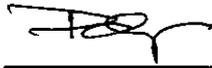


## ESTIMATIVAS CLIMATOLÓGICAS DE EVAPORAÇÃO EM LAGOS

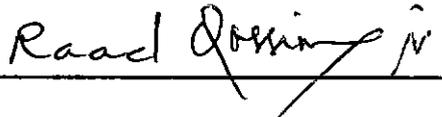
Nelson Luís da Costa Dias

TESE SUBMETIDA AO CORPO DOCENTE DA COORDENAÇÃO DOS PROGRAMAS DE  
PÓS-GRADUAÇÃO DE ENGENHARIA DA UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO DE JANEIRO  
COMO PARTE DOS REQUISITOS NECESSÁRIOS PARA A OBTENÇÃO DO GRAU DE MESTRE  
EM CIÊNCIAS (M.Sc.).

Aprovada por:



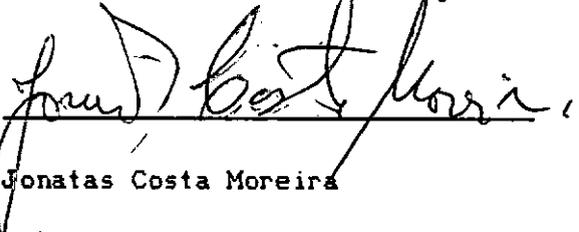
Paulo Canedo de Magalhães



Raad Yahya Qassim



Benedito Pinto Ferreira Braga Jr.



Jonatas Costa Moreira

Rio de Janeiro, RJ - BRASIL

OUTUBRO DE 1986

DIAS, NELSON LUÍS DA COSTA

Estimativas Climatológicas de Evaporação em Lagos  
(Rio de Janeiro) 1986.

xix, 175 p. 29,7 cm (COPPE/UFRJ, M.Sc.,  
Engenharia Civil, 1986)

Tese - Universidade Federal do Rio de Janeiro,  
COPPE.

1. Evaporação

2. Evapotranspiração

3. Hidrologia

4. Reservatórios

I. COPPE/UFRJ

II. Título (série)

Luz do sol  
que a folha traga e traduz  
em verde novo  
em folha em graça  
em vida em força em luz.

Céu azul  
que vem até onde os pés  
tocam na terra  
e a terra inspira  
e exala seus azuis.

Caetano Veloso

Para a Lúcia

## Reconhecimentos

Em fevereiro de 1985, Jerson Kelman me sugeriu um aprofundamento no estudo da evaporação em lagos. Graças ao seu estímulo e entusiasmo, pude dedicar grande parte do meu tempo de pesquisador no CEPEL ao assunto, que finalmente se converteu em tese de mestrado, sob sua orientação.

João Ignácio da Silva Filho participou de numerosas discussões sobre o tema e possibilitou a recuperação de um grande volume de dados climatológicos em postos ao redor do reservatório de Sobradinho, que anteriormente tinham sido coletados por ele próprio para um estudo feito pela COPPE. Sua experiência com dados climatológicos foi inestimável.

Joari Paulo da Costa participou de todas as discussões e seminários que fiz sobre o tema no CEPEL, e enfatizou a necessidade de aprofundar a compreensão das numerosas equações e hipóteses de trabalho em evaporação. Disso resultou o estímulo para o desenvolvimento do Capítulo II.

Jorge Machado Damázio participou igualmente das reuniões sobre o tema no CEPEL.

João Sérgio Fajardo Roldão, chefe do Laboratório de Traçadores da COPPE, empenhou-se pessoalmente em minha ida para o LT e deu todo o apoio possível ao desenvolvimento da tese.

Jonatas Costa Moreira acompanhou ativamente o andamento da tese a partir do instante em que começamos a trabalhar juntos no Laboratório de Traçadores da COPPE, e fez a revisão final de todo o texto.

Raad Yahya Qassim elucidou numerosas dúvidas em Mecânica dos Fluidos, Fenômenos de Transporte e Termodinâmica, e indicou referências valiosas para o entendimento de assuntos em geral distantes do conhecimento de Engenheiros Civis.

Suely Freitas discutiu inúmeras vezes comigo as hipóteses a respeito do escoamento do ar sobre uma superfície úmida, e me ensinou pacientemente uma série de tópicos de Termodinâmica.

Marcelo Salim da Silva e Jorge Henrique Alves Prodanoff programaram, com grande eficiência, toda a biblioteca de rotinas gráficas usada para apresentar os resultados do Capítulo V.

Resumo da Tese Apresentada à COPPE/UFRJ como parte dos requisitos necessários para a obtenção do grau de Mestre em Ciências (M.Sc.)

ESTIMATIVAS CLIMATOLÓGICAS DE EVAPORAÇÃO EM LAGOS

Nelson Luís da Costa Dias

Setembro de 1986

Orientador : Jerson Kelman

Programa : Engenharia Civil

Os fundamentos físicos e as evidências empíricas usados nos modelos atualmente disponíveis para a estimativa da evaporação em lagos a partir de dados climatológicos são apresentados, seguindo-se uma descrição de alguns destes modelos. É feita uma revisão crítica de cada modelo em termos de requerimento de dados, aproximações feitas, etc. Dados climatológicos coletados na região do reservatório de Sobradinho são usados para estimar a evaporação potencial e a evaporação em lago. Estudos de sensibilidade permitem constatar a importância de cada dado de entrada de um modelo climatológico de evaporação, e a variabilidade espacial dos modelos climatológicos em comparação com estimativas baseadas em dados evaporimétricos.

Abstract of Thesis presented to COPPE/UFRJ as partial fulfillment of the requirements for the degree of Master of Science (M.Sc.)

CLIMATOLOGICAL ESTIMATES OF LAKE EVAPORATION

Nelson Luis da Costa Dias

September, 1986

Chairman : Jerson Kelman

Department : Civil Engineering

The physical background and empirical evidence used in currently available models that estimate evaporation in lakes from climatological data are presented, followed by a description of some of these models. A critical review of each model is done, in terms of its data requirements, the approximations it makes, etc. Climatological data collected at the region of the Sobradinho reservoir is used to estimate potential and lake evaporation. Sensitivity studies evaluate the relative importance of each input data to a climatological model, and the spatial variability of such models, compared with evaporimeter-data based estimates.

## ÍNDICE

CAPÍTULO I - INTRODUÇÃO .....	1
I.1 - Generalidades .....	1
I.2 - O Estudo da Evaporação em Hidrologia .....	2
I.3 - Sistema de Unidades .....	2
I.4 - Conteúdo dos Capítulos .....	4
 CAPÍTULO II - DINÂMICA DA EVAPORAÇÃO ATMOSFÉRICA .....	 5
II.1 - Umidade Atmosférica .....	6
II.1.1 - Composição Gasosa .....	6
II.1.2 - Calor Específico e Calor Latente .....	9
II.1.3 - Saturação .....	11
II.1.4 - Índices de Umidade .....	15
II.2 - Transferência de Massa, Quantidade de Movimento e Energia entre a Superfície e a Atmosfera .....	18
II.2.1 - A Camada-Limite Atmosférica .....	18
II.2.2 - Um Modelo Simples de escoamento na Camada- -Limite Atmosférica .....	21
II.2.3 - Análise Dimensional da Camada-Limite Atmos- férica .....	32
II.2.4 - Obtenção dos Perfis de Velocidade, Umidade Específica e Temperatura .....	41
 CAPÍTULO III - BALANÇO DE MASSA E DE ENERGIA EM RESERVATÓRIOS ..	 48
III.1 - Balanço de Massa em Reservatórios .....	48
III.1.1 - Termos do Balanço Hídrico .....	48

III.1.2 - Volume Armazenado no Reservatório .....	50
III.1.3 - Vazões Superficiais Afluentes .....	52
III.1.4 - Vazões Superficiais Efluentes .....	55
III.1.5 - Contribuições Subterrâneas .....	56
III.1.6 - Precipitação .....	57
III.1.7 - Evaporação .....	59
III.2 - Balanço de Energia em Reservatórios .....	59
III.2.1 - Termos do Balanço de Energia .....	59
III.2.2 - Energia Armazenada e Adveccionada .....	61
III.2.3 - Fluxos de Calor Latente e Sensível para a Atmosfera .....	64
III.2.4 - Radiação Líquida na Superfície .....	66
III.2.4.1 - Radiação Solar .....	69
III.2.4.2 - Radiação Atmosférica .....	74
III.2.4.3 - Radiação Emitida pela Superfície.....	79
 CAPÍTULO IV - MÉTODOS DE ESTIMAÇÃO DA EVAPORAÇÃO .....	 81
IV.1 - Disponibilidade de Dados .....	82
IV.2 - Uso de Evaporímetros para Estimação da Evaporação ...	85
IV.3 - O Método de Transferência de Massa .....	87
IV.4 - O Método Combinado .....	91
IV.4.1 - A Solução de Penman .....	92
IV.4.2 - A Solução de Kohler e Parmele .....	95
IV.4.3 - A Solução de Budyko .....	98
IV.4.4 - Evaporação Potencial .....	100
IV.5 - Evaporação Sobre Superfícies Saturadas .....	102
IV.5.1 - Evaporação de Equilíbrio .....	102
IV.5.2 - A Equação de Priestley e Taylor .....	102

IV.5.3 - O Modelo CRLE .....	104
<b>CAPÍTULO V - TESTE DOS MODELOS CLIMATOLÓGICOS DE EVAPORAÇÃO ....</b>	<b>106</b>
V.1 - Definição do Estudo de Caso Para Modelos de Evaporação	107
V.1.1 - Local do Estudo .....	107
V.1.2 - Dados Disponíveis .....	108
V.1.3 - Tipos de Evaporação Estudados .....	114
V.2 - Cálculos Efetuados .....	116
V.2.1 - Dados Diários Versus Dados Mensais .....	116
V.2.2 - As Soluções de Penman, Kohler e Parmele e Budyko para a Evaporação Potencial .....	119
V.2.3 - Sensibilidade do Modelo CRLE aos seus Dados de Entrada .....	121
V.2.4 - Variação Espacial de $E_A$ e $E_w$ .....	124
V.3 - Evaporação em Lago Profundo .....	127
<b>CAPÍTULO VI - CONCLUSÕES E RECOMENDAÇÕES .....</b>	<b>129</b>
VI.1 - Conclusões .....	129
VI.2 - Recomendações .....	131
<b>BIBLIOGRAFIA .....</b>	<b>133</b>
<b>APÊNDICE A - BIBLIOTECAS DE ROTINAS PARA ESTIMATIVAS CLIMATOLÓ- GICAS DE EVAPORAÇÃO .....</b>	<b>139</b>
<b>APÊNDICE B - DADOS CLIMATOLÓGICOS MENSAIS .....</b>	<b>166</b>

