergência numérica, que serão discutidos com maiores detalhes mais adiante.

6.7 Condições Iniciais e de Contorno

Na seção 6.3 foram apresentadas as equações diferenciais governantes do problema físico investigado, já incluídos os termos referentes à transformação de coordenadas. Estas equações estão transcritas abaixo:

$$\frac{\partial(\sqrt{g}\theta)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial \eta} \left[(D_{\theta v} + D_{\theta l}) \frac{\sqrt{g}}{g_{\eta}} \frac{\partial \theta}{\partial \eta} + (D_{T v} + D_{T l}) \frac{\sqrt{g}}{g_{\eta}} \frac{\partial T}{\partial \eta} - \sqrt{g} K_{H z} \right] + \frac{\partial}{\partial \psi} \left[(D_{\theta v} + D_{\theta l}) \frac{\sqrt{g}}{g_{\psi}} \frac{\partial \theta}{\partial \psi} + (D_{T v} + D_{T l}) \frac{\sqrt{g}}{g_{\psi}} \frac{\partial T}{\partial \psi} - \sqrt{g} K_{H z} \right] \quad (6.13.a)$$

$$\frac{\partial(\sqrt{g}CT)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial \eta} \left[(k_* + \rho_l h_v D_{T v}) \frac{\sqrt{g}}{g_{\eta}} \frac{\partial T}{\partial \eta} + \rho_l h_v D_{\theta v} \frac{\sqrt{g}}{g_{\eta}} \frac{\partial \theta}{\partial \eta} \right] + \frac{\partial}{\partial \psi} \left[(k_* + \rho_l h_v D_{T v}) \frac{\sqrt{g}}{g_{\psi}} \frac{\partial T}{\partial \psi} + \rho_l h_v D_{\theta v} \frac{\sqrt{g}}{g_{\psi}} \frac{\partial \theta}{\partial \psi} \right] \quad (6.13.b)$$

As condições iniciais e de contorno pertinentes são apresentadas tendo como base a geometria do cabo aterrado mostrado na Fig 6.13.

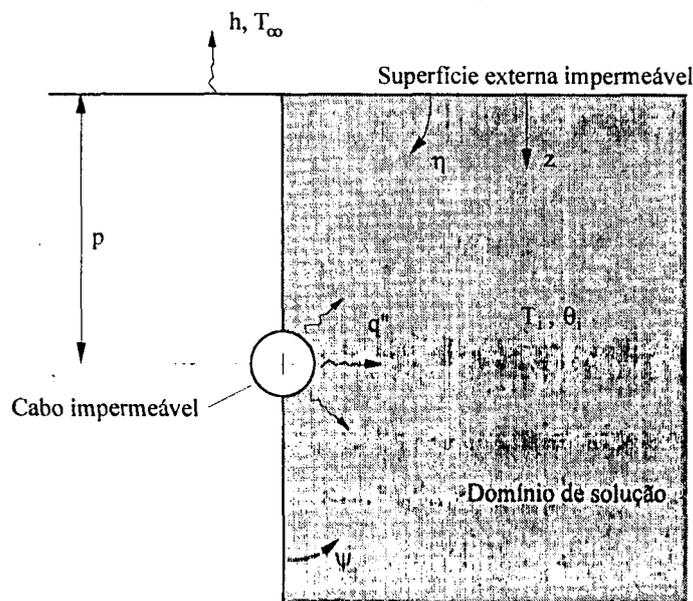


Fig. 6.13 - Geometria investigada do cabo aterrado.

No início do processo todo o meio está a uma temperatura e um conteúdo de umidade constante e igual a T_i e θ_i , respectivamente.

Na superfície externa, tem-se troca de calor por convecção e assume-se tal superfície impermeável ao fluxo de massa. Na superfície do cabo, também impermeável, há um fluxo de calor prescrito.

Tomando como base a Fig. 6.10, estas condições iniciais e de contorno são escritas em termos das variáveis η e ψ mostradas da Fig. 6.13 e dos coeficientes métricos g_η e g_ψ como sendo:

(i) Para temperatura:

$$\begin{aligned}
 t = 0 \quad , \quad \forall \eta, \psi \quad , \quad T = T_i \\
 t > 0 \quad , \quad \eta = 0, \forall \psi \quad , \quad \frac{-L_s}{\sqrt{g_\eta}} \frac{\partial T}{\partial \eta} - \frac{D_p}{\sqrt{g_\eta}} \frac{\partial \theta}{\partial \eta} = h(T - T_\infty) \\
 t > 0 \quad , \quad \eta = \eta_f, \forall \psi \quad , \quad \frac{-L_s}{\sqrt{g_\eta}} \frac{\partial T}{\partial \eta} - \frac{D_p}{\sqrt{g_\eta}} \frac{\partial \theta}{\partial \eta} = q'' \\
 t > 0 \quad , \quad \forall \eta, \psi = 0 \quad , \quad \frac{\partial T}{\partial \psi} = 0 \\
 t > 0 \quad , \quad \forall \eta, \psi = \pi \quad , \quad \frac{\partial T}{\partial \psi} = 0
 \end{aligned} \tag{6.33}$$

onde $L_s = k_* + \rho_l h_v D_{lv}$ e $D_p = \rho_l h_v D_{\theta v}$.

(ii) Para umidade:

$$\begin{aligned}
 t = 0 \quad , \quad \forall \eta, \psi \quad , \quad \theta = \theta_i \\
 t > 0 \quad , \quad \eta = 0, \forall \psi \quad , \quad \frac{-D_\theta}{\sqrt{g_\eta}} \frac{\partial \theta}{\partial \eta} - \frac{D_p}{\sqrt{g_\eta}} \frac{\partial T}{\partial \eta} + \frac{k_h}{\sqrt{g_\eta}} \frac{\partial z}{\partial \eta} = 0 \\
 t > 0 \quad , \quad \eta = \eta_f, \forall \psi \quad , \quad \frac{-D_\theta}{\sqrt{g_\eta}} \frac{\partial \theta}{\partial \eta} - \frac{D_p}{\sqrt{g_\eta}} \frac{\partial T}{\partial \eta} + \frac{k_h}{\sqrt{g_\eta}} \frac{\partial z}{\partial \eta} = 0
 \end{aligned} \tag{6.34}$$

$$t > 0 \quad , \quad \forall \eta, \psi = 0 \quad , \quad \frac{\partial \theta}{\partial \psi} = 0$$

$$t > 0 \quad , \quad \forall \eta, \psi = \pi \quad , \quad \frac{\partial \theta}{\partial \psi} = 0$$

6.8 Discretização do Domínio de Solução e Estudo da Convergência Numérica

O domínio de solução mostrado na Fig. 6.13 foi discretizado utilizando coordenadas ortogonais bicilíndricas (η, ψ) . Utilizou-se 100 pontos na direção η e 30 pontos na direção ψ . Comparações de resultados com outras malhas foram feitas e a escolha foi realizada com base no compromisso entre precisão de solução numérica e o tempo computacional. Devido a grande não linearidade das equações, alguns casos analisados requereram, até que a solução atingisse o regime permanente, mais de 13 horas de CPU em um computador IBM 3090, utilizando códigos de precisão dupla.

A variação dos valores das variáveis na direção ψ é muito menor que na direção η . Para tempos pequenos, o processo é unidimensional e mesmo para tempos muito grandes as variações dos valores de temperatura e conteúdo de umidade em relação à direção ψ são pequenas, menores que 10% entre os dois extremos $\psi = 0$ e $\psi = \pi$.

Para a direção η , optou-se por utilizar uma malha mais refinada na região próxima ao cabo, onde os gradientes são maiores. A malha utilizada no presente trabalho está ilustrada na Fig. 6.14. A plotagem desta malha foi feita utilizando um algoritmo de visualização denominado ISO-3D desenvolvido por Maliska Jr. e Dihlmann (1992). Observa-se claramente o refino na região próxima ao cabo. Deve ser salientado que esta representação foi obtida através de uma redução da distância do observador até a figura, a fim de ampliar a região refinada.

O intervalo adequado de tempo de simulação também levou em conta a necessidade de se evitar um gasto excessivo de tempo computacional. No início do processo o intervalo de tempo é igual a 10 s mas, a cada iteração, é recalculado e tem o seu valor aumentado. Quando ele atinge o valor de aproximadamente 1 hora, este valor é mantido até o final da simulação. Vale lembrar que, em média, são necessários 3 anos de tempo real para que os casos investigados no presente trabalho atinjam o estado estacionário.

A seguir serão discutidos alguns aspectos relacionados aos problemas de divergência numérica encontrados durante a realização deste trabalho.

As equações diferenciais que são resolvidas, equações (6.13a) e (6.13b) são fortemente não-lineares devido à variação das propriedades difusivas com a temperatura e o conteúdo de umidade. A variação das propriedades com a saturação do meio está mostrada na Fig. 5.4 para o solo aluvião arenoso e na Fig. 5.8 para o backfill. Em ambos os casos observa-se a grande variação, especialmente para o coeficiente $D_{\theta v}$, próximo à região de transição entre os estados pendular e funicular. Este ponto

é $S = 0,25$ para o aluvião arenoso e $S = 0,04$ para o backfill. Quando o solo atinge o conteúdo de umidade correspondente a este ponto de transição, tem-se uma grande variação de $D_{\theta v}$ para pequenas variações de S ou θ ; este fato é o responsável pela divergência numérica envolvendo transferência de calor e massa em meios porosos insaturados, conforme comentado por diversos autores (Hartley (1977, 1986), Couvillion (1981), Jury (1973)).

Para contornar este problema diversas tentativas foram feitas. A primeira foi relacionada com o refinamento de malha e diminuição do intervalo de tempo. Este refinamento foi realizado até valores que tornavam a solução numérica praticamente inviável devido ao tempo computacional; mesmo assim, os resultados obtidos continuavam a apresentar oscilações, característica principal do problema de divergência.

Em um segundo momento tentou-se "relaxar" a solução numérica a cada iteração no tempo. Os resultados obtidos também oscilavam fortemente. Posteriormente, alterou-se a forma de calcular o valor médio de cada propriedade nas fronteiras dos volumes de controle, inicialmente feita como média aritmética entre dois pontos centrais adjacentes. A utilização de médias harmônicas e médias ponderadas pela distância entre as fronteiras e o centro do volume de controle também forneciam valores que sofriam oscilações.

Finalmente, alterou-se a forma de discretização das equações de tal forma que os termos difusivos da equação da umidade, equação (13.a),

$$D_{0v} \frac{\sqrt{g}}{g_\eta} \frac{\partial \theta}{\partial \eta} \quad \text{e} \quad D_{0v} \frac{\sqrt{g}}{g_\psi} \frac{\partial \theta}{\partial \psi} ,$$

fossem incorporados ao termo fonte. Como comentado anteriormente, o coeficiente $D_{\theta v}$ é fortemente influenciado pelo conteúdo de umidade na região próxima ao ponto de transição. Este procedimento objetivou assim "transferir" esta variação grande ao termo fonte, fazendo com que os coeficientes difusivos se tornassem numericamente mais estáveis. Com este procedimento os resultados deixaram de oscilar completamente.

Para os casos cujo material utilizado era o backfill, ocorreram novamente problemas de divergência. Com efeito, para este material, próximo ao ponto de transição, a variação das propriedades é muito grande (ver Fig. 5.8), mais que aquelas correspondentes ao aluvião arenoso. Para estes casos a solução foi considerar, em cada iteração no tempo, as propriedades constantes, sem recalculá-las.

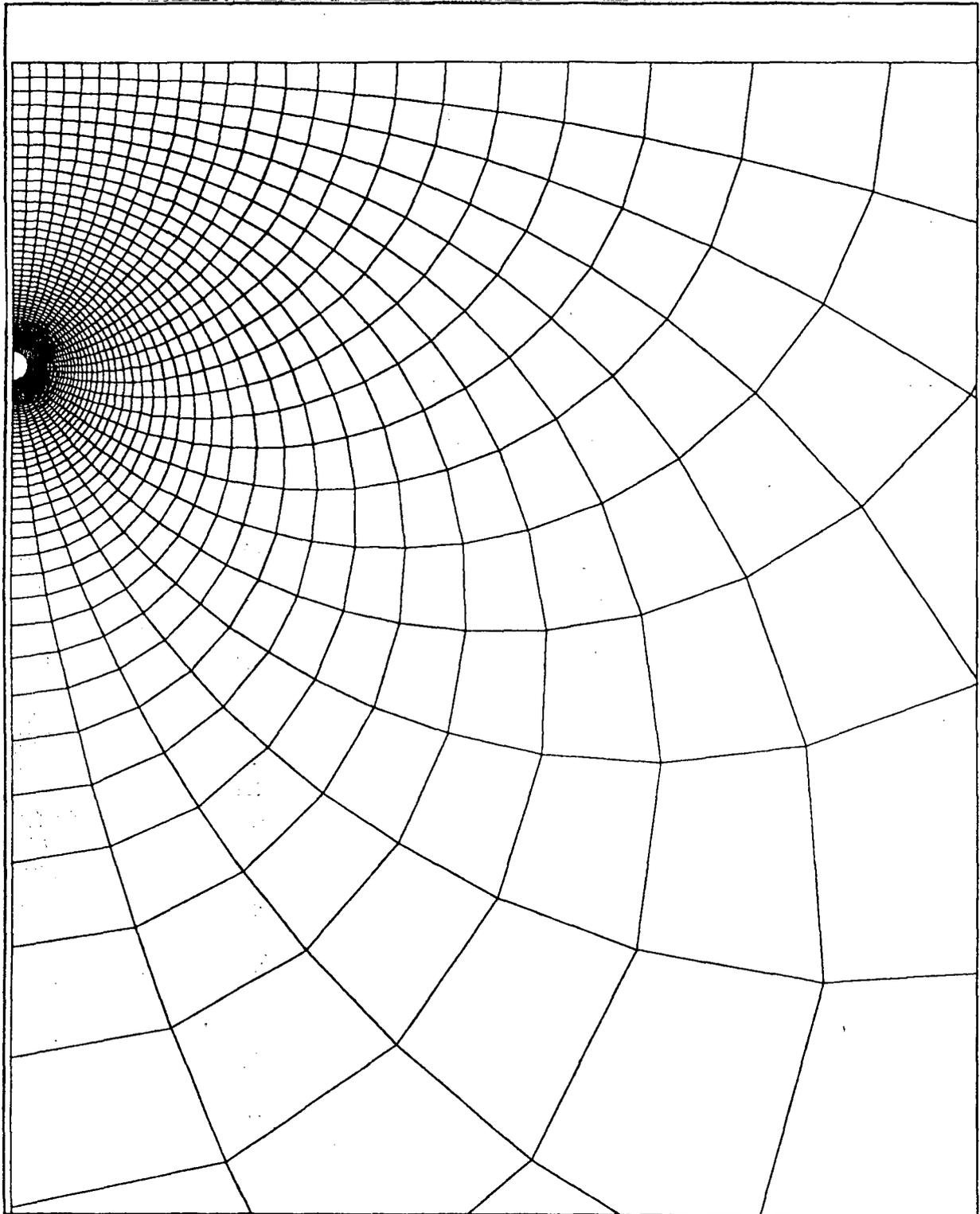


Fig. 6.14 - Malha computacional utilizada no presente trabalho.

RESULTADOS E DISCUSSÕES**7.1 Introdução**

O aterramento de cabos de potência envolve a análise precisa dos processos de migração de umidade e transferência de calor nos solos que envolvem estes cabos. O objetivo deste capítulo é apresentar os resultados numéricos obtidos para a análise deste fenômeno.

Quatro parâmetros são utilizados para compor as situações que são analisadas neste trabalho. O conteúdo de umidade inicial do solo, o raio do cabo, a potência dissipada pelo mesmo e o tipo de solo utilizado no reaterramento. Três conteúdos iniciais de umidade foram escolhidos a fim de se ter uma faixa que varia desde solos secos até solos úmidos. Para a situação de solos secos, o conteúdo inicial de umidade é essencialmente igual a zero. Para solos com conteúdo de umidade intermediário, o valor escolhido foi aquele um pouco acima do ponto de transição entre os estados pendular e funicular. Este ponto pode ser observado nas Figs. 5.3 e 5.7 para o aluvião arenoso e para o backfill, respectivamente, onde a permeabilidade relativa, plotada versus a saturação do meio, deixa de ser igual a zero. Para solos úmidos o valor utilizado corresponde àquele um pouco acima do ponto de transição da curva de condutividade térmica versus conteúdo de umidade, Figs. 5.1 e 5.5, para o aluvião arenoso e o backfill, respectivamente.

Os parâmetros relacionados ao cabo foram escolhidos ser 0,05, 0,10 e 0,15 m para o raio do cabo e 20, 40 e 80 W/m para a potência dissipada. Estes valores fornecem uma faixa de utilização bastante ampla no aterramento de cabos de potência.

Finalmente, variou-se o material de aterramento utilizado: aluvião arenoso e backfill Pirelli. Estes dois casos serão analisados separadamente neste capítulo; as propriedades destes dois materiais foram apresentadas no Capítulo 5.

Para a análise dos resultados, basicamente três tipos de gráficos, sempre para um dado conteúdo inicial de umidade, são explorados. O primeiro apresenta valores da temperatura ou do conteúdo de umidade na superfície adjacente ao cabo plotado em função do tempo, tendo como parâmetro de curva o raio do cabo ou a potência dissipada. O segundo tipo de gráfico mostra a temperatura ou o conteúdo de umidade ao longo de uma linha traçada na altura da profundidade do cabo e paralela à superfície do meio ambiente, como mostrado na Fig. 7.1, com o tempo como parâmetro de curva. A distância ao longo desta linha será denominada de distância x . Estas figuras serão denominadas doravante de figuras de distribuição de temperatura ou de conteúdo de umidade. A fim de se obter estes valores de temperatura e conteúdo de umidade foi feita uma interpolação de

Lagrange entre os 4 pontos vizinhos do ponto desejado. O terceiro e último tipo de gráfico apresenta os mesmos eixos coordenados do caso anterior traçando-se as curvas correspondentes ao estado estacionário. Neste caso, o raio do cabo ou a potência dissipada são novamente os parâmetros de curva.

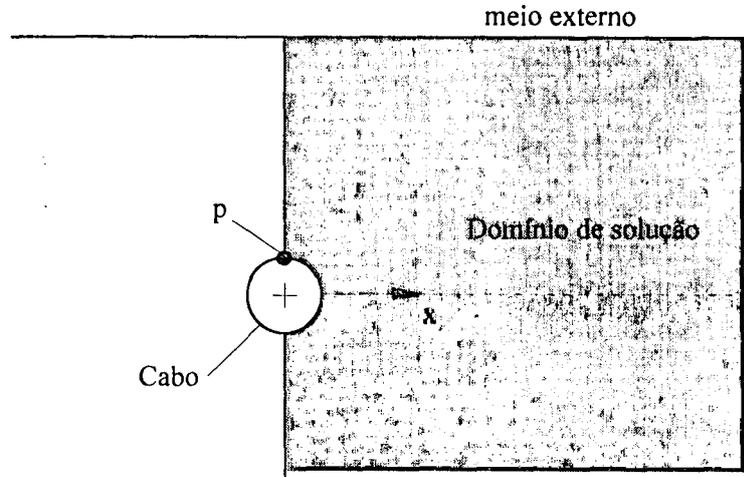


Fig. 7.1 - Geometria do cabo aterrado.

Por uma questão de conveniência e simplificação gramatical, nos gráficos do primeiro tipo, quando for o caso de se fazer referência à temperatura ou à umidade na superfície adjacente ao cabo, falar-se-á somente em temperatura ou conteúdo de umidade no cabo. O valor plotado nestes gráficos é aquele correspondente à posição indicada pelo ponto P da Fig. 7.1. Para tempos pequenos não ocorre variação na distribuição de T e θ ao longo da superfície do cabo. À medida que o tempo avança, os valores passam a ter uma variação circunferencial; contudo, entre os dois extremos de $\psi = 0$ e $\psi = \pi$ (ver Fig. 6.13) a variação foi sempre menor do que 10 %.

Para todos os casos apresentados, o cabo está enterrado a uma profundidade de 1 metro. A temperatura inicial do solo, T_i , e a temperatura ambiente, T_{inf} são iguais a $20\text{ }^{\circ}\text{C}$, e o coeficiente de transferência de calor convectivo na superfície ambiente é igual a $15\text{ W/m}^2\cdot\text{s}$.

No final deste capítulo são apresentados, também, alguns resultados que envolvem a variação da profundidade de aterramento do cabo.

Em todos os gráficos que serão apresentados as linhas tracejadas correspondem à situação inicial, ou seja, instante de tempo igual a zero. Como mencionado anteriormente, a apresentação dos resultados será dividida conforme o material de aterramento utilizado. Em cada uma destas secções far-se-á ainda subdivisões de acordo com o conteúdo de umidade inicial do solo: seco, intermediário e úmido.

7.2 Aluvião Arenoso

7.2.1. Solo Seco

As Figs. 7.2-7.7 apresentam os resultados da temperatura no cabo em função do tempo. Nas Figs. 7.2-7.4 tem-se como parâmetro de curva a potência dissipada pelo cabo, para cada raio do cabo. Verifica-se a tendência natural de que quanto maior a potência, maior a temperatura no cabo. A relação entre estes dois parâmetros mostra-se bastante acentuada, ou seja, para um dado raio, a potência afeta fortemente a temperatura no cabo.

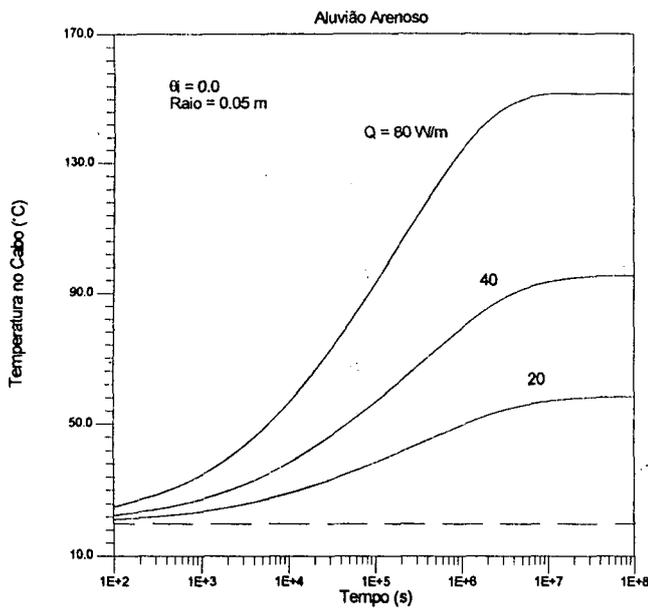


Fig. 7.2

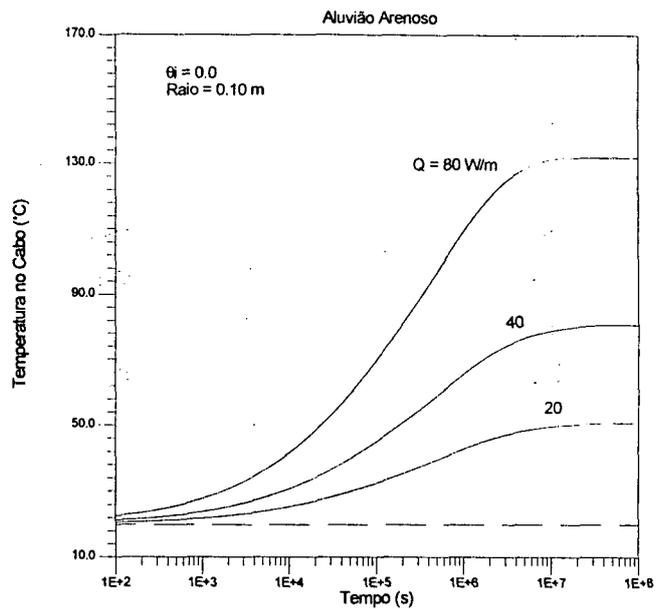


Fig. 7.3

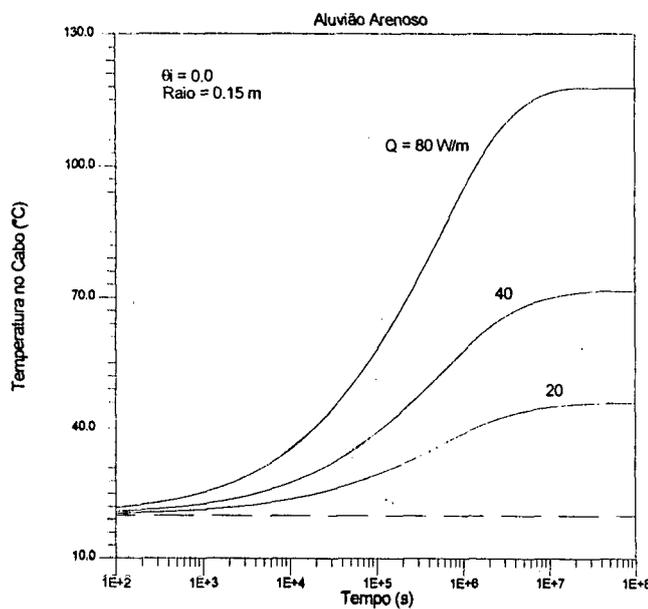


Fig. 7.4

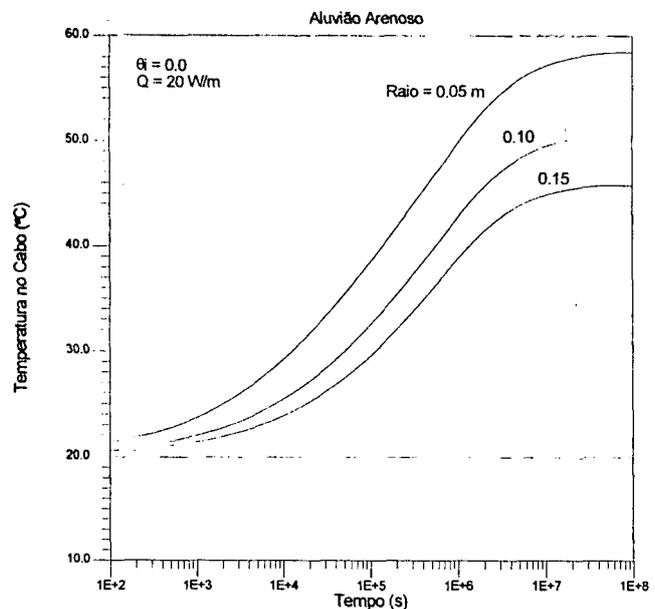


Fig. 7.5

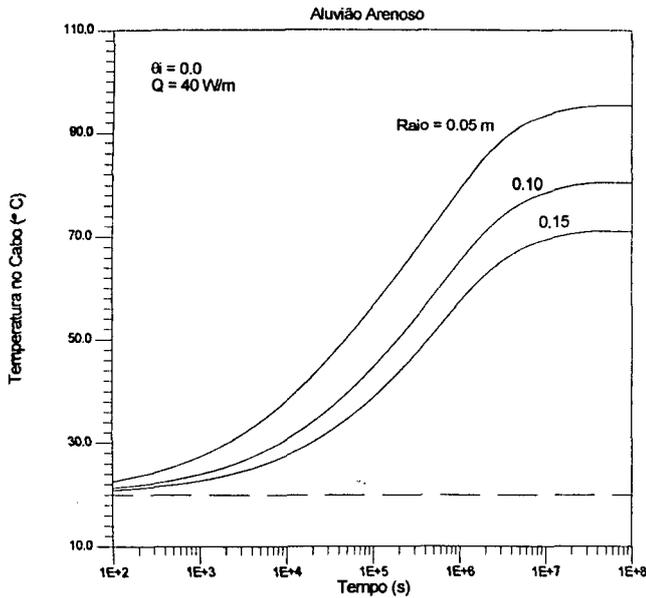


Fig. 7.6

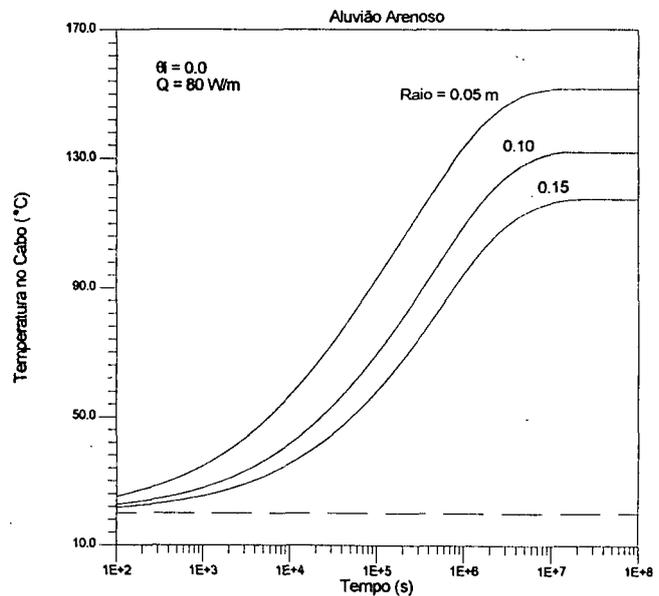


Fig. 7.7

As Figs. 7.5-7.7 apresentam, para uma dada potência, as diferentes curvas em função do raio do cabo. O calor dissipado deve ser fornecido por unidade de área circunferencial do cabo; assim, raios menores fornecem valores de calor dissipado maiores. Observa-se que quanto maior o raio, menor a temperatura no cabo, sendo que esta influência não é tão forte quanto no caso anterior. A variação no parâmetro raio do cabo afeta o processo de transferência de calor com menos intensidade do que uma variação no parâmetro potência dissipada. Esta tendência é mantida em todos os casos que serão apresentados, independentemente do conteúdo inicial de umidade do solo e por esta razão este comportamento não será mais explorado ao longo do texto.

Outra característica que pode ser observada nestas curvas são os patamares que indicam que a situação de regime estacionário é atingida. Estes patamares bem definidos não serão encontrados em alguns casos apresentados mais adiante. Para um solo seco, onde tem-se o processo de transferência de calor ocorrendo sem a interferência do processo de migração de umidade, a situação de regime estacionário é facilmente atingida. Vale salientar que o maior valor de tempo plotado, $1 \times 10^8 \text{ s}$, corresponde a um tempo de 3 anos e 2 meses.

As Figs. 7.8-7.16 mostram as curvas da distribuição de temperatura no solo para quatro tempos diferentes e para as diversas situações analisadas. Observa-se o avanço da frente de aquecimento em função do tempo até que o regime estacionário é atingido. A comparação entre as curvas de mesmo raio do cabo ou mesma potência dissipada indicam a mesma tendência já discutida anteriormente: o avanço da frente de aquecimento é maior quanto maior a potência e menor o raio.

As curvas de distribuição de temperatura no início do processo de aquecimento apresentam comportamento linear para pequenas distâncias tornando-se suavemente curvas à medida que a distância do cabo, x , torna-se maior. Isto ocorre porque, para tempos pequenos, ainda há, próximo ao cabo, uma região com temperatura igual à temperatura inicial. Para tempos maiores elas tendem a se linearizar completamente. Esta característica não será mantida para os casos com conteúdo inicial de umidade intermediário, como será visto mais adiante.

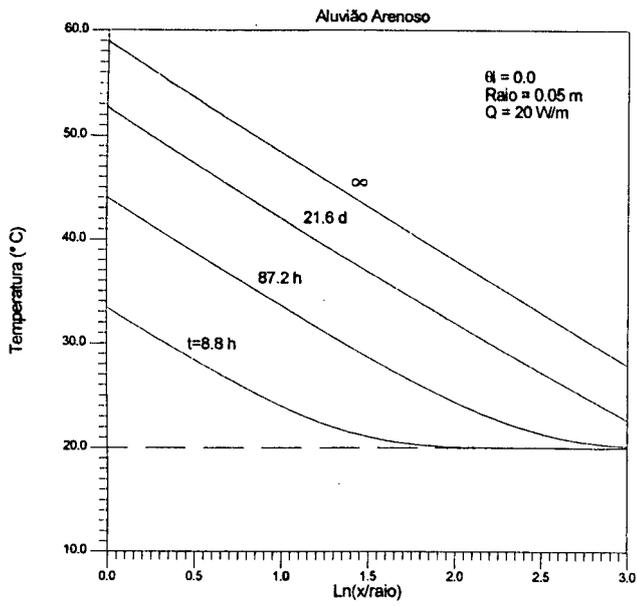


Fig. 7.8

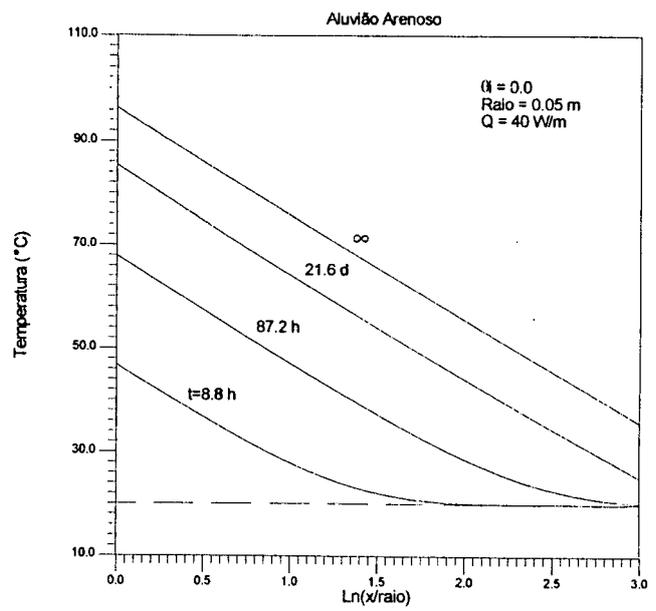


Fig. 7.9

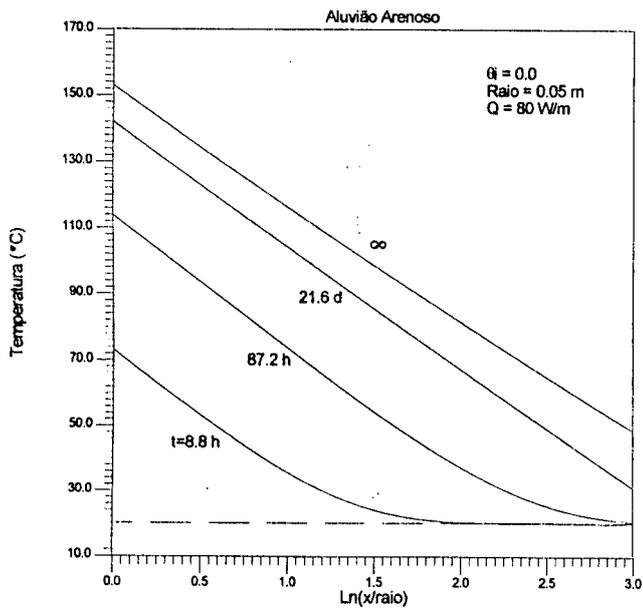


Fig. 7.10

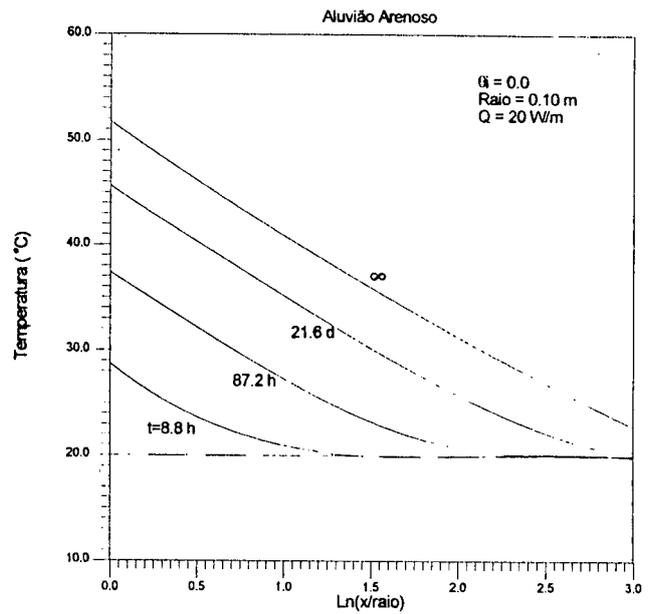


Fig. 7.11

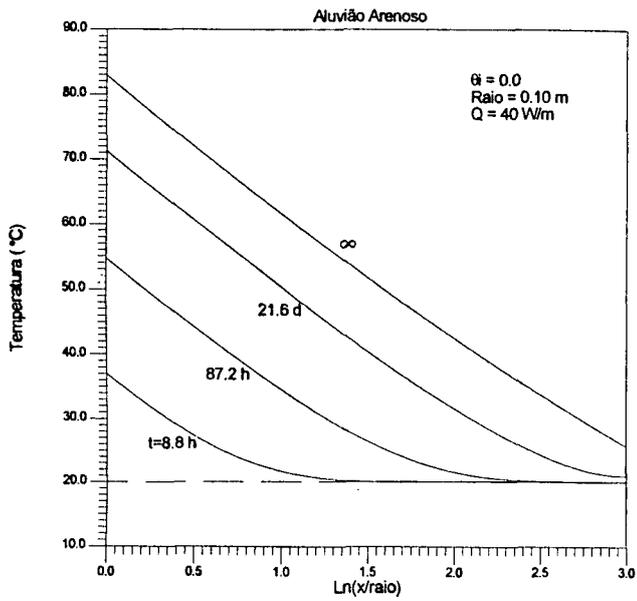


Fig. 7.12

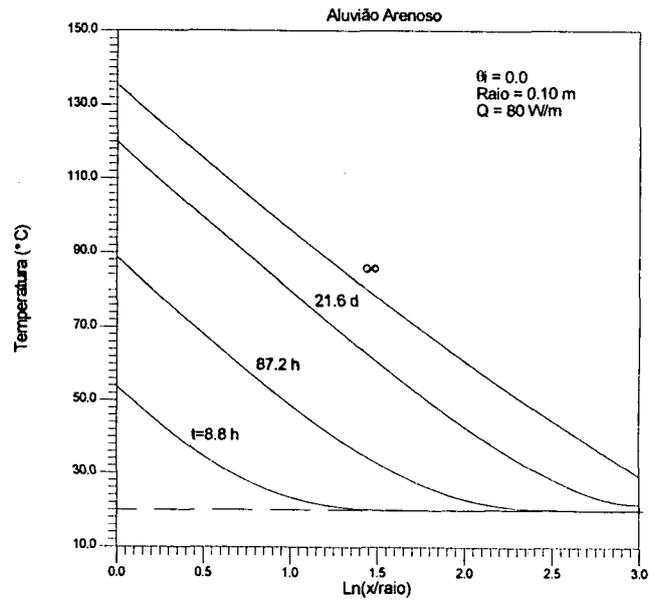


Fig. 7.13

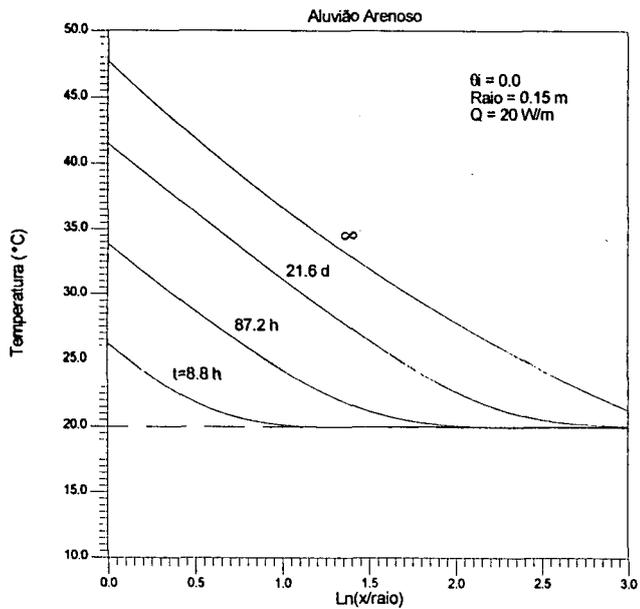


Fig. 7.14

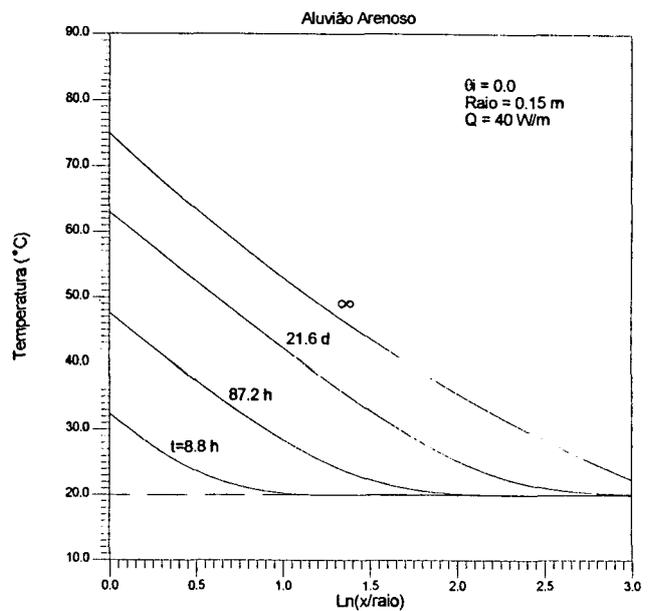


Fig. 7.15

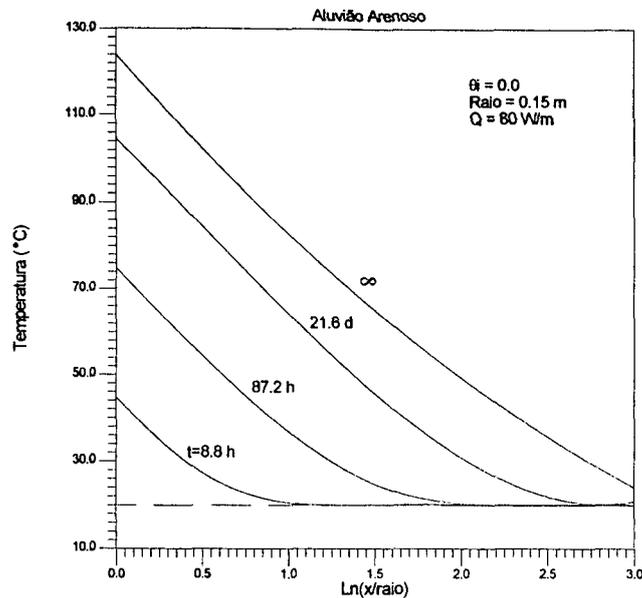


Fig. 7.16

As curvas correspondentes ao estado estacionário são plotadas para os diferentes raios e potências, nas Figs. 7.17-7.22. Para os casos onde a potência dissipada é o parâmetro de curva, Figs. 7.17-7.19, observa-se, junto à superfície do cabo, o aumento das inclinações das retas à medida que a potência aumenta. Para os raios 0,05 e 0,10 m, as curvas são praticamente lineares; para o caso do raio igual a 0,15 m, Fig. 7.19, o comportamento linear é distorcido mais intensamente quanto maior a potência dissipada. Para raios maiores, a fronteira correspondente ao meio externo afeta mais intensamente a distribuição de temperatura, distorcendo seu comportamento linear. Nas Figs. 7.20-7.22, onde as curvas são plotadas para os diferentes raios, este fato pode ser observado com maior clareza.

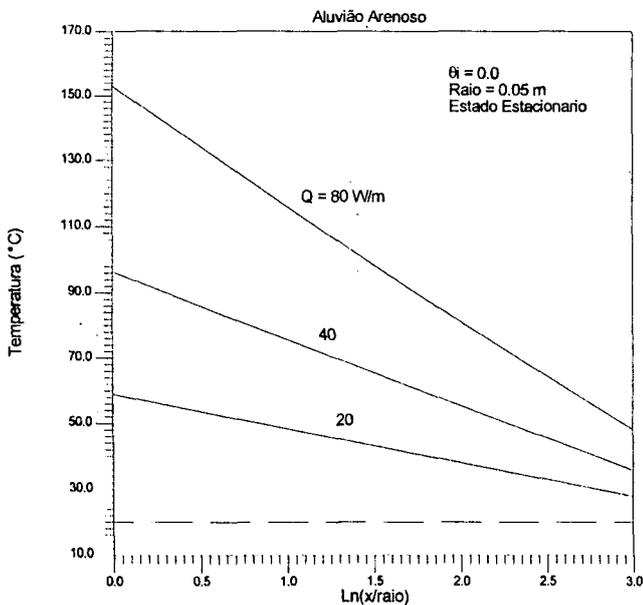


Fig. 7.17

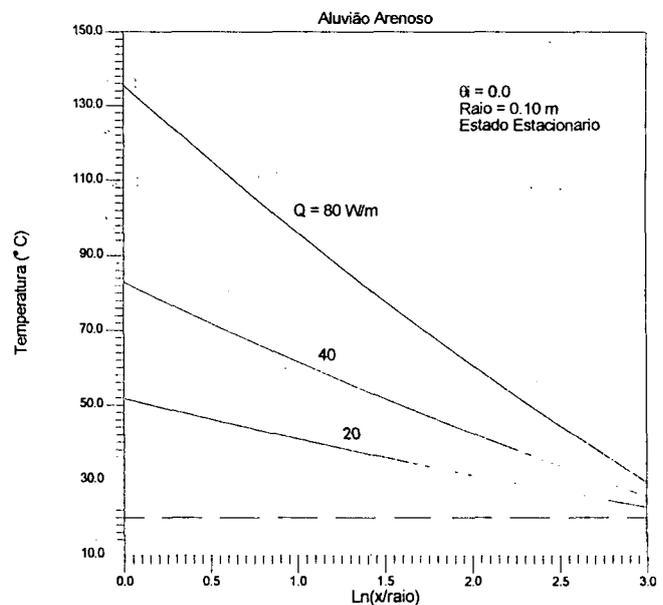


Fig. 7.18

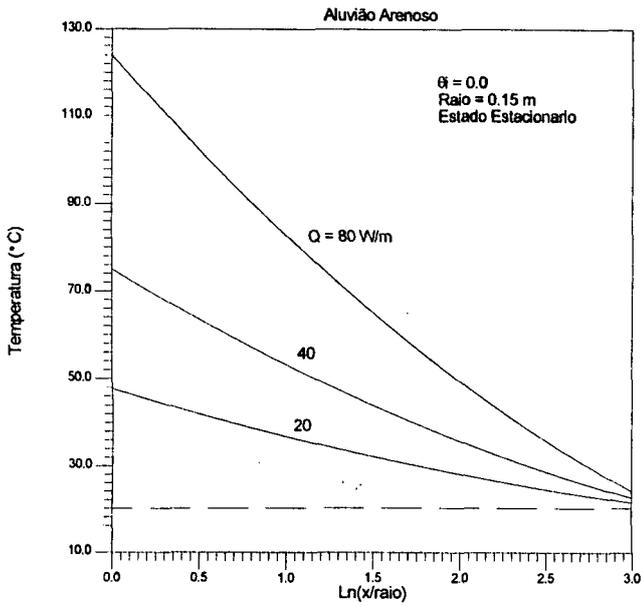


Fig. 7.19

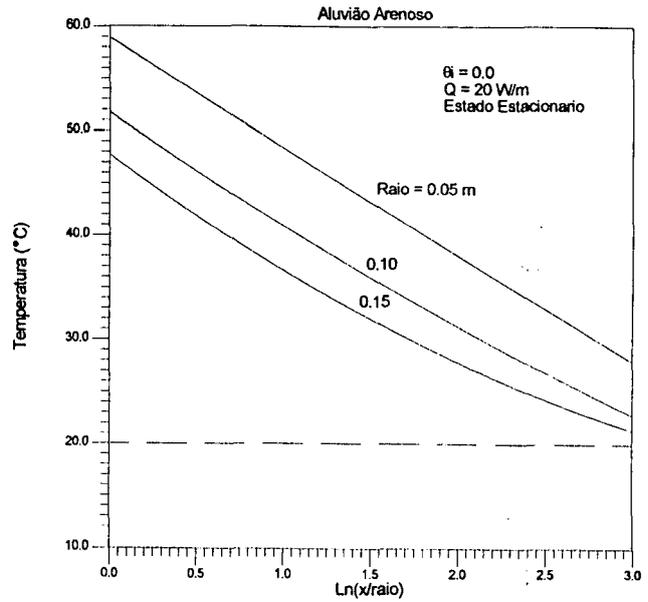


Fig. 7.20

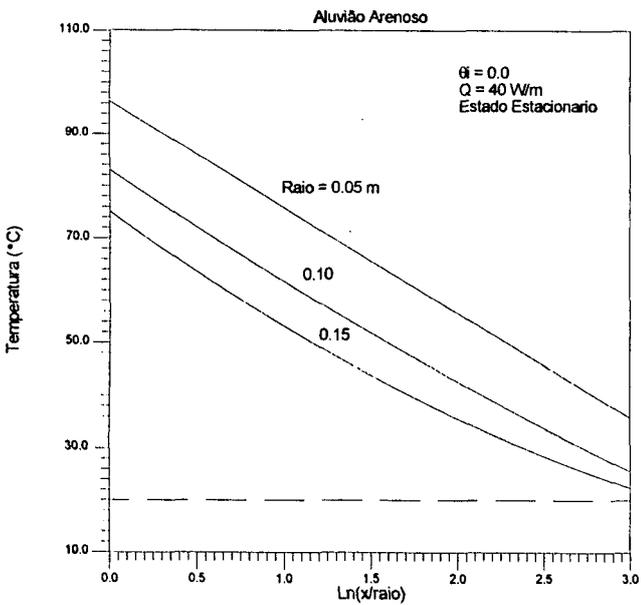


Fig. 7.21

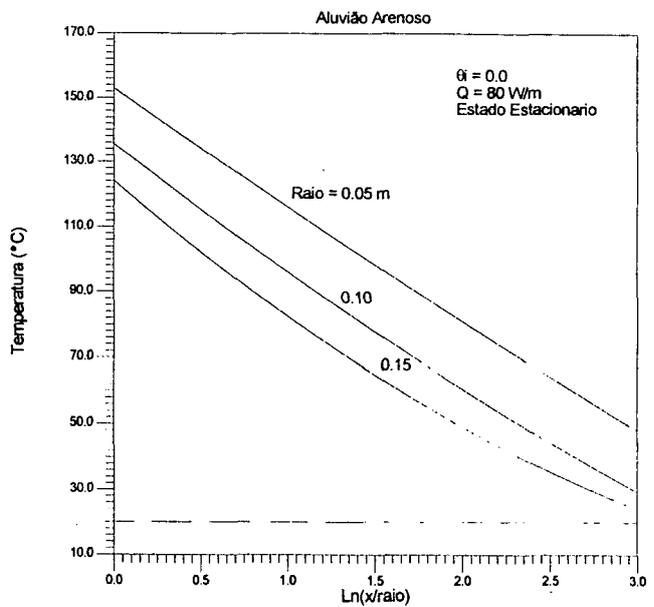


Fig. 7.22

7.2.2. Solo com Conteúdo de Umidade Intermediário

O conteúdo inicial de umidade intermediário para este solo foi escolhido ser 0,15, o que equivale a uma saturação de 29%. Este valor está um pouco acima do conteúdo de umidade de transição entre os estados pendular e funicular deste solo que é aproximadamente igual a 0,13.

As Figs. 7.23-7.28 mostram a temperatura no cabo em função do tempo para as diversas situações analisadas. Como pode ser observado, os patamares referentes à situação de regime estacionário, ainda que não perfeitamente definidos, só ocorrem nos casos em que a potência dissipada é igual a 80 W/m. Nos demais casos, mesmo para tempos muito grandes, a temperatura continua aumentando com o passar do tempo. A situação de regime estacionário não é indicada no gráfico devido ao grande tempo computacional requerido para atingi-la; é interessante ressaltar, contudo, que os resultados mostrados correspondem a um tempo real de mais de 3 anos. O programa foi interrompido quando a variação na temperatura do cabo, passados 3 meses de tempo real, fosse menor do que 0,1 %.

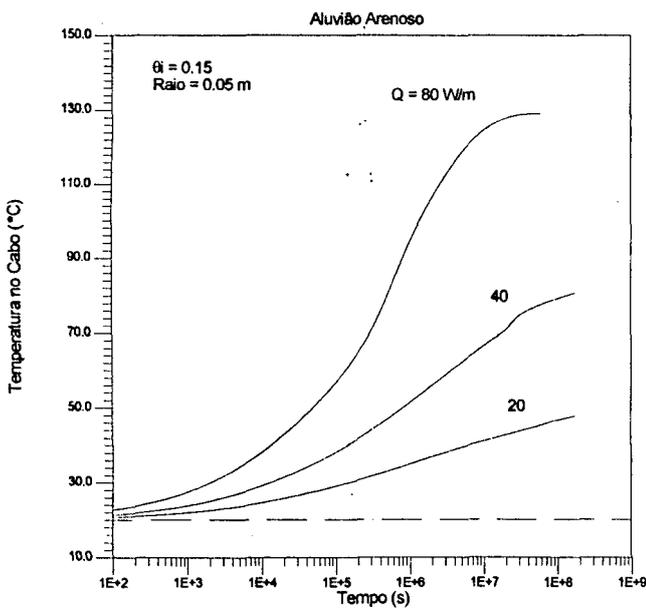


Fig. 7.23

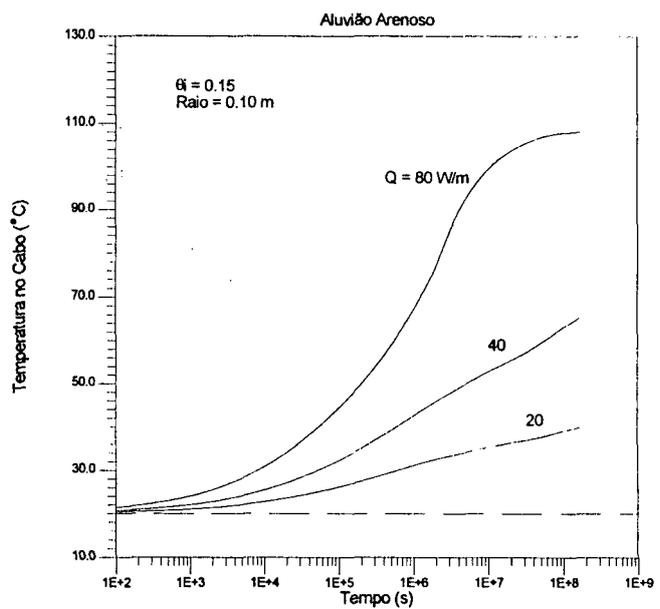


Fig. 7.24

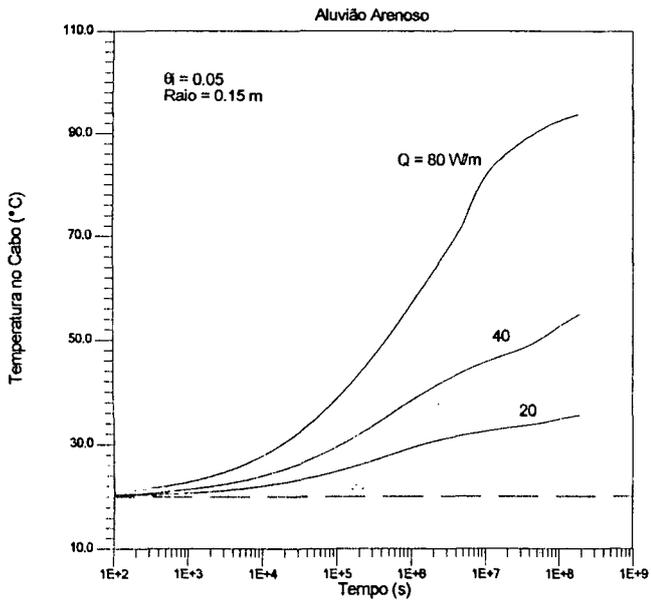


Fig. 7.25

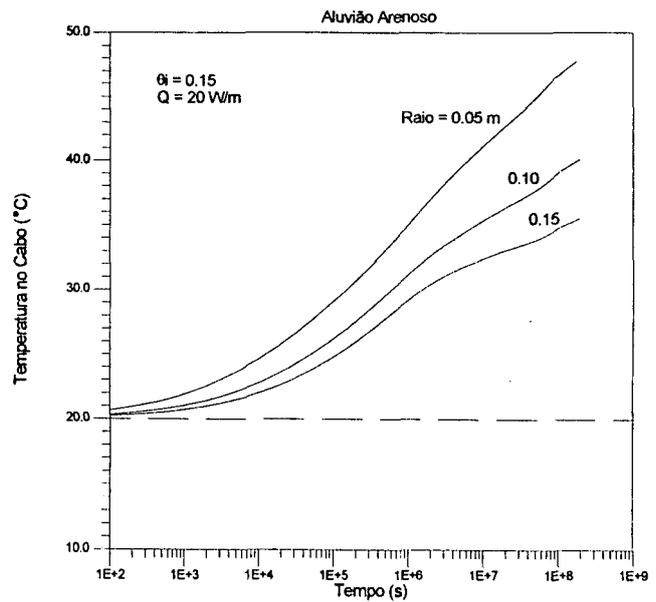


Fig. 7.26

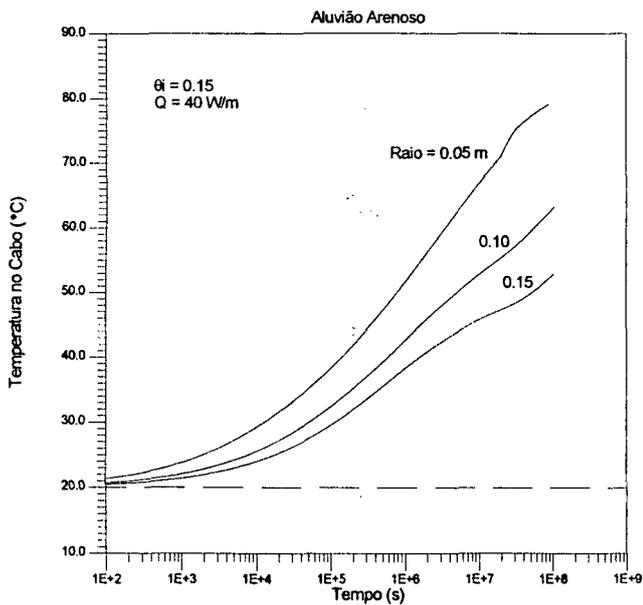


Fig. 7.27

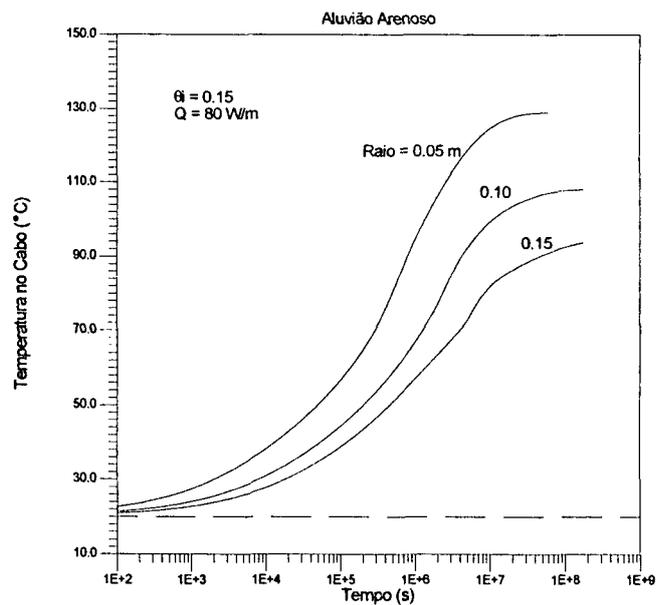


Fig. 7.28

Os valores do conteúdo de umidade no cabo em função do tempo são apresentados nas Figs. 7.29-7.34. Obviamente, processo de secagem está intimamente ligado à intensidade do processo de aquecimento, seguindo a mesma tendência já discutida anteriormente para a temperatura. Quanto maior a potência dissipada e menor o raio do cabo, mais intenso é o processo de secagem do solo. Para os casos com raio igual a 0,05 e 0,10 m não ocorre a secagem total do solo no período de 3 anos

somente quando a potência dissipada é igual a 20 W/m. Para os casos com raio 0,15 m a secagem total em 3 anos ocorre somente para a máxima potência, 80 W/m. A tendência, contudo, é de que, caso se prosseguisse avançando no tempo, a situação de secagem total na região próxima ao cabo acabaria sendo atingida. Nestas curvas, para tempos elevados, ocorrem pequenas oscilações, provavelmente de caráter numérico.

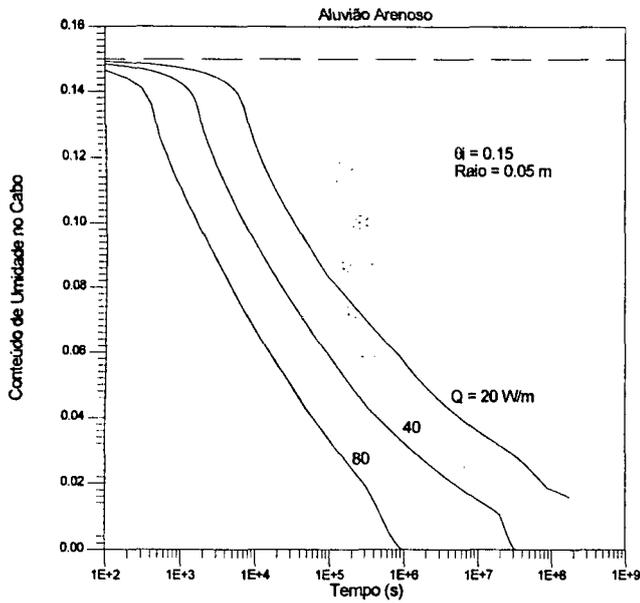


Fig. 7.29

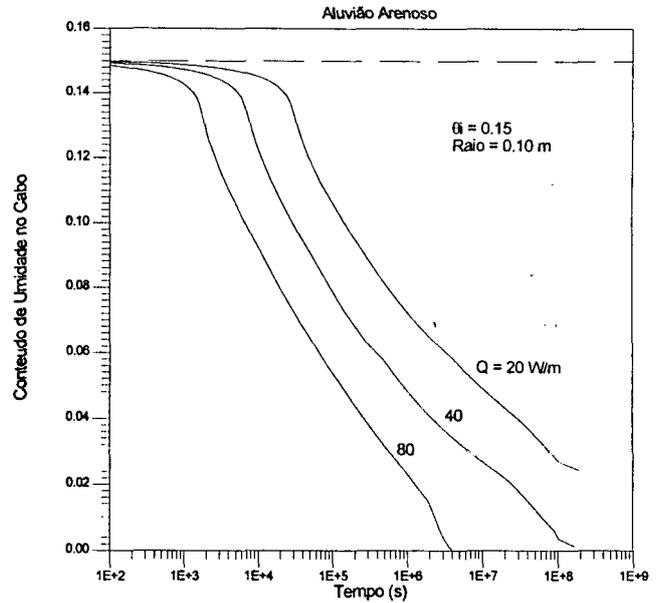


Fig. 7.30

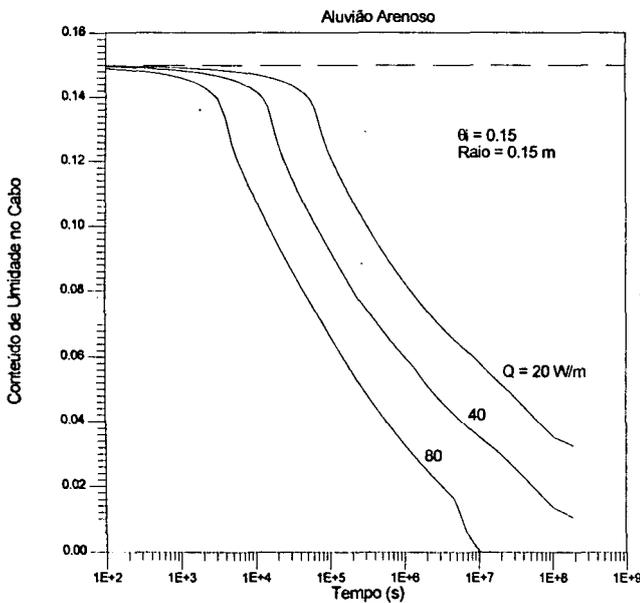


Fig. 7.31

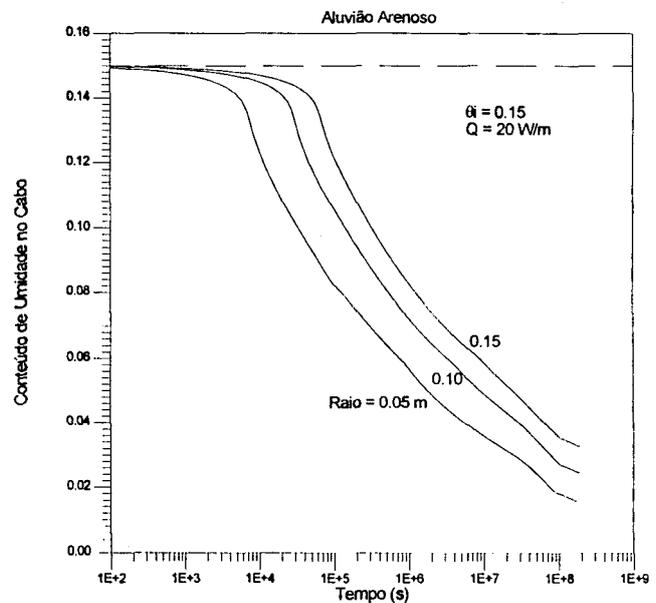


Fig. 7.32

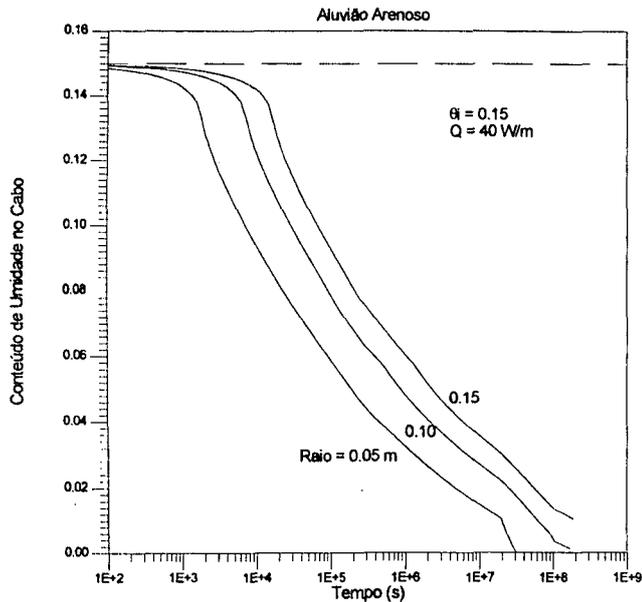


Fig. 7.33

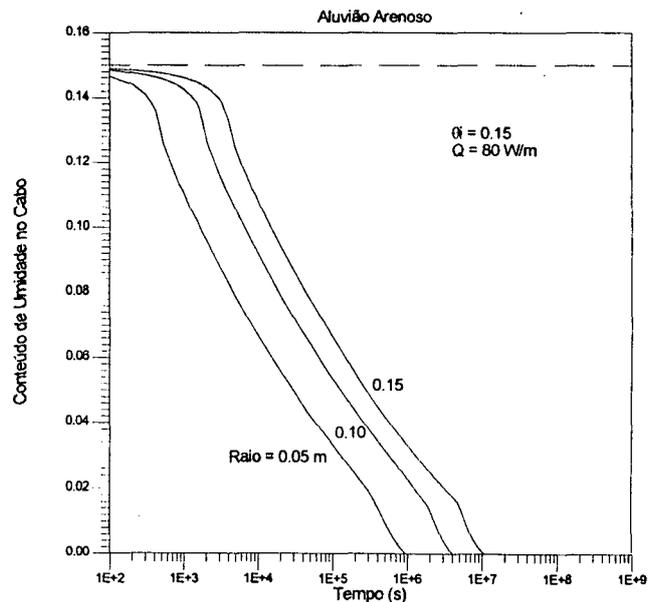


Fig. 7.34

As Figs. 7.35-7.43 apresentam, para cada uma das situações analisadas, as distribuições de temperatura (a) e conteúdo de umidade (b). Para as distribuições de temperatura observa-se uma característica importante que é a variação na inclinação das curvas em uma determinada posição. Na região próxima ao cabo as curvas são sempre lineares e depois que sofrem uma mudança de inclinação vão apresentando uma inclinação variável à medida que o raio do cabo aumenta. A mudança de inclinação nas curvas de distribuição de temperatura será explorada logo a seguir.

Para as distribuições de umidade, nota-se o avanço da frente de secagem com o passar do tempo. Quando a umidade atinge o ponto de transição, θ aproximadamente igual a 0,13, ocorre uma secagem intensa do solo. O processo de secagem, que antes era governado pelo coeficiente D_{TL} , uma vez que existia continuidade da fase líquida, passa a ser governado pelo coeficiente D_{TV} , devido à presença de vapor nos poros, cujo valor, nesta região de conteúdo de umidade, é relativamente maior propiciando, assim, uma secagem mais intensa (ver Fig. 5.4). Este ponto é exatamente o mesmo onde ocorre a variação nas inclinações das curvas de distribuição de temperatura, ou seja, a diferença de inclinação ocorre devido à grande variação das propriedades na região de transição.

A comparação das curvas para um mesmo raio e diferentes potências dissipadas revela a relação de intensidade do processo de aquecimento com o processo de secagem, mostrada através dos avanços da frente de secagem.

Outra característica que pode ser observada nas curvas de umidade é o aumento dos conteúdos de umidade além do conteúdo inicial. No início do processo a água presente nos poros da região próxima ao cabo evapora e começa a migrar para longe do cabo; encontra regiões mais frias e condensa-se, aumentando o conteúdo de umidade. Nestes casos, longe do cabo tem-se ainda o conteúdo de umidade igual ao inicial. À medida que o processo evolui, para tempos grandes, o conteúdo de umidade nas regiões mais afastadas do cabo aumenta além do conteúdo inicial devido

ao acúmulo de umidade proveniente da condensação do vapor nas regiões frias. Esta característica é tão mais acentuada quanto mais intenso é o processo de aquecimento, como pode ser observado comparando-se as figuras associadas a $Q = 20, 40$ e 80 W/m.