## LISTA DE SÍMBOLOS

## Maiúsculas Romanas:

- A - Área da superfície de um lago
- $B_o$  - Razão de Bowen
- C - Fração de céu encoberta
- C - Coeficiente de Tanque
- $C_p$  - Calor específico a pressão constante do ar
- $C_{pi}$  - Calor específico a pressão constante do gás "i"
- $C_{vi}$  - Calor específico a volume constante do gás "i"
- $C_w$  - Calor específico da água
- D - Difusividade molecular do vapor d'água no ar seco
- E - Fluxo de vapor d'água para a atmosfera (evaporação)
- $E_A$  - Evaporação em tanque Classe A
- $E_l$  - Evaporação em lago profundo
- $E_p$  - Evaporação Potencial
- $E_r$  - Evaporação real em terra
- $E_w$  - Evaporação em lago raso
- F - Fluxo vertical de uma grandeza  $\eta$
- $F_A$  - Fluxo de energia térmica adveccionada para dentro de um lago pelas vazões afluentes
- $F_E$  - Fluxo de energia térmica adveccionada para fora de um lago pelas vazões defluentes
- G - Fluxo de calor entre a superfície de um lago e seu corpo

- H - Fluxo de calor sensível para a atmosfera
- $K_E$  - Número de Von Kármán para vapor d'água
- $K_F$  - Número de Von Kármán para a grandeza cujo fluxo é F
- $K_H$  - Número de Von Kármán para calor
- $K_T$  - Número de Von Kármán para calor
- L - Calor latente de evaporação
- M - Número de postos fluviométricos que medem contribuições a um reservatório
- m - Massa de ar de um sistema
- $M_i$  - Massa molecular do gás "i"
- $M_s$  - Massa molecular do ar seco
- $M_v$  - Massa molecular do vapor d'água
- $m_v$  - Massa de vapor d'água de um sistema
- N - Número de contribuições a um reservatório não-medidas
- N - Número máximo de horas de brilho do sol num dia
- N - Grandeza extensiva de um sistema
- P - Pressão atmosférica total
- P - Precipitação sobre um lago
- $P_o$  - Pressão atmosférica ao nível do mar
- $\mathcal{P}_x$  - Quantidade de movimento na direção x de um sistema
- $Q_A$  - Vazão superficial afluyente a um lago
- $Q_E$  - Vazão superficial efluente de um lago
- R - Constante universal dos gases
- $R_a$  - Radiação atmosférica
- $R_{ac}$  - Radiação atmosférica com céu claro
- $R_e$  - Radiação emitida pela superfície
- $R_i$  - Constante do gás "i"

- $R_{la}$  - Radiação líquida na superfície supondo que esta esteja à temperatura do ar,  $T_a$   
 $R_{lo}$  - Radiação líquida na superfície, que está à temperatura  $T_o$   
 $R_{lp}$  - Radiação líquida na superfície supondo que esta esteja à temperatura de equilíbrio,  $T_p$   
 $R_s$  - Radiação solar  
 $R_{so}$  - Constante solar  
 $R_{sea}$  - Radiação solar extra-atmosférica  
 $S_A$  - Vazão subterrânea afluente a um lago  
 $S_E$  - Vazão subterrânea efluente de um lago  
 $T$  - Temperatura  
 $T_A$  - Temperatura média da água afluente a um lago  
 $T_E$  - Temperatura média da água efluente de um lago  
 $T_a$  - Temperatura do ar, medida num nível  $z_a$   
 $T_{al}$  - Temperatura do ar medida sobre o lago  
 $T_{at}$  - Temperatura do ar medida em terra  
 $T_d$  - Temperatura de ponto de orvalho  
 $T_h$  - Temperatura de bulbo úmido  
 $T_o$  - Temperatura da superfície do lago  
 $T_p$  - Temperatura de equilíbrio  
 $T_x$  - Temperatura genérica  
 $V$  - Volume ocupado por uma mistura de gases  
 $V_1$  - Volume de um lago no início de um intervalo de tempo  $\Delta t$   
 $V_2$  - Volume de um lago no final de um intervalo de tempo  $\Delta t$   
 $V_s$  - Volume de um sistema  
 $W_1$  - Energia interna de um lago no início de um intervalo de tempo  $\Delta t$

$W_2$  - Energia interna de um lago no final de um intervalo de tempo  $\Delta t$

#### Minúsculas Romanas

- $d_a$  - Derivada da pressão de saturação de vapor da água em relação à temperatura  $T_a$
- $d_o$  - Derivada da pressão de saturação de vapor da água em relação à temperatura  $T_o$
- $d_p$  - Derivada da pressão de saturação de vapor da água em relação à temperatura  $T_p$
- $d_x$  - Derivada da pressão de saturação de vapor da água em relação à temperatura  $T_x$
- $e$  - Pressão parcial de vapor d'água
- $e^*$  - Pressão parcial de saturação de vapor d'água
- $e_a$  - Pressão parcial de vapor d'água do ar, no nível  $z_a$
- $e_x$  - Vetor unitário na direção  $x$
- $e_y$  - Vetor unitário na direção  $y$
- $e_z$  - Vetor unitário na direção  $z$
- $e_{al}$  - Pressão parcial de vapor d'água do ar, no nível  $z_a$ , no lago
- $e_{at}$  - Pressão parcial de vapor d'água do ar, no nível  $z_a$ , em terra
- $e_o$  - Pressão parcial de vapor d'água na superfície
- $e_a^*$  - Pressão parcial de saturação de vapor d'água à temperatura  $T_a$

- $e_o^*$  - Pressão parcial de saturação de vapor d'água à temperatura  $T_o$   
 $e_p^*$  - Pressão parcial de saturação de vapor d'água à temperatura  $T_p$   
 $e_x^*$  - Pressão parcial de saturação de vapor d'água à temperatura  $T_x$   
 $f_T$  - Coeficiente de transferência de vapor  
 $g_T$  - Coeficiente de transferência de calor  
 $h$  - Altitude  
 $h$  - Metade do ângulo percorrido entre o nascer e o pôr do sol por um ponto na superfície da terra  
 $h_r$  - Umidade relativa do ar  
 $k$  - Coeficiente de condução de calor no ar  
 $m_i$  - Massa do gás "i"  
 $m_s$  - Massa de ar seco  
 $m_v$  - Massa de vapor d'água  
 $n$  - Número de horas de brilho intenso do sol num dia  
 $n_i$  - Número de moles do gás "i"  
 $p_i$  - Pressão parcial de vapor exercida pelo componente "i" de uma mistura de gases  
 $q$  - Umidade específica do ar  
 $q_a$  - Umidade específica do ar medida no nível  $z_a$   
 $q_{at}$  - Umidade específica do ar medida no nível  $z = 0$  em terra  
 $q_c$  - Vazão retirada de um reservatório para uso consuntivo  
 $q_{di}$  - Vazão incremental do i-ésimo tributário controlado, entre o posto fluviométrico e a seção de entrada de um reservatório  
 $q_{mi}$  - Vazão média medida no posto fluviométrico do i-ésimo tributário controlado de um reservatório

- $q_{nj}$  - Vazão afluyente não-medida que chega a um reservatório proveniente de um tributário "j"  
 $q_o^*$  - Umidade específica de saturação do ar à temperatura  $T_o$   
 $q_p$  - Vazão perdida por vazamentos nas comportas, infiltração através da barragem, etc.  
 $q_t$  - Vazão turbinada  
 $q_v$  - Vazão vertida  
 $r$  - Coeficiente de correlação temporal entre vazões diárias  
 $r$  - Distância sol-terra em unidades astronômicas  
 $s$  - Índice para ar seco  
 $v$  - Índice para vapor d'água  
 $v$  - Vetor velocidade  
 $v_a$  - Velocidade do ar na direção  $x$ , no nível  $z_a$   
 $v_{al}$  - Velocidade do ar na direção  $x$ , no nível  $z_a$ , no lago  
 $v_{at}$  - Velocidade do ar na direção  $x$ , no nível  $z_a$ , em terra  
 $v_x$  - Velocidade do ar na direção  $x$   
 $v_y$  - Velocidade do ar na direção  $y$   
 $v_z$  - Velocidade do ar na direção  $z$   
 $v_*$  - Velocidade de atrito  
 $z_a$  - Nível superior de medição de uma grandeza  $\eta$   
 $z_{min}$  - Espessura da sub-camada interfacial  
 $z_o$  - Nível inferior (superfície) de medição de uma grandeza  $\eta$   
 $z_{or}$  - Rugosidade associada à grandeza  $\eta$

## Maiúsculas gregas

- $\Delta$  - Diferença entre pressões de saturação de vapor d'água às temperaturas  $T_o$  e  $T_a$ , dividida por  $T_o - T_a$
- $\Delta t$  - Intervalo de tempo
- $\phi$  - Aumento de radiação atmosférica devido à presença de nuvens

## Minúsculas gregas

- $\alpha$  - Albedo médio da superfície
- $\alpha_e$  - Coeficiente da equação de Priestley e Taylor
- $\delta$  - Declinação do sol
- $\delta_m$  - Declinação máxima do sol
- $\delta_o$  - Deslocamento do plano zero
- $\delta H$  - Variação de entalpia sofrida por uma quantidade  $\delta m_v$  de água que muda de fase
- $\delta V$  - Variação de volume sofrida por uma quantidade  $\delta m_v$  de água que muda de fase
- $\delta m_v$  - Quantidade de massa de água que muda de fase
- $\epsilon$  - Emissividade / absortividade de uma superfície
- $\epsilon_{ac}$  - Emissividade atmosférica para céu claro
- $\varphi$  - Latitude
- $\gamma$  - Constante psicrométrica
- $\eta$  - Propriedade intensiva genérica de um escoamento
- $\bar{\eta}$  - Média temporal da propriedade  $\eta$
- $\eta'$  - Flutuações turbulentas de  $\eta$  em torno da média

- $\lambda$  - Coeficiente que é função da constante psicrométrica  $\gamma$ , da temperatura do ar  $T_a$  e do coeficiente de transferência de vapor  $f_T$ , que aparece nas soluções de Kohler e Parmele e Budyko para a evaporação potencial
- $\mu$  - Coeficiente de viscosidade dinâmica do ar
- $n_i$  - Grupo adimensional obtido pelo Teorema de Buckingham-Pi para a análise dimensional da camada-limite atmosférica
- $\rho$  - Massa específica do ar
- $\rho_i$  - Massa específica do gás "i"
- $\rho_s$  - Massa específica do ar seco
- $\rho_v$  - Massa específica do vapor d'água
- $\rho_v^*$  - Massa específica máxima (de saturação) do vapor d'água à temperatura T
- $\rho_{vx}^*$  - Massa específica máxima (de saturação) do vapor d'água à temperatura  $T_x$
- $\rho_w$  - Massa específica da água
- $\sigma$  - Constante de Stephan-Boltzmann
- $\tau$  - Fluxo de quantidade de movimento na direção x da atmosfera para a superfície
- $\xi$  - Propriedade intensiva genérica de um escoamento
- $\xi$  - Fator utilizado no cálculo do coeficiente de transferência de vapor, no modelo CRLE
- $\bar{\xi}$  - Média temporal da propriedade  $\xi$
- $\xi'$  - Flutuações turbulentas da propriedade  $\xi$  em torno da média

## CAPÍTULO I - INTRODUÇÃO

### I.1 - Generalidades

A água circula continuamente pelo planeta, nos estados líquido, sólido e gasoso. A esta circulação dá-se o nome de "Ciclo Hidrológico", que nada mais é do que o conjunto de Fenômenos de Transporte de Massa, Quantidade de Movimento e Energia associados com a substância "água" que ocorrem em toda a Terra. A luz do sol é a fonte básica de energia do Ciclo Hidrológico, ao promover a evaporação da água na superfície terrestre e o transporte do vapor d'água na atmosfera.

Do total de água evaporado sobre a superfície dos continentes e oceanos anualmente, uma parcela ínfima corresponde à evaporação de lagos naturais ou artificiais. Não obstante, a principal forma de armazenamento de água pelo homem é atualmente a sua acumulação em reservatórios a céu aberto. Desta forma, a evaporação em lagos é considerada como "perda" pelos planejadores de recursos hídricos. É sempre necessário fazer uma estimativa, ainda que grosseira, da evaporação em um reservatório, tanto na época do seu projeto quanto ao longo de seu período de operação.

Em algumas regiões do Brasil, notadamente no Nordeste, torna-se vital estimar as perdas por evaporação em reservatórios e açudes. Em outros lugares (por exemplo a Amazônia) a evaporação em grandes reservatórios certamente não é tão crítica, dadas as altas taxas naturais de evapotranspiração, isto é: de perda de água do solo para o ar via

metabolismo dos vegetais somada à evaporação a partir de superfícies úmidas.

### 1.2 - Estudo da Evaporação em Hidrologia

As tentativas de quantificar as taxas de evaporação em corpos d'água tiveram início no século XIX. A primeira apreciação correta do problema foi feita por Dalton, em 1802, e permanece em uso até hoje. Progressivamente, compreendeu-se que a evaporação num corpo d'água dependia de numerosas variáveis, entre elas a velocidade do vento, temperatura do ar, umidade atmosférica, total de radiação atingindo a superfície em diferentes comprimentos de onda, etc.

A introdução de tantas variáveis em diferentes unidades, notadamente no sistema inglês, e as incursões em áreas distintas de conhecimento (Mecânica dos Fluidos, Transferência de Massa e Calor, Meteorologia) tornaram o estudo da Evaporação em Hidrologia um pouco confuso. Neste sentido, este trabalho tem o objetivo primordial de apresentar os modelos atualmente disponíveis para a estimação de taxas de evaporação em lagos de uma forma ordenada e simples, na medida do possível, bem como de enfatizar os conceitos físicos fundamentais que os orientam. A aplicação de alguns destes modelos ao reservatório de Sobradinho ilustra a sua utilidade prática, e sua superioridade sobre técnicas menos refinadas, tais como o uso de evaporímetros.

### I.3 - Sistema de Unidades

Ao longo dos Capítulos que se seguem, uma preocupação constante foi manter os conceitos físicos fundamentais em evidência, usar sempre que possível equações dimensionalmente homogêneas e um sistema de unidades consistente. Assim, o Sistema Internacional de Unidades (SI) é usado em todo o texto, sem exceções. Mesmo grandezas muito mais comumente expressas em outras unidades, tais como temperatura e pressão, são sempre apresentadas no SI.

A evaporação de uma superfície líquida sempre envolve transporte simultâneo de massa e energia, e ambos os fluxos são tratados nas fórmulas com as dimensões de quilogramas de água evaporada por metro quadrado por segundo [ $\text{kg} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ ] e Watts por metro quadrado [ $\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$ ]. A apresentação final do valor do fluxo de massa de vapor d'água  $E$  para a atmosfera é feita em milímetros equivalentes de altura de água evaporada, que é uma forma muito mais comum e "sensível" para os hidrólogos. Visto que essa altura é dada em unidades SI, a consistência de unidades mencionada há pouco foi mantida. A conversão de  $E$  de [ $\text{kg} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ ] para [ $\text{mm}$ ], considerando um intervalo de tempo  $\Delta t$ , é dada por

$$E[\text{mm}] = E[\text{kg} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}] \cdot \frac{1}{\rho_w[\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}]} \cdot \Delta t[\text{s}] \cdot 10^3 \left[ \frac{\text{mm}}{\text{m}} \right]$$

I.1

onde  $\rho_w = 1000 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$  é a massa específica da água.

#### 1.4 - Conteúdo dos Capítulos

Procurou-se apresentar os conceitos fundamentais ligados à evaporação nos Capítulos II e III que tratam, respectivamente, da parametrização dos fluxos de massa e energia entre a superfície e a atmosfera, e dos balanços macroscópicos de massa e energia para um lago. O Capítulo IV apresenta, baseado no conhecimento desenvolvido anteriormente, alguns modelos cujo ponto em comum é o uso de medidas mais ou menos rotineiras de dados climatológicos para estimar a evaporação, e que dão nome ao trabalho todo. Finalmente, o Capítulo V apresenta uma pequena aplicação de alguns destes modelos ao reservatório de Sobradinho no Nordeste, e o Capítulo VI traz algumas conclusões e recomendações de interesse prático sobre as estimativas de evaporação em lago assim obtidas ou possíveis de se obter.

## CAPÍTULO II - DINÂMICA DA EVAPORAÇÃO ATMOSFÉRICA

Para que a água evapore da superfície de um lago ou do solo é necessária a presença de dois fatores. O primeiro é a disponibilidade de energia para converter água líquida em vapor (cada kg de água evaporado requer  $L$  joules, onde  $L$  é o calor latente de evaporação). O segundo é um mecanismo de transporte do vapor d'água entre a superfície e a atmosfera. O escoamento do ar atmosférico próximo à superfície (o vento) é geralmente turbulento, causando uma mistura eficiente do vapor d'água no ar e carregando-o para longe da superfície. A determinação da energia utilizada na evaporação dá lugar ao chamado método do balanço de energia para estimar a evaporação, correspondendo ao primeiro fator. Por outro lado, pode-se associar a evaporação com o escoamento turbulento do ar, estudando-se a transferência simultânea de quantidade de movimento, calor e massa de vapor d'água entre a superfície e a atmosfera. Esta abordagem dá lugar ao chamado método de transferência de massa, que corresponde ao segundo fator descrito acima.

Neste capítulo, algumas grandezas associadas à presença de vapor d'água no ar são definidas e a transferência simultânea de massa de vapor d'água, quantidade de movimento e calor entre uma superfície saturada e a atmosfera é estudada, estabelecendo-se as bases teóricas para os acima citados métodos de transferência de massa e balanço de energia.

## II.1 - Umidade Atmosférica

### II.1.1 - Composição gasosa

A atmosfera terrestre pode ser considerada, aproximadamente, como uma mistura de gases ideais. Cada componente "i" da mistura exerce uma pressão parcial  $p_i$ , sendo a pressão atmosférica total igual à soma das pressões parciais (Lei de Dalton) :

$$P = \sum_{i=1}^n p_i \quad \text{II.1}$$

Em II.1, P é a pressão total, ou pressão atmosférica, e n o número total de componentes gasosos. A pressão parcial de cada componente é dada pela equação de estado de um gás ideal :

$$p_i V = n_i R T \quad \text{II.2}$$

onde V é o volume ocupado,  $n_i$  é o número de moles do gás presentes no volume ; T é a temperatura absoluta do gás e R é a constante universal dos gases ( $R = 8,3143 \text{ J} \cdot \text{mol}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ ). Esta equação pode ser escrita de forma mais conveniente:

$$p_i = \frac{1}{V} \frac{m_i}{M_i} R T$$

$$p_i = \frac{m_i}{V} \frac{R}{M_i} T$$

$$p_i = \rho_i R_i T \quad \text{II.3}$$

onde  $m_i$  é a massa do gás,  $M_i$  a sua massa molecular e  $\rho_i$  a sua massa específica.  $R_i = R / M_i$  é uma constante específica do gás "i", e só depende da sua massa molecular. Neste texto, o ar atmosférico é considerado como uma mistura de vapor d'água e ar seco. Os valores de  $M_i$  e  $R_i$  para ambos os componentes estão na tabela II.1

Se  $m_v$  e  $m_s$  são as massas de vapor d'água e ar seco num certo volume  $V$ , e  $\rho_v$  e  $\rho_s$  são as respectivas massas específicas, a massa total e a massa específica do ar serão

$$m = m_v + m_s$$

$$\frac{m}{V} = \frac{m_v}{V} + \frac{m_s}{V}$$

$$\rho = \rho_v + \rho_s \quad \text{II.4}$$

De acordo com a notação tradicionalmente adotada em textos de hidrometeorologia, a pressão parcial do vapor d'água será denotada por "e" (e não "p<sub>v</sub>"), e a pressão parcial do ar seco por "P - e" simplesmente. De II.3 teremos

$$e = \rho_v R_v T \quad \text{II.5}$$

$$P - e = \rho_s R_s T \quad \text{II.6}$$

Define-se a unidade específica  $q$  por

$$q = \frac{P_v}{P} \quad \text{II.7}$$

A partir de II.4, II.5 e II.6 :

$$q = \frac{\frac{e}{R_v T}}{\frac{e}{R_v T} + \frac{P - e}{R_s T}}$$

$$q = \frac{\frac{e}{R_v}}{\frac{e}{R_v} + \frac{P - e}{R_s}}$$

$$q = \frac{\frac{R_s}{R_v} e}{\frac{R_s}{R_v} e + P - e}$$

$$q = \frac{\frac{M_v}{M_s} e}{P + \left(\frac{M_v}{M_s} - 1\right) e}$$

e, finalmente,

$$q = \frac{\frac{M_v}{M_s} \frac{e}{P}}{1 + \left(\frac{M_v}{M_s} - 1\right) \frac{e}{P}} \quad \bullet \quad \text{II.8}$$

O segundo termo do denominador de II.8 é muito menor que 1, pois a pressão parcial de vapor d'água "e" é tipicamente muito menor do que P nas

condições atmosféricas prevalentes — e  $\ll P$  — donde :

$$q \approx 0,622 \frac{e}{P} \quad \text{II.9}$$

### II.1.2 - Calor específico e Calor latente

O calor específico a pressão constante de um gás "i",  $C_{pi}$ , é a energia necessária para aumentar de 1 K a temperatura de 1 kg do gás, mantendo-se a pressão constante. Analogamente, o calor específico a volume constante de um gás "i",  $C_{vi}$ , é a energia necessária para aumentar de 1 K a temperatura de 1 kg do gás, mantendo-se o volume constante. Pode-se mostrar que (Bauman, 1964, Capítulo 1)

$$C_{pi} = C_{vi} + R_i \quad \text{II.10}$$

Os processos termodinâmicos na atmosfera ocorrem a pressão constante, uma vez que não há limitação física sobre o volume ocupado pelo ar. Portanto, o calor específico a pressão constante aparecerá naturalmente muitas vezes no texto. O calor específico a pressão constante de uma mistura de n gases é dado por

$$C_p = \frac{1}{P} \sum_{i=1}^n P_i C_{pi}$$

No ar atmosférico,

$$C_p = \frac{1}{P} (P_s C_{ps} + P_v C_{pv}) \quad \text{II.11}$$

Devido ao pequeno valor de  $\rho_v/\rho_s$ , entretanto,  $C_p$  varia pouco em função do conteúdo de vapor d'água na atmosfera, sendo razoável supô-lo constante e igual a  $C_{ps}$  :

$$C_p \cong C_{ps} \quad \text{II.12}$$

A tabela II.1 fornece, junto com  $M_i$  e  $R_i$ , os valores de  $C_{pi}$  para  $i = s$  (ar seco) e  $i = v$  (vapor d'água)

	$M_i$ ( $\text{kg} \cdot \text{mol}^{-1}$ )	$R_i$ ( $\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ )	$C_{pi}$ ( $\text{J} \cdot \text{kg}^{-1}$ )
vapor d'água	$18,016 \cdot 10^{-3}$	461,50	1846
Ar seco	$28,966 \cdot 10^{-3}$	287,04	1005

Tabela II.1 - Propriedades dos gases : vapor d'água e ar seco. Fonte: Brutsaert, 1982 e Welty, Wicks e Wilson, 1976.