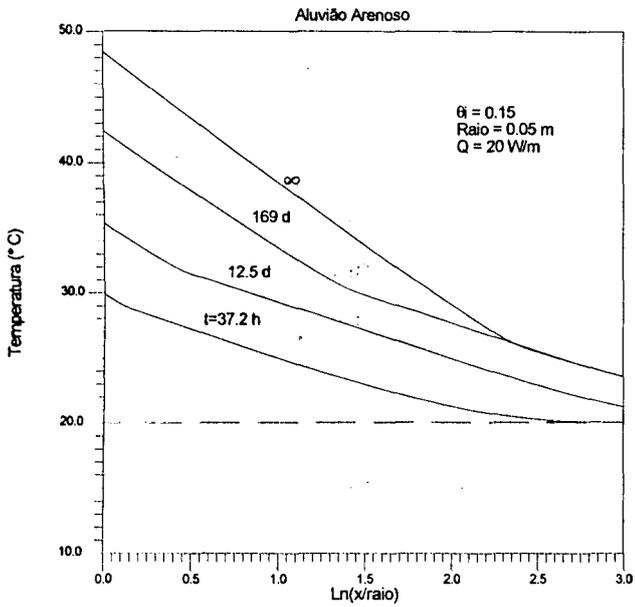


Fig. 7.35(a)

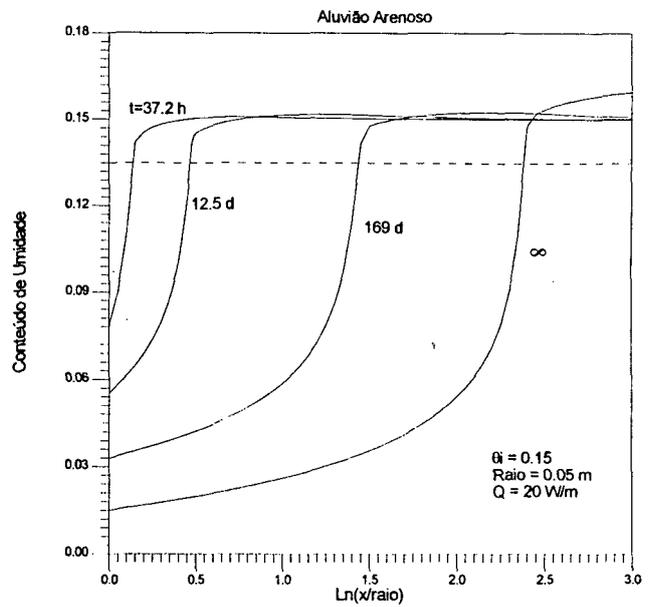


Fig. 7.35(b)

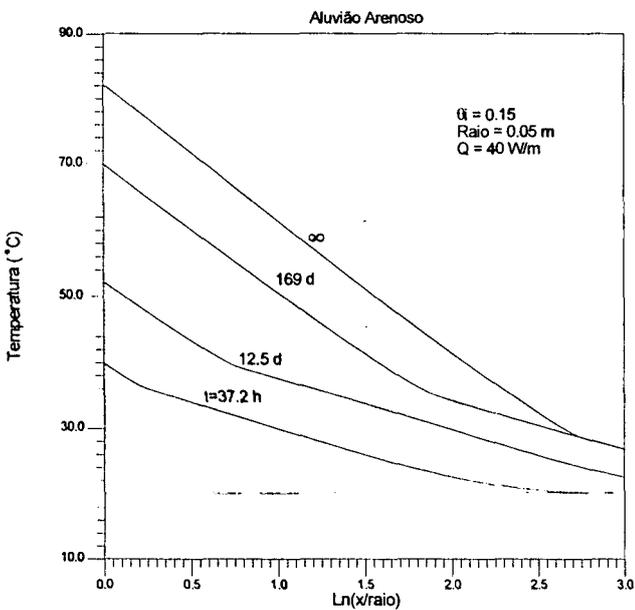


Fig. 7.36(a)

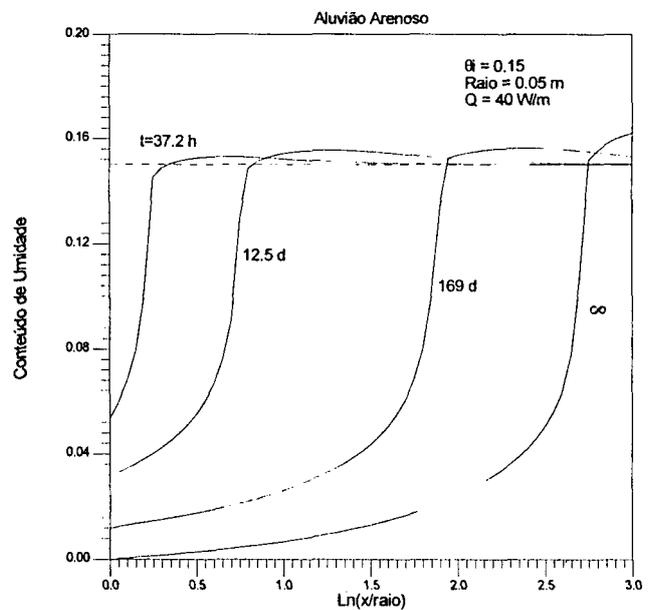


Fig. 7.36(b)

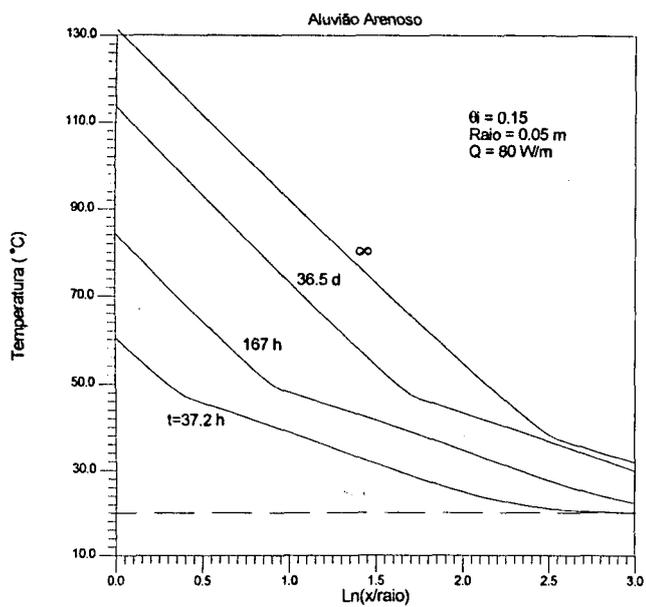


Fig. 7.37(a)

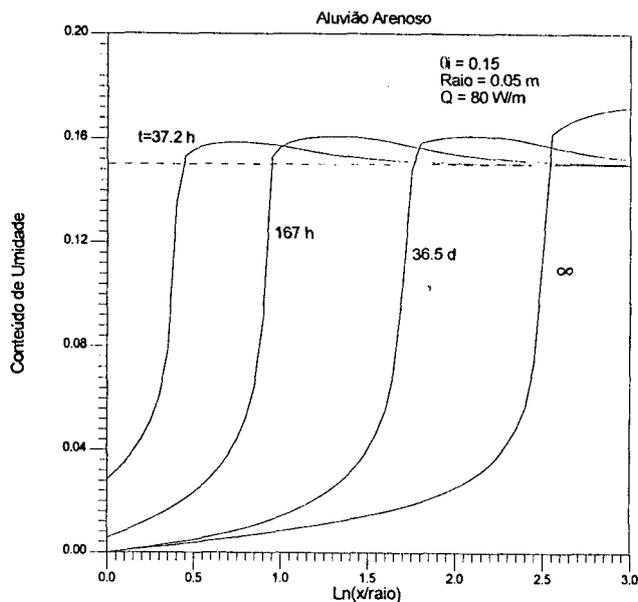


Fig. 7.37(b)

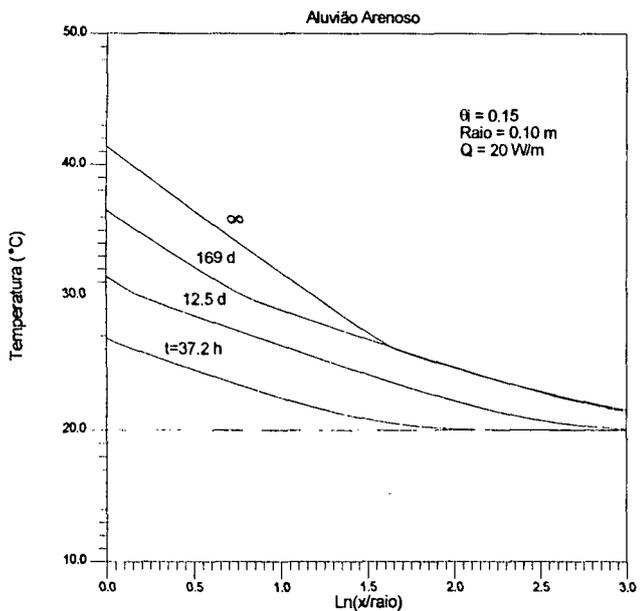


Fig. 7.38(a)

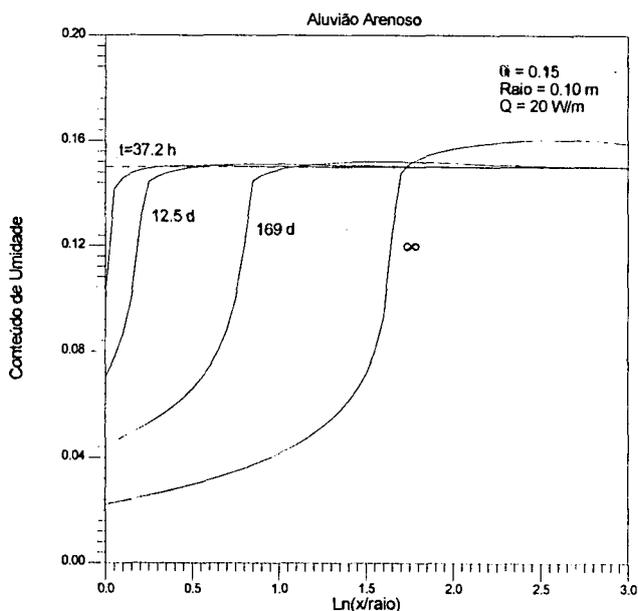


Fig. 7.38(b)

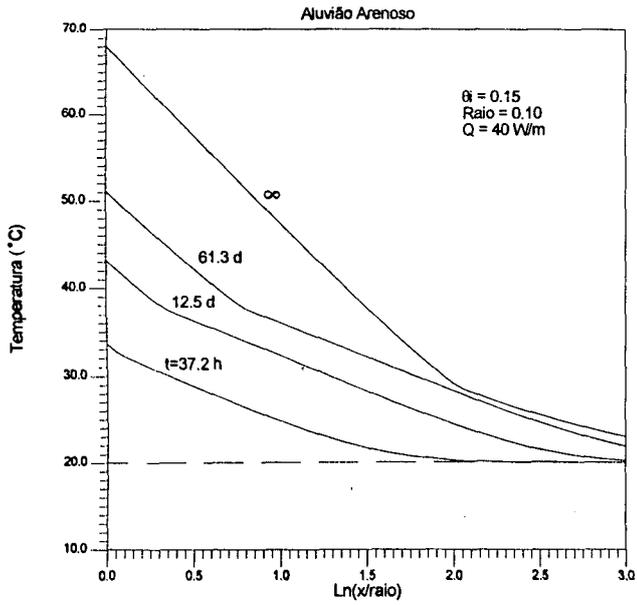


Fig. 7.39(a)

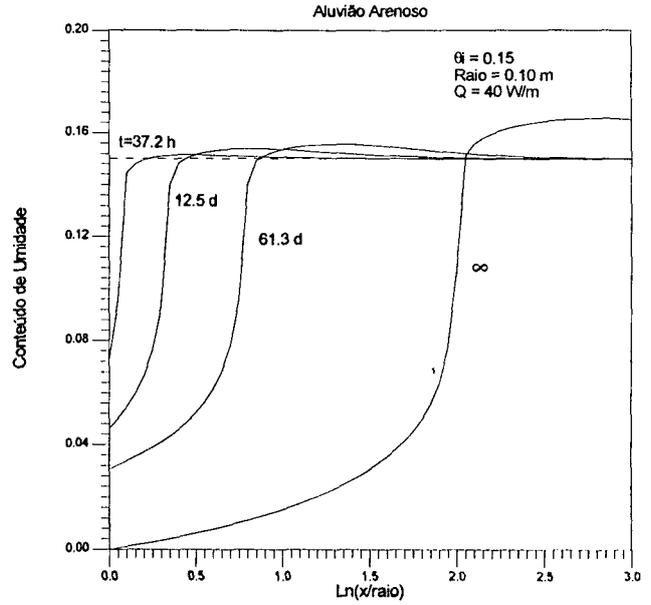


Fig. 7.39(b)

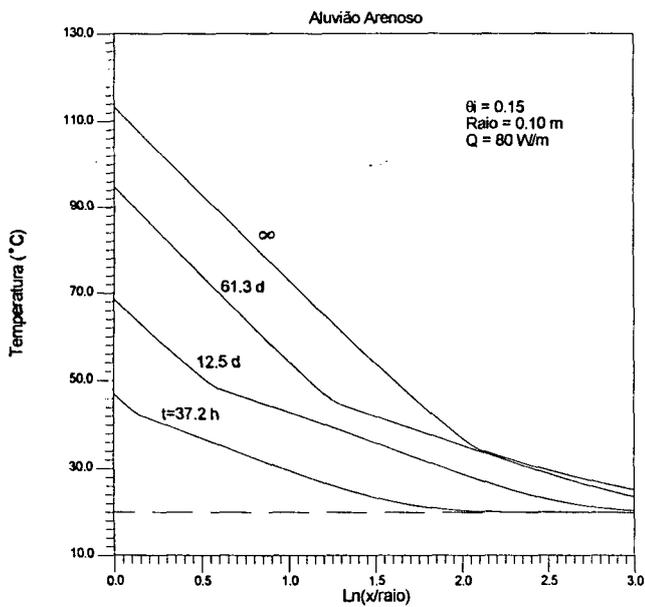


Fig. 7.40(a)

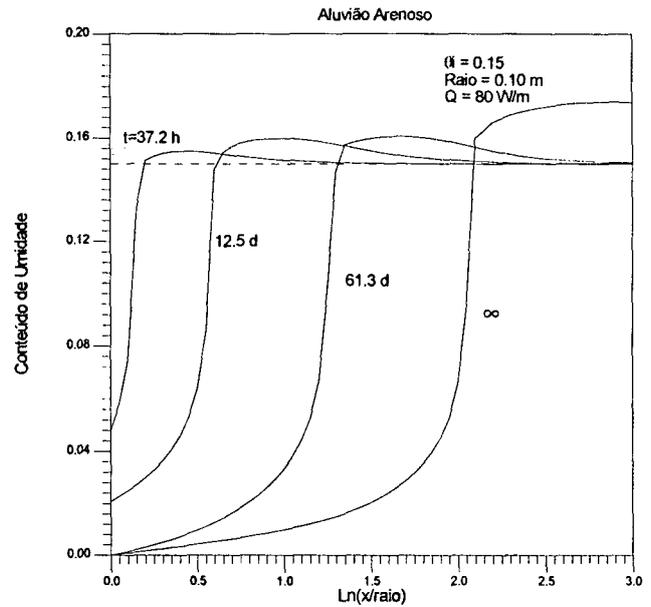


Fig. 7.40(b)

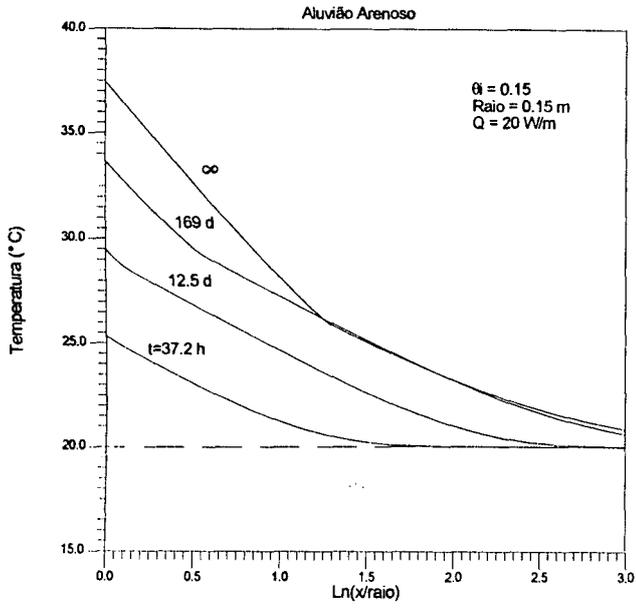


Fig. 7.41(a)

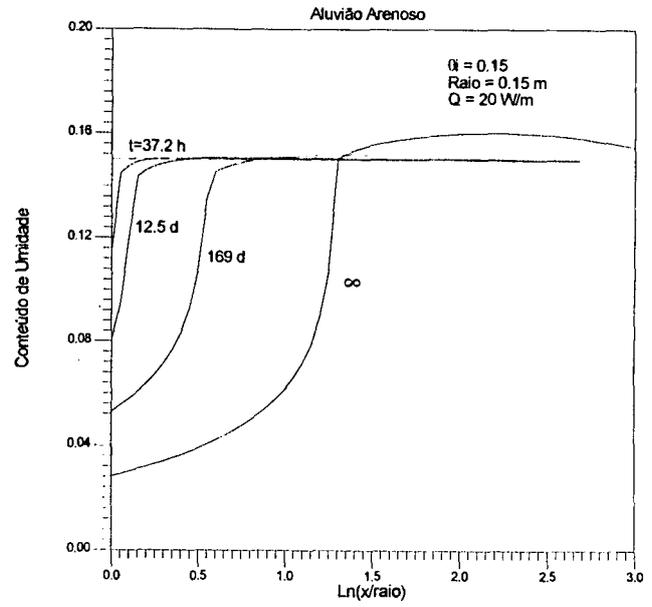


Fig. 7.41(b)

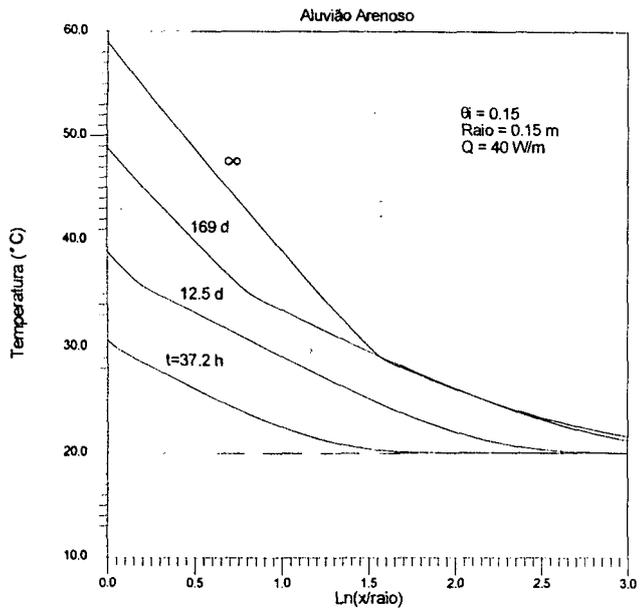


Fig. 7.42(a)

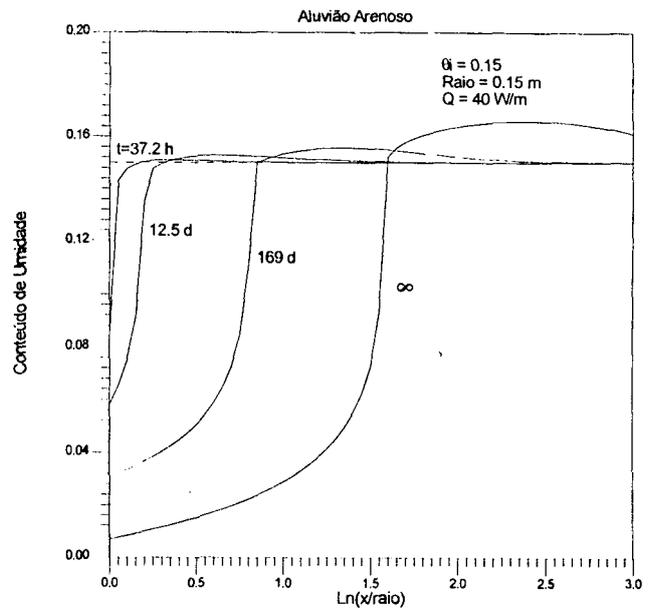


Fig. 7.42(b)

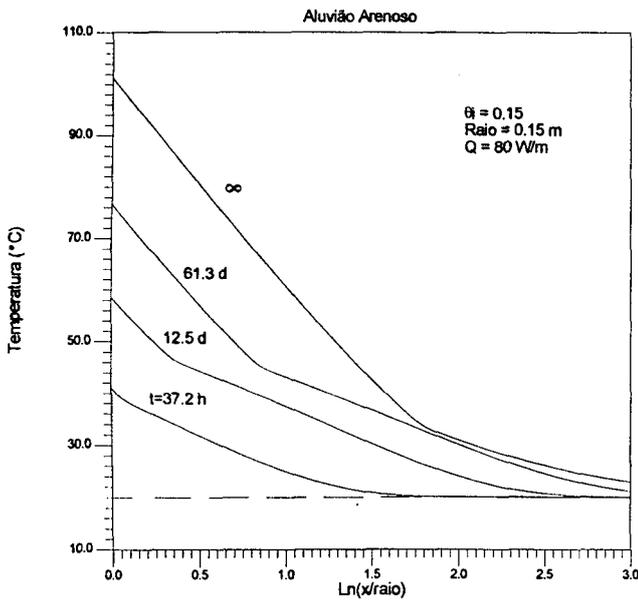


Fig. 7.43(a)

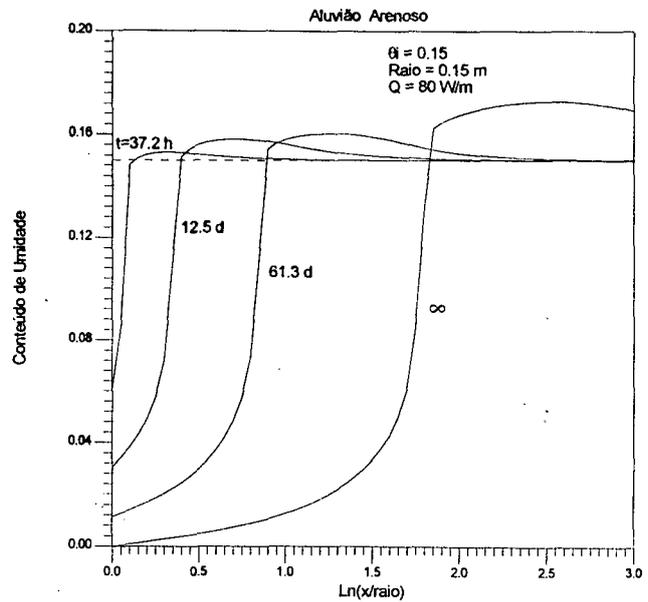


Fig. 7.43(b)

A análise das distribuições de umidade das figuras citadas anteriormente indica que ocorre secagem completa do solo na região próxima ao cabo. A frente de secagem avança uma pequena distância do cabo tornando o solo nesta região completamente seco. É importante notar que isto somente ocorre para altas potências e apenas em uma pequena região adjacente ao cabo. As Figs. 7.44-7.46 mostram as distribuições de umidade para a potência de 80 W/m nas regiões mais próximas ao cabo. Observa-se mais claramente a secagem completa ocorrendo apenas bem próximo ao cabo e, a exceção do caso com raio igual a 0,05 m, somente para o tempo tendendo ao infinito.

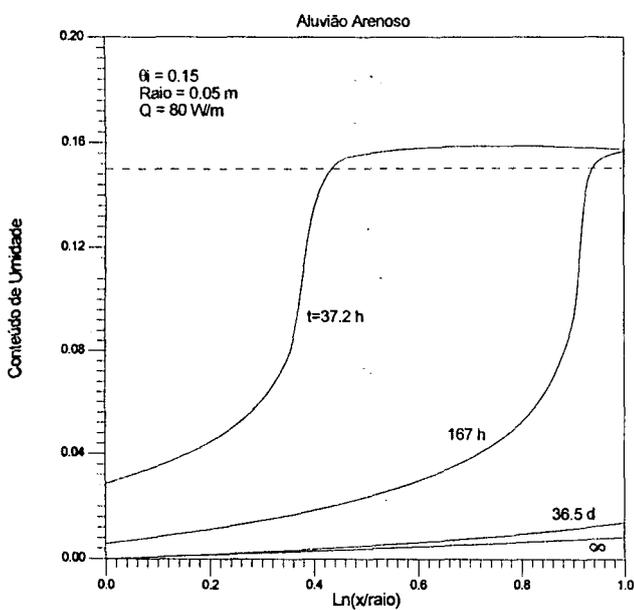


Fig. 7.44

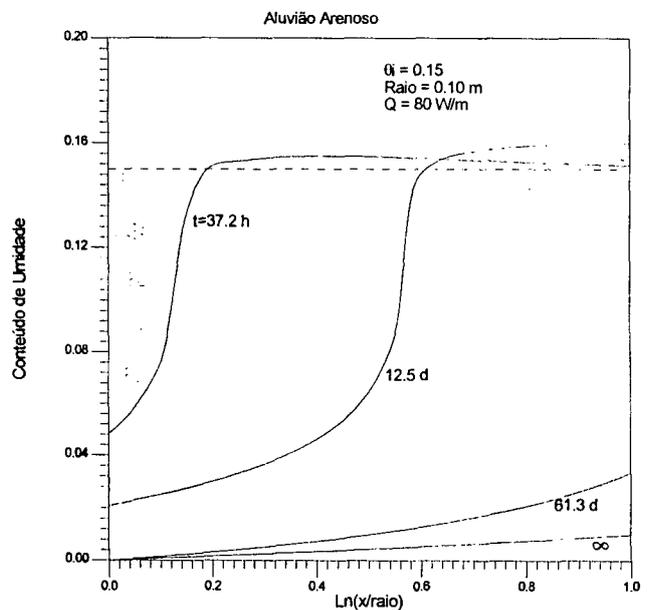


Fig. 7.45

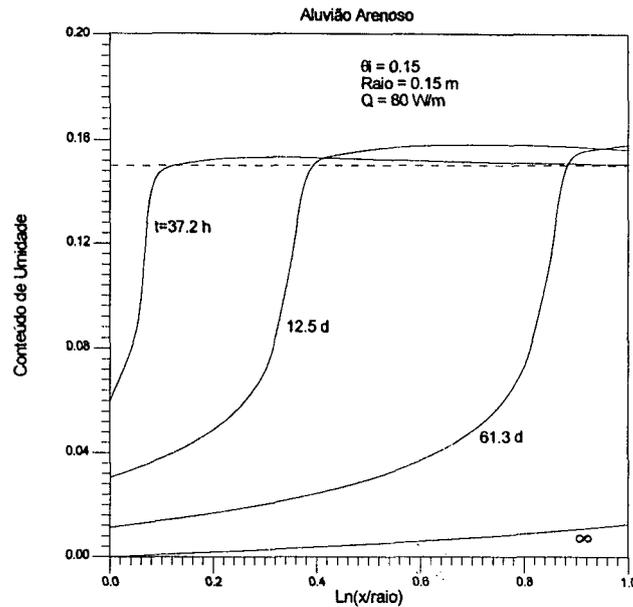


Fig. 7.46

As Figs. 7.47-7.52 apresentam as distribuições de temperatura (a) e umidade (b) para a condição de regime estacionário. Nas curvas de temperatura observa-se claramente o que já foi discutido anteriormente: até o ponto onde ocorre a variação nas inclinações, as curvas têm um comportamento linear e, após, tem-se um pequeno desvio da linearidade que aumenta à medida que o raio do cabo aumenta. Nas curvas de distribuição de umidade observa-se a frente de secagem avançando na região próxima ao cabo e o acúmulo de umidade na região mais afastada do cabo. Nota-se que este acúmulo é tanto maior quanto maior a potência, uma vez que ocorre um processo de secagem mais intenso e, em decorrência, uma maior condensação nas regiões frias. Finalmente, é interessante notar que, à medida em que o raio do cabo aumenta, aumenta também a distância x e tem-se uma tendência das curvas de atingirem, na região mais afastada do cabo, o conteúdo de umidade inicial, 0,15, como pode ser observado na Fig. 7.49 (b).

A análise da Fig. 7.34, onde tem-se os valores do tempo a partir do qual o solo junto ao cabo seca completamente, corrobora perfeitamente a teoria de Hartley *et alli* (1982) discutida no Capítulo 3 que relaciona o tempo de instabilidade com o diâmetro do cabo através da equação (3.3). Para $r = 0,05 \text{ m}$ o tempo de instabilidade t é aproximadamente igual a $9,5 \times 10^5 \text{ s}$. Para $r = 0,10 \text{ m}$, o tempo t é $4 \times 10^5 \text{ s}$ e para $r = 0,15 \text{ m}$ o tempo t é $1,0 \times 10^5 \text{ s}$.

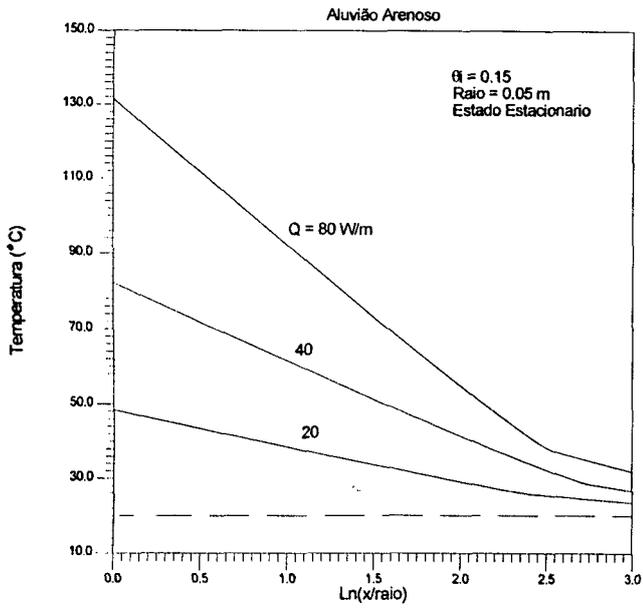


Fig. 7.47(a)

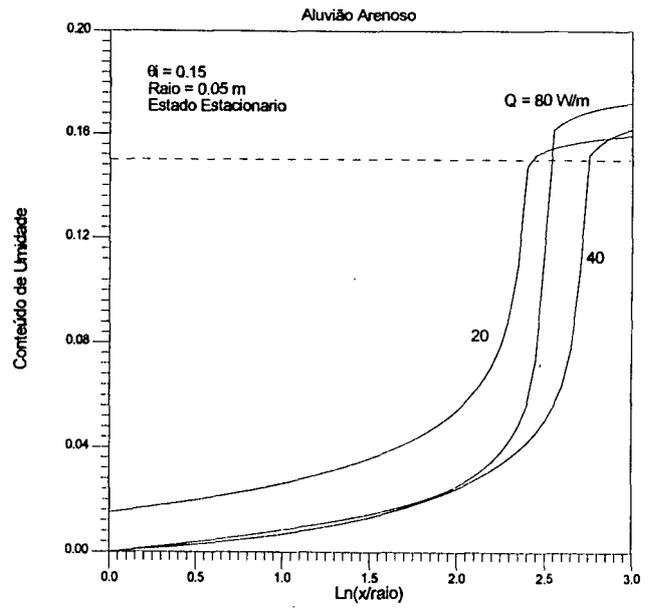


Fig. 7.47(b)

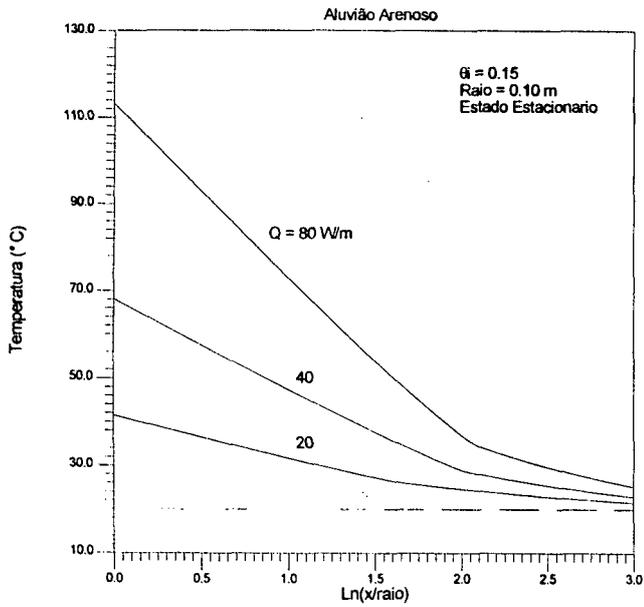


Fig. 7.48(a)

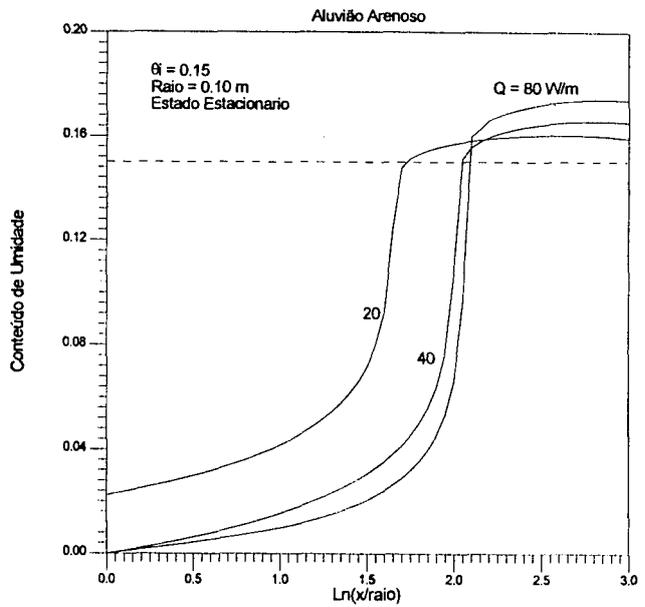


Fig. 7.48(b)

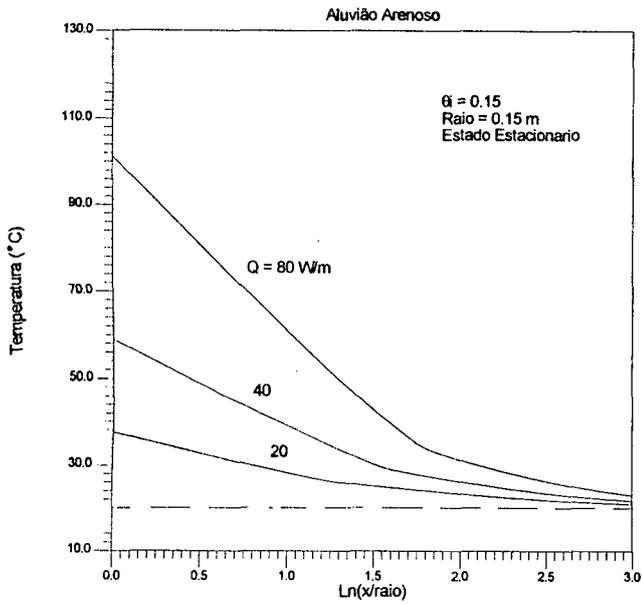


Fig. 7.49(a)

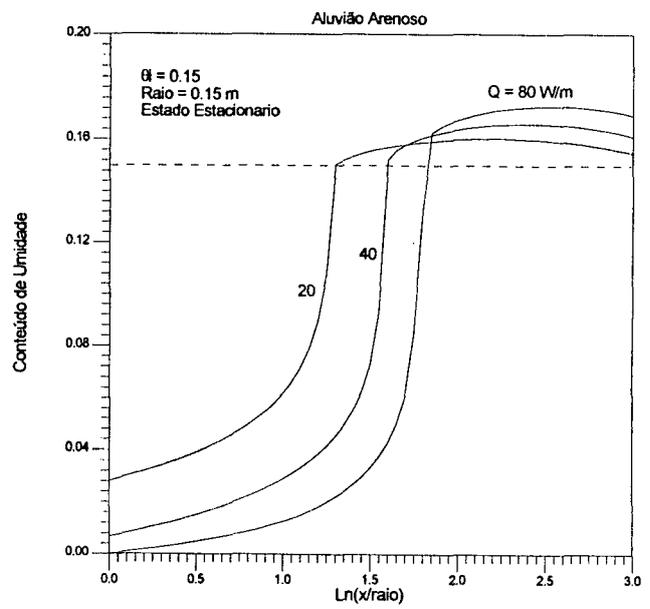


Fig. 7.49(b)

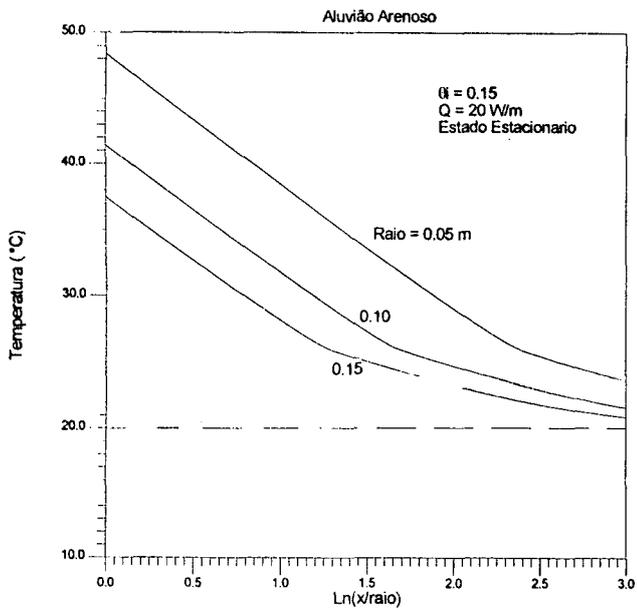


Fig. 7.50(a)

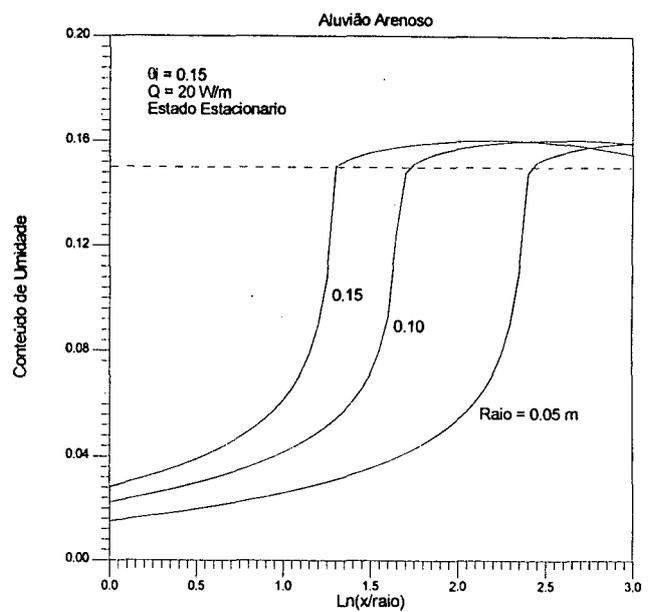


Fig. 7.50(b)

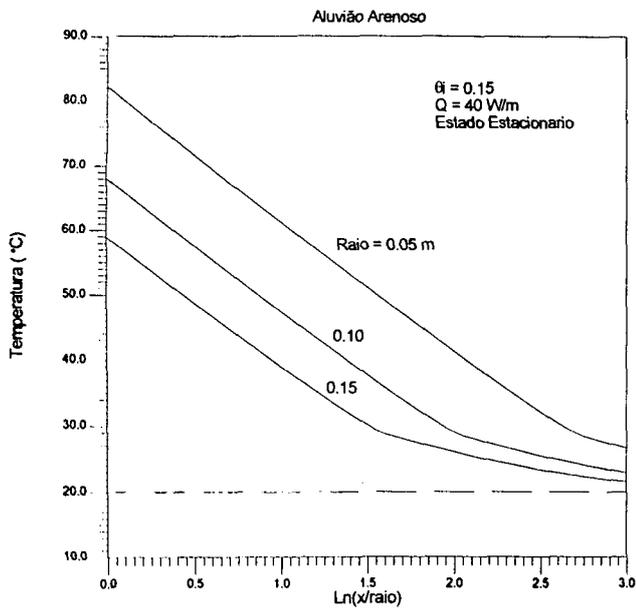


Fig. 7.51(a)

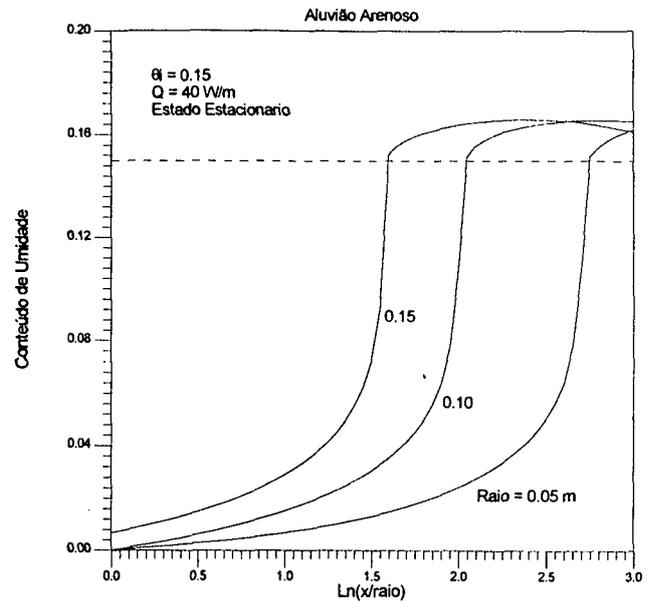


Fig. 7.51(b)

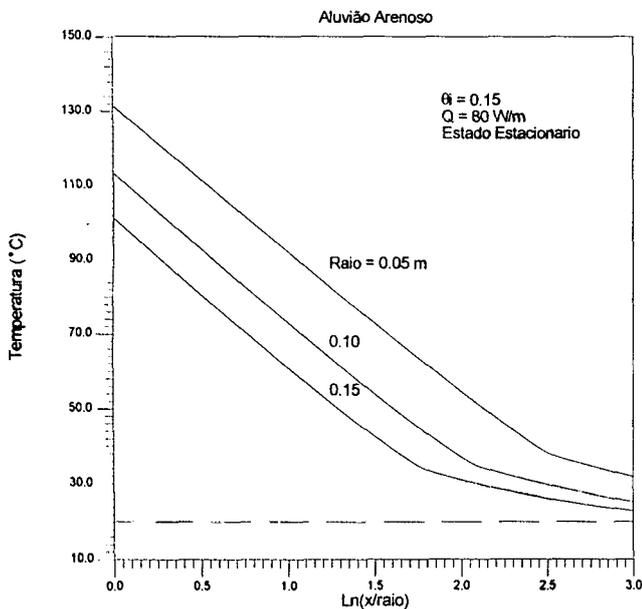


Fig. 7.52(a)

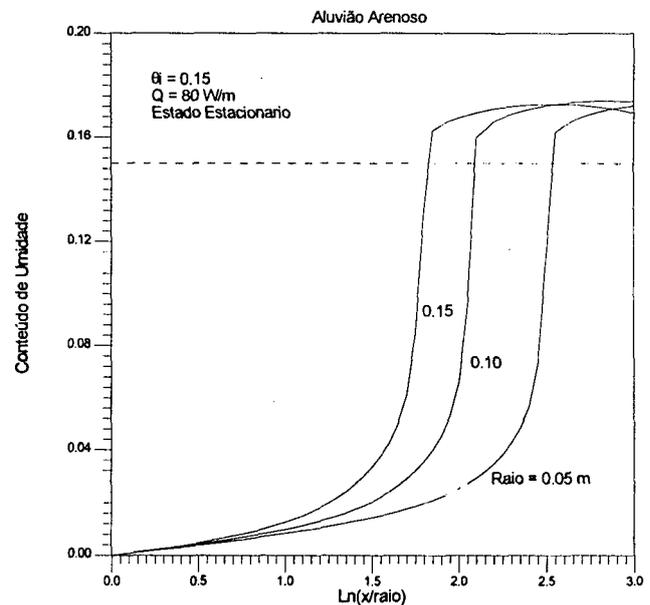


Fig. 7.52(b)

Finalmente, as Figs. 7.53-7.56 apresentam o campo de temperatura ao redor do cabo para a situação de $Q = 40 \text{ W/m}$ e $r = 0,05 \text{ m}$ para quatro tempos diferentes, os mesmos das Figs. 7.35-7.46. Está mostrado o campo de temperatura até uma profundidade de 2 m, sendo também 2 m a distância na direção horizontal. Vale salientar que nestas figuras a posição do cabo está invertida, ou seja, a superfície correspondente ao meio externo está na parte inferior das figuras. A comparação das 4

distribuições mostra o avanço da frente de aquecimento e as isothermas adquirindo a forma dos eixos coordenados bicilíndricos à medida que o tempo avança.