O calor latente de evaporação da água,  $L$ , é a quantidade de energia requerida para a evaporação de 1 kg de água líquida, a uma dada temperatura. A dependência de  $L$  com  $T$  é muito bem aproximada por (Linsley, Kohler e Paulhus, 1975, Capítulo 2) :

$$L = 3,1458 \cdot 10^6 - 2,3613 \cdot 10^3 T \quad \text{II.13}$$

A ordem de grandeza do coeficiente angular é mil vezes menor que a do coeficiente linear. Assim, a dependência de  $L$  com  $T$  pode ser desprezada, assumindo-se um valor médio. Neste trabalho, adotou-se  $L = 2,462 \cdot 10^6$   $\text{J} \cdot \text{kg}^{-1}$ , que corresponde a  $T = 295 \text{ K}$ . A relação II.13 está plotada na figura II.1.

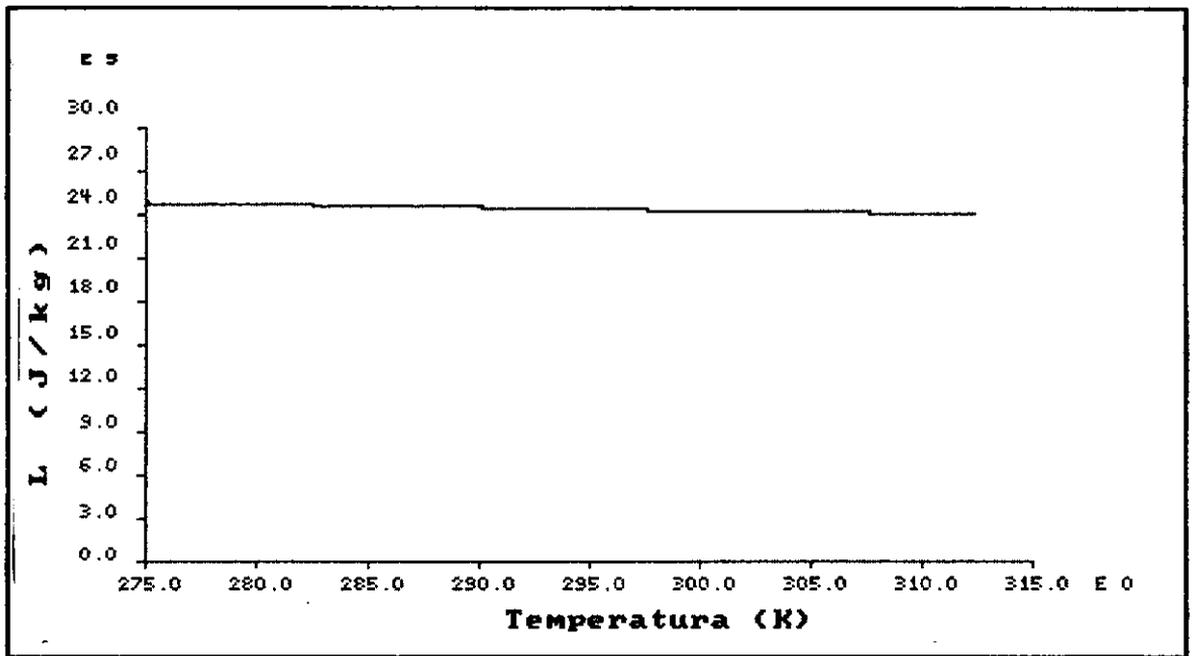


Figura II.1 - Dependência do calor latente de evaporação da água com a temperatura.

### II.1.3 - Saturação

Se considerarmos um sistema composto por ar úmido e água e o deixarmos "repousar" por tempo suficiente, as duas fases chegarão eventualmente ao equilíbrio, quando a concentração de vapor d'água alcançará seu valor máximo  $\rho_v^*$  à temperatura  $T$  do sistema. No equilíbrio termodinâmico, a evaporação "líquida" é zero: em média, o número de moléculas que deixam a fase líquida e passam para o ar é igual ao número

de moléculas que passam do ar para a água, no mesmo intervalo de tempo. A pressão parcial de vapor d'água nestas condições dependerá somente da temperatura, se a fase líquida for pura (havendo outros componentes — sais, por exemplo — ela dependerá também da salinidade da água). A dependência exclusiva da pressão parcial de vapor com a temperatura, em condições ideais na saturação, pode ser demonstrada teoricamente a partir das primeira e segunda leis da termodinâmica, sendo expressa por uma equação diferencial conhecida como equação de Clapeyron:

$$\frac{de^*}{dT} = \frac{\delta H}{T\delta V} \quad \text{II.14}$$

Na equação acima,  $\delta H$  significa a variação de entalpia ("calor") de uma certa quantidade de massa  $\delta m_v$  que muda de fase, e  $\delta V$  é a variação correspondente de volume de  $\delta m_v$ . A pressão de saturação do vapor d'água no equilíbrio é denotada por  $e^*$ . A dedução da equação II.14 é própria de um texto de termodinâmica, e será omitida. Ela pode ser encontrada, por exemplo, em Bauman, 1964, Capítulo 3.

O segundo membro de II.14 pode ser escrito em função apenas de  $e^*$  e  $T$ , conforme pode ser visto supondo que o vapor d'água se comporta como um gás ideal. Para  $n$  moles que passam do estado líquido para o gasoso :

$$\delta m_v = n M_v \quad \text{II.15}$$

$$\delta H = \delta m_v L \quad \text{II.16}$$

$$\delta V = V_{\text{gás}} - V_{\text{líquido}} \quad \text{II.17}$$

Em II.17, o volume ocupado por  $n$  moles do gás é muito maior que o volume ocupado pela massa de líquido correspondente, sendo este último desprezado:

$$\delta V \approx V_{\text{gás}}$$

De II.2 :

$$\delta V = n \frac{R T}{e^*}$$

$$\delta V = \frac{\delta m_v}{M_v} \frac{R T}{e^*} \quad \text{II.18}$$

Levando II.16 e II.18 em II.14, obtém-se a equação de Clausius-Clapeyron, que mostra claramente a dependência de  $e^*$  com  $T$  :

$$\frac{de^*}{dT} = \frac{\delta m_v L e^*}{T \frac{\delta m_v}{M_v} R T}$$

$$\frac{de^*}{dT} = \frac{L e^*}{R_v T^2} \quad \text{II.19}$$

Poderíamos agora usar a equação II.13 para obter  $e^*(T)$ . No entanto, os desvios do comportamento do vapor d'água em relação a um gás ideal tornam a expressão resultante pouco precisa. Em seu lugar, usaremos as seguintes expressões, propostas por Richards e encontradas em Brutsaert, 1982, Capítulo 3:

$$e^*(T) = 101.325 \cdot \exp[ 13,3185t_r - 1,9760t_r^2 - 0,6445t_r^3 - 0.1299t_r^4 ] \quad \text{II.20}$$

$$d(T) = \frac{de^*}{dT} = \frac{373,15}{T^2} e^*(T) [ 13,3185 - 3,9520t_r - 1,9335t_r^2 - 0.5196t_r^3 ] \quad \text{II.21}$$

onde

$$t_r = 1 - \frac{373,15}{T} \quad \text{II.22}$$

As figuras II.2 e II.3 mostram as funções  $e^*(T)$  e  $d(T)$ .