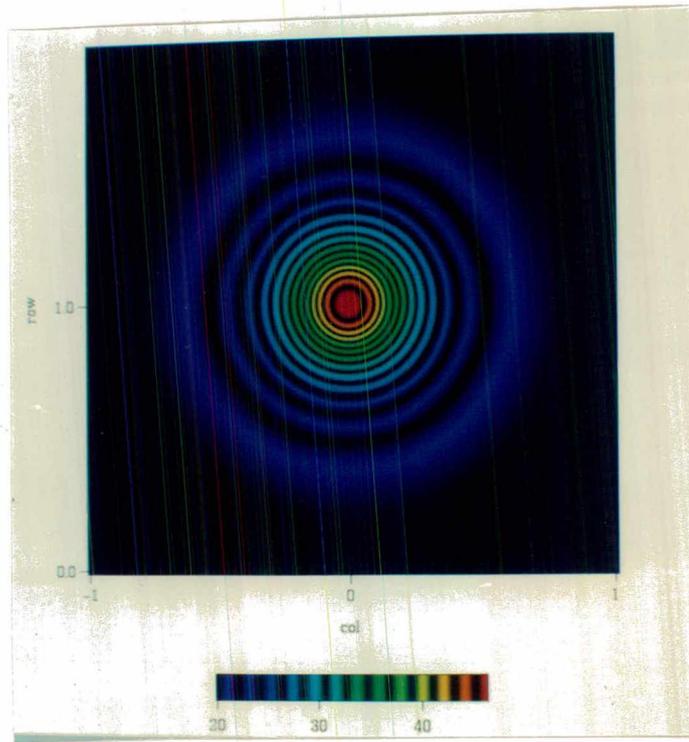


Fig. 7.53 - Isothermas para a situação de $Q = 40 \text{ W/m}$ e $r = 0,05 \text{ m}$ após 37,2 horas.

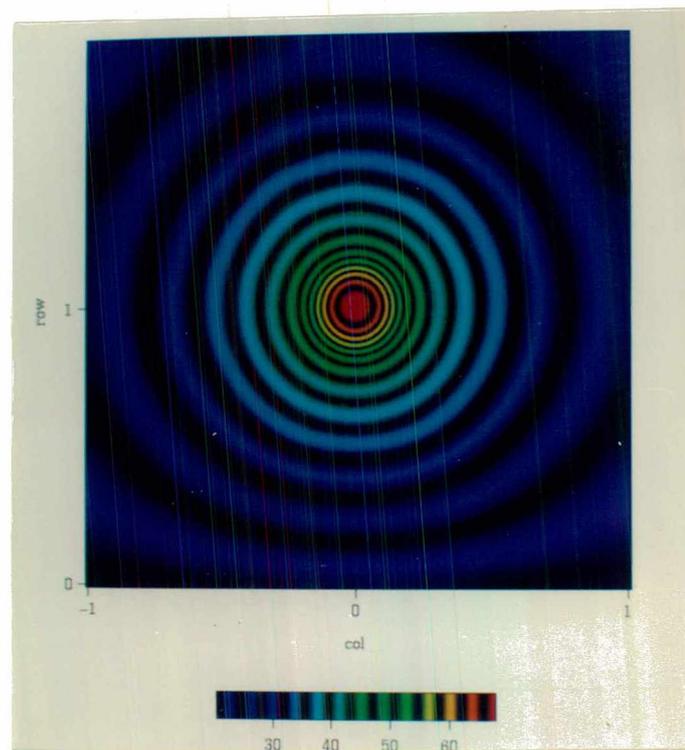


Fig. 7.54 - Isothermas para a situação de $Q = 40 \text{ W/m}$ e $r = 0,05 \text{ m}$ após 12,5 dias.

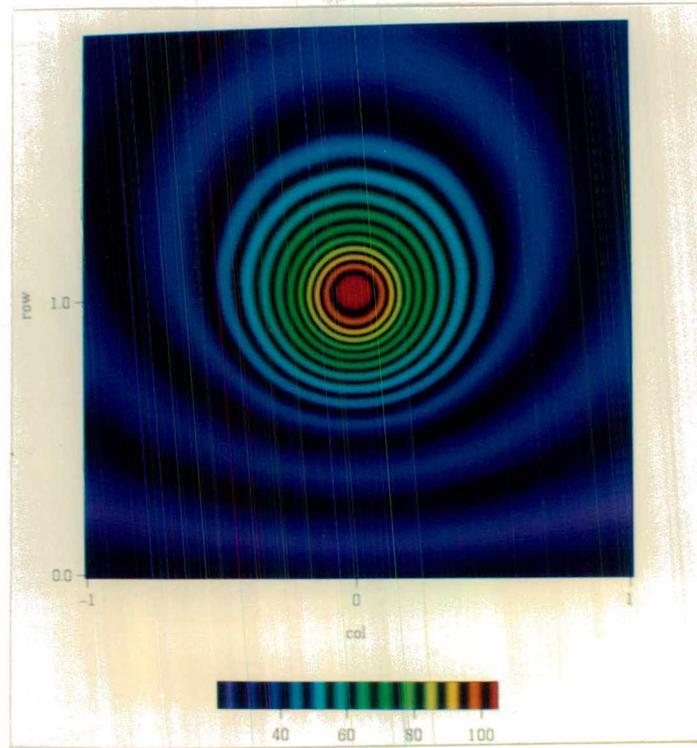


Fig. 7.55 - Isotermas para a situação de $Q = 40 \text{ W/m}$ e $r = 0,05 \text{ m}$ após 169 dias.

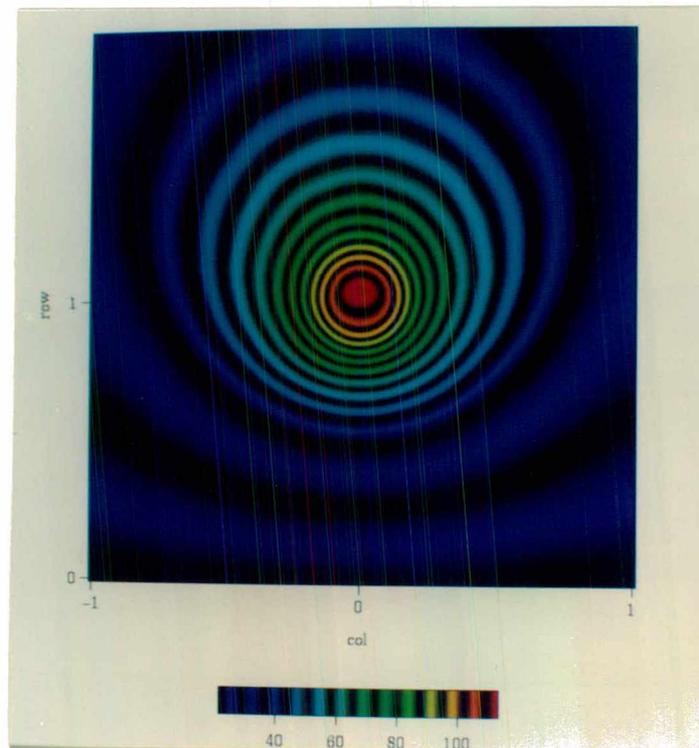


Fig. 7.56 - Isotermas para a situação de $Q = 40 \text{ W/m}$ e $r = 0,05 \text{ m}$ após 3,5 anos.

As Figs. 7.57-7.60 apresentam o campo de conteúdo de umidade para a mesma situação e os mesmos tempos das quatro figuras anteriores. Observa-se, neste caso, o avanço da frente de secagem

caracterizado pelo aumento da região de coloração azul. Para tempos maiores, verifica-se a presença de uma região úmida próxima à superfície do meio externo onde ocorre acúmulo de líquido decorrente da condensação do vapor.

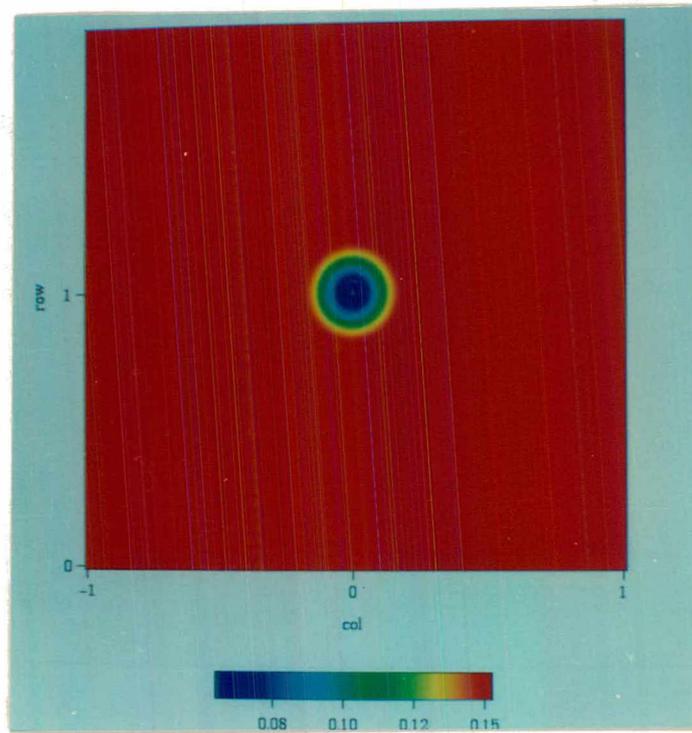


Fig. 7.57 - Isoumidades para a situação de $Q = 40 \text{ W/m}$ e $r = 0,05 \text{ m}$ após 37,2 horas.

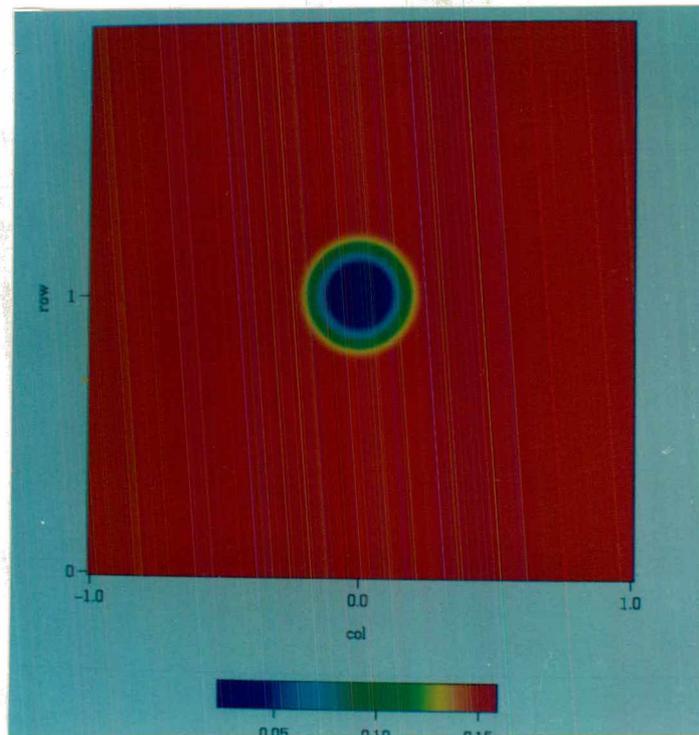


Fig. 7.58 - Isoumidades para a situação de $Q = 40 \text{ W/m}$ e $r = 0,05 \text{ m}$ após 12,5 dias.

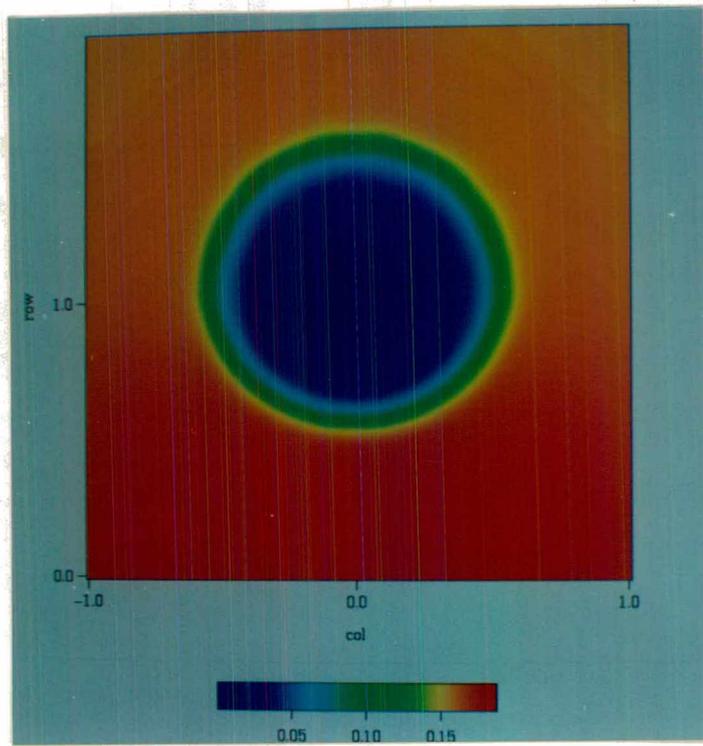


Fig. 7.59 - Isoumidades para a situação de $Q = 40 \text{ W/m}$ e $r = 0,05 \text{ m}$ após 169 dias.

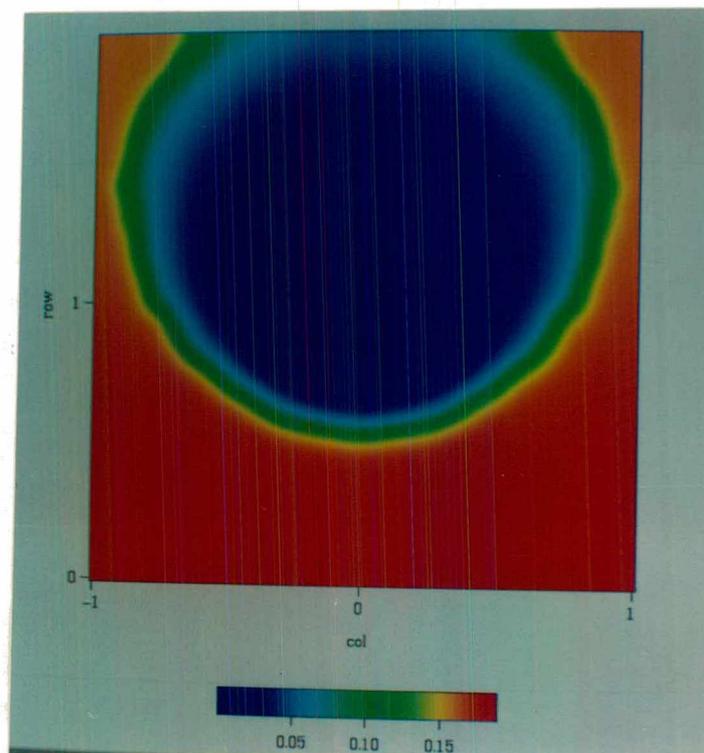


Fig. 7.60 - Isoumidades para a situação de $Q = 40 \text{ W/m}$ e $r = 0,05 \text{ m}$ após 3,5 anos.

7.2.3. Solo Úmido

O conteúdo inicial de umidade, escolhido a fim de se ter um solo úmido, para este caso é de 0,32, ou 62% de saturação.

As Figs. 7.61-7.66 apresentam a temperatura no cabo em função do tempo. Para solos úmidos, os patamares de temperatura, indicando que a condição de regime estacionário é atingida, estão bem definidos, especialmente para as potências mais baixas. Nos gráficos que contém o raio como parâmetro de curva, Figs. 7.64-7.66, os patamares aparentemente não estão perfeitamente definidos em decorrência das escalas utilizadas no eixo das ordenadas, que são menores do que aquelas adotadas nos gráficos com a potência como parâmetro de curva, Figs. 7.61-7.63. A comparação entre as curvas com mesmos parâmetros raio e potência e diferentes conteúdos iniciais de umidades, Figs. 7.2, 7.23 e 7.61, por exemplo, revela a tendência natural de um processo de aquecimento muito mais intenso para solos mais secos.

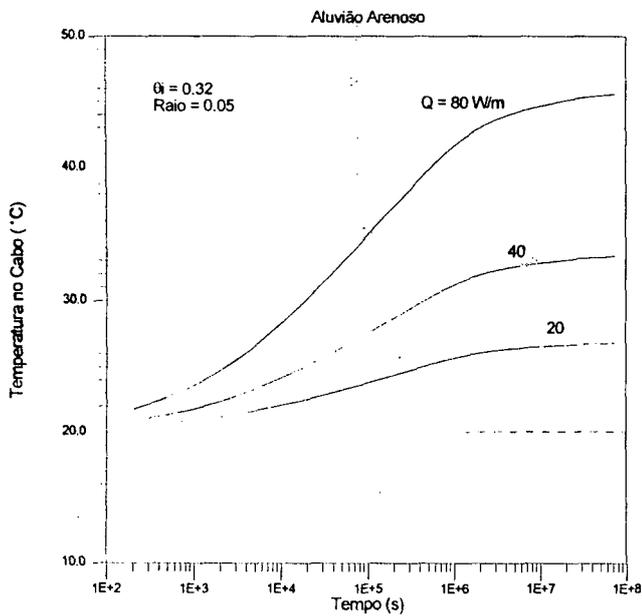


Fig. 7.61

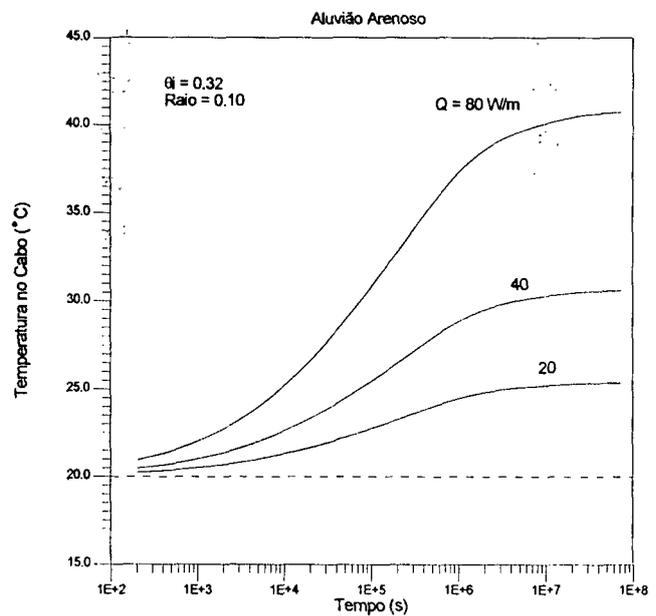


Fig. 7.62

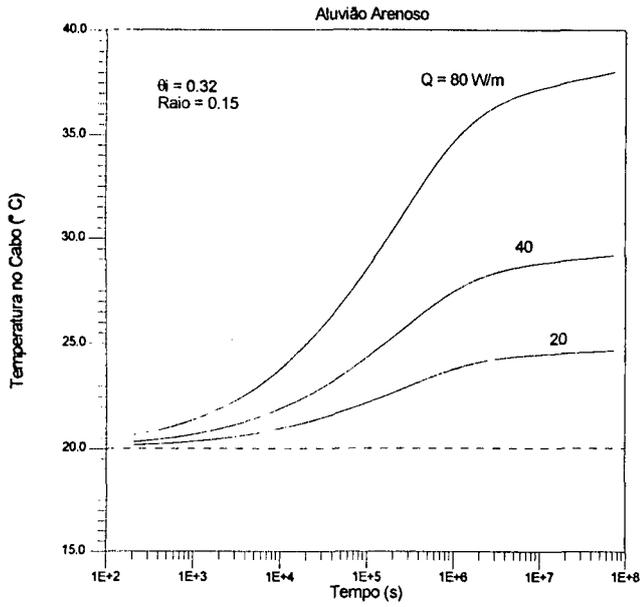


Fig. 7.63

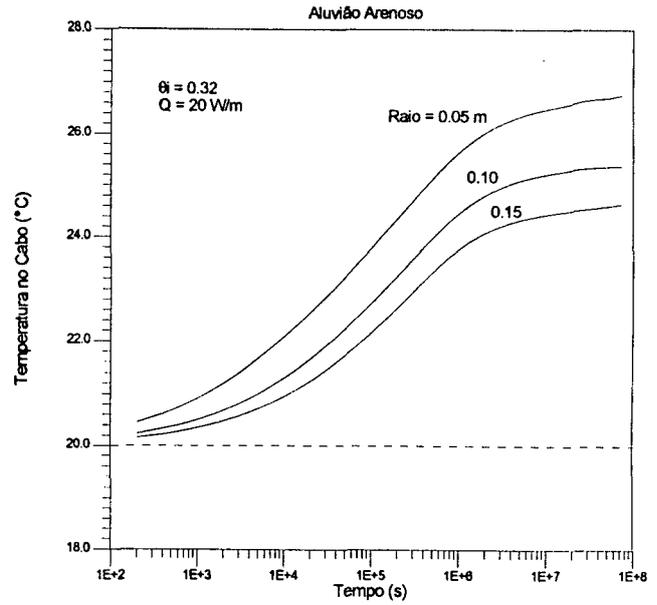


Fig. 7.64

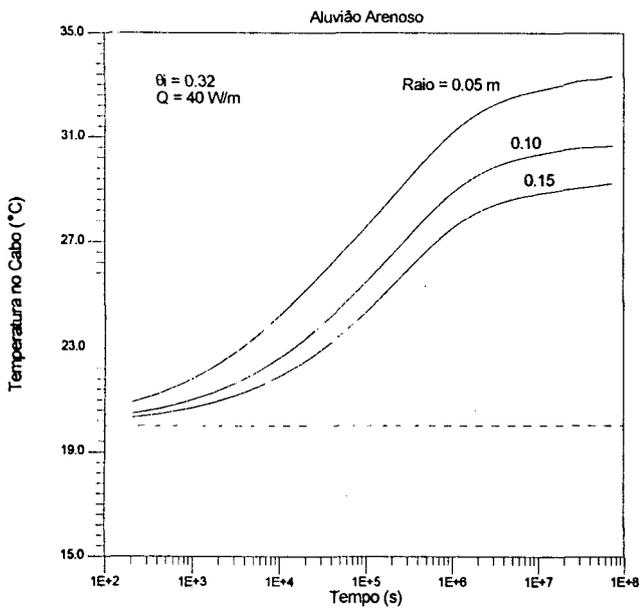


Fig. 7.65

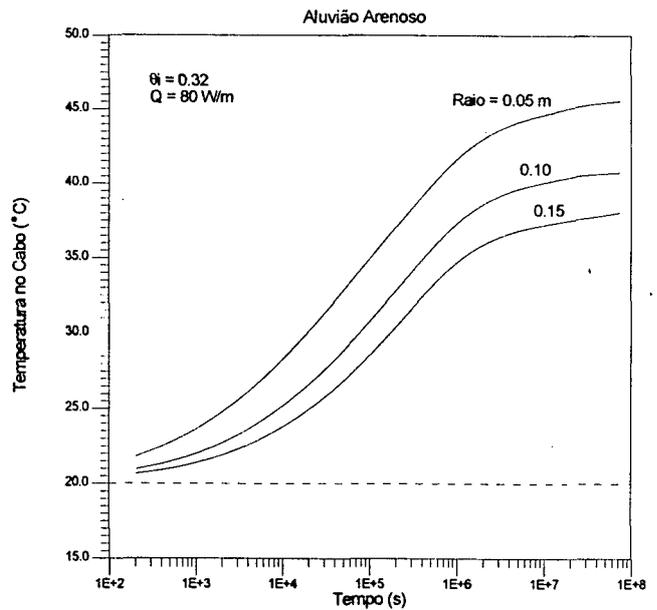


Fig. 7.66

Para solos úmidos, a migração de umidade ocorre predominantemente na fase líquida onde há continuidade (as pontes de líquido estão conectadas umas às outras), existindo muito pouco vapor nos poros. Na superfície junto ao cabo a umidade descrece, mas muito pouco, como pode ser observado nas Figs. 7.67-7.72. Para o caso mais crítico de aquecimento, $Q = 80 \text{ W/m}$ e $r = 0,05 \text{ m}$, o conteúdo de umidade descrece de 0,32 até 0,27 somente.

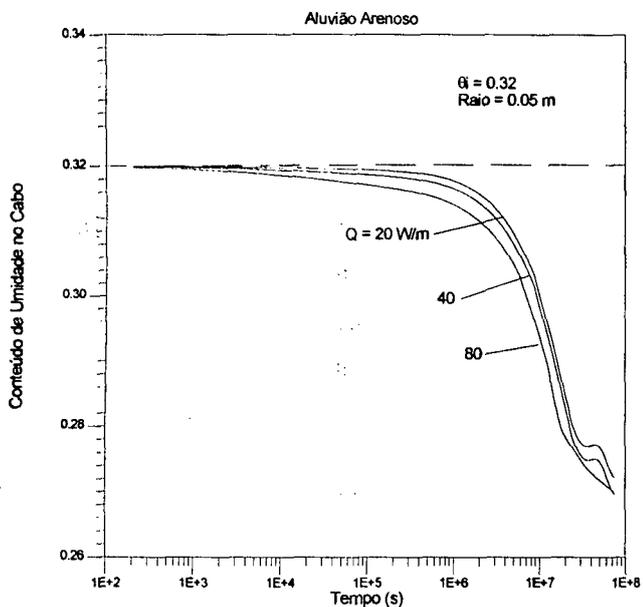


Fig. 7.67

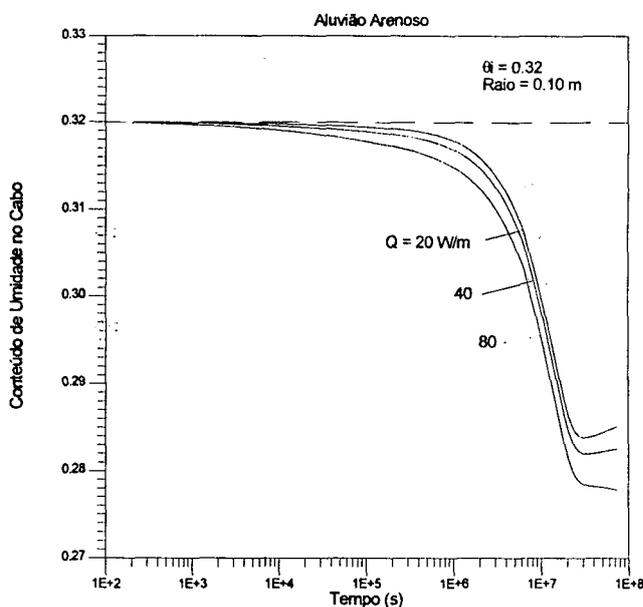


Fig. 7.68

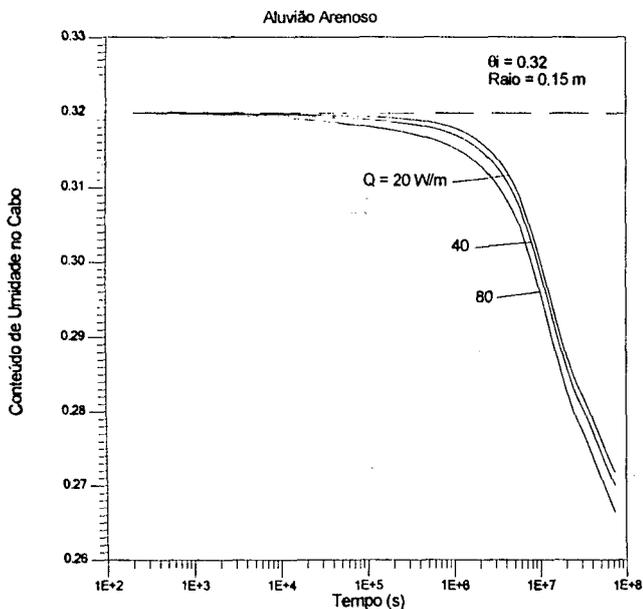


Fig. 7.69

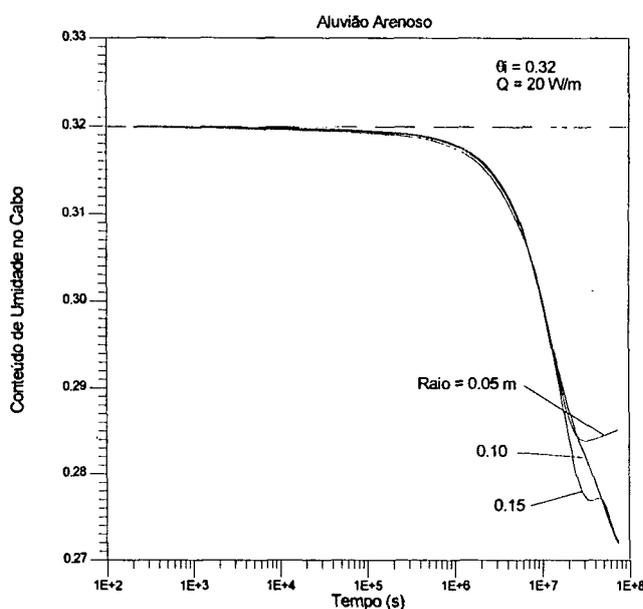


Fig. 7.70

Diferentemente do que ocorre no caso do conteúdo de umidade intermediário, não há uma alteração significativa na umidade junto ao cabo para as diferentes situações analisadas. O solo está tão úmido que os parâmetros responsáveis pela alteração no processo de aquecimento têm pouca influência sobre o processo de migração de umidade. Observa-se ainda pequenas oscilações dos valores do conteúdo de umidade para tempos mais elevados.

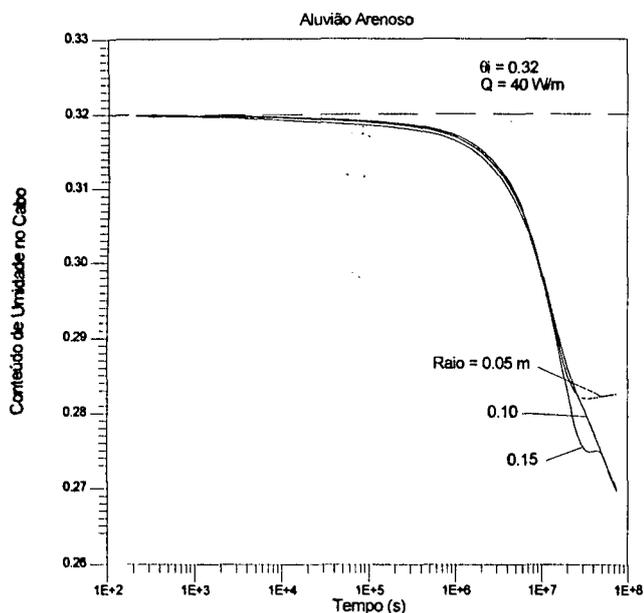


Fig. 7.71

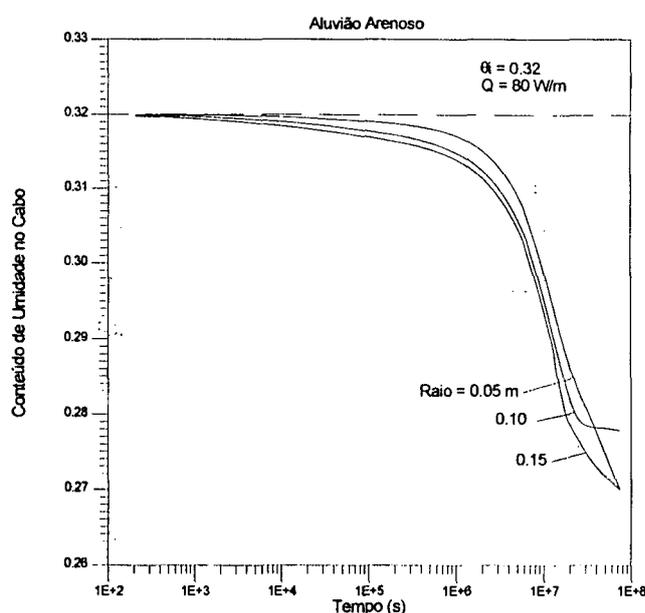


Fig. 7.72

As Figs. 7.73 e 7.74 apresentam as distribuições de temperatura, para a situação de raio do cabo igual a 0,05 m e potência dissipada 20 e 80 W/m, que têm um comportamento muito semelhante àquelas para o solo seco, porém com níveis de temperatura significativamente mais baixos do que aquelas. Para as demais situações, as curvas são semelhantes entre si e não serão mostradas. É interessante ressaltar os valores extremos plotados no eixo das ordenadas, indicando que o processo de aquecimento é muito menos intenso que para os demais conteúdos iniciais de umidade.

Também para as distribuições de umidade são mostrados somente dois casos, com potência de 20 e 80 W/m e raio igual a 0,05 m, Figs. 7.75 e 7.76. A análise destes gráficos revela que a distribuição de umidade é praticamente constante ao longo da distância x , indicando que, para solos úmidos, a migração de umidade não é afetada pela distribuição de temperatura. O movimento de líquido ocorre predominantemente devido à ação da força da gravidade que atua uniformemente ao longo de x . Vale ressaltar, novamente, as escalas utilizadas no eixo das ordenadas destes gráficos.

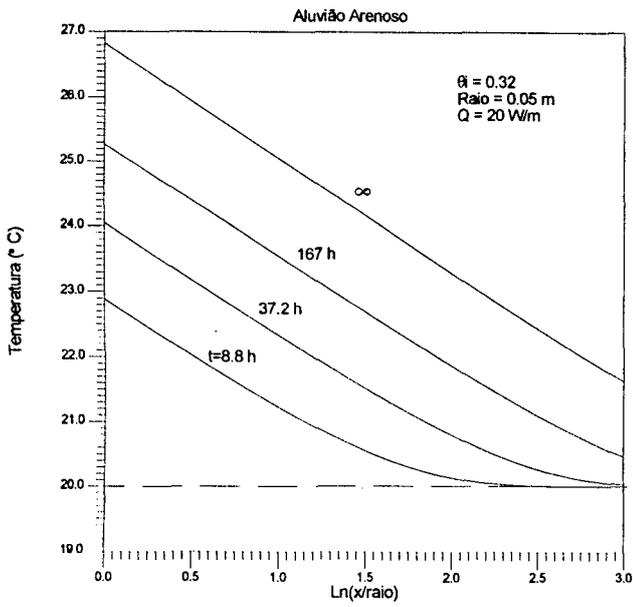


Fig. 7.73

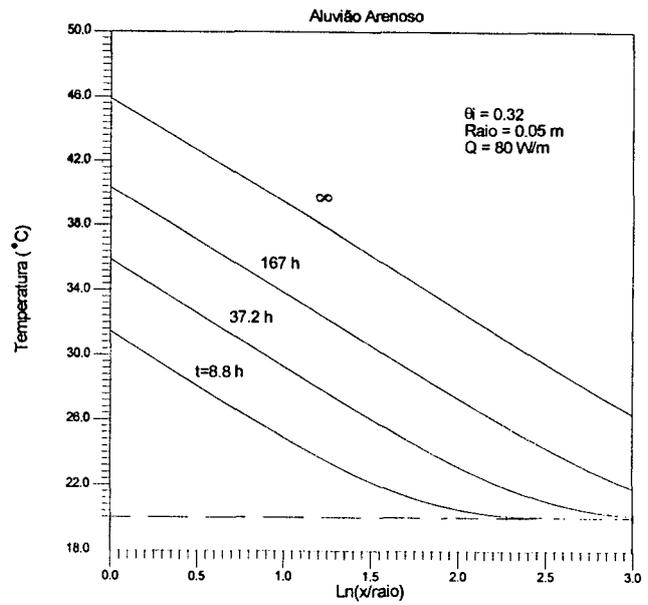


Fig. 7.74

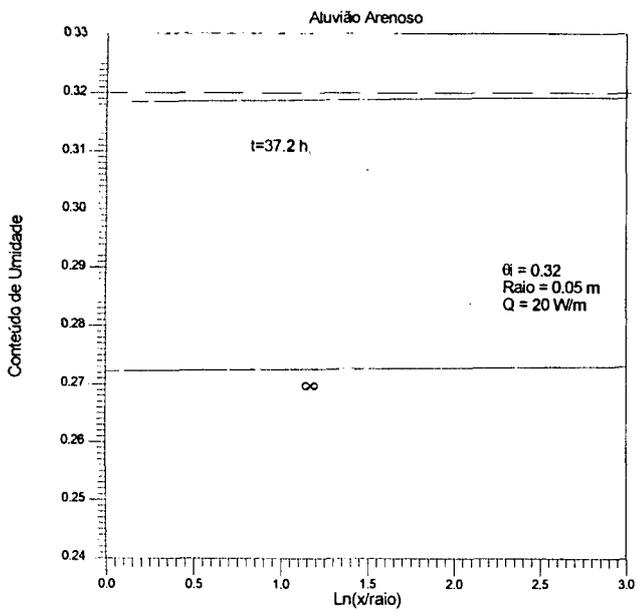


Fig. 7.75

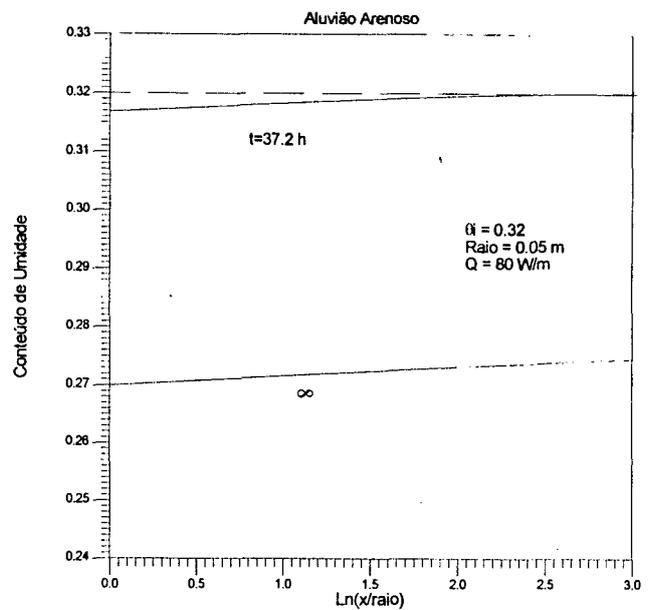


Fig. 7.76

As Figs. 7.77-7.78 mostram as distribuições de temperatura (a) e conteúdo de umidade (b) para a situação de regime estacionário para os casos de $r = 0,05$ m e $Q=80$ W/m, respectivamente. Estas curvas são semelhantes às demais mostradas anteriormente possuindo as mesmas tendências já discutidas. Para as curvas de umidade observa-se uma pequena diminuição do conteúdo de umidade junto ao cabo e uma distribuição quase constante, pouco influenciada pelos parâmetros raio do cabo e potência dissipada.

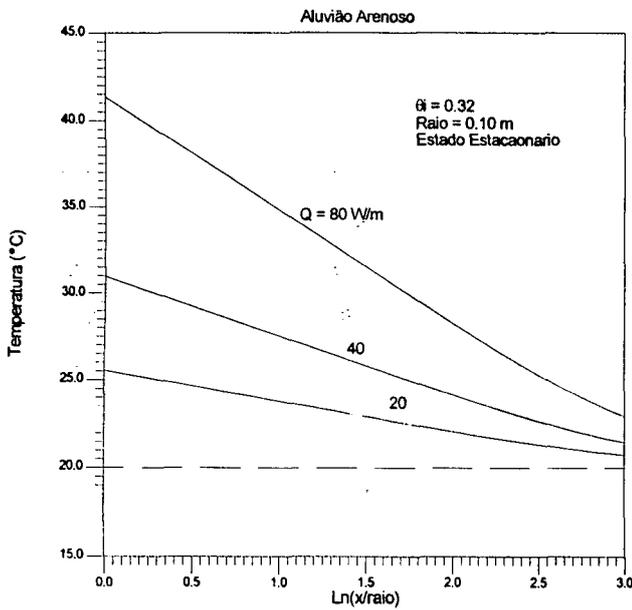


Fig. 7.77(a)

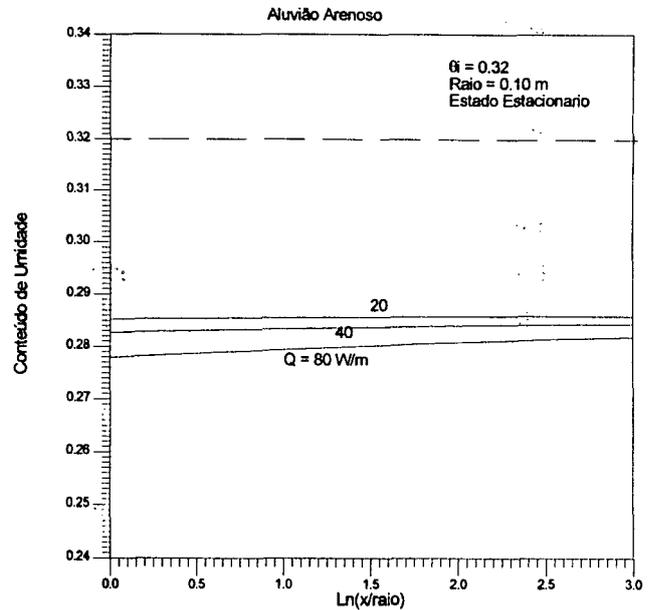


Fig. 7.77(b)

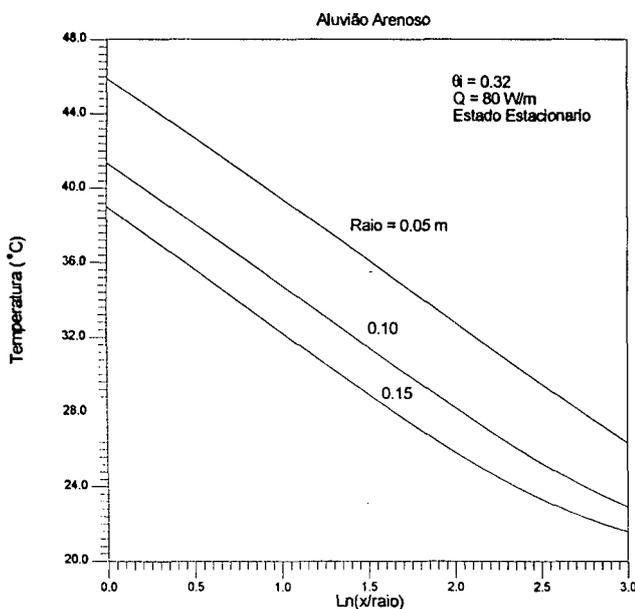


Fig. 7.78(a)

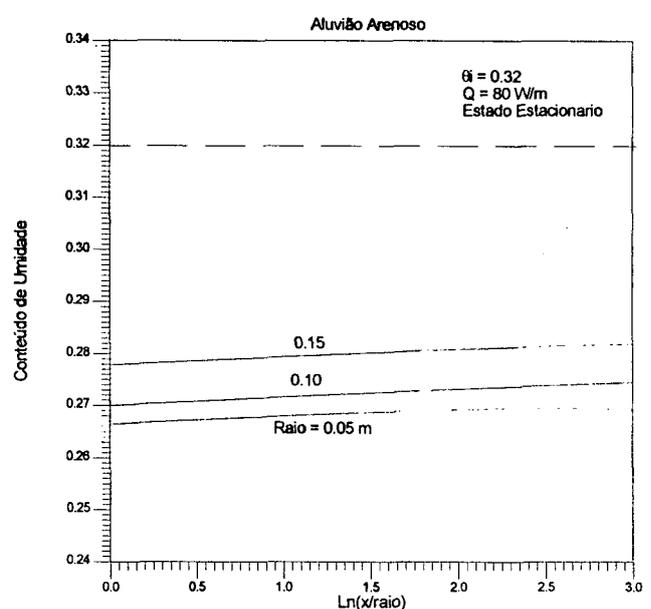


Fig. 7.78(b)

7.3 Backfill

7.3.1 Solo Seco

As Figs. 7.79-7.84 apresentam os resultados da temperatura na superfície do cabo em função do tempo. As mesmas tendências já discutidas anteriormente para o solo aluvião arenoso - influência dos parâmetros raio do cabo e potência dissipada no processo de aquecimento do solo - são observadas também para este solo. Os patamares de temperatura estão bem definidos, indicando que a situação de regime estacionário é atingida.

A comparação destas figuras com as equivalentes para o solo aluvião arenoso, Figs. 7.2-7.7 revela que a temperatura na superfície do cabo, para as mesmas condições de operação, é muito menor quando o solo utilizado é o backfill, indicando que o material artificial dissipa com maior intensidade o calor gerado pelo cabo. Tal tendência é esperada uma vez que o material artificial é concebido para ser com efeito um bom dissipador térmico, mesmo com baixos conteúdos de umidade. Note-se por exemplo que para raio e $0,05\text{ m}$ e $Q = 80\text{ W/m}$, caso mais crítico, a temperatura do cabo em regime permanente é em torno de 150 °C e 60 °C para o aluvião arenoso e para o backfill, respectivamente.

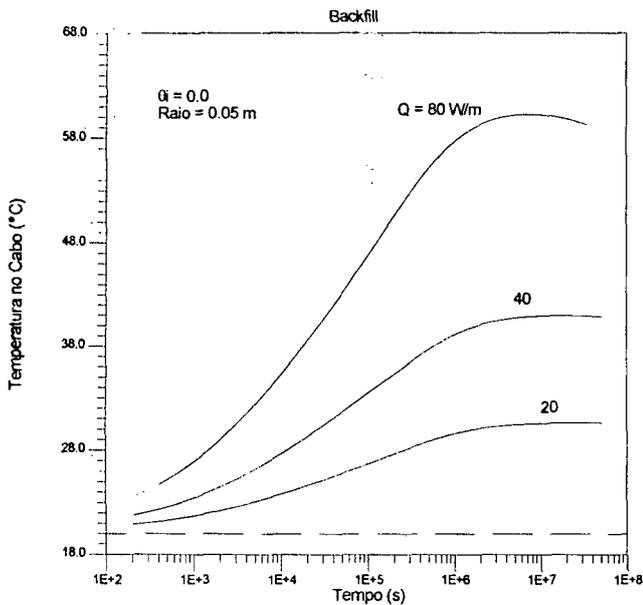


Fig. 7.79

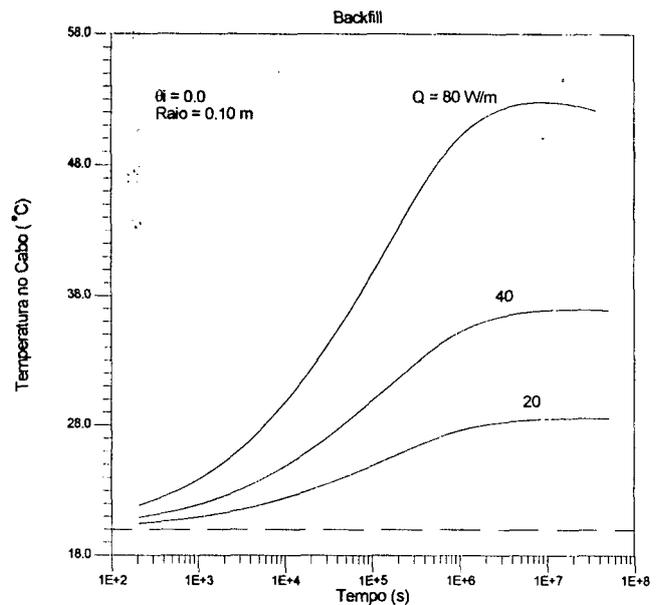


Fig. 7.80

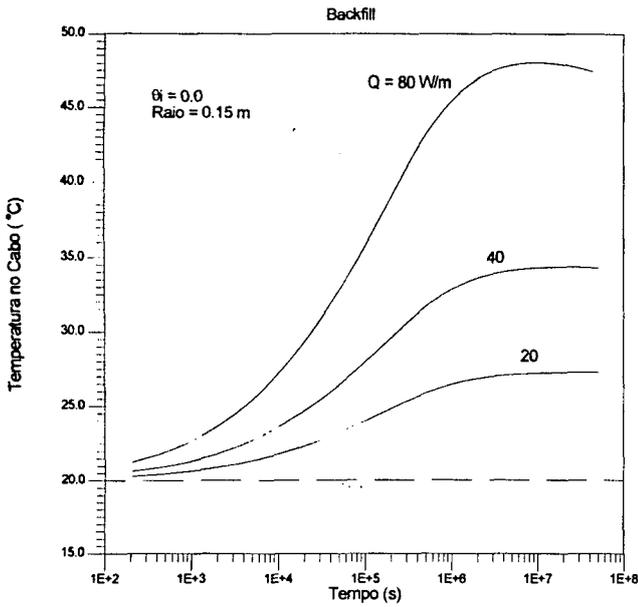


Fig. 7.81

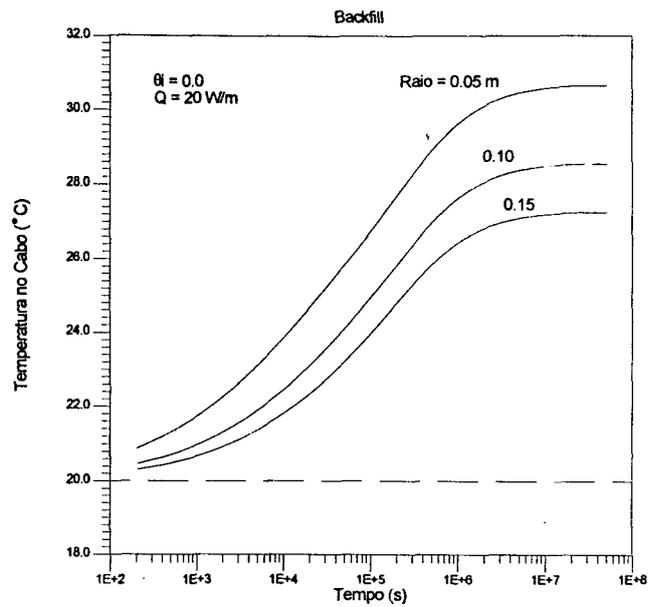


Fig. 7.82

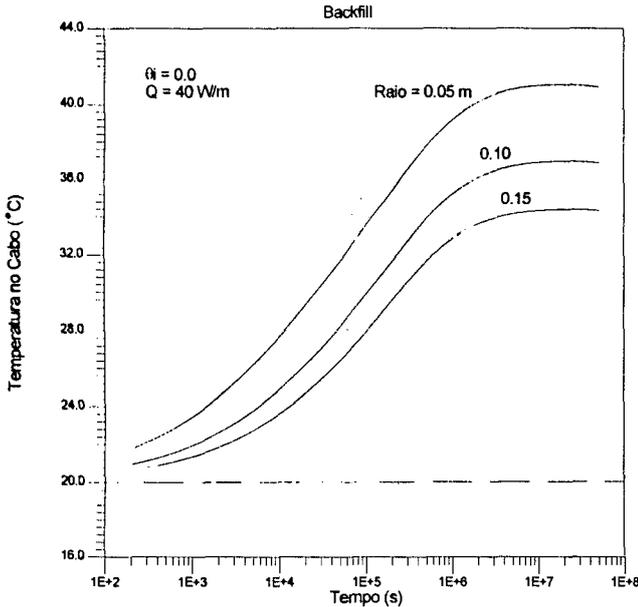


Fig. 7.83

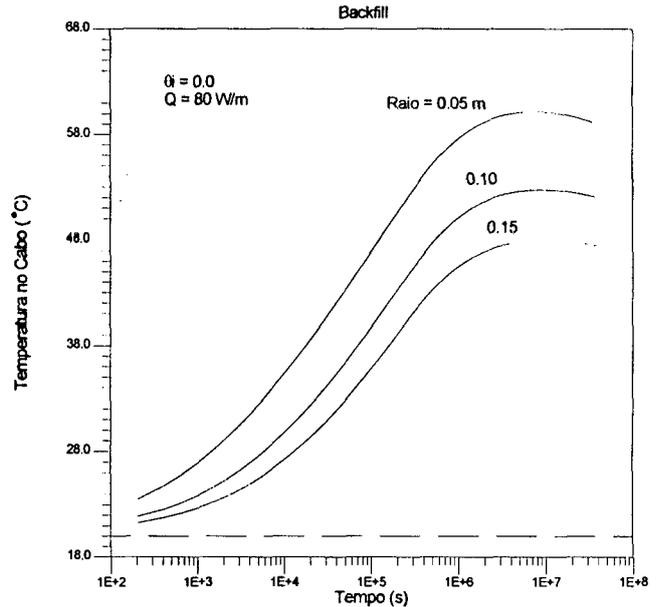


Fig. 7.84

As Figs. 7.85 e 7.86 contém as distribuições de temperatura para duas situações, com potência de 40 e 80 W/m, respectivamente, e raio igual a 0,05 m. Semelhantemente como no caso do solo aluvião arenoso, tem-se curvas que apresentam um comportamento linear na região próxima ao cabo, sofrendo uma perda de linearidade à medida que a distância x aumenta.

As curvas correspondentes ao tempo tendendo a infinito são mostradas nas Figs. 7.87 e 7.88 e apresentam distribuições semelhantes às vistas anteriormente.

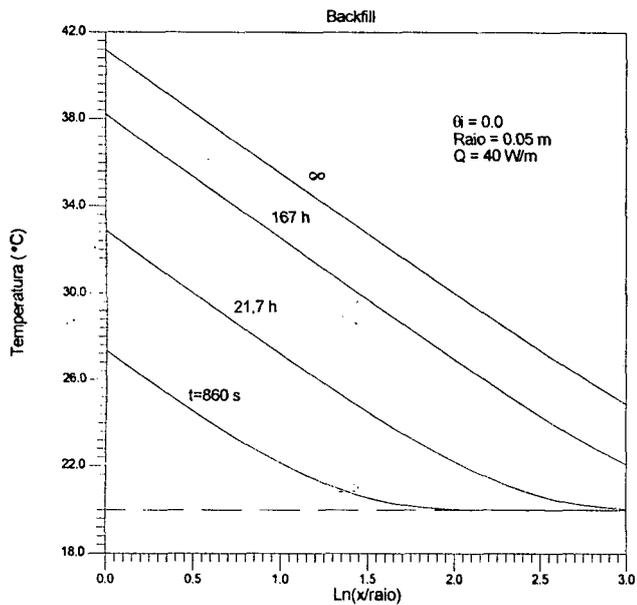


Fig. 7.85

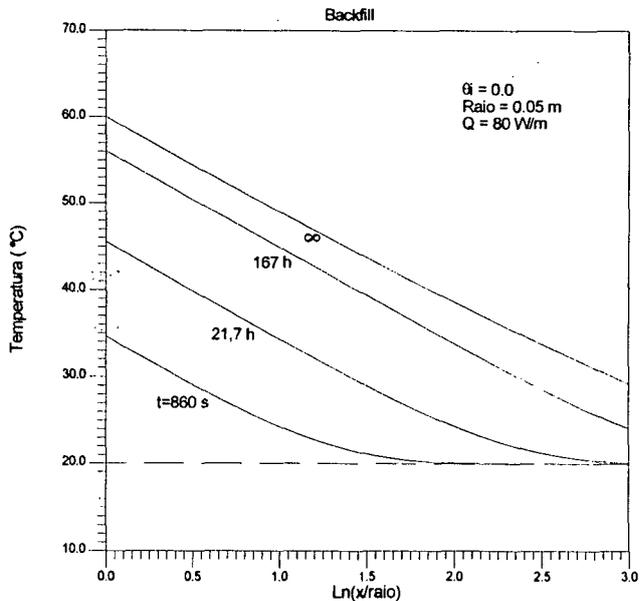


Fig. 7.86

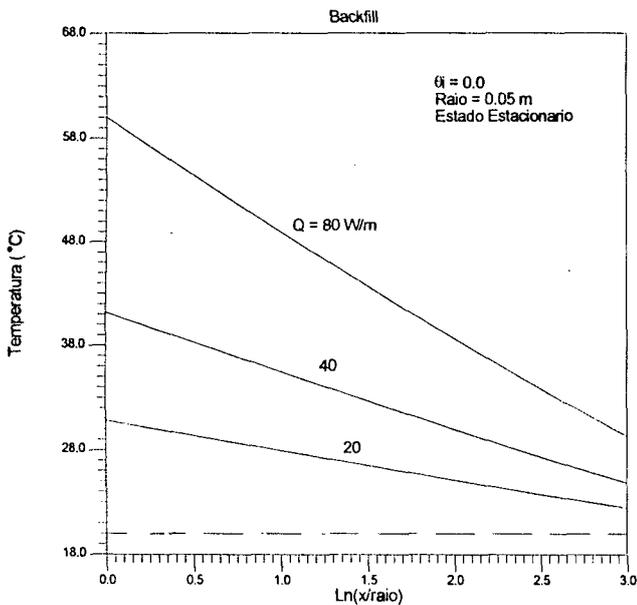


Fig. 7.87

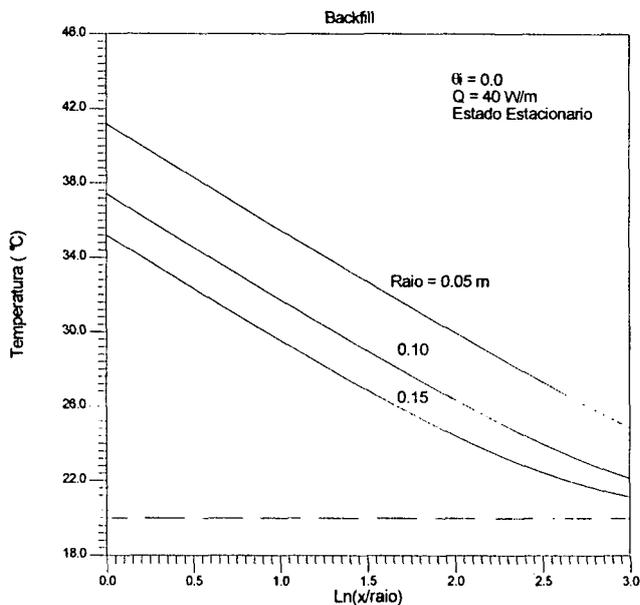


Fig. 7.88

7.3.2. Solo com Conteúdo de Umidade Intermediário

O conteúdo inicial de umidade intermediário para o backfill é 0,06, o que representa um grau de saturação de 23 %. As Figs. 7.89-7.94 apresentam a temperatura no cabo em função do tempo para todas as situações investigadas. Para casos com potência de 20 e 40 W/m observa-se que os patamares referentes à situação de regime estacionária estão perfeitamente definidos. Para os casos com potência igual a 80 W/m verifica-se que a temperatura no cabo continua crescendo e o regime estacionário não é atingido, especialmente para os casos com raio de cabo igual a 0,05 e 0,10 m, como pode ser visto na Fig. 7.94. A comparação destas figuras com as equivalentes para o solo aluvião arenoso, Figs. 7.23-7.28, indica que o processo de aquecimento no solo artificial é muito menos intenso do que no solo natural, como já discutido acima.

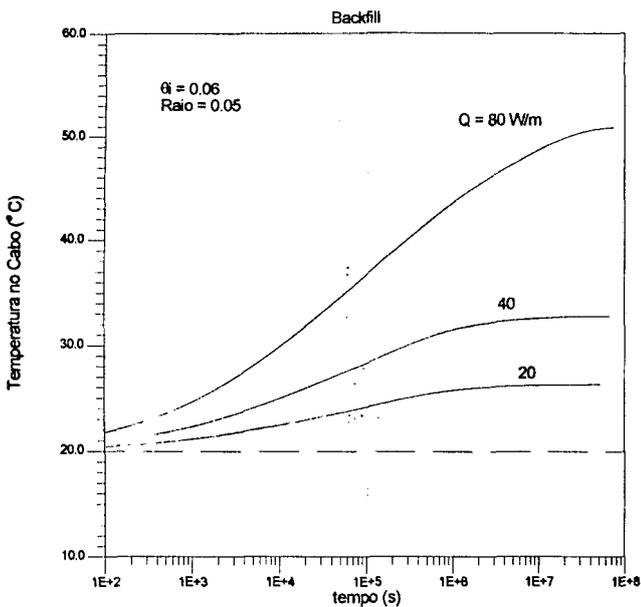


Fig. 7.89

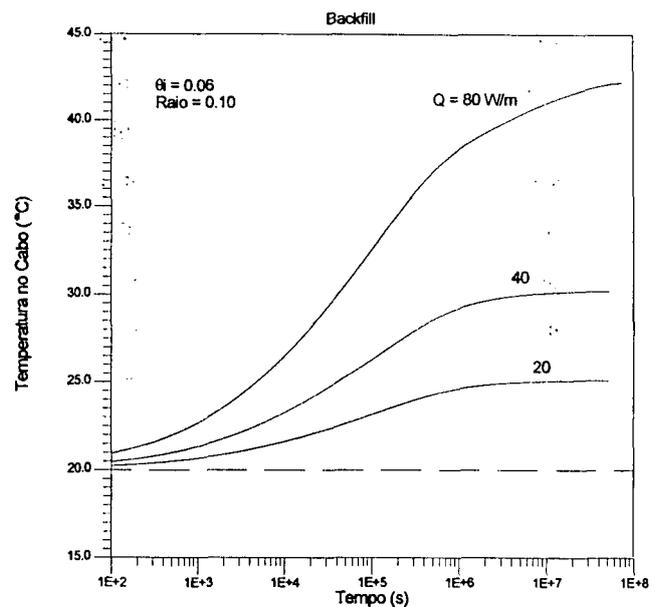


Fig. 7.90

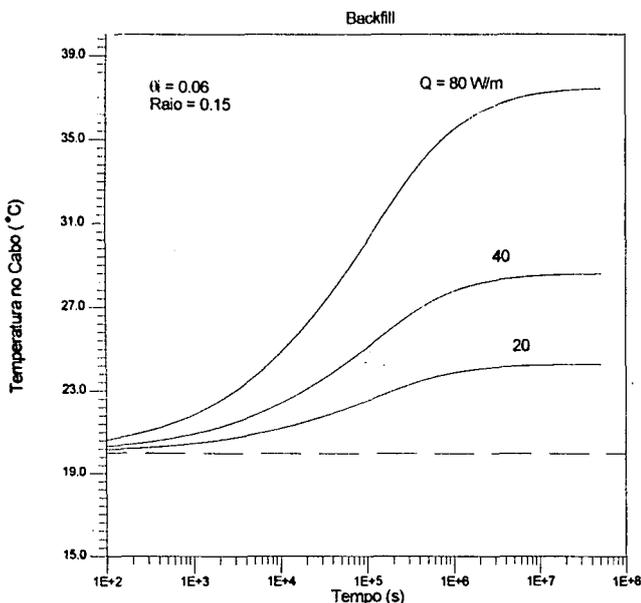


Fig. 7.91

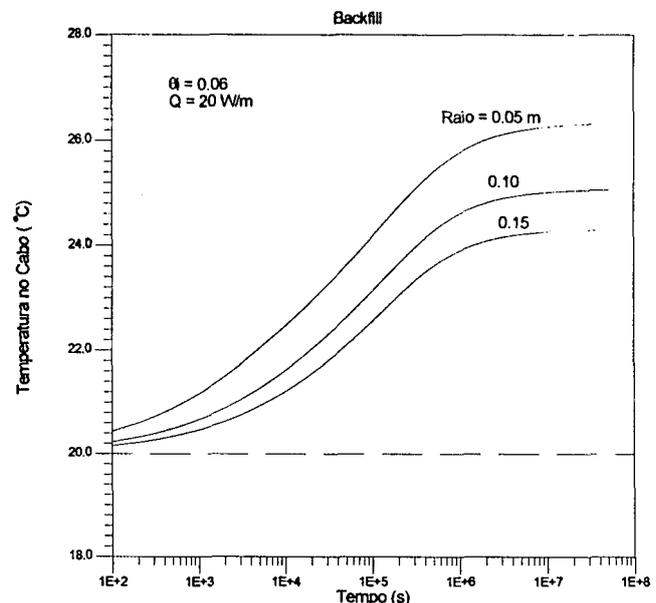


Fig. 7.92

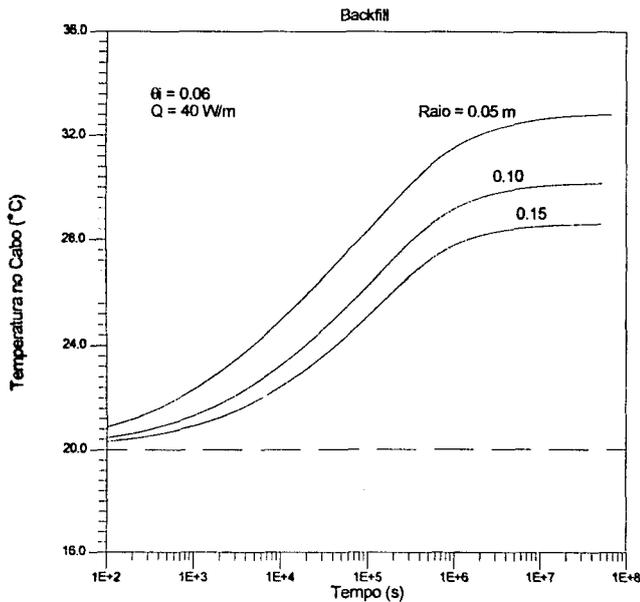


Fig. 7.93

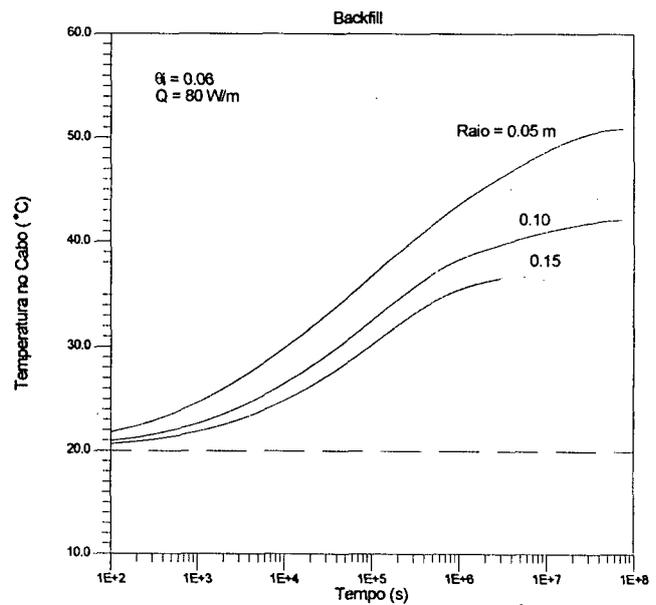


Fig. 7.94

Os valores do conteúdo de umidade na superfície adjacente ao cabo em função do tempo estão apresentados nas Figs. 7.95-7.100. A secagem completa do solo somente ocorre para a situação mais crítica, $Q = 80 \text{ W/m}$ e $r = 0,05 \text{ m}$. Para os demais casos, com potência de 80 W/m , tem-se uma diminuição significativa no conteúdo de umidade, mas não ocorre a secagem completa, como pode ser observado na Fig. 7.100. A comparação desta figura com a Fig. 7.34, para o solo natural, indica a grande diferença entre os processos de migração de umidade para os dois solos. Para a potência de 40 W/m , ocorre uma diminuição considerável no conteúdo de umidade somente para o caso com raio igual a $0,05 \text{ m}$. Para os demais raios, tem-se apenas uma variação de θ não tão acentuada, conforme indicado na Fig. 7.99. Para o caso da potência dissipada ser igual a 20 W/m , a maior variação que ocorre no conteúdo de umidade, com relação ao conteúdo inicial, é menor do que 15 % em relação ao valor do conteúdo inicial de umidade, indicando que praticamente não há transporte de umidade, como indicado na Fig. 7.98. Vale lembrar as escalas ampliadas que são utilizadas no eixo das ordenadas deste gráfico.

A comparação entre estas figuras e as equivalentes para o solo aluvião arenoso, Figs. 7.29-7.34, mostram claramente a grande diferença entre os processos de migração de umidade para os dois solos utilizados. Enquanto que para o solo natural tem-se um processo de secagem intenso mesmo para as situações de aquecimentos mais amenas, para o solo artificial tem-se uma secagem considerável apenas para os dois casos de aquecimento mais críticos. A comparação entre estes dois grupos de figuras (Figs. 7.29-7.34 e Figs. 7.95-7.100) é a que revela, sem dúvida, com mais clareza, a diferença sob o ponto de vista do comportamento termo-hidrológico entre os dois tipos de solos utilizados no presente trabalho.