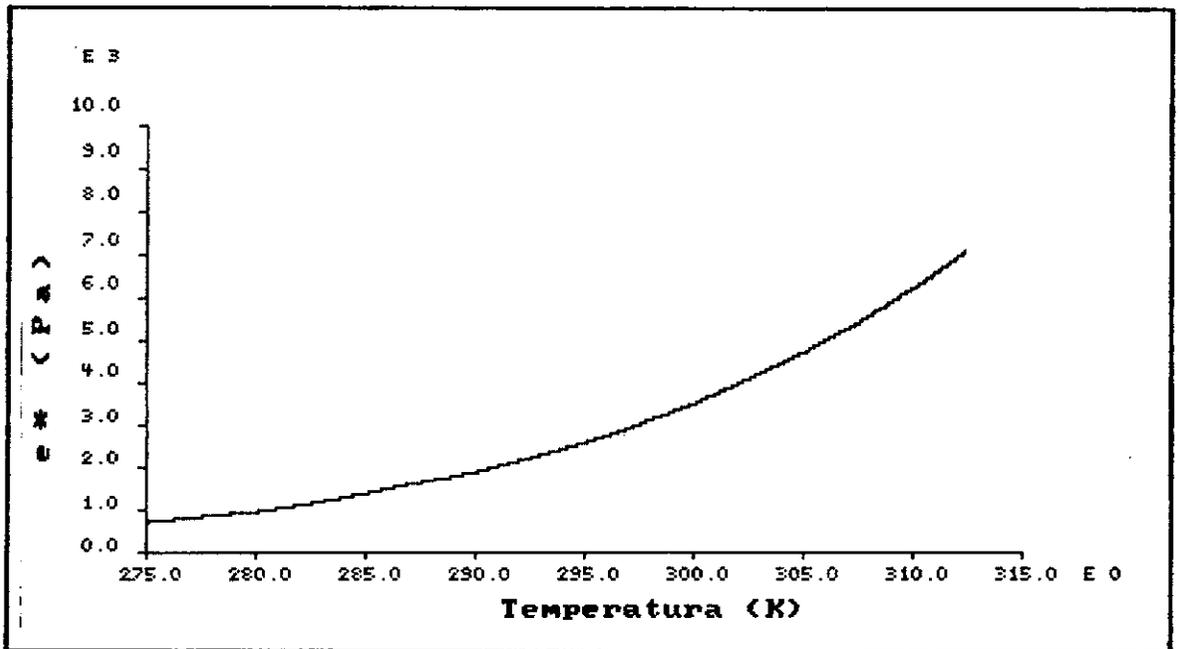


Figura II.2 - Pressão de saturação de vapor d'água em função da temperatura

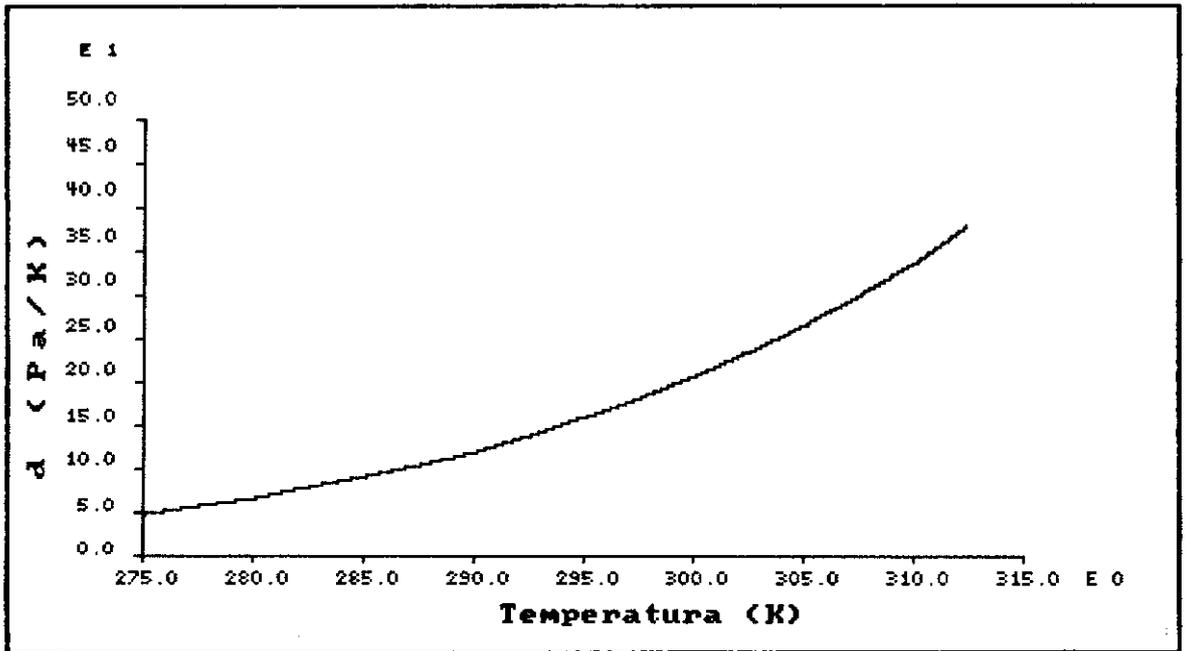


Figura II.3 - Inclinação da curva de pressão de saturação do vapor d'água em função da temperatura

#### II.1.4 - Índices de Umidade

O ar atmosférico não está em geral saturado. Índices de umidade na forma de concentrações são  $\rho_v$  e  $q$ , vistos na seção II.1.1. A pressão parcial de vapor d'água no ar,  $e_a$ , é portanto inferior à pressão de saturação à temperatura do ar,  $e^*(T_a)$ . Isto equivale a dizer que a sua massa específica  $\rho_v$  é inferior ao máximo valor possível nesta temperatura,  $\rho_v^*(T_a)$ . Dois índices frequentemente usados para representar o grau de umidade do ar atmosférico são a umidade relativa do ar,  $h_r$ , e a temperatura de ponto de orvalho,  $T_d$ . A umidade relativa do ar é definida por

$$h_r = \frac{\rho_v}{\rho_v^*(T_a)}$$

e, usando II.3, obtemos :

$$h_r = \frac{e_a}{e^*(T_a)} \quad \text{II.23}$$

A temperatura de ponto de orvalho é a temperatura para a qual a pressão parcial de vapor d'água reinante no ar torna-se a pressão de saturação :

$$e^*(T_d) = e_a \quad \text{II.24}$$

A figura II.4 mostra esquematicamente os conceitos apresentados acima. A notação mais simples

$$e_x^* = e^*(T_x)$$

$$d_x = d(T_x)$$

$$p_{vx}^* = p^*(T_x)$$

é usada para a pressão de saturação, sua derivada e para a massa específica do ar máxima a uma temperatura genérica  $T_x$ , deste ponto em diante.

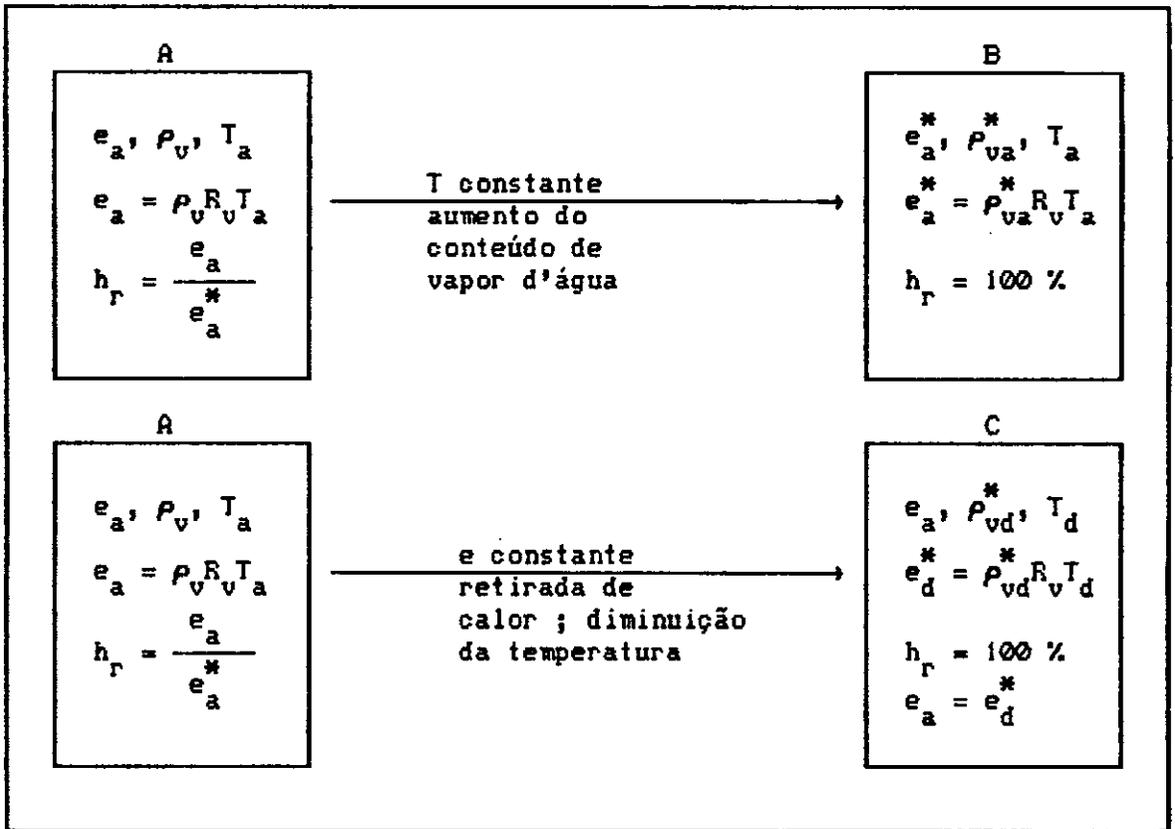


Figura II.4 - Conceito de saturação atmosférica, umidade relativa do ar e ponto de orvalho.

No quadro A, são mostradas as condições prevalentes no ar atmosférico. No quadro B a saturação é atingida, a partir de A, mediante aumento do conteúdo de vapor d'água do ar. Em C, também se atingem condições de saturação, desta vez mediante uma queda contínua da temperatura, até a temperatura de ponto de orvalho  $T_d$ .

## II.2 - Transferência de Massa, Quantidade de Movimento e Energia Entre a Superfície e a Atmosfera

### II.2.1 - A Camada-Limite Atmosférica

O escoamento de um fluido qualquer na proximidade de uma superfície é em geral afetado por esta, formando-se uma camada-limite que, grosseiramente, é a região do escoamento em que este sofre influência direta da superfície.

A figura II.5 mostra esquematicamente a região da camada-limite atmosférica mais próxima da superfície. A sub-camada interfacial é uma pequena camada onde o escoamento é laminar, tendo uma espessura aproximadamente igual à rugosidade da superfície. A sub-camada superficial apresenta escoamento totalmente turbulento, e nela os fluxos verticais de vapor d'água e calor são aproximadamente constantes e iguais aos fluxos na superfície. A sub-camada dinâmica, mostrada como uma parcela da sub-camada superficial, é a região onde predomina o transporte vertical de calor e vapor d'água por convecção forçada. Na região superior, entra em ação também a convecção livre : partículas de ar deslocadas verticalmente têm seu movimento acelerado (ou freado) por efeito de diferença de densidade com o ar em torno. Numa atmosfera instável, aumenta a eficiência do transporte vertical de uma substância qualquer misturada com o ar (por exemplo, o vapor d'água) enquanto que o oposto ocorre em uma atmosfera estável. Entretanto, existe sempre uma região onde o efeito da convecção livre é ainda pequeno, e praticamente todo o transporte vertical é devido ao escoamento turbulento do ar (convecção forçada). Esta região, chamada sub-camada dinâmica, pode ser

de apenas 1 m em dias de forte instabilidade, ou chegar a ocupar toda a sub-camada superficial (até 100 m) em condições de neutralidade atmosférica, quando a convecção livre está totalmente ausente (Sellers, 1965, Capítulo 10 ; Brutsaert, 1982, Capítulo 3).

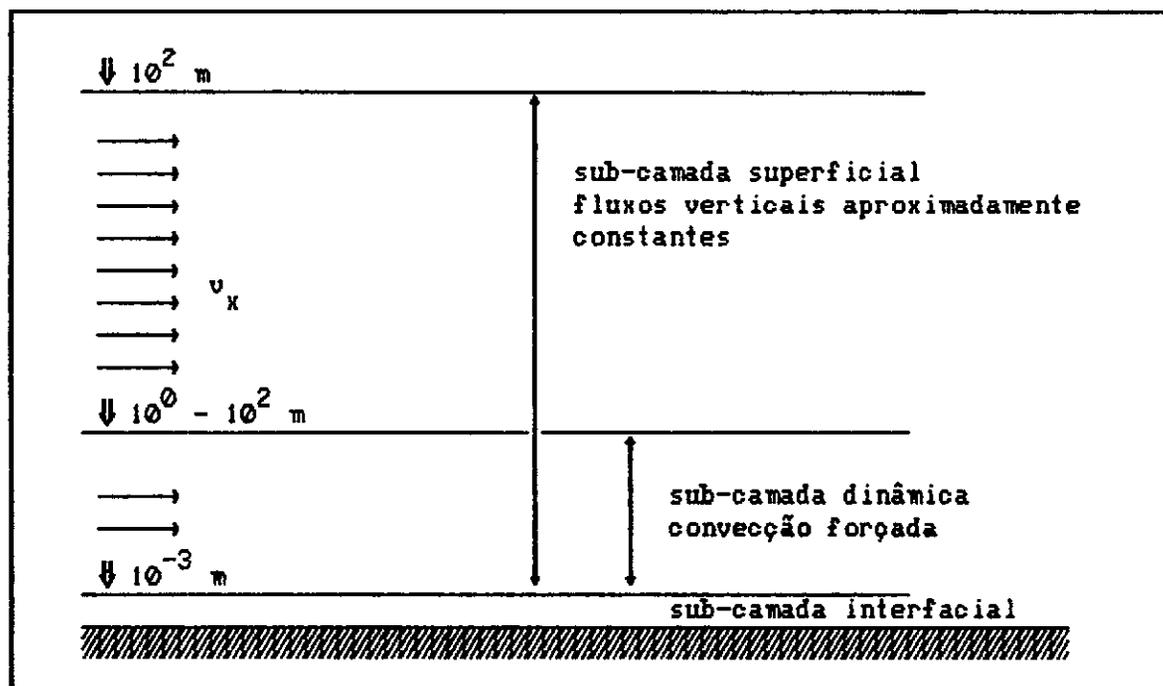


Figura II.5 - Regiões inferiores da Camada-Limite Atmosférica.