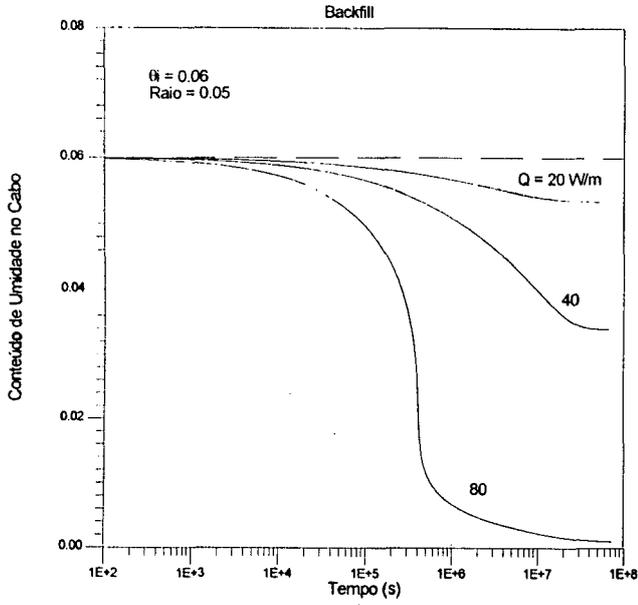


Fig. 7.95

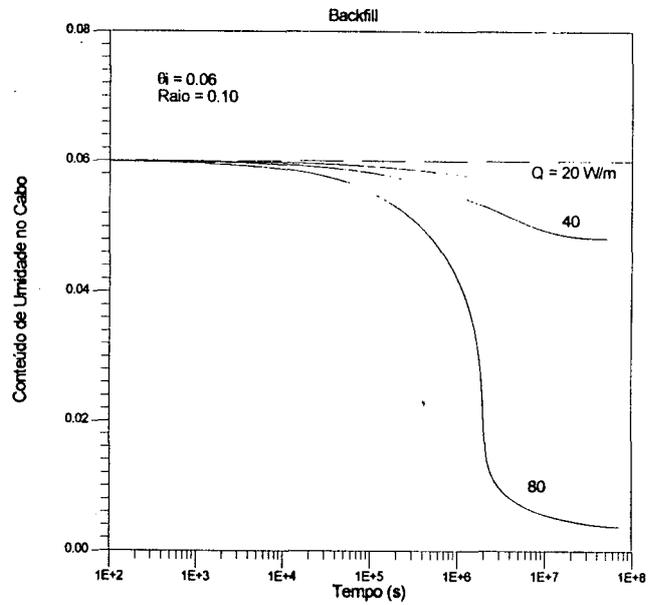


Fig. 7.96

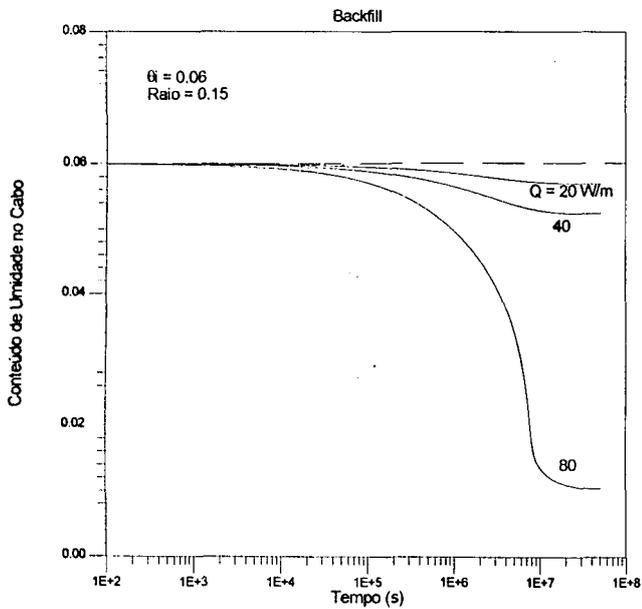


Fig. 7.97

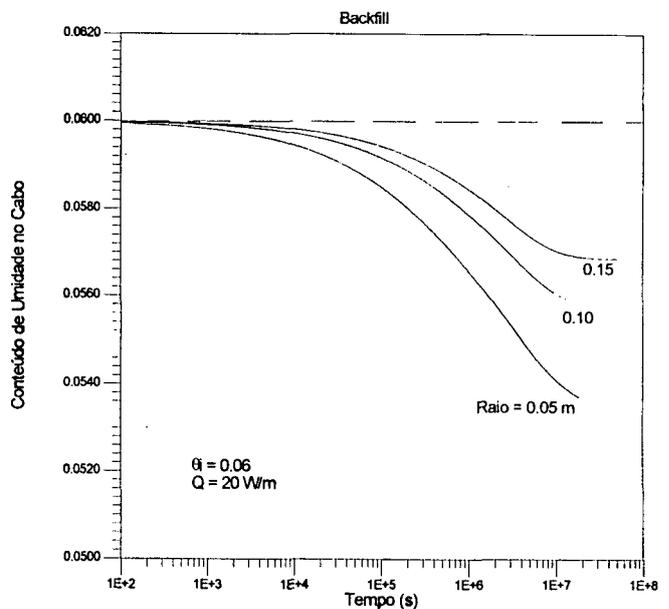


Fig. 7.98

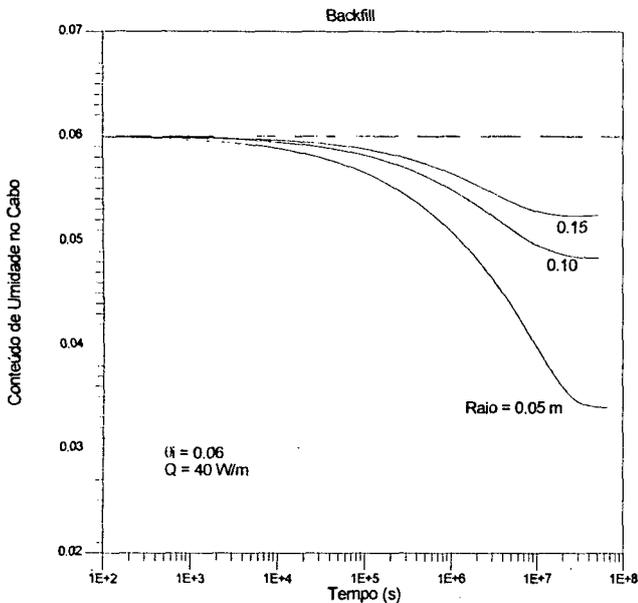


Fig. 7.99

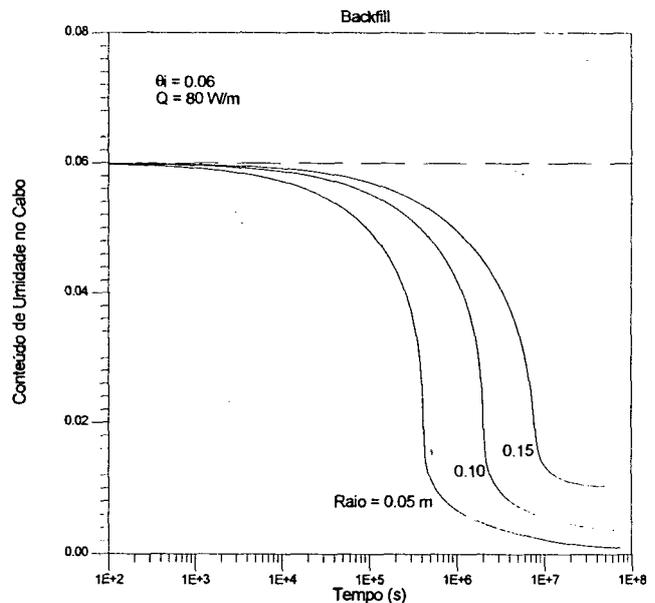


Fig. 7.100

As Figs. 7.101-7.109 apresentam as distribuições de temperatura (a) e conteúdo de umidade (b) em função da distância do cabo para todas as situações analisadas. As curvas de distribuição de temperatura têm um comportamento semelhante àquelas correspondentes ao solo seco, Figs. 7.85 e 7.86. Para pequenos tempos, na região próxima ao cabo, as distribuições são praticamente lineares, perdendo a linearidade à medida que a distância x aumenta. Para tempos maiores, as distribuições tendem a ser mais lineares e ocorre uma variação na inclinação das retas, semelhantemente aos casos correspondentes ao solo aluvião arenoso. Tal característica está presente somente nos casos com alta potência dissipada, $Q = 80 \text{ W/m}$, e no caso de $Q = 40 \text{ W/m}$ e $r = 0,05 \text{ m}$. Nos demais casos, não ocorre variação na inclinação das retas uma vez que o processo de migração de umidade é pouco intenso fazendo com o ponto de transição entre os estados funicular e pendular não seja atingido. As distribuições de umidade mostram com maior clareza esta característica. Para potências baixas tem-se apenas uma pequena variação no conteúdo de umidade ao longo do solo, como é mostrado nas Figs. 7.101 (b), 7.104 (b) e 7.107 (b). À medida que a potência aumenta, ocorre uma queda abrupta do conteúdo de umidade indicando que o ponto de transição foi atingido. À luz do que foi explorado anteriormente para as mesmas curvas para o solo aluvião arenoso, salienta-se que este ponto de transição corresponde ao ponto de variação de inclinação das curvas de distribuição de temperatura.

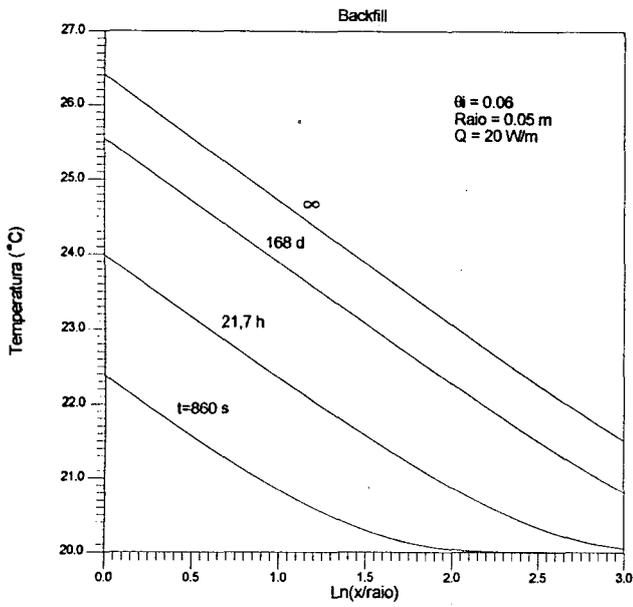


Fig. 7.101(a)

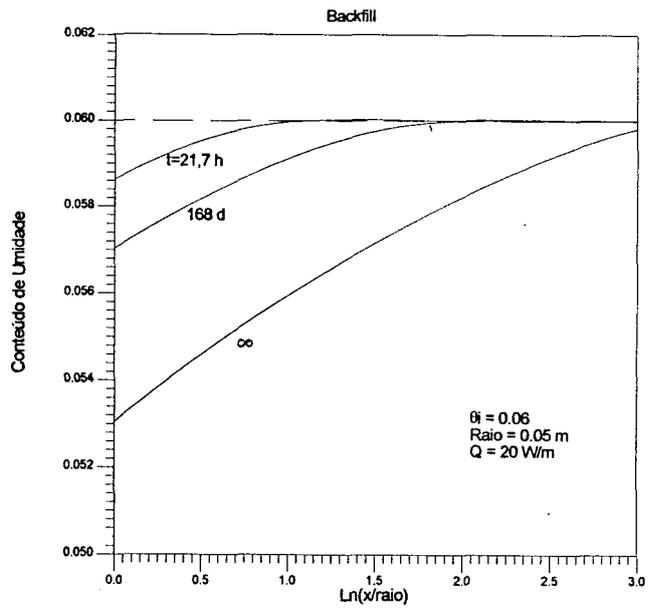


Fig. 7.101(b)

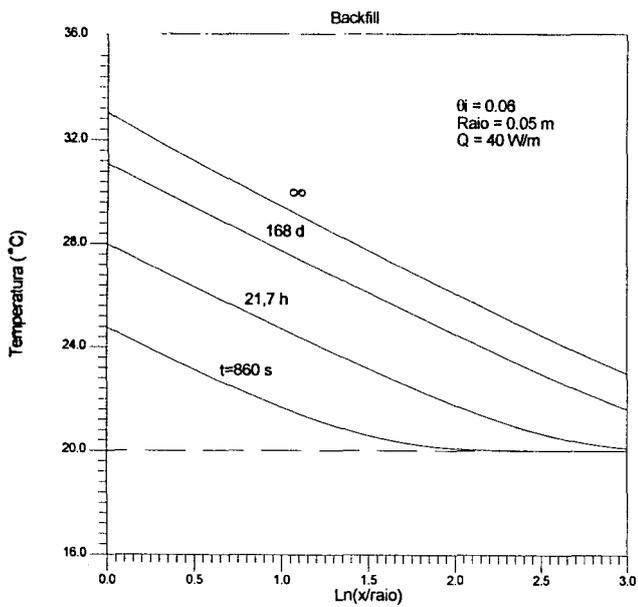


Fig. 7.102(a)

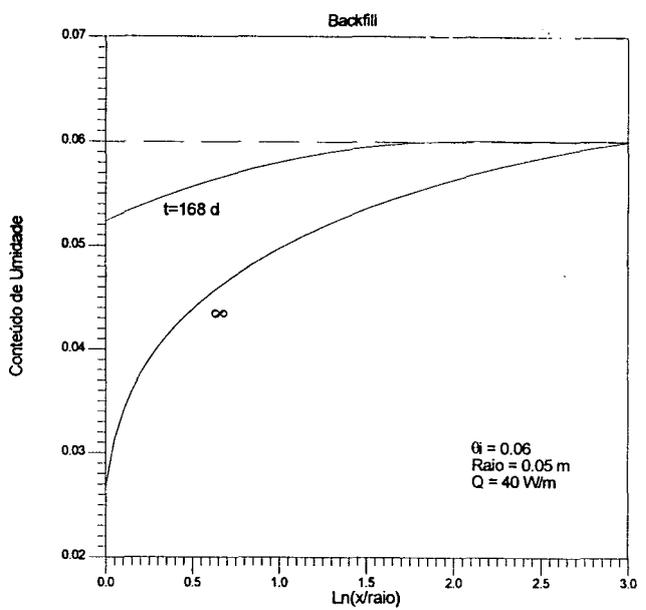


Fig. 7.102(b)

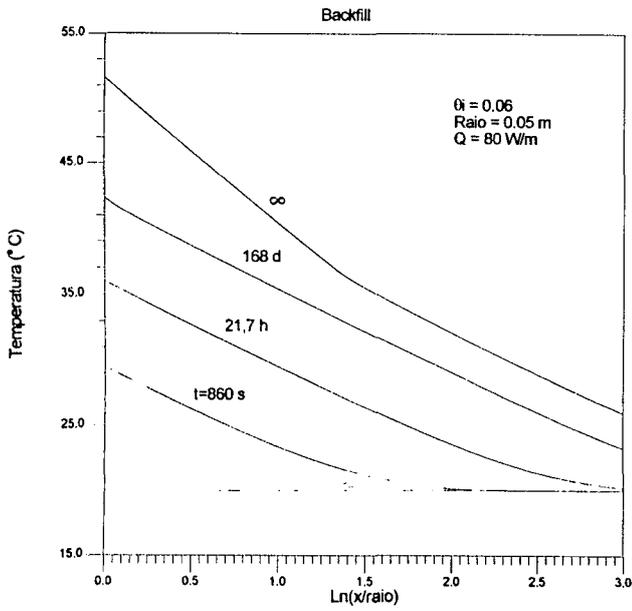


Fig. 7.103(a)

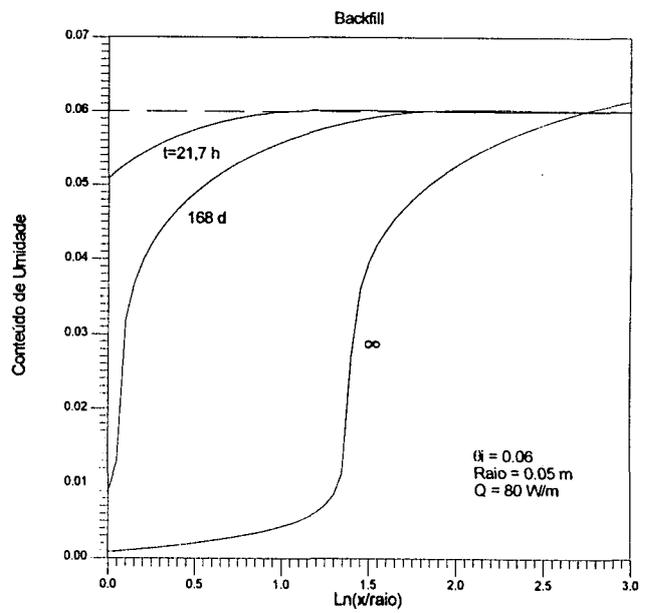


Fig. 7.103(b)

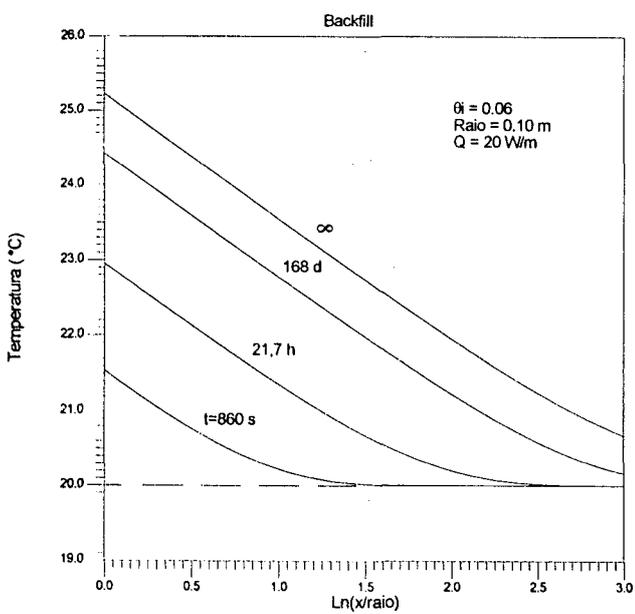


Fig. 7.104(a)

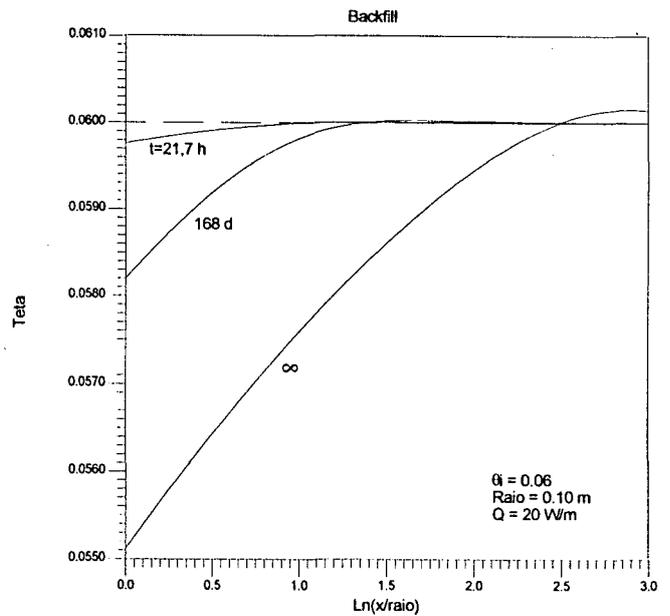


Fig. 7.104(b)

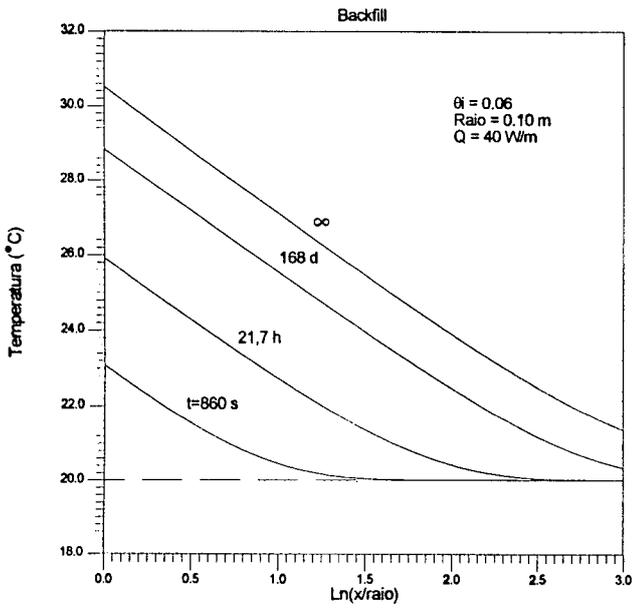


Fig. 7.105(a)

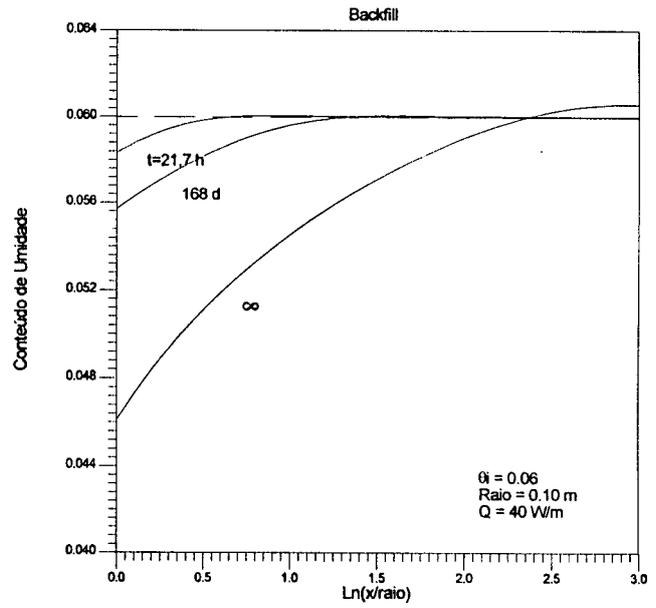


Fig. 7.105(b)

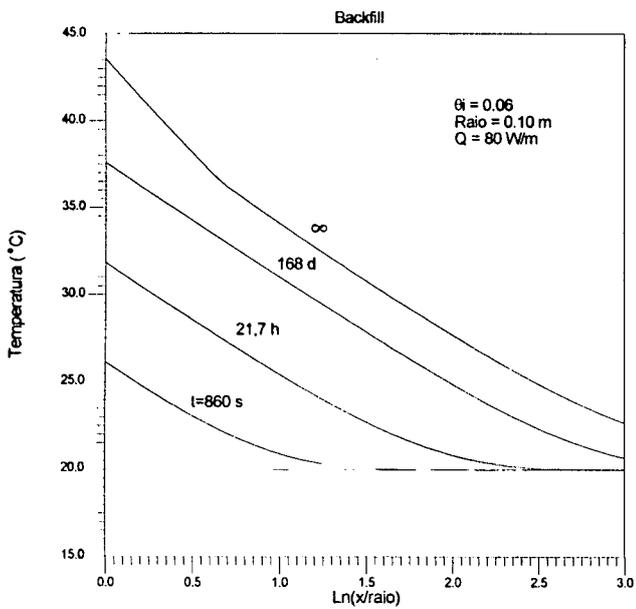


Fig. 7.106(a)

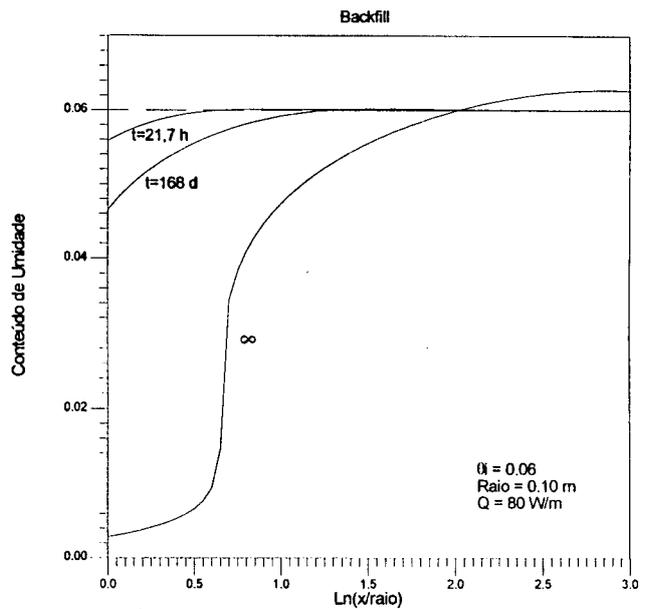


Fig. 7.106(b)

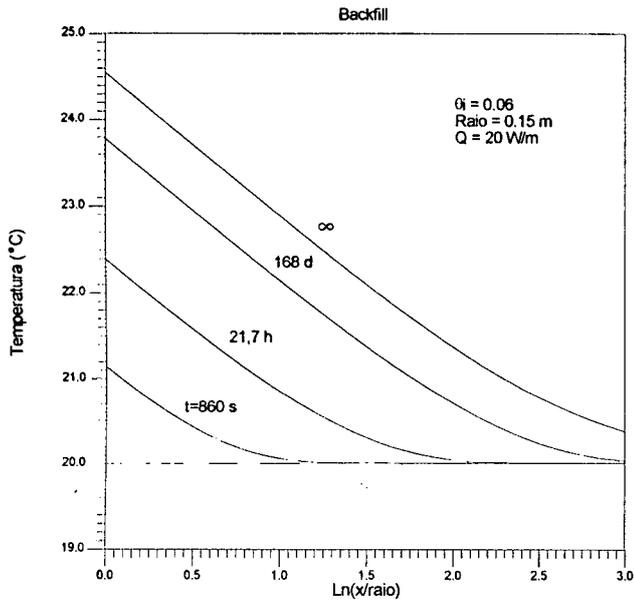


Fig. 7.107(a)

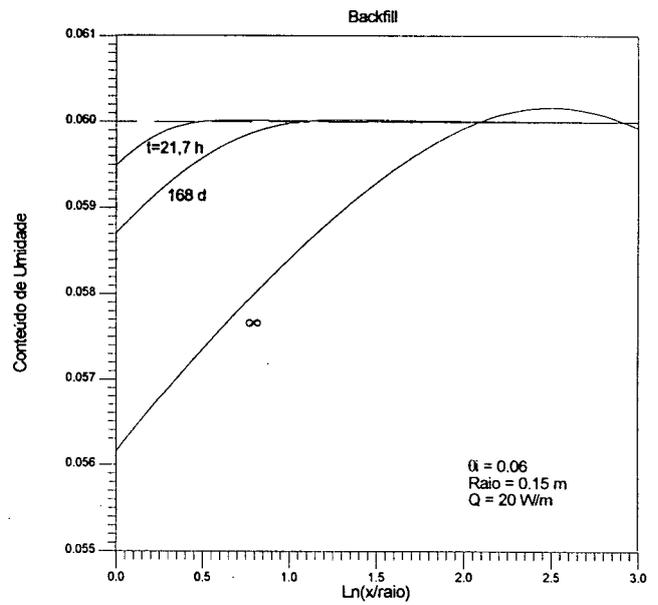


Fig. 7.107(b)

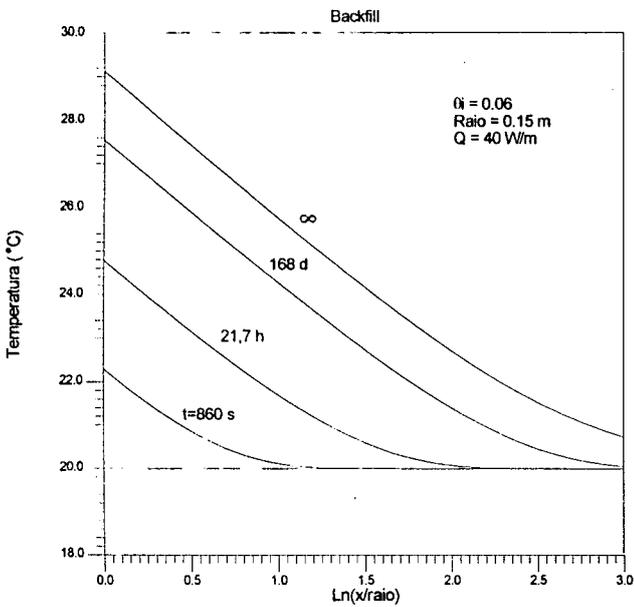


Fig. 7.108(a)

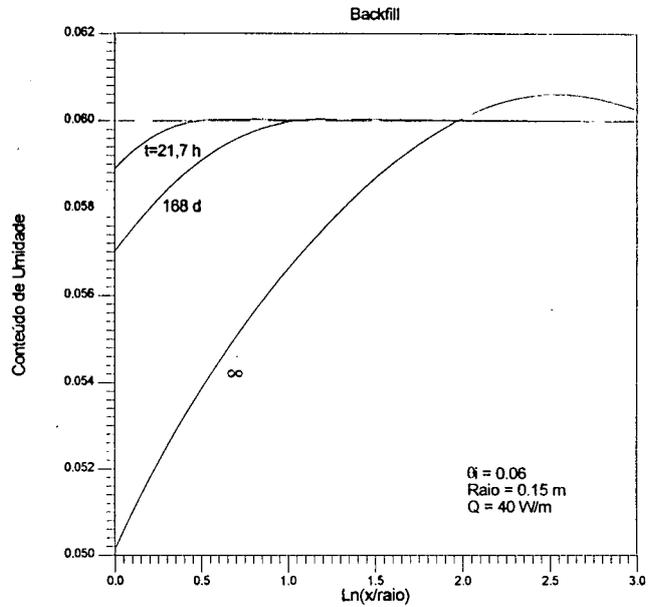


Fig. 7.108(b)

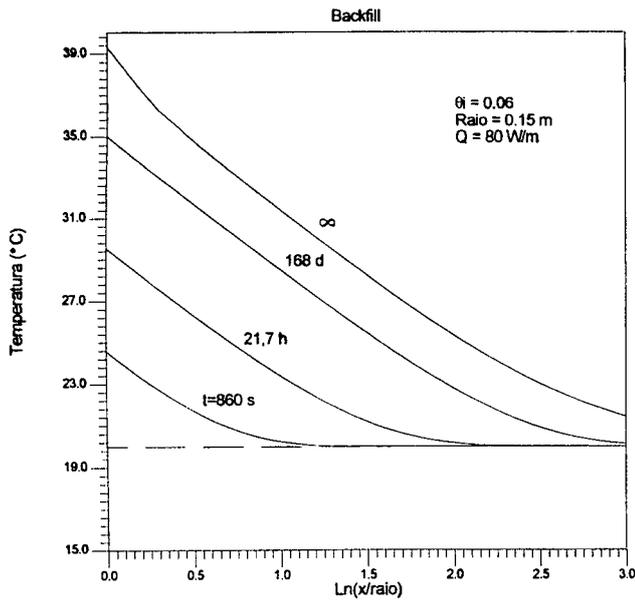


Fig. 7.109(a)

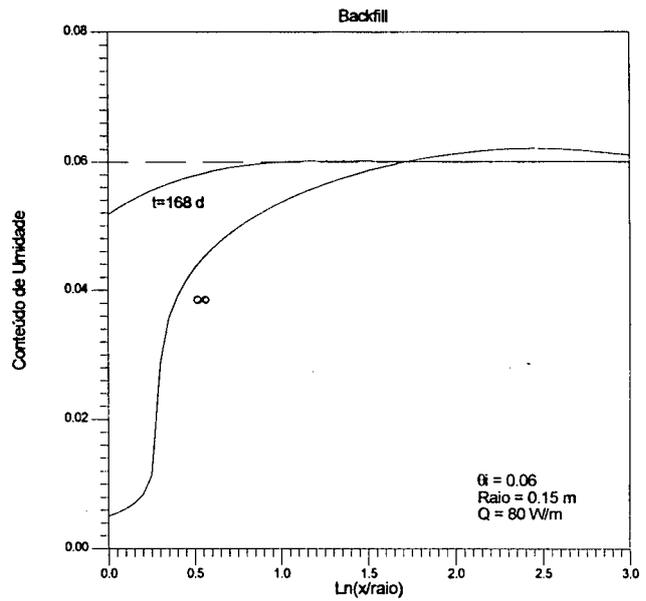


Fig. 7.109(b)

As distribuições de temperatura (a) e conteúdo de umidade (b) correspondentes à situação de regime estacionário são apresentadas nas Figs. 7.110 e 7.111 para os casos de raio do cabo igual a 0,05 m e potência dissipada igual a 80 W/m, respectivamente. Observa-se a variação na inclinação das curvas de distribuição de temperatura para o caso mais crítico de aquecimento, conforme indica a Fig. 7.111(a). Esta tendência está igualmente mostrada nas curvas correspondentes ao conteúdo de umidade.

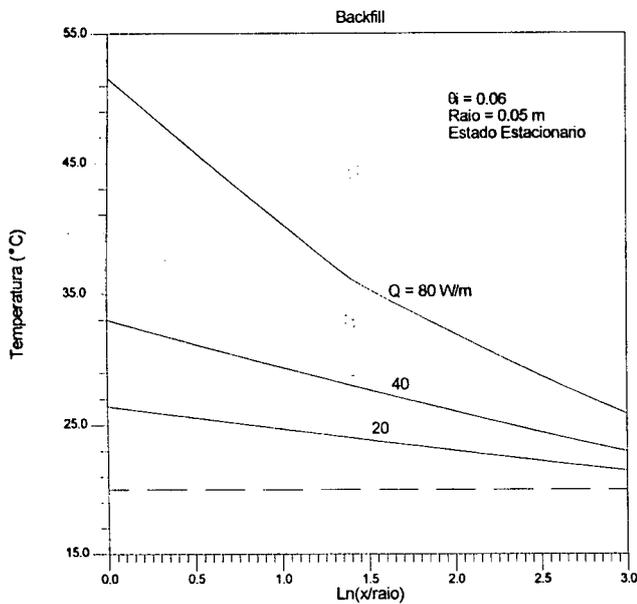


Fig. 7.110(a)

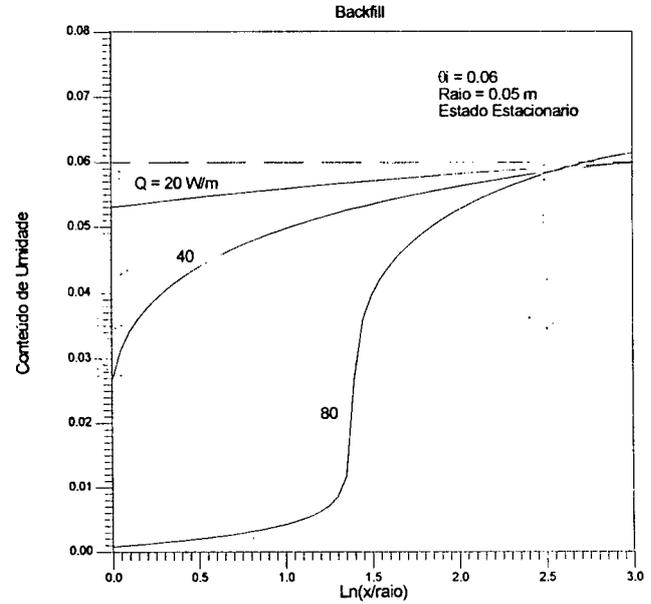


Fig. 7.110(b)

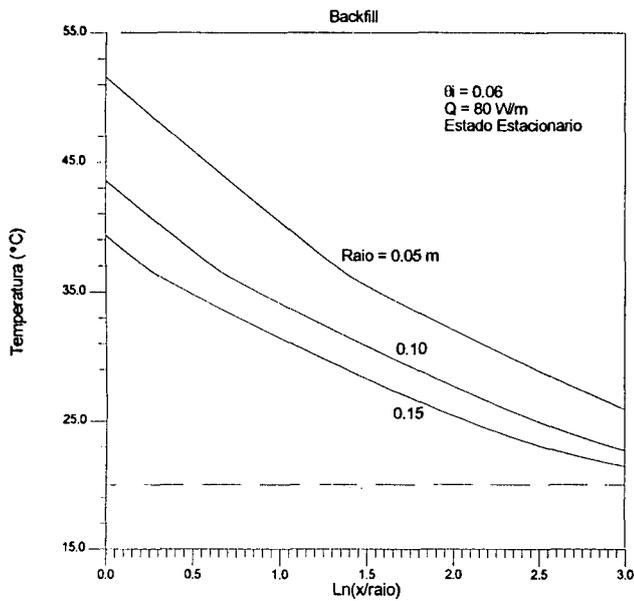


Fig. 7.111(a)

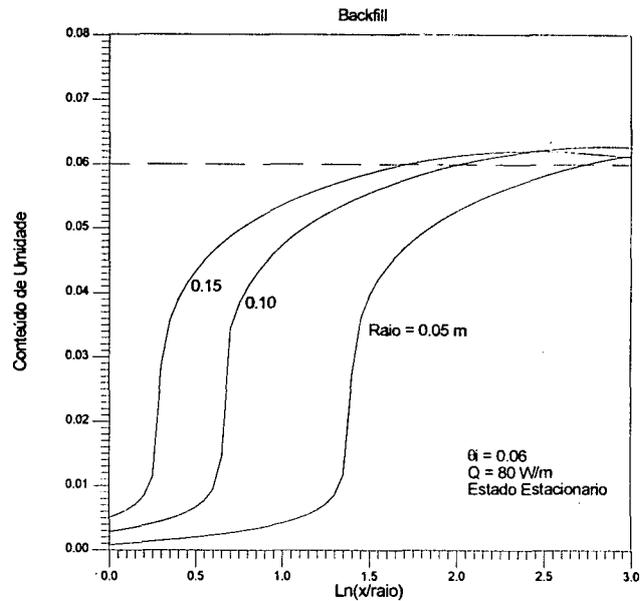


Fig. 7.111(b)

7.3.3 Solo Úmido

O conteúdo de inicial de umidade neste caso é de 0,12, o que representa uma saturação de 45%.