A existência de transporte de vapor d'água e calor entre a superfície e a atmosfera, dá origem a um campo de umidades específicas  $q(x,y,z,t)$  e de temperaturas  $T(x,y,z,t)$  na camada-limite. Deseja-se obter taxas médias de evaporação por exemplo, sobre a superfície de um lago. Idealmente, o conhecimento de  $q(x,y,z,t)$  e sua integração no tempo e no espaço permitiria o cálculo das taxas de evaporação sobre o lago em qualquer intervalo de tempo. Analogamente, seriam obtidas taxas médias do fluxo de calor a partir do campo de temperaturas. Estes campos, juntamente com os de pressão  $P(x,y,z,t)$  e velocidades,  $v_x(x,y,z,t)$ ,  $v_y(x,y,z,t)$  e  $v_z(x,y,z,t)$  são a solução simultânea das equações

diferenciais de transporte de massa, quantidade de movimento e calor. Estas equações são sempre o resultado de um balanço diferencial mais uma equação constitutiva para o transporte da grandeza em questão ( $q$ ,  $T$ ,  $v$ ). As equações constitutivas implícitas nas equações diferenciais abaixo (II.25 a II.28) são as "leis" de Fick para concentração, de Fourier para calor e de Newton para tensões. No caso de escoamento incompressível, as equações diferenciais de transporte são:

$$\nabla \cdot \mathbf{v} = 0 \quad \text{II.25}$$

$$\frac{\partial q}{\partial t} + \nabla q \cdot \mathbf{v} = \frac{D}{\rho} \nabla^2 q \quad \text{II.26}$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \nabla T \cdot \mathbf{v} = \frac{k}{\rho C_p} \nabla^2 T \quad \text{II.27}$$

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \nabla \mathbf{v} \cdot \mathbf{v} + 2 \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{v} = \mathbf{g} - \frac{1}{\rho} \nabla P + \frac{\mu}{\rho} \nabla^2 \mathbf{v} \quad \text{II.28}$$

Nas equações acima,  $\rho$  é a massa específica do fluido e  $g = 9,81 \text{ m/s}^2$  é a aceleração da gravidade. Além de uma equação para cada propriedade transportada, a conservação de massa (equação da continuidade) é expressa por II.25. Em II.26,  $D$  é a difusividade molecular do vapor d'água no ar seco. Em II.27,  $k$  é o coeficiente de Fourier para o ar. Em II.28,  $\mu$  é o coeficiente de viscosidade dinâmica do ar e  $\boldsymbol{\omega}$  é a velocidade angular da terra ( $2 \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{v}$  é a aceleração de Coriolis). A 300 K,  $\rho = 1,1769 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$ ,  $D = 3,0594 \times 10^{-5} \text{ kg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$ ,  $k = 2,6240 \times 10^{-2} \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$  e  $\mu = 1,8464 \times 10^{-5} \text{ N} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{m}^{-2}$ .

Há numerosas dificuldades para que o problema da estimação de taxas de evaporação possa ser atacado por meio da solução de um sistema de

equações diferenciais. A primeira delas é a própria complexidade das equações. Outra grande dificuldade é a natureza turbulenta do escoamento. Há também o fato de que o volume de dados rotineiramente coletados resume-se à observação de umas poucas grandezas físicas (temperatura e umidade do ar, velocidade do vento, etc.) em um ou mais postos climatológicos na região de interesse, com o agravante de que muitas vezes se dispõe apenas de médias diárias destes dados.

Uma vez que o maior interesse está em avaliar os fluxos médios de vapor d'água e calor ao longo de toda a superfície do lago e em intervalos de tempo grandes (horas, dias ou meses), adota-se uma abordagem mais simples, e na prática mais proveitosa, do que a solução das equações II.25 - II.28. Esta consiste, conforme se verá, em relacionar os fluxos médios com grandezas físicas rotineiramente medidas em estações climatológicas, através da análise dimensional das variáveis envolvidas nos processos de transporte. Não obstante, é extremamente útil procurar extrair algumas informações importantes das equações II.25 - II.28, antes de abandoná-las por completo.

### II.2.2 - Um Modelo Simples de Escoamento na Canada-Limite Atmosférica

A maneira usual de se analisar a variação de uma propriedade qualquer  $\eta$  (massa específica, temperatura, pressão, etc.) em um escoamento turbulento ao longo do tempo parte da observação de que  $\eta$  varia aleatoriamente em torno de uma média temporal :

$$\eta = \bar{\eta} + \eta'$$

onde

$$\bar{\eta} = \frac{1}{\Delta t} \int_0^{\Delta t} \eta \, dt \quad 11.30$$

é a média, tomada sobre um intervalo de tempo  $\Delta t$  significativamente superior à escala de tempo das perturbações  $\eta'$ , conforme indicado na figura II.6.

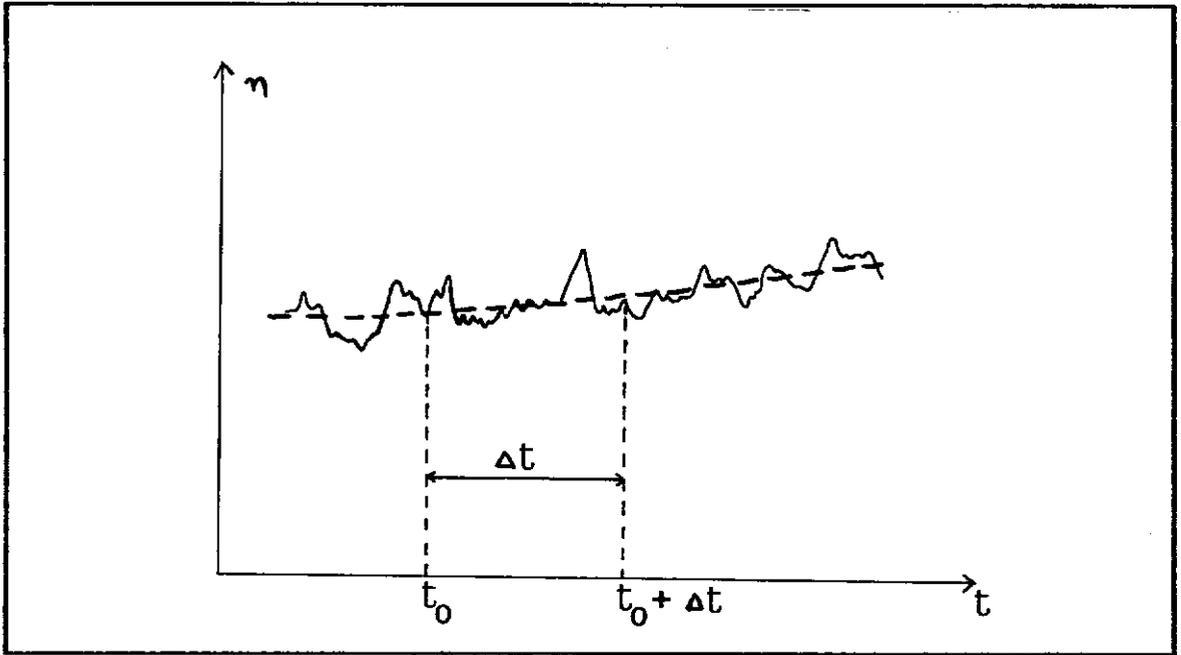


Figura II.6 - Variação temporal de  $\eta$  e  $\bar{\eta}$  num escoamento turbulento.

Observe-se que o valor médio de  $\eta'$  é zero por construção. Além disso, vamos supor que as perturbações  $\eta'$  são independentes da média temporal  $\bar{\eta}$  ou da média de qualquer outra grandeza, e que variam aleatoriamente no tempo :

$$\overline{\eta'} = \frac{1}{\Delta t} \int_0^{\Delta t} \eta' dt = \frac{1}{\Delta t} \int_0^{\Delta t} (\eta - \overline{\eta}) dt$$

$$\overline{\eta'} = \overline{\eta} - \overline{\eta} = 0 \quad \text{II.31}$$

e

$$\overline{\xi \eta'} = \frac{1}{\Delta t} \int_0^{\Delta t} \xi \eta' dt = 0 \quad \text{II.32}$$

onde  $\xi$  representa uma propriedade qualquer.  $\xi, \eta$  podem representar qualquer uma das seguintes propriedades :

- $v_x$  - velocidade do escoamento na direção x
- $v_y$  - velocidade do escoamento na direção y
- $v_z$  - velocidade do escoamento na direção z
- $\rho$  - massa específica do ar úmido
- q - umidade específica do ar
- T - temperatura do ar

O modelo que está sendo desenvolvido para o escoamento do ar próximo à superfície apresenta algumas simplificações que vale à pena enfatizar. O campo de escoamento é suposto unidimensional no sentido de que as velocidades médias  $\overline{v}_y$  e  $\overline{v}_z$  são nulas :

$$\overline{v}_y = 0$$

$$\overline{v}_z = 0$$

II.33

Os gradientes na direção  $z$  são considerados ordens de grandeza maiores que os na direção  $x$  e  $y$ , uma hipótese originalmente apresentada por Prandtl para camadas-limite, de validade bem estabelecida :

$$\frac{\partial \eta}{\partial z} \gg \frac{\partial \eta}{\partial x}$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial z} \gg \frac{\partial \eta}{\partial y} \quad \text{II.34}$$

O escoamento se dá a pressão (atmosférica) essencialmente constante, o que justifica o uso do calor específico a pressão constante do ar,  $C_p$ , na equação II.28 para a temperatura (Bird, Lightfoot e Stewart, 1959, Capítulo 10). Admite-se que o escoamento seja incompressível — a ordem de grandeza das perturbações  $\rho'$  é muito menor que sua média temporal  $\bar{\rho}$  :

$$\rho' \ll \bar{\rho}, \quad \text{II.35}$$

de modo que a massa específica do ar será denotada por  $\rho$  simplesmente, desprezando-se  $\rho'$ .