As Figs. 7.112-7.117 apresentam as curvas de temperatura no cabo em função do tempo. Observa-se, semelhantemente ao que ocorreu nos casos do solo aluvião arenoso, que os patamares de temperatura estão bem definidos para as potências mais baixas. Salienta-se, novamente, a diferença de escala no eixo das ordenadas entre os gráficos que apresentam a potência e o raio do cabo como parâmetro de curva. A comparação entre estes gráficos e os equivalentes para o solo aluvião arenoso, Figs. 7.61-7.68, revela que, para solos úmidos, não se tem diferença significativa nos processos de aquecimento do solo para os dois materiais utilizados. A transferência de calor, neste caso, ocorre predominantemente na água presente nos poros e a diferença nas propriedades termofísicas dos materiais tem pouca contribuição no processo de transferência de calor.

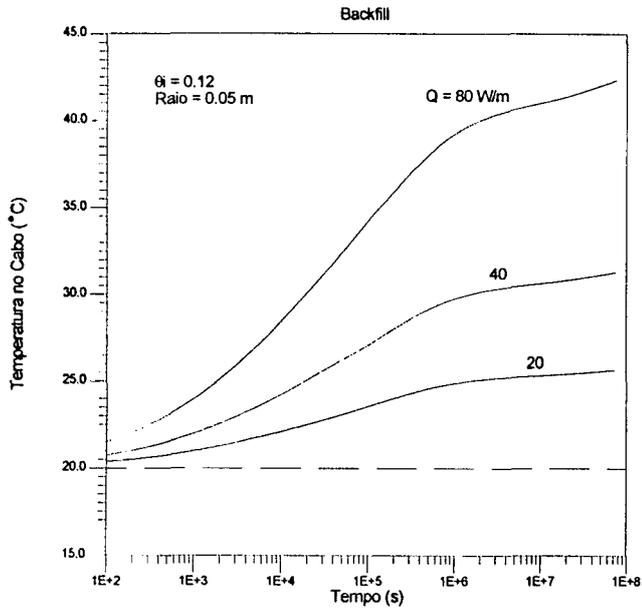


Fig. 7.112

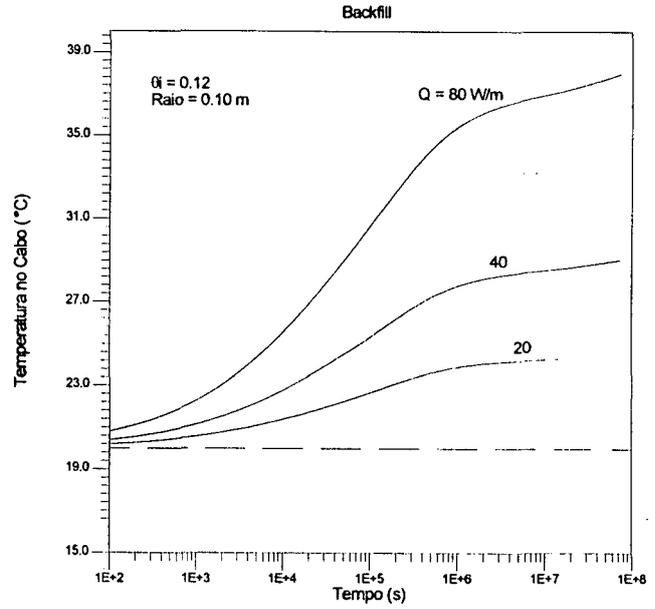


Fig. 7.113

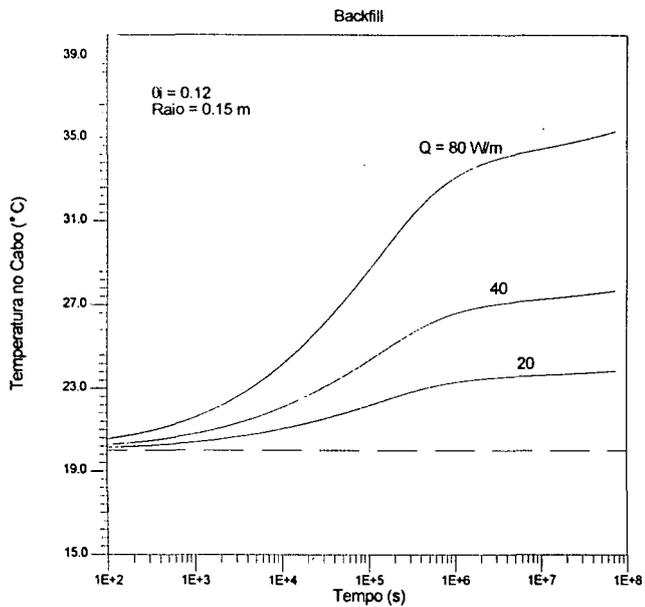


Fig. 7.114

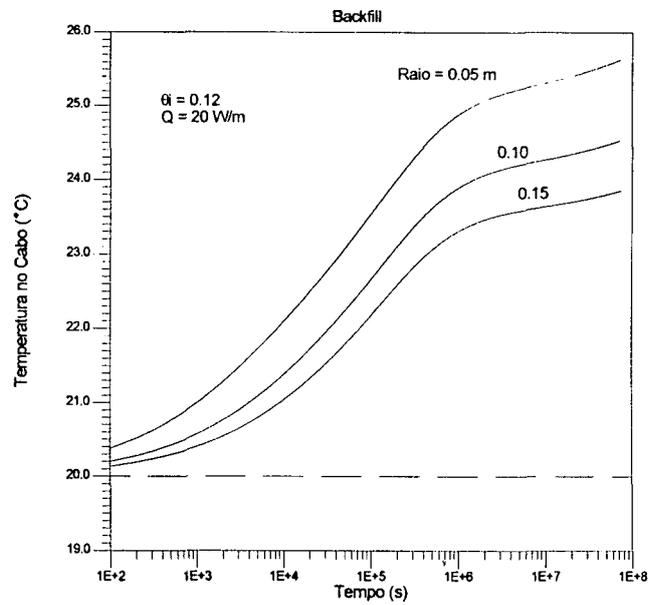


Fig. 7.115

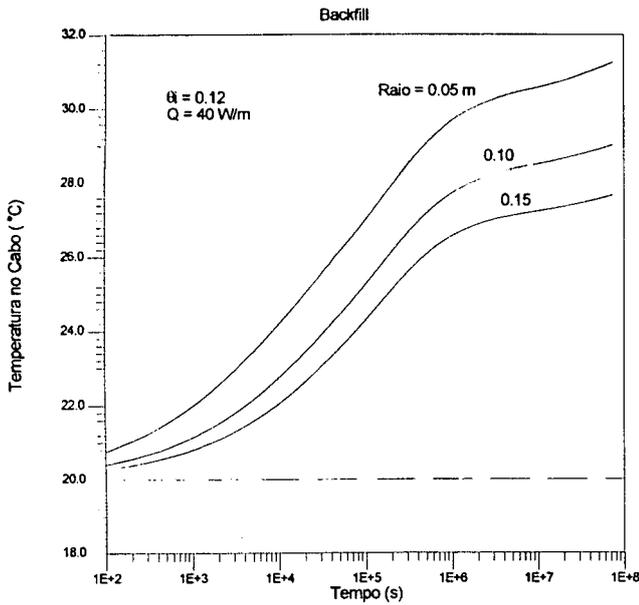


Fig. 7.116

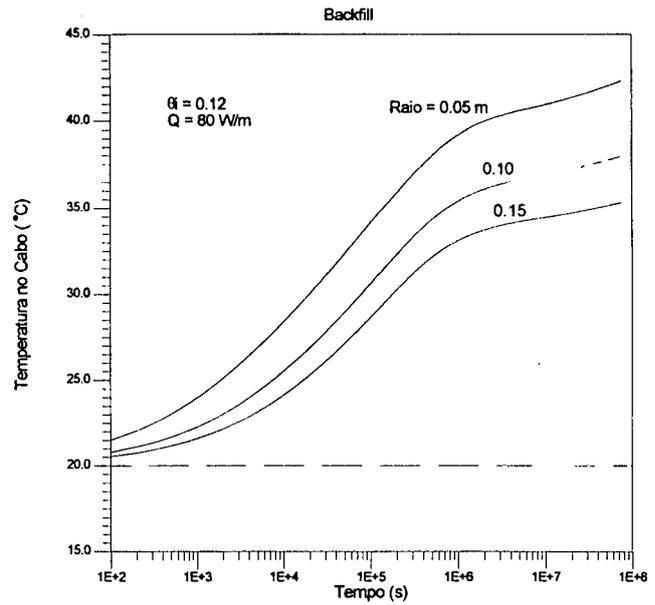


Fig. 7.117

O conteúdo de umidade na superfície adjacente ao cabo em função do tempo está apresentado nas Figs. 7.118-7.121. Para o caso das figuras com o raio do cabo como parâmetro de curva, as curvas para as potências de 20 e 40 W/m são praticamente coincidentes. Desta forma, é mostrado apenas o caso de $Q = 80 \text{ W/m}$, Fig. 7.121. A análise destas figuras revela que não ocorre uma variação significativa no conteúdo de umidade para as diferentes situações investigadas. O conteúdo de umidade decresce de 0,12 até, no máximo, 0,08, aproximadamente, não atingindo, assim, o ponto de transição entre os estados funicular e pendular.

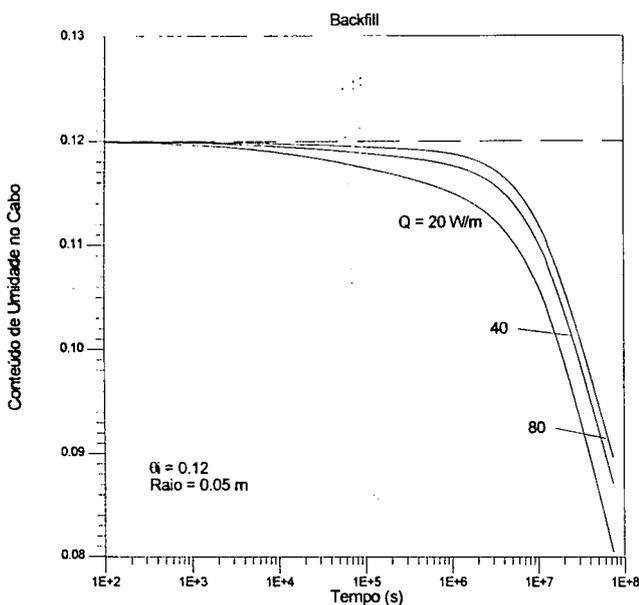


Fig. 7.118

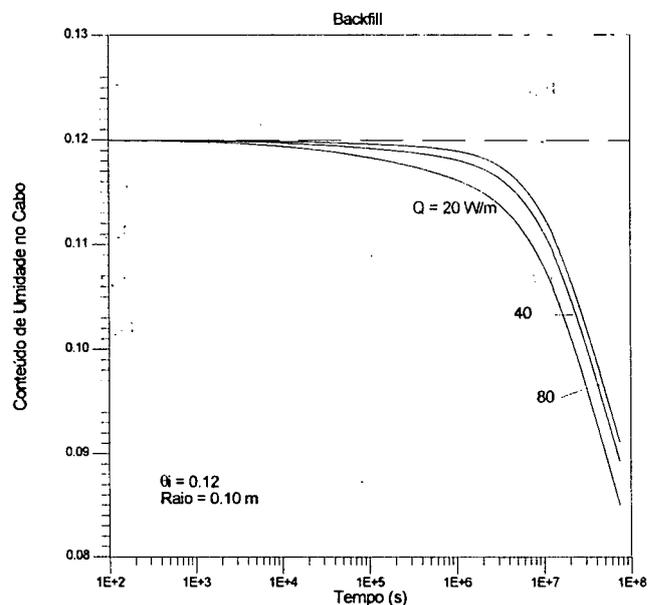


Fig. 7.119

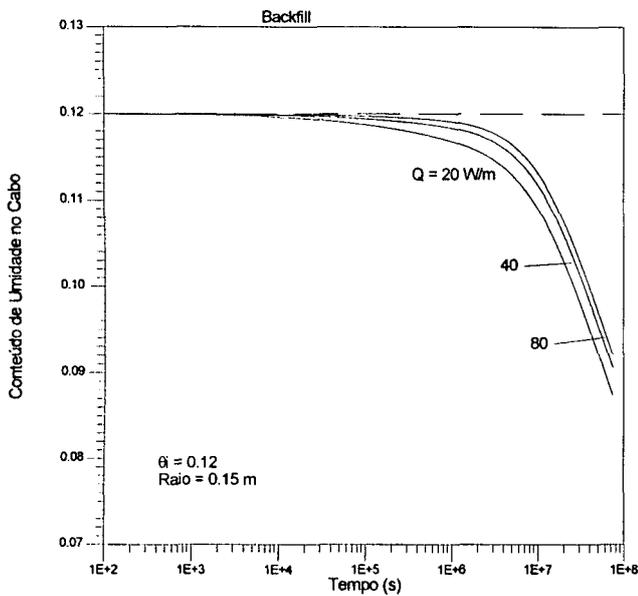


Fig. 7.120

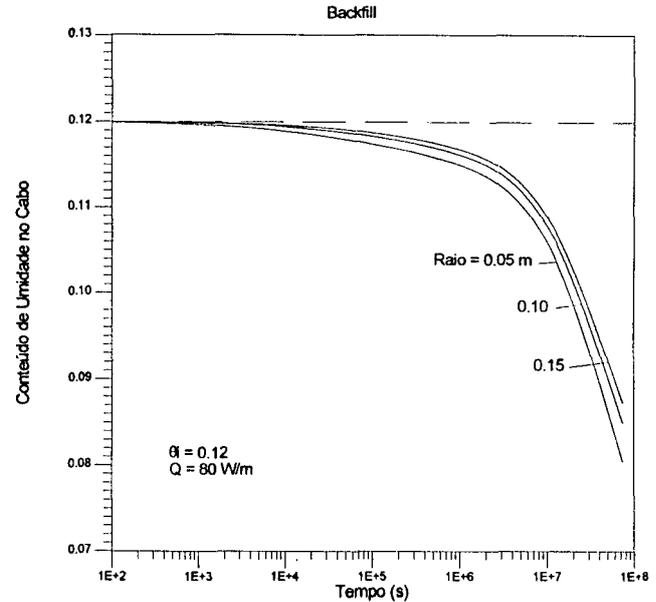


Fig. 7.121

As figuras que contêm as distribuições de temperatura e conteúdo de umidade são muito semelhantes entre si e, sendo assim, são mostradas apenas para o caso do raio igual a 0,05 m, nas Figs. 7.122-7.124. As distribuições de temperatura (a) apresentam um comportamento idêntico aos outros casos discutidos anteriormente. O ponto de transição da continuidade da fase líquida não é atingido, não ocorrendo assim alteração na inclinação das curvas e as mesmas tendem a se linearizar para tempos maiores. As distribuições de conteúdo de umidade (b), semelhantemente ao que ocorreu com o solo aluvião arenoso, são praticamente constantes indicando a pouca influência da temperatura no processo de migração de umidade.

Finalmente são mostrados as distribuições de temperatura e conteúdo de umidade referentes à situação de regime estacionário na Fig. 7.125 para a temperatura (a) e conteúdo de umidade (b). As distribuições de temperatura são lineares e as distribuições de umidade são praticamente constantes e apresentam apenas uma pequena diferença para cada uma das situações investigadas no presente trabalho.

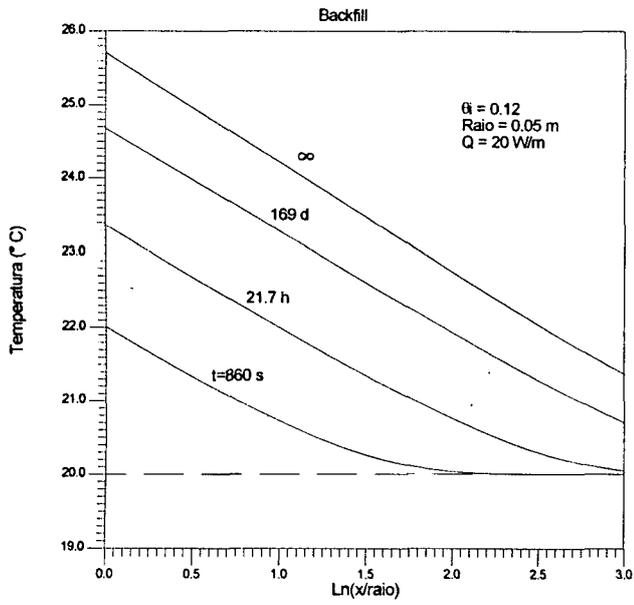


Fig. 7.122(a)

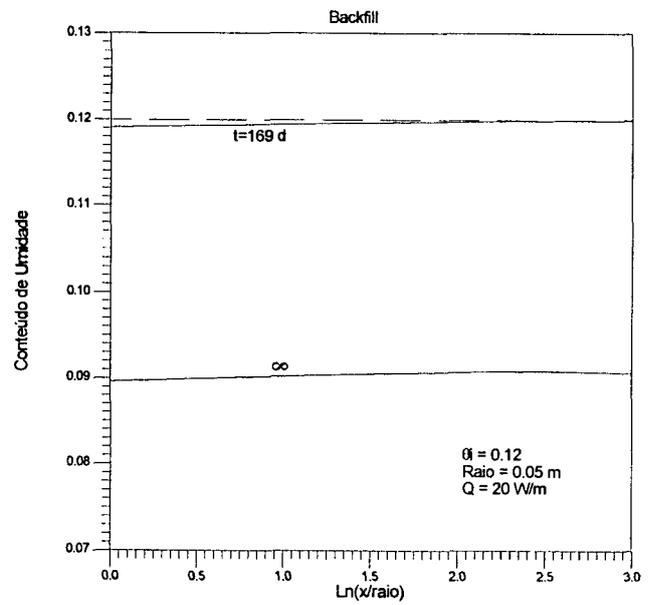


Fig. 7.122(b)

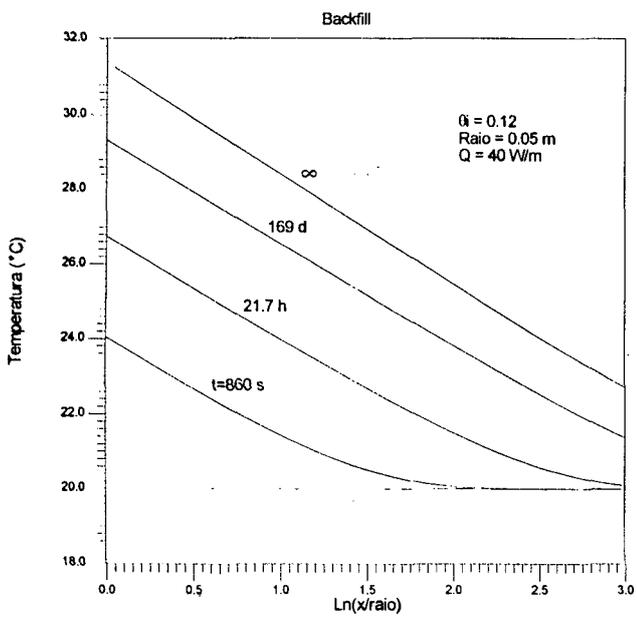


Fig. 7.123(a)

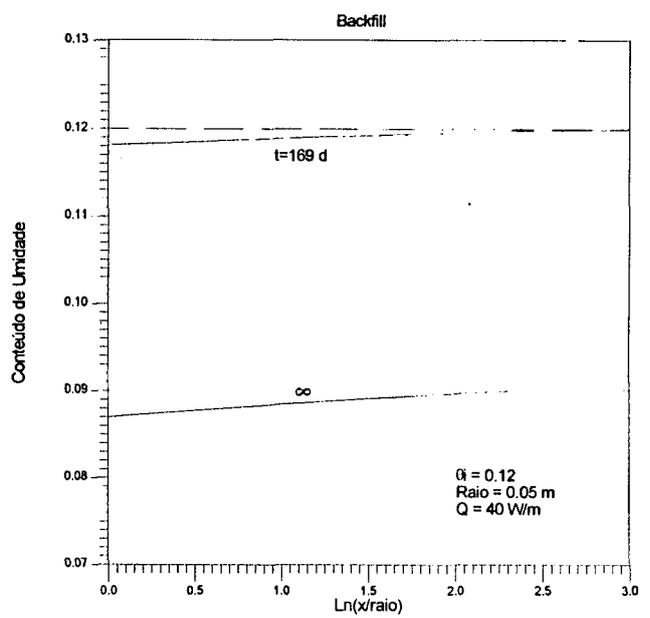


Fig. 7.123(b)

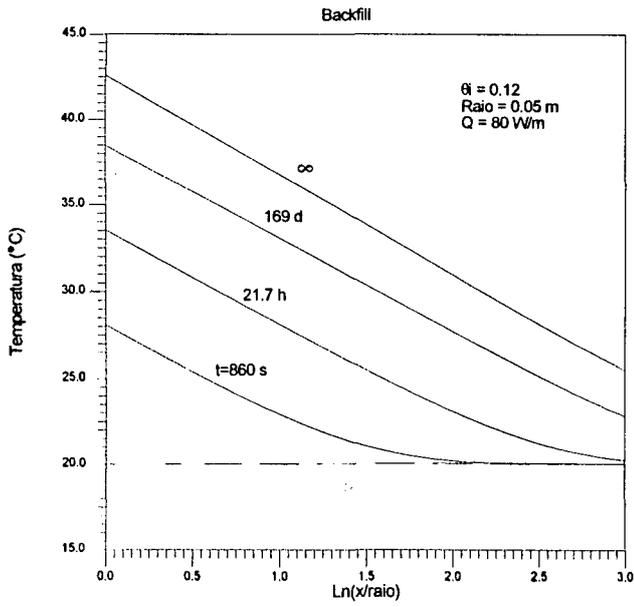


Fig. 7.124(a)

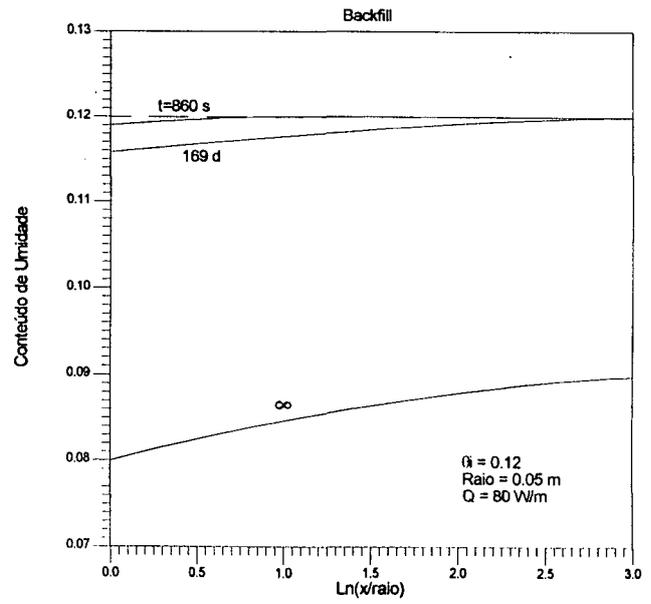


Fig. 7.124(b)

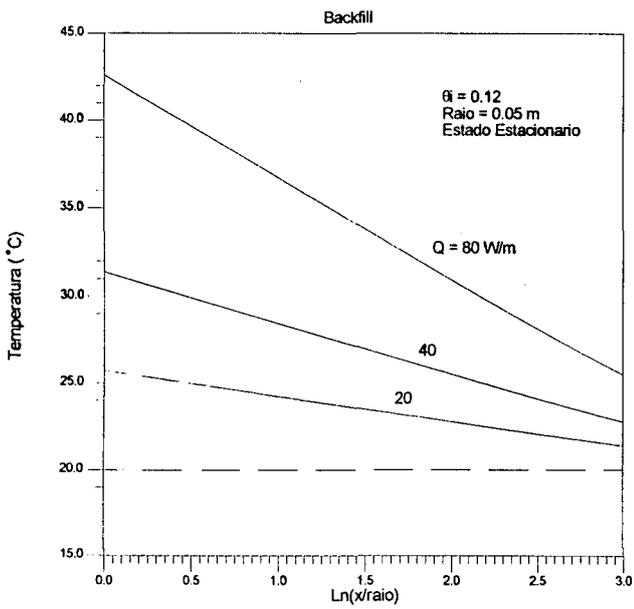


Fig. 7.125(a)

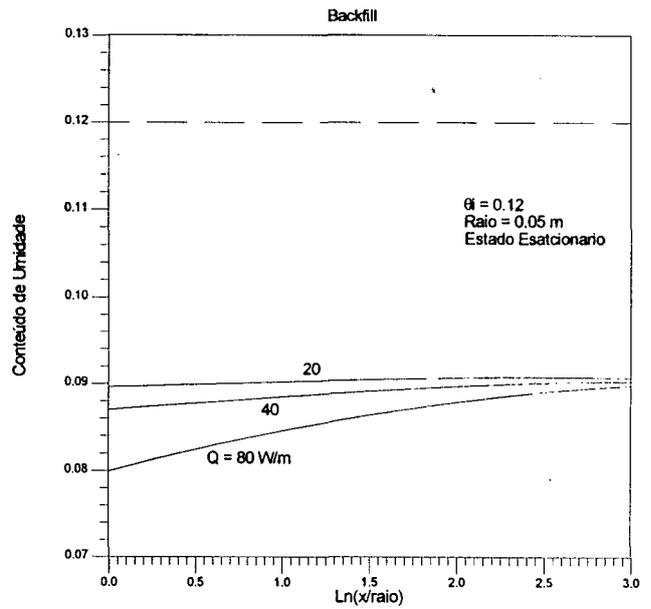


Fig. 7.125(b)

7.4 Situações com Diferentes Profundidades de Aterramento

A fim de se investigar a influência da profundidade de aterramento do cabo no processo de transferência de calor e migração de umidade no solo que o envolve além da profundidade de 1 m, foram simuladas também situações com profundidades de 2 e de 100 m. Para o primeiro caso, somente a situação com $Q = 40 \text{ W/m}$ e $r = 0,05 \text{ m}$ foi investigada. Para a profundidade do cabo tendendo a infinito analisou-se as situações com $r = 0,05 \text{ m}$ para as três potências dissipadas pelo cabo. Vale salientar que quando a dimensão da profundidade do cabo em coordenadas bicilíndricas torna-se muito grande tem-se uma situação unidimensional, com a variação no perfil de temperatura e conteúdo de umidade somente na direção radial.

Em todos os casos que serão apresentados a seguir, o material de aterramento é o aluvião arenoso e o conteúdo inicial de umidade é igual ao conteúdo intermediário, 0,15.

A Fig. 7.126 apresenta a temperatura no cabo em função do tempo para a potência de 40 W/m e raio do cabo igual a $0,05 \text{ m}$, tendo a profundidade do cabo como parâmetro de curva. A análise desta figura revela que para tempos pequenos não há influência da profundidade no processo de aquecimento; à medida que o tempo passa, contudo, tem-se um aumento na temperatura do cabo que é tanto maior quanto maior a profundidade. Com efeito, no início do processo de aquecimento, a presença da fronteira relativa à superfície do meio ambiente não é "sentida" pela região mais próxima ao cabo. Para tempos maiores, a frente de aquecimento avança para longe do cabo e passa a sofrer a influência do contorno externo. Para o caso da profundidade igual a 100 m , não há fronteira externa e a temperatura no cabo aumenta indefinidamente. Para o caso com profundidade igual a 2 m , tem-se a temperatura no cabo maior do que aquela correspondente à profundidade de 1 m , mas há a tendência de que o regime estacionário seja atingido.

A Fig. 7.127 apresenta os valores do conteúdo de umidade na superfície adjacente ao cabo em função do tempo para as três profundidades. Observa-se que ocorre uma pequena diferença entre as curvas, para tempos maiores, fazendo com que o solo que envolve o cabo que tem maior profundidade atinja a situação de secagem total com menor tempo, pelas mesmas razões discutidas anteriormente.

A Fig. 7.128 mostra a temperatura no cabo em função do tempo para as três potências dissipadas e para a profundidade de 100 m , linhas cheias; e de 1 m , linhas tracejadas. A comparação entre as curvas revela igualmente que o processo de aquecimento do solo quando a profundidade do cabo tende a infinito continua indefinidamente, não ocorrendo os patamares de temperatura presente na curva correspondente à profundidade de 1 m .

A Fig. 7.129 ilustra o conteúdo de umidade no cabo em função do tempo e das potências dissipadas para a profundidade de aterramento de 100 m , linhas cheias, e de 1 m , linha tracejada. Observa-se a diferença entre as curvas para tempos maiores, e que a secagem do solo ocorre mais cedo para a maior profundidade.

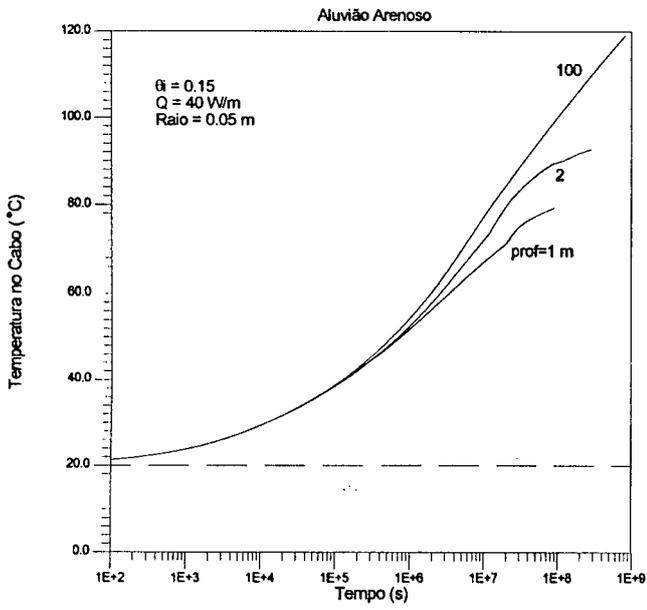


Fig. 7.126

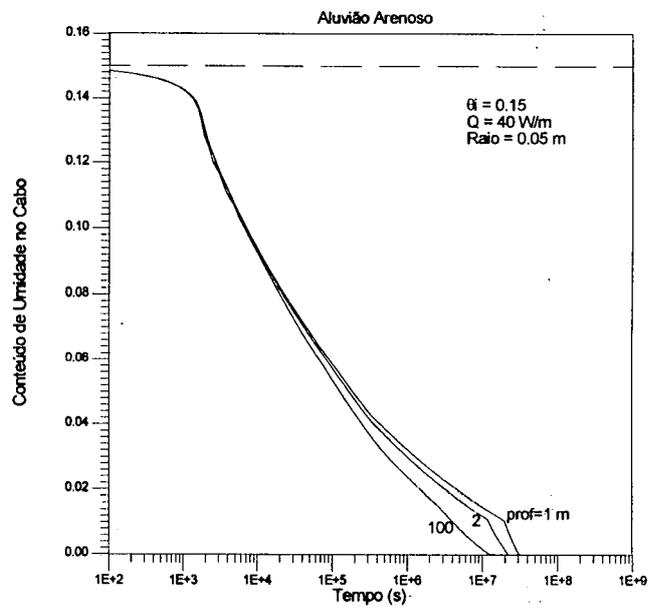


Fig. 7.127

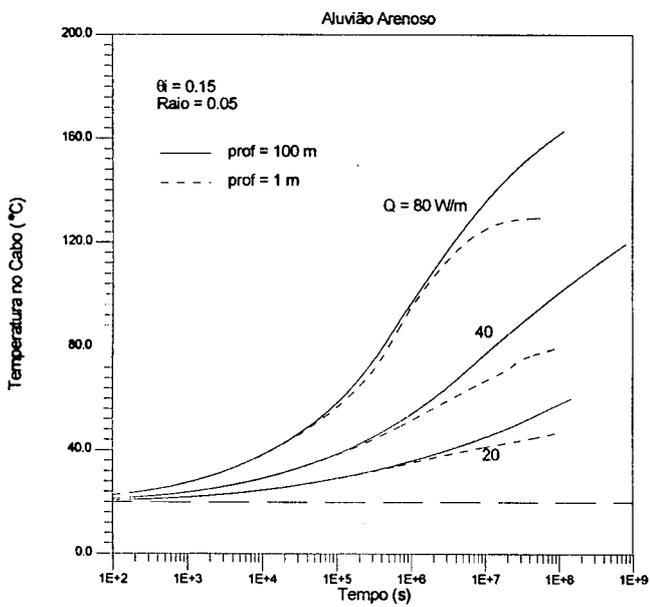


Fig. 7.128

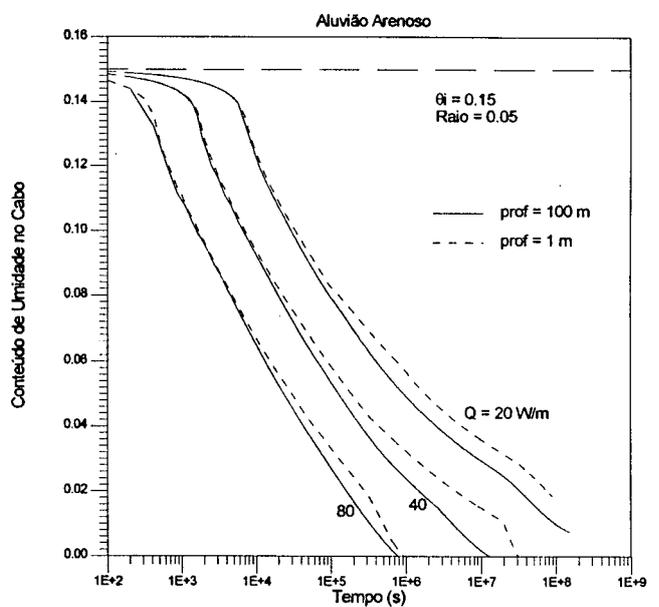


Fig. 7.129

As distribuições de temperatura (a) e conteúdo de umidade (b) para as três profundidades investigadas estão apresentadas nas Figs. 7.130-7.132. Vale salientar que as escalas dos eixos é a mesma em todas as figuras, facilitando, assim, a comparação entre elas. As curvas apresentam os pontos de variação na inclinação indicando que o ponto onde deixa de existir continuidade na fase líquida é atingido. Para tempos pequenos, as curvas das três profundidades são praticamente as mesmas, mas passa a ocorrer uma mudança significativa para tempos maiores. As distribuições de umidade (b) evidenciam esta característica. Na curva correspondente ao tempo infinito, para a profundidade de 100 m, tem-se um conteúdo de umidade muito baixo, mesmo para grandes distâncias x , indicando a intensidade do processo de migração de umidade decorrente do forte processo de aquecimento. Neste caso não é possível observar a região onde ocorre acúmulo de líquido além do conteúdo inicial, como nas demais curvas.

Finalmente são apresentadas, na Fig. 7.133, as curvas de distribuição correspondentes à situação de regime estacionário para as diferentes profundidades. As distribuições de temperatura (a) são lineares e apenas na curva correspondente à profundidade de 1 m é possível verificar a passagem do ponto de transição. Nas demais curvas, este ponto está além da máxima distância marcada no eixo das abcissas. Tal fato pode ser observado também nas curvas de distribuição de umidade (b) onde tem-se a queda abrupta da umidade ocorrendo dentro da escala do gráfico somente para a situação de profundidade igual a 1 m.