Finalmente, o escoamento é considerado permanente no sentido de que as grandezas médias não sofrem variação temporal :

$$\frac{\partial \bar{\eta}}{\partial t} = 0 \quad \text{II.36}$$

A tabela II.3 abaixo dá a relação entre grandezas intensivas  $\eta$  e extensivas  $N$  para os casos de velocidade, temperatura e umidade específica, que são de interesse aqui. Esta relação pode ser sempre expressa por (Fox e McDonald, 1979, Capítulo 4) :

$$N = \int_{V_s} \eta \rho \, dV \quad \text{II.37}$$

onde  $V_s$  é o volume do sistema considerado.

grandeza extensiva	símbolo	grandeza intensiva	símbolo	relação
massa de ar	$M$	(um)	$i$	$M = \int_{V_s} \rho \, dV$
quantidade de movimento na dir. x	$\mathcal{P}_x$	velocidade na dir. x	$v_x$	$\mathcal{P}_x = \int_{V_s} v_x \rho \, dV$
Entalpia	$\mathcal{H}$	temperatura	$T$	$\mathcal{H} = \int_{V_s} \left( u + \frac{P}{\rho} \right) \rho \, dV$ $= \int_{V_s} C_p T \rho \, dV$
massa de vapor d'água	$M_v$	umidade específica	$q$	$M_v = \int_{V_s} q \rho \, dV$

Tabela II.3 - Grandezas extensivas e intensivas associadas

O fluxo instantâneo de uma grandeza  $N = \int_{V_s} \eta \rho \, dV$  na direção  $z$  por

unidade de área é dado por

$$F = \eta \rho v_z$$

$$F = (\bar{\eta} + \eta') \rho (\bar{v}_z + v'_z) \quad \text{II.38}$$

de II.33 vem :

$$F = (\bar{\eta} + \eta') \rho v'_z$$

Seu valor médio será :

$$\begin{aligned} \bar{F} &= \frac{1}{\Delta t} \int_0^{\Delta t} F dt = \overline{(\bar{\eta} + \eta') \rho v'_z} \\ &= \rho \overline{\bar{\eta} v'_z} + \rho \overline{\eta' v'_z} \end{aligned}$$

Como admitimos que as perturbações  $v'_z$  são independentes da média temporal de qualquer outra grandeza (equação II.32) — inclusive  $\bar{v}_z$  — o primeiro termo do lado direito é nulo, restando

$$\bar{F} = \rho \overline{\eta' v'_z} \quad \text{II.39}$$

É importante observar que II.39 despreza o papel da difusividade molecular no transporte de  $\eta$  através de um área plana unitária. Este efeito é descrito pelas leis de Fick, Fourier e Newton, com os respectivos coeficientes de difusividade :  $D/\rho$ ,  $k C_p/\rho$  e  $\mu/\rho$ . Entretanto, o transporte por difusão molecular é ordens de grandeza menor que o transporte por efeito de turbulência, descrito por II.39 (Eagleson, 1970, Capítulo 3).

Em escoamento turbulento, unidimensional e incompressível, a aplicação de II.39 para velocidade, temperatura e umidade específica fornece os fluxos turbulentos de quantidade de movimento, calor e massa de vapor d'água :

$$\bar{\tau} = \rho \overline{v'_x v'_z} \quad \text{II.40}$$

$$\bar{H} = \rho C_p \overline{T' v'_z} \quad \text{II.41}$$

$$\bar{E} = \rho \overline{q' v'_z} \quad \text{II.42}$$

Na camada-limite atmosférica, e mais especificamente na sub-camada superficial, preponderam os gradientes verticais (na direção z) de velocidade, temperatura e umidade específica. Correspondentemente, os fluxos médios de quantidade de movimento ( $\bar{\tau}$ ), calor ( $\bar{H}$ ) e vapor d'água ( $\bar{E}$ ) são importantes apenas na vertical, na direção contrária à dos gradientes, conforme indicado na figura II.7.

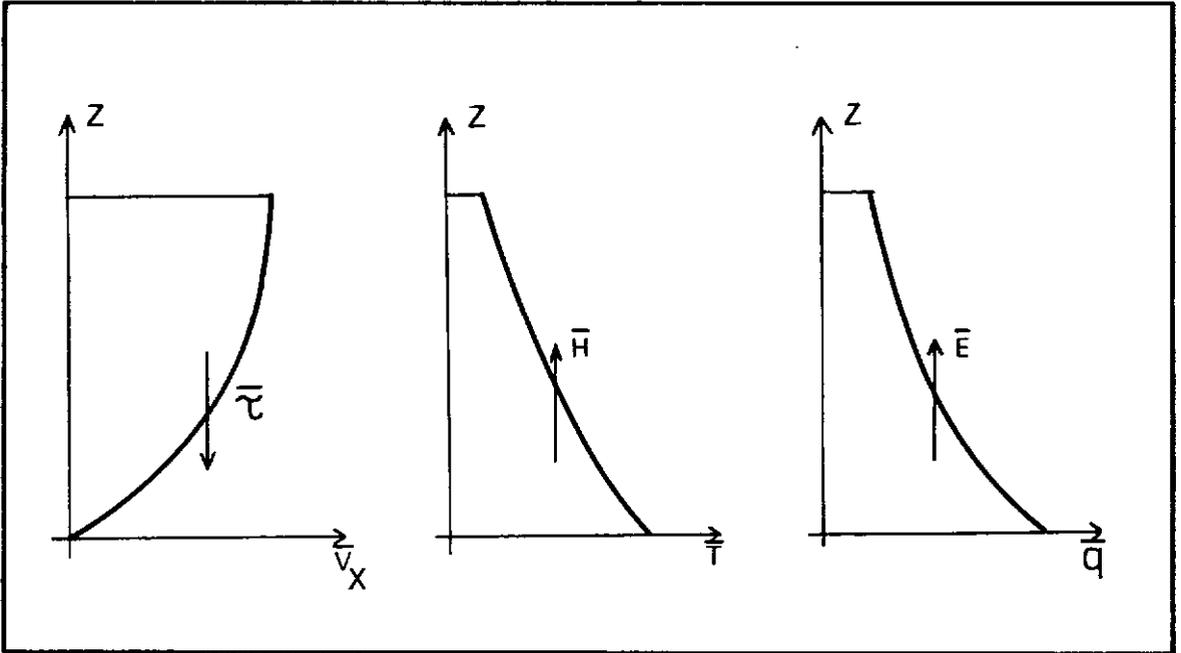


Figura II.7 - Representação esquemática da variação da velocidade, temperatura e umidade específica na sub-camada superficial.

Mais ainda, é possível mostrar que estes fluxos são constantes com a altura  $z$ , a partir das equações II.25 - II.28 e das hipóteses descritas pelas equações II.33 - II.36. Dentro do modelo simplificado de escoamento apresentado, a constância dos fluxos de calor e vapor d'água é rigorosamente verdadeira, sendo aproximada para o fluxo de quantidade de movimento (tensão de cisalhamento). Por exemplo, a equação de transporte para vapor d'água é:

$$\frac{\partial q}{\partial t} + \nabla q \cdot \mathbf{v} = \frac{D}{\rho} \nabla^2 q \quad \text{II.26}$$

por força da equação da continuidade,

$$\nabla \cdot \mathbf{v} = 0 \quad \text{II.25}$$

podemos escrever II.26 na forma

$$\frac{\partial q}{\partial t} + \nabla q \cdot v + q (\nabla \cdot v) = \frac{D}{\rho} \nabla^2 q,$$

donde

$$\frac{\partial q}{\partial t} + \nabla \cdot (q v) = \frac{D}{\rho} \nabla^2 q \quad \text{II.43}$$

Escrevendo-se

$$v = \bar{v} + v'$$

$$q = \bar{q} + q'$$

tem-se

$$\frac{\partial}{\partial t} (\bar{q} + q') + \nabla \cdot ((\bar{q} + q')(\bar{v} + v')) = \frac{D}{\rho} \nabla^2 (\bar{q} + q')$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\bar{q} + q') + \nabla \cdot (\bar{q} \bar{v} + \bar{q} v' + q' \bar{v} + q' v') = \\ \frac{D}{\rho} \nabla^2 (\bar{q} + q') \end{aligned}$$

Tomando-se a média temporal da equação diferencial acima,

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\bar{q} + \overline{q'}) + \nabla \cdot (\overline{\bar{q} \bar{v}} + \overline{\bar{q} v'} + \overline{q' \bar{v}} + \overline{q' v'}) = \\ \frac{D}{\rho} (\nabla^2 \bar{q} + \nabla^2 \overline{q'}) \end{aligned} \quad \text{II.44}$$

Por um argumento semelhante ao que conduz à equação II.39, as correlações temporais do tipo  $\overline{\xi \eta'}$  são todas nulas, ou seja, as perturbações de uma grandeza são independentes da média temporal de qualquer outra. Assim :

$$\overline{\bar{q} v'} = 0$$

$$\overline{q' \bar{v}} = 0$$

e, por definição,

$$\overline{q'} = 0$$

$$\nabla^2 \overline{q'} = 0$$

Podemos então escrever II.44 na forma :

$$\frac{\partial \bar{q}}{\partial t} + \nabla \cdot (\bar{q} \bar{v}) + \nabla \cdot (q' v') = \frac{D}{\rho} \nabla^2 \bar{q} \quad \text{II.45}$$

Observe, por comparação com II.42, que  $\overline{q' v'}$  corresponde ao fluxo turbulento de vapor d'água. Como o escoamento é permanente (equação II.37):

$$\frac{\partial \bar{q}}{\partial t} = 0$$

O segundo termo do lado esquerdo de II.45 pode ser desdobrado em

$$\nabla \cdot \bar{q} \bar{v} = \bar{q} (\nabla \cdot \bar{v}) + \bar{v} \cdot \nabla \bar{q}$$

A média temporal de II.25 dá

$$\nabla \cdot \bar{v} = 0$$

enquanto, de II.33 e II.34 :

$$\bar{v} = v_x e_x,$$

$$\nabla \bar{q} = \frac{\partial q}{\partial z} e_z$$

onde  $e_x$  e  $e_z$  são os vetores unitários nas direções x e z, de modo que

$$\bar{v} \cdot \nabla \bar{q} = 0$$

O terceiro termo de II.45, quando aberto, dá

$$\nabla \cdot (\bar{q}'\bar{v}') = \frac{\partial}{\partial x} \bar{q}'\bar{v}'_x + \frac{\partial}{\partial y} \bar{q}'\bar{v}'_y + \frac{\partial}{\partial z} \bar{q}'\bar{v}'_z$$

E, como o fluxo  $\bar{E}$  é predominantemente vertical, devemos ter

$$\bar{q}'\bar{v}'_x \cong 0$$

$$\bar{q}'\bar{v}'_y \cong 0$$

Finalmente, sabemos que o termo  $\frac{D}{\rho} \nabla^2 \bar{q}$ , que corresponde à difusão molecular de vapor d'água, é ordens de grandeza menor que  $\nabla \cdot (\bar{q}'\bar{v}')$ , do que resulta

$$\nabla \cdot (\bar{q}'\bar{v}') \cong 0$$

$$\frac{\partial}{\partial z} (\bar{q}'\bar{v}'_z) \cong 0$$

logo

$$\bar{E} = \rho \overline{q'v'_z} \cong \text{constante.} \quad \text{II.46}$$

Um resultado totalmente análogo (as equações têm a mesma forma) é válido para o fluxo de calor entre a superfície e a atmosfera :

$$\bar{H} = \rho C_p \overline{T'v'_z} \cong \text{constante} \quad \text{II.47}$$

Enquanto que o resultado

$$\bar{\tau} = \rho \overline{v'_x v'_z} \cong \text{constante} \quad \text{II.48}$$

é mais aproximado, devido à existêndia de termos adicionais na equação II.28.

### II.2.3 - Análise Dimensional da Camada-Limite Atmosférica

Conforme indicamos na seção anterior, estimar taxas médias de evaporação no meio-ambiente a partir da solução das equações diferenciais de transporte não é presentemente possível. As hipóteses simplificadoras de escoamento unidimensional, permanente e incompressível nos primeiros metros da camada-limite atmosférica conduziram, entretanto, à conclusão de que os fluxos  $\bar{E}$ ,  $\bar{H}$  e  $\bar{\tau}$  são aproximadamente constantes com a altura  $z$ . A equação II.39 fornece ainda uma melhor compreensão do fenômeno de transporte de uma grandeza qualquer  $\eta$  por efeito da turbulência, que pode ser entendido como o resultado médio no tempo de uma coincidência (correlação) positiva entre as variações de  $\eta$  e da componente vertical da

velocidade, fazendo com que partículas inteiras do fluido (o ar) cruzem uma área plana "transportando" as flutuações  $\eta'$ .

Estes resultados serão aproveitados agora na construção de um modelo simplificado da camada-limite, baseado na análise dimensional das principais variáveis intervenientes nos processos de transporte. A vantagem desta abordagem é que os fluxos médios  $\bar{E}$ ,  $\bar{H}$  e  $\bar{\tau}$  passam a ser descritos por um número pequeno de variáveis, tais como velocidade do vento, umidade e temperatura do ar, que por sua vez são medidos rotineiramente em estações climatológicas, fornecendo uma base de dados para a realização de estimativas climatológicas da evaporação.

A figura II.8 ilustra as variáveis importantes no processo de transporte simultâneo de quantidade de movimento, calor e vapor d'água na camada-limite atmosférica. A uma distância  $z$  do solo essas variáveis são os próprios fluxos  $\bar{E}$ ,  $\bar{H}$ , e  $\bar{\tau}$ , os gradientes verticais das grandezas intensivas associadas,  $\frac{d\bar{v}_x}{dz}$ ,  $\frac{d\bar{T}}{dz}$  e  $\frac{d\bar{q}}{dz}$ , a massa específica  $\rho$ , o calor específico a pressão constante do ar,  $C_p$ , e a "distância do plano zero",  $z - \delta_0$ . O deslocamento do plano zero,  $\delta_0$ , está hipoteticamente situado entre zero e a altura dos elementos de rugosidade da superfície. Para elementos muito esparsos,  $\delta_0$  tende a zero, enquanto que para elementos compactamente reunidos,  $\delta_0$  tenderia à própria altura destes elementos.

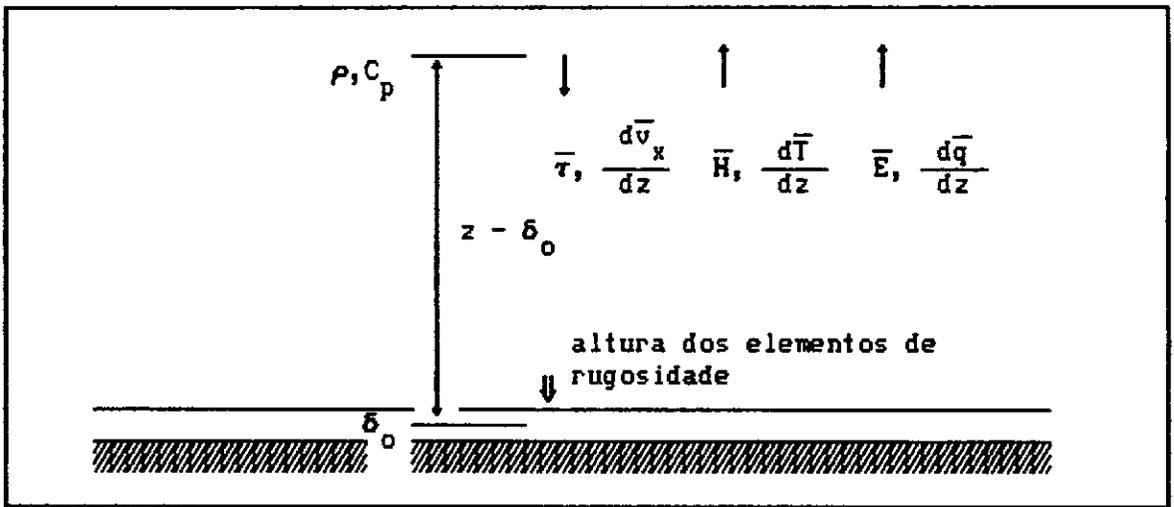


Figura II.8 - Variáveis importantes nos processos de transporte dentro da Camada-Limite Atmosférica.

Na tabela II.4 abaixo estas variáveis estão listadas em função de seis grandezas consideradas fundamentais nos processos simultâneos de transporte, como se segue:

- M - massa total de ar
- $M_v$  - massa de vapor d'água
- L - comprimento
- t - tempo
- T - temperatura
- Q - calor

Variável	Dimensão
$\rho$	$M L^{-3}$
$C_p$	$Q M^{-1} T^{-1}$
$z - \delta_0$	$L$
$\bar{\tau}$	$M L^{-1} t^{-2}$
$\bar{E}$	$M_v L^{-2} t^{-1}$
$\bar{H}$	$Q L^{-2} t^{-1}$
$\frac{d\bar{v}_x}{dz}$	$t^{-1}$
$\frac{d\bar{q}}{dz}$	$M_v M^{-1} L^{-1}$
$\frac{d\bar{T}}{dz}$	$T L^{-1}$

Tabela II.4 - Lista de variáveis importantes no transporte de quantidade de movimento, vapor d'água e calor para a atmosfera.

Como o número total de variáveis consideradas é nove e o número de dimensões fundamentais é seis, há pelo menos  $9 - 6 = 3$  (três) grupos adimensionais independentes no processo, de acordo com o teorema dos Pi (Welty, Wicks e Wilson, 1976, Capítulo 11). Estes grupos podem ser escritos como

$$N_1 = \rho^{a1} C_p^{b1} (z-\delta_0)^{c1} \bar{\tau}^{d1} \bar{E}^{e1} \bar{H}^{f1} \frac{d\bar{v}_x}{dz} \quad \text{II.49}$$

$$N_2 = \rho^{a2} C_p^{b2} (z-\delta_0)^{c2} \bar{\tau}^{d2} \bar{E}^{e2} \bar{H}^{f2} \frac{d\bar{q}}{dz} \quad \text{II.50}$$

$$N_3 = \rho^{a3} C_p^{b3} (z-\delta_0)^{c3} \bar{\tau}^{d3} \bar{E}^{e3} \bar{H}^{f3} \frac{d\bar{T}}{dz} \quad \text{II.51}$$

Para cada grupo, devemos ter

$$1 = \left[ \rho^{ai} \right] \left[ C_p^{bi} \right] \left[ (z-\delta_0)^{ci} \right] \left[ \bar{\tau}^{di} \right] \left[ \bar{E}^{ei} \right] \left[ \bar{H}^{fi} \right] \left[ \frac{d\bar{\eta}}{dz} \right] \quad \text{II.52}$$

onde [.] significa "dimensão" de uma variável, e  $\bar{\eta}$  pode ser  $\bar{v}_x$ ,  $\bar{q}$  ou  $\bar{T}$ . Substituindo-se as dimensões da tabela II.4 na equação II.52, obtém-se, para cada grupo  $N_i$  e  $\eta$  correspondente, um sistema de equações lineares em  $(a_i, b_i, c_i, d_i, e_i, f_i)$ . Cada linha do sistema corresponde a uma das dimensões M, L, t,  $M_v$ , Q, T nesta ordem. Para  $N_1$ ,

$$\left[ \frac{d\bar{v}_x}{dz} \right] = t^{-i}$$

e o sistema de equações é

$$\begin{bmatrix} 1 & -1 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ -3 & 0 & 1 & -1 & -2 & -2 \\ 0 & 0 & 0 & -2 & -1 & -1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 1 \\ -1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a1 \\ b1 \\ c1 \\ d1 \\ e1 \\ f1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}$$

com solução

$$\begin{bmatrix} a1 \\ b1 \\ c1 \\ d1 \\ e1 \\ f1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1/2 \\ 0 \\ 1 \\ -1/2 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}$$

donde

$$H_1 = \sqrt{\frac{\rho}{\tau}} (z - \delta_0) \frac{d\bar{v}_x}{dz}$$

No caso de  $H_2$ ,

$$\left[ \frac{d\bar{q}}{dz} \right] = M_v M^{-1} L^{-1}$$

e o sistema de equações é

$$\begin{bmatrix} 1 & -1 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ -3 & 0 & 1 & -1 & -2 & -2 \\ 0 & 0 & 0 & -2 & -1 & -1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 1 \\ -1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a2 \\ b2 \\ c2 \\ d2 \\ e2 \\ f2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \\ -1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}$$

com solução

$$\begin{bmatrix} a_2 \\ b_2 \\ c_2 \\ d_2 \\ e_2 \\ f_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1/2 \\ 0 \\ 1 \\ 1/2 \\ -1 \\ 0 \end{bmatrix}$$

donde

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_2 &= \rho^{1/2} (z - \delta_0) \bar{\tau}^{1/2} \bar{\epsilon}^{-1} \frac{d\bar{q}}{dz} \\ &= \rho (z - \delta_0) \sqrt{\frac{\bar{\tau}}{\rho}} \bar{\epsilon}^{-1} \frac{d\bar{q}}{dz} . \end{aligned}$$

No caso de  $\mathcal{H}_3$ ,

$$\left[ \frac{d\bar{T}}{dz} \right] = T L^{-1}$$

e o sistema de equações é

$$\begin{bmatrix} 1 & -1 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ -3 & 0 & 1 & -1 & -2 & -2 \\ 0 & 0 & 0 & -2 & -1 & -1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 1 \\ -1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_3 \\ b_3 \\ c_3 \\ d_3 \\ e_3 \\ f_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ -1 \end{bmatrix}$$

com solução

$$\begin{bmatrix} a_3 \\ b_3 \\ c_3 \\ d_3 \\ e_3 \\ f_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1/2 \\ i \\ i \\ 1/2 \\ 0 \\ -1 \end{bmatrix}$$

donde

$$\begin{aligned} R_3 &= \rho^{1/2} C_p (z - \delta_0) \bar{\tau}^{1/2} \bar{H}^{-1} \frac{d\bar{T}}{dz} \\ &= \rho C_p (z - \delta_0) \sqrt{\frac{\bar{\tau}}{\rho}} \bar{H}^{-1} \frac{d\bar{T}}{dz} \end{aligned}$$

Uma vez que a partir de agora trabalharemos apenas com as grandezas médias no tempo ( $\bar{\eta}$ ) e "esqueceremos" as perturbações  $\eta'$ , a barra que indica média temporal deixará de ser escrita, para simplificar a notação. Sejam então os números adimensionais

$$\begin{aligned} K_\tau &= \frac{1}{R_1} = \frac{v_*}{(z - \delta_0) \frac{dv_x}{dz}} \\ &= \frac{\tau}{v_* (z - \delta_0) \rho \frac{dv_x}{dz}} \end{aligned}$$

$$K_E = - \frac{1}{N_2} = \frac{-E}{v_* (z - \delta_0) \rho \frac{dq}{dz}} \quad \text{II.54}$$

$$K_H = - \frac{1}{N_3} = \frac{-H}{v_* (z - \delta_0) \rho C_p \frac{dT}{dz}} \quad \text{II.55}$$

onde

$$v_* = \sqrt{\frac{\tau}{\rho}} \quad \text{II.56}$$

é denominado velocidade de atrito, e o sinal de menos em II.54 e II.55 foi introduzido