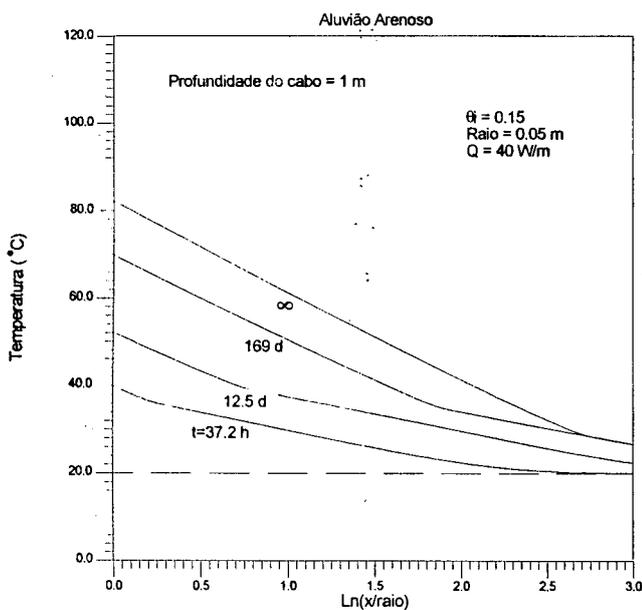


Fig. 7.130(a)

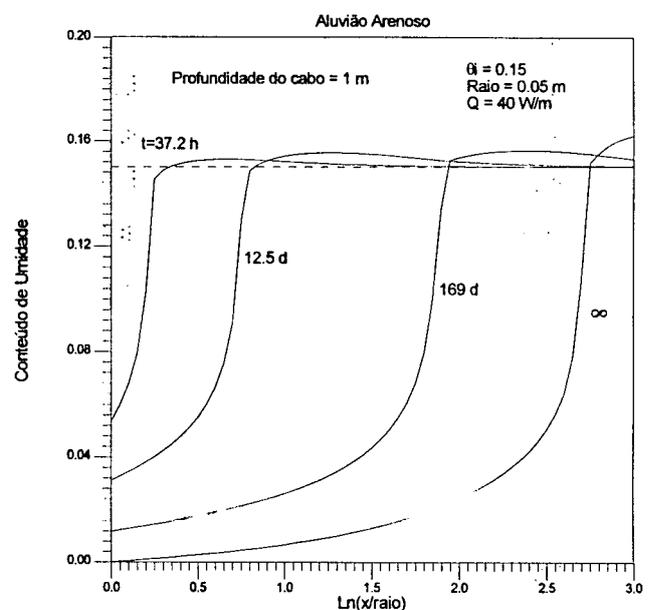


Fig. 7.130(b)

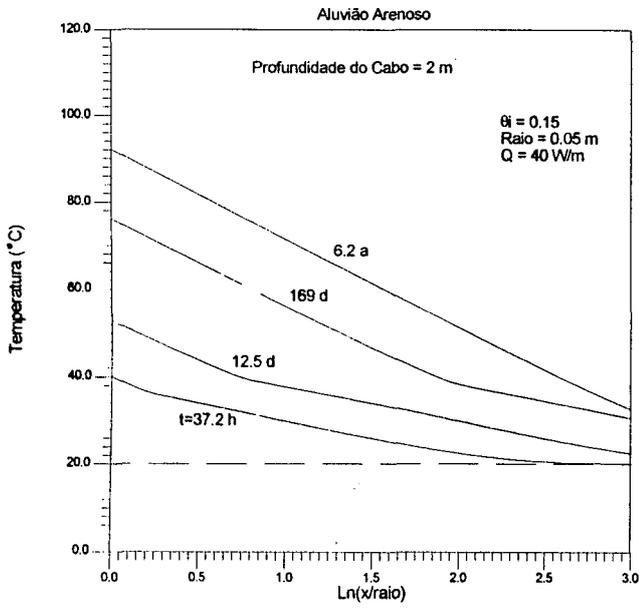


Fig. 7.131(a)

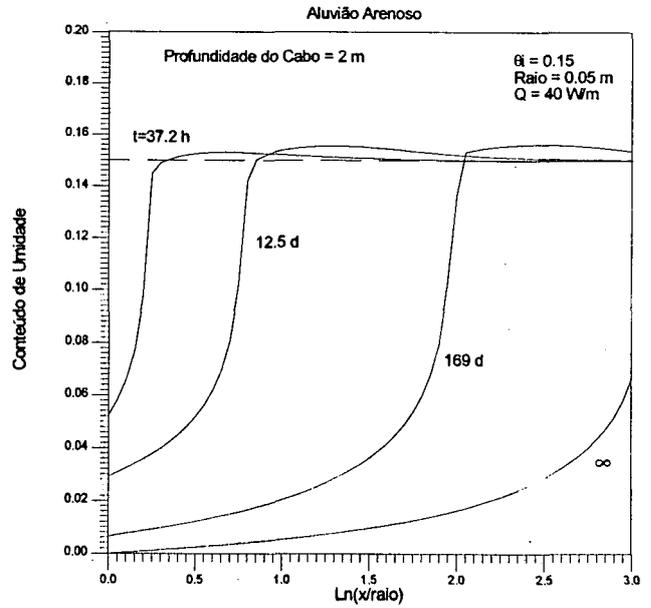


Fig. 7.131(b)

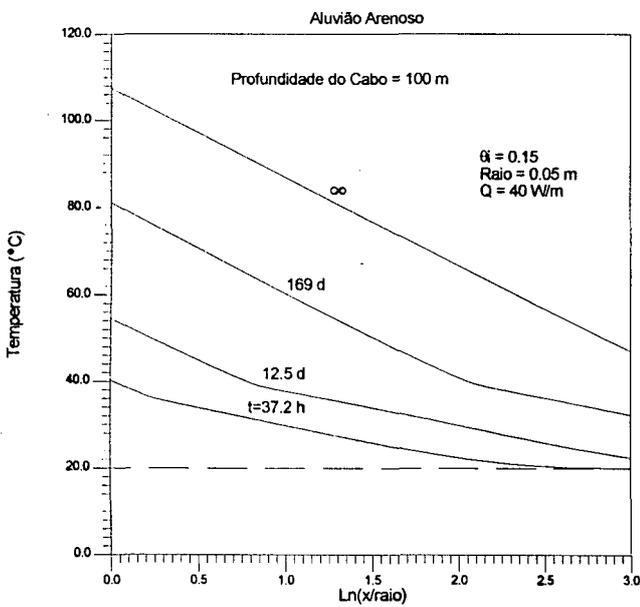


Fig. 7.132(a)

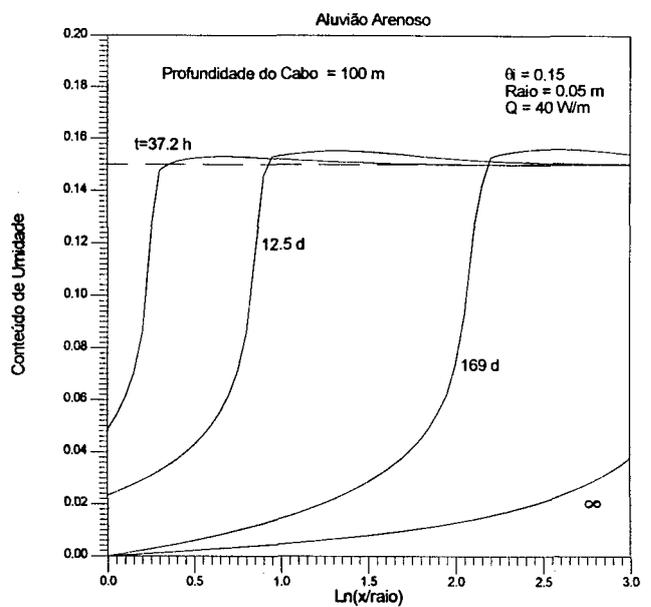


Fig. 7.132(b)

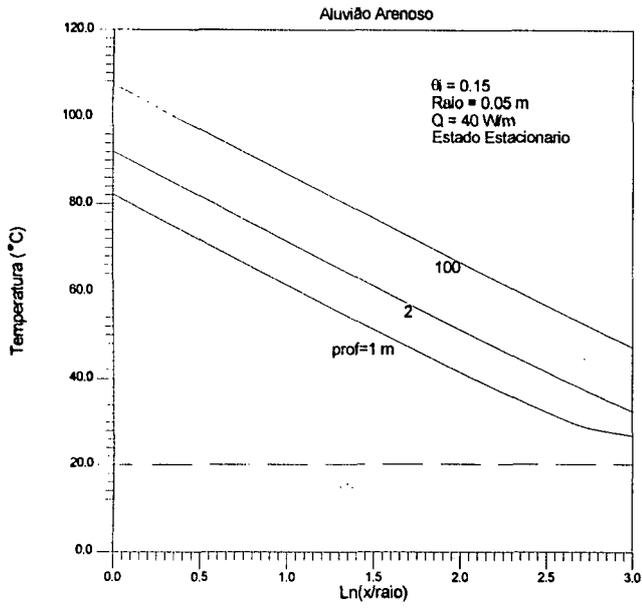


Fig. 7.133(a)

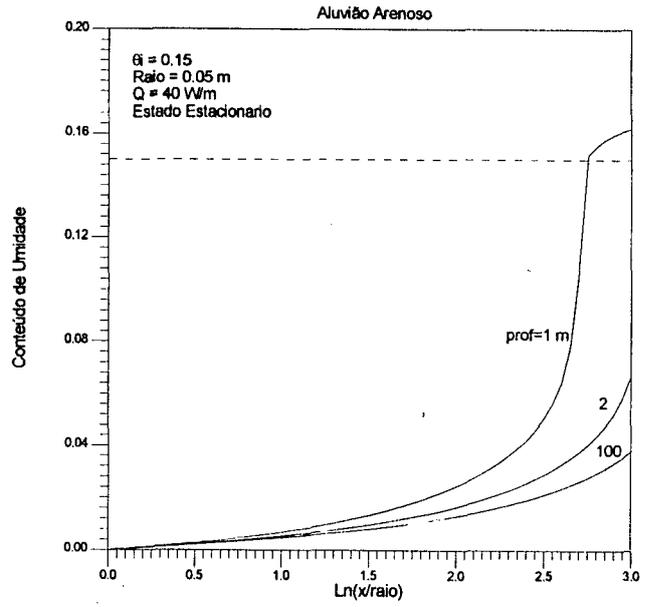


Fig. 7.133(b)

CONCLUSÕES

O presente trabalho analisou o fenômeno da transferência simultânea de calor com migração de umidade em solos que envolvem cabos de potência aterrados. A análise exata deste fenômeno é de fundamental importância para o projeto destes cabos, pois é através dela que se prevê os processos de secagem evitando assim a eventual danificação do cabo, caso a temperatura do solo atinja um determinado valor limite.

Este processo envolve o transporte de calor e umidade (na forma líquida e na forma vapor) em meios porosos insaturados e foi descrito matematicamente utilizando o modelo de Philip e De Vries. As equações assim obtidas trazem explicitamente as influências combinadas dos gradientes de temperatura e conteúdo de umidade em ambos os processos de transferência de calor e de massa. As difusividades características deste modelo são funções de algumas propriedades que são próprias de cada meio poroso analisado. Estas propriedades são a condutividade térmica efetiva, o potencial de sucção e a permeabilidade relativa. A fim de que se possa analisar o fenômeno em consideração é necessário que se conheça as expressões que relacionam as propriedades do meio com o conteúdo de umidade e a temperatura.

O objetivo deste trabalho foi investigar os processos de secagem para dois tipos de solos que são utilizados no reaterramento de cabos de potência, um natural, denominado aluvião arenoso e outro artificial, denominado backfill. As propriedades do aluvião arenoso estão disponíveis na literatura. Para o backfill, determinou-se experimentalmente a expressão que relaciona o potencial de sucção do solo com o conteúdo de umidade e apresentou-se os métodos utilizados para a determinação das outras duas propriedades.

As expressões obtidas foram então utilizadas no modelo matemático de tal forma que todas as propriedades difusivas e termofísicas do meio pudessem ser avaliadas em função da temperatura e do conteúdo de umidade do solo. As equações diferenciais governantes do problema, equação da conservação da energia e equação da conservação da massa foram resolvidas numericamente utilizando a técnica dos volumes finitos.

A geometria investigada simula a situação real de um cabo aterrado e, para integração das equações diferenciais, coordenadas bicilíndricas foram utilizadas. A variação dos parâmetros raio do cabo e potência dissipada utilizada no presente trabalho fornece uma ampla faixa de operação de situações reaterramento. Também variou-se o conteúdo inicial de umidade do solo, desde solos secos até solos quase saturados de umidade.

Do procedimento experimental utilizado para determinar a curva de potencial de sucção versus conteúdo de umidade, utilizando uma câmara de sucção, conclui-se que por ser um material não uniforme, composto por partículas muito pequenas e outras muito grandes, o backfill não se adapta integralmente a este método de medição. É possível obter a curva de potencial de sucção até pressões menores do que a pressão de borbulhamento do filtro utilizado como barreira capilar. Esta pressão, no entanto, está abaixo da pressão necessária para que o backfill atinja o conteúdo irreduzível de umidade. Foi necessário fazer estimativas a fim de se determinar os pontos de equilíbrio para baixos conteúdos de umidade. Acredita-se contudo que o método apresentado seja eficiente caso se tenha uma barreira capilar capaz de suportar pressões da ordem de 5 bar.

O modelo numérico utilizado apresentou problemas de divergência numérica. Problemas desta natureza são extensivamente citados em trabalhos que simulam o processo de transferência de calor e massa em meios porosos não saturados e são decorrentes da grande variação de algumas propriedades do meio em determinadas regiões de conteúdo de umidade. As tentativas de refinamento de malha e diminuição do intervalo de tempo não resolveram os problemas de divergência. A alternativa que efetivamente solucionou estes problemas consistiu em reescrever a equação da conservação da umidade fazendo uso de termos fontes.

Para a análise dos resultados variou-se o raio do cabo em 0,05, 0,10 e 0,15 m. A potência dissipada pelo cabo teve valores de 20, 40 e 80 W/m. O conteúdo de umidade inicial dos dois solos utilizados teve 3 valores distintos, solo seco, solo com conteúdo de umidade intermediário e solo úmido.

A análise dos casos simulados revelou que o solo natural (aluvião arenoso) sofre um processo de aquecimento muito intenso, chegando a atingir temperaturas próximas a 160 °C para os casos de aquecimento mais crítico. Para este solo, somente para os casos onde a potência dissipada pelo cabo foi de 20 W/m não ocorre a secagem completa do solo na região próxima ao cabo. Para os demais casos a secagem ocorre, mesmo que em alguns casos não se tenha simulado até este ponto devido ao excessivo tempo computacional. Nas distribuições de temperatura e de conteúdo de umidade observa-se claramente o avanço da frente de secagem e de aquecimento e a passagem pelo ponto de conteúdo de umidade onde deixa de existir continuidade na fase líquida.

Ainda para o solo aluvião arenoso úmido, observou-se que os valores do conteúdo de umidade adjacente à superfície do cabo são poucos influenciados pelos parâmetros de operação, raio do cabo e potência dissipada. Além disto, as distribuições de umidade tendem a ser uniformes, indicando que o processo de migração de umidade é pouco intenso.

Pela análise dos resultados obtidos para o solo artificial, conclui-se, através da comparação com os resultados obtidos para o aluvião arenoso, que efetivamente este é um material que se presta ao aterramento de cabos de potências. Mantidos os mesmos parâmetros, o processo de aquecimento foi muito menos intenso. A secagem do solo ocorre somente para os dois casos mais críticos, raio do cabo igual a 0,05 e 0,010 m, quando a potência dissipada é igual a 80 W/m. Para solos úmidos observa-se, até com mais intensidade do que para o solo aluvião arenoso, que os valores de umidade junto ao cabo são pouco influenciadas pela variação dos parâmetros de operação.

Os resultados obtidos para o aluvião arenoso confirmam plenamente a teoria de Hartley que relaciona o tempo necessário até que a secagem completa do solo seja atingida com o diâmetro do cabo.

A análise de alguns casos onde variou-se a profundidade do cabo mostram que para tempos pequenos, os valores de temperatura e conteúdo de umidade junto ao cabo são praticamente os mesmos, independentemente da profundidade do cabo. À medida que o tempo evolui as variações entre estes valores tendem a ser maiores, sendo que o processo de aquecimento é mais intenso quanto maior a profundidade do cabo. Simular um cabo aterrado considerando geometria polar conduz a valores maiores de temperatura e a valores mais baixos de conteúdo de umidade próxima ao cabo.

A utilização da metodologia numérica usada no presente trabalho estendida para a situação de três cabos aterrados é a continuação natural deste trabalho. Além disto, outras condições de contorno podem ser utilizadas a fim de tornar o problema físico mais real, como por exemplo, uma condição de umidade de saturação prescrita na superfície externa simulando a ocorrência de chuvas.

REFERÊNCIAS

- ALMEIDA, G. (1986), "Transferência de Calor e Massa em Meios Porosos Não Saturados - Modelos Físicos e Matemáticos", RT-353/106(2), Divisão de Cabos da Pirelli.
- BARTOLLI, J.R.. (1985), "Materiais Artificiais como Solução para Backfill", Partes 1 e 2, RT-353/106(2), Divisão de Cabos da Pirelli.
- BEAR, J., (1972): "Dynamics of Fluids in Porous Media", Dover Publication, INC, New York.
- BLACKWELL, J.H. (1954), "A Transient-Flow Method for Determination of Thermal Constants of Insulating Materials in Bulk", J. Appl. Physics, 2(25), pp. 137-144.
- BRAKELMANN, H., (1984), "Physical Principles and Calculations Methods of Moisture and Heat Transfer in Cable Trenchs", VDE-VERLAG, Berlim, ETZ- Report 7.
- BUCKINGHAM, E., (1907), "Studies in the movement of soil moisture", U.S Dept. Agr. Bur. Soils Bull., 38, Washington, pp. 29-61.
- CARY, J.W.; TAYLOR, S.A. (1962a), "The Interaction of the Simultaneous Diffusion of Heat and Water Vapor", Soil Sci. Soc. Amer. Proc., vol. 26, pp. 413-416.
- CARY, J.W.; TAYLOR, S.A. (1962b), "Thermally Driven Liquid and Vapor Phase Transfer of Water and Energy in Soil", Soil Sci. Soc. Amer. Proc., vol. 26, pp. 417-420.
- CARY, J.W. (1963), "Onsager's Relations and the Nonisothermal Diffusion of Water Vapor", J. Phys. Chem., vol. 67, pp. 126-129.
- CARY, J.W. (1966), "Soil Moisture Transport due to Thermal Gradients: Predictal Aspects", Soil Amer. Proc., vol. 30, pp. 428-433.
- CHATZIS, I.; DULLIEN, F.A.L. (1977), "Modelling Pore Structure by 2-D and 3-D Networks with Applications to Sandstones", J. of Can. Petr. Technol., vol. 16, pp. 97-108.
- CHATZIS, I.; DULLIEN, F.A.L. (1982), "Mise en Ouvre de la Théorie de la Percolation pour Modéliser le Drainage des Milieux Poreux et la Permeabilité Relative au Liquide Non Moillant Injecté", Reveu de L'Institut Français da Petrole, vol. 37, N° 2, pp. 183-204.
- CHAVES, C.A.; TREVISAN, O.V. (1990), "Solução Perturbativa da Convecção Duplamente Difusiva sobre um Cilindro Enterrado", Anais do III Encontro Nacional de Ciências Térmicas, Itapema, SC, pp. 607-612.

CHAVES, C.A.; TREVISAN, O.V. (1992), "Convecção Natural Duplamente Difusiva em torno de um Cilindro Enterrado num Meio Poroso Saturado", Anais do IV Encontro Nacional de Ciências Térmicas, Rio de Janeiro, RJ, pp. 371-374.

CHILDS, E.C.; COLLIS-GEORGE, N. (1950), "The Permeability of Porous Materials", Proc. Roy. Soc., vol. 201A, pp. 392-405.

CHRISTIANSEN, J.E., FIREMAN, M., ALLISON, L.E. (1945), "Displacement of Soil Air by CO₂ for Permeability Tests", Soil Science, vol. 59, pp. 355-360.

COUVILLION, R.J. (1981), "Heat and Mass Transfer in a Semi-Infinite Moist Soil with a Drying Front Present", Ph.D. Thesis, Georgia Institute of Technology, School of Mechanical Engineering.

CRAUSSE, P. (1982), "Etude Fondamentale des Transferts Couplés de Chaleur et d'Humidité en Milieu Poreux non Saturé", These d'Etat, Institut National National Polytechnique de Toulouse.

CRAUSEE, P.; BACON, G.; BORIES, S. (1987), "Etude Fondamentale des Transferts Couples Chaleur-Masse em Millieu Poreux", Int. J. Heat Mass Transfer, vol. 24, N° 6, pp. 991-1004.

DAMASCENO FERREIRA, L.S. (1987), "Migração de Umidade Causada por Gradientes Térmicos entre Duas Fronteiras Impermeáveis Contendo um Meio Poroso Não Saturado", Dissertação de Mestrado, Universidade Federal de Santa Catarina.

DAMASCENO FERREIRA, L.S.; PRATA, A.T. (1989), "Evaluation of a Parametric Model for Heat and Mass Transfer in Unsaturated Porous Media", Multi-Phase Transport & Particulate Phenomena, vol. 1, Edited by T. Nejat Veziroglu, Hemisphere Publishing Corporation, New York.

DAMASCENO FERREIRA, L.S.; PRATA, A.T. (1990), "Moisture Migration near a Heated Cillinder Bounded by a Moist Soil", Anais do III Encontro Nacional de Ciências Térmicas, Itapema, SC, pp. 613-618.

DARCY, H. (1856), "Les Fontaines Publiques de la Ville de Dijon", Dalmont, Paris.

DE VRIES, D.A. (1958), "Simultaneous Transfer of Heat and Moisture in Porous Media", Transfer. Am. Geophys. Union, vol. 39, pp. 909-916.

DE VRIES, D.A. (1975), "Heat Transfer in Soils", Heat and Mass Transfer in Biosphere, pp. 5-28, Scripta, Washington.

DE VRIES, D.A. (1963), "Thermal properties of soils", Physics of Plant Environment, Van Wikj W.R., ed., North-Holland Publishing Co., Amsterdam.

DE VRIES, D.A., (1987), "The Theory of Heat and Moisture Transfer in Porous Media Revisited", Int. J. Heat Mass Transfer, vol. 30, N- 7, pp. 1343-1350.

DE VRIES, D.A. e PECK, A.J. (1958), "On the Cylindrical Probe Method of Measuring Thermal Conductivity with Special Reference Soils", Australian J. of Physics, vol. 2, n° 2, pp. 255-271.

DONAZZI, F., OCCHINI, E., SEPPI, A. (1979), "Soil Thermal and Hydrological Characteristics in Designing Underground Cables", Proc.IEE, vol. 126, pp. 506-516.

DOOD, C. G.; KIEL, O.G. (1959), "Evaluation of Monte Carlo Methods in Studying Fluid-Fluid Displacement and Wettability in Porous Rocks", Journal Physics Chem., vol. 63, pp. 1664-16652.

DULLIEN, F.A.L. (1979), "Porous Media: Fluid Transport and Pore Structure", Academic Press, INC, New York.

ECKERT, E.R.G.; FAGHRI, M. (1980), "A General Analysis of Moisture Migration Caused by Temperature Difference in an Unsaturated Porous Medium", Int. J. Heat and Mass Transfer, vol. 23, pp. 1613-1623.

ECKERT, E.R.G.; FAGHRI, M. (1986), "A Parametric Analysis of Moisture Migration in an Unsaturated Porous Slab Caused by Convective Heat and Mass Transfer", *Warme-Stoffbertrag.* vol. 20, pp. 77-87.

EDLEFSEN, N.E.; ANDERSON, A.B.C. (1943), "Thermodynamics of Soil Moisture, *Hilgardia*, vol. 15, pp. 31-298.

EWEN, J. (1988), "Thermal Instability in Gently Heated Unsaturated Sand", Int. J. Heat Mass Transfer, vol. 31, N- 8, pp. 1701-1710.

EWEN, J. (1990), "Susceptibility to Drying of Unsaturated Soil near Warm Impermeable Surfaces", vol. 33, N- 2, pp. 359-366.

FATT, I. (1956a), "The Network Model of Porous Media I: Capillary Pressure Characteristics", Trans. AIME, Petroleum Division vol. 207, pp. 144-159.

FATT, I. (1956b), "The Network Model of Porous Media II: Dynamics Properties of a Single Size Tube Network", Trans AIME, Petroleum Division, vol. 207, pp. 160-163.

FATT, I. (1956c), "The Network Model of Porous Media III: Dynamics Properties of Networks with Tube Radius Distributions", Trans. AIME, Petroleum Division, vol. 207, pp. 164-181.

FERNANDES, C.P. (1990), "Estudo dos Processos de Condensação e Migração de Umidade em Meios Porosos Consolidados. Análise de uma Argamassa de Cal e Cimento", Dissertação de Mestrado, Universidade Federal de Santa Catarina.

GROENVELD, G.J., SNIJDERS, A.L., KOOPMANS, G., VERMEER, J. (1984), "Improvement Method to Calculate the Critical Conditions for Drying-Out Sandy Soils Around Power Cables", Proc. IEE, vol. 131, parte C, N- 2.

HAINES, W.B. (1930), "Studies in the Physical Properties of Soils", J. Agric. Sci., vol. 20, pp. 97-116.

HARTLEY, J.G., COUVILLION, R.J. (1981), "Drying Front Movement Near Low-Intensity, Impermeable Underground Heat Sources", J. Heat Transfer, vol. 108, pp. 182-189.

HARTLEY, J.G. (1977), "An Analysis of Thermal Stability of the Soil Environment of Underground Electric Cables", Ph.D. Thesis, Georgia Institute of Technology, School of Mechanical Engineering.

HARTLEY, J.G.; BLACK, W. (1981), "Transient Simultaneous Heat and Mass Transfer in Moist, Unsaturated Soils", *J. Heat Transfer*, vol. 103, pp. 376-382.

HARTLEY, J.G. (1987), "Coupled Heat and Mass Moisture Transfer in Soils: A Review", Chapter 4 de *Advances in Drying*, editado por A.S. Mujumdar, Hemisphere, Washington.

HARTLEY, J.G.; BLACK, W.; BUSH, R.A.; MARTIN JR, M.A. (1982), "Thermal Stability of Soils Adjacent to Underground Transmission Power Cables", Technical Report of Georgia Institute of Technology for EPRI.

HILLEL, D. (1980), "Fundamentals of Soils Physics", Academic Press, New York.

JURY, W.A. (1973), "Simultaneous Transport of Heat and Moisture Through a Medium Sand", Ph.D. Thesis, University of Wisconsin.

JURY, W.A.; LETEY, J. (1979), "Water Movement in Soil: Reconciliation of Theory and Experiment", *Soil Sci. Soc. Am. J.*, vol. 43, pp. 823-827.

KREYSZIG, E. (1972), "Advanced Engineering Mathematics", John Wiley & Sons, INC, New York, 3- Edição.

LENORMAND, R. (1981), "Displacements Polyphasiques en Milieu Poreux sous l'Influence des Forces Capillaires. Etude expérimentale et modélisation de type percolation", Thèse de Docteur es-Sciences, L'Institut National Polytechnique de Toulouse, França.

LENORMAND, R.; ZARCONE, C.; SARR, A. (1983), "Mechanisms of the Displacement of One Fluid by Another in a Network of Capillary Ducts", *J. Fluid. Mech.*, vol. 133, pp. 337-353.

LENORMAND, R.; ZARCONE, C. (1985), "Invasion Percolation in a Etched Network: Measurement of a Fractal Dimension", *Physical Review Letters*, vol. 54, nº 20, pp. 2226-2229.

LUIKOV, A.V. (1954), "Transport Phenomena in Capillary-porous Bodies", *ostekhzdat*, Moscou.

LUIKOV, A.V. (1975), "System of Differential Equations of Heat and Mass Transfer in Capillary-Porous Bodies", *Int. J. Heat Mass Transfer*, vol. 18, pp. 1-14.

LUIKOV, A.V. (1966), "Heat and Mass Transfer in Capillary Porous Bodies", Pergamon Press, London.

LUONI, G.; MORELLO, A.; HOLDUP, H.W. (1979), "Calculation of the External Thermal Resistance of Buried Cables Through Conformal Transformation", *Proc. IEE*, vol. 119, nº 5, pp. 575-586.

MALISKA Jr, C. R. e DIHLMANN, A. (1992), "Visualizador Tridimensional para Campos Escalares", Anais do XIII Congresso Íbero Latino-Americano sobre Métodos Computacionais para Engenharia, Porto Alegre.

MARSHALL, T.J. (1958), "A Relation Between Permeability and Size Distribution of Poros", Journal of Soil Science, vol 9, N- 1, pp. 1-8, 1958.

MITCHELL, J.K. (1977a), "Backfill Materials for Underground Power Cables", Phase I, University of California, Berkeley, EPRI EL-506, Project 7841-1.

MITCHELL, J.K. (1977b), "Backfill Materials for Underground Power Cables", Phase II, University of California, Berkeley, EPRI EL-506, Project 7841-1.

MITCHELL, J.K. (1977c), "Backfill Materials for Underground Power Cables", Phase III, University of California, Berkeley, EPRI EL-506, Project 7841-1.

MITCHELL, J.K. (1977d), "Backfill Materials for Underground Power Cables", Phase IV, University of California, Berkeley, EPRI EL-506, Project 7841-1, 1977d.

MOORE, R.E. (1939), "Water Conduction from Shallow Water Tables", Hilgardia, vol. 12, pp. 383-466.

OLIVEIRA JR., A.A.M. (1993), "Caracterização das Propriedades Termo-Hidráulicas de Materiais Artificiais para Reaterro de Cabos Elétricos de Potência", Dissertação de Mestrado, Universidade Federal de Santa Catarina.

PATANKAR, S.V. (1980), "Numerical Heat Transfer and Fluid Flow", Hemisphere, Washington.

PATANKAR, S.V. (1982), "A General-Purpose Computer Program for Two-Dimension Elliptic Situations", Class Notes on Advanced Computation of Heat Transfer and Fluid Flow, University of Minnessota, Winter.

PAYATAKES, A.C.; TIEN, C.; TURIAN, R.M. (1973), "A New Model for Granular Porous Media: Part I. Model Formulation", AIChE Journal, vol. 19, n° 1, pp. 53-66.

PAYATAKES, A.C.; TIEN, C.; TURIAN, R.M. (1973b), "A New Model for Granular Porous Media: Part II. Numerical Solution of Steady State Incompressible Newtonian Flow Through Periodically Constricted Tubes", vol 19, n° 1, pp. 67-76.

PAYATAKES, A.C.; DIAS, M.M. (1986a), "Network Models for Two-Phase Flow in Porous Media. Part 1. Immiscible Micro Displacement of Non-Wetting Fluids", J. Fluid. Mech., vol. 164, pp. 306-336.

PAYATAKES, A.C.; DIAS, M.M. (1986b), "Network Models for Two-Phase Flow in Porous Media. Part 2. Motion of Soil Ganglia", J. Fluid. Mech., vol. 164, pp. 337-358.

PHILIP, J.R.; DE VRIES, D.A. (1957), "Water movement in Porous Media under Temperature Gradients", Trans. Am. Geophys. Union, vol. 29, pp. 222-232.

PREECE, R.J.; HITCHCOCK, J.A. (1978), "Simultaneous Diffusion of Heat and Moisture Through Isotropic Porous Media with Varying Physical Properties", 6th International Heat Transfer Conference, Toronto, pp. 2348-2353.

QUADRI, M.B. (1988), "Dinâmica de Resposta de Tensiômetros: Desenvolvimento Experimental e Modelação Numérica", Dissertação de Mestrado, Universidade Federal de Santa Catarina.

QUIBLIER, R.G. (1983), "A New Three-Dimensional Modeling Technique for Studying Porous Media", Institut Franais du Petrole, vol. 38, pp. 84-102.

RADHAKRISHNA, H.S. (1981), "Soil Thermal Resistivity and Thermal Stability Measuring Instrument. Volume 1: Determination of Soil Stability and Others Soil Thermal Properties", EPRI EL-2128-LD, Project 7861, Ontario Hydro Research Laboratory.

RICHARDS, L.A. (1954), "Capillary Conduction of Liquids Through Porous Media", Physics, vol.1, pp. 318-222.

SALIBA, J. (1990), "Propriétés de transfert Hydrique du Mortier de Ciment: Modelisation à l'Échele Microscopique; Étude à l'Échele Macroscopique des Effets Dynamiques des Hétérogénéités", Thèse de Doctorat, Université Joseph Fourier, Grenoble.

SALIBA, J.; DAIAN, J.F. (1991), "Determinação d'un Reseau Aleatoire de Pores pour Modeliser la Sortion et la Migration d'Humidité dans un Mortier de Ciment", aceito para publicação no Int. J. Heat and Mass Transfer.

SCHNEIDER, G.E.; STRONG, A.B.; YOVANOVICH, M.M. (1975), "A Physical Approach to the Finite Difference Solution of the Conduction Equation in Orthogonal Curvilinear Coordinates", ASME Paper N° 75 - WA/HT - 94, November.

SCHNEIDER, G.E (1985), "An Investigation into the Heat Loss Characteristics of Buried Pipes", Transacations of ASME, Technical Notes, vol. 107, pp. 696-699.

SHAH, D.J.; RAMSEY, J.W.; WANG, M. (1984), "An Experimental Determination of Heat and Mass Transfer Coefficients in Moist, Unsaturated Soils", Int. J. Heat Mass Transfer, vol. 27, pp. 1075-1081.

SNIJDERS, A.L., VERMEER, J. (1985), Proceedings of the Workshop on Current Rating of Burried Cables in Relation to Thermal Properties of Soil, N.V. Kema, The Netherlands.

SOKOLNIKOFF, I.S.; REDHEFFER, R.M. (1958), "Mathematics of Physics and Modern Engineering", McGraw-Hill Book Company, INC, New York.

SOUZA, H.A. (1993), "Estudos dos Processos de Fixação e Transferência Isotérmica de Umidade em Meios Porosos Heterogêneos", Tese de Doutorado, Universidade Federal de Santa Catarina.

SU, C.; BROOKS, R.H. (1980), "Water Retention Measurements for Soils", Journal of The Irrigation and Drainage Division, pp. 105-112, June.

TAYLOR, S.A. E CARY, J.W. (1960), "Analysis of the Simultaneous Flow of Water and Heat or Electricity with the Thermodynamics of Irreversible Processes", Transactions of the 7th Int. Congress of Soil Science, Madison, WI, vol. 1, pp. 80-90.

UDELL, K.S. (1983), "Heat Transfer in Porous Media Heated from above with Evaporation, Condensation and Capillary Effects", Journal of Heat Transfer, vol. 195, pp. 485-492.

UDELL, K.S. (1985), "Heat Transfer in Porous Media Considering Phase Change and Capillary - The Heat Pipe Effect", Int. J. Heat Mass Transfer, vol. 28, N- 2, pp. 485-495.

VAFAI, K.; WHITAKER, S. (1986), "Simultaneous Heat and Mass Transfer Accompanied by Phase Change in Porous Insulation", Journal of Heat Transfer, vol. 108, pp. 132-140.

VAN BRAKEL, L. (1975), " Pore Space Models for Transport Phenomena un Porous Media. Review an Evaluation with Special Emphasis on Capillary Liquid Transport", Powder Technology, vol. 11, pp. 205-236, 1975.

WANG, B.X.; FANG, Z.H. (1988), "Water Absorption and Measurements of the Mass Difusivity in Porous Media", Int. J. Heat Mass Transfer, vol. 31, N- 2, pp. 251-257.

WANG, B.X.; YU, W.P. (1988), "A Method for Evaluation of Heat and Mass Transport Properties of Moist Porous Media", Int. J. Heat Mass Transfer, vol. 31, n° 5, pp. 1005-1009.

WHITAKER, S. (1983), "Drying Granular Porous Media-Theory and Experiment", Drying Technology, vol. 1, pp. 3-33.

WHITAKER, S. (1990), "The Role of Irreversible Thermodynamics and the Onsager Relations in the Analysis of Drying Phenomena", Drying 86, Hemisphere Drying Corporation, pp. 24-37.

YOVANOVICH, M.M. (1980), "Advanced Heat Conduction", Class Notes on Advanced Heat Conduction, University of Waterloo.

YOUNGS, E.G. (1964), "An Infiltration Method of Measuring the Hydraulic Conductivity of Unsaturated Porous Material, Soil Science, vol. 109, pp. 307-311.

YUNES, P.R. (1992). "Determinação da Distribuição de Poros de uma Argamassa de Cimento e Cal Usando as Isotermas de Equilíbrio e Dados de Microscopia Eletrônica", Dissertação de Mestrado, Universidade Federal de Santa Catarina.

EXPRESSÕES PARA AS PROPRIEDADES FÍSICAS

Massa Específica da Água

$$\rho_l = \frac{999,836 + 18,2249T - 7,92221 \times 10^{-3} T^2 - 5,544846 \times 10^{-5} T^3 + 1,497562 \times 10^{-7} T^4 - 3,932952 \times 10^{-10} T^5}{1 + 1,815973 \times 10^{-2} T}$$

T [=] °C ; ρ [=] kg/m³

Viscosidade Dinâmica da Água

$$\mu_l = 1,083 \times 10^{-8} \exp\left(\frac{2635,57}{T} + 8,30853 \times 10^{-3} T\right)$$

T [=] K ; μ [=] Pa.s

Calor Latente de Vaporização do Vapor d'Água

$$h_{lv} = 4186(755,785 - 0,53883T - 7,7141 \times 10^{-4} T^2 + 3,48007 \times 10^{-6} T^3 - 4,70563 \times 10^{-9} T^4)$$

T [=] K ; h_{lv} [=] J/kg

Massa Específica do Vapor d'Água Saturado

$$\rho_{\text{sat}} = \frac{1,39165 \times 10^9}{T} \exp\left(\frac{-5819,36}{T} + 0,013551T - 5,80 \times 10^{-5} T^2 + 5,722 \times 10^{-8} T^3\right)$$

T [=] K ; ρ [=] kg/m³

Condutividade Térmica do Ar

$$\lambda_a = 7,36 \times 10^{-5} T + 0,00413333$$

$$T [=] \text{ K} ; \lambda_a [=] \text{ W/m.K}$$

As expressões físicas para as propriedades foram retiradas da seguinte referência:

KEENAN, J.H.; KEYES, F.G.; HILL, P.G., MOORE, J.G. (1969), "Steam Tables", John Wiley & Sons, New York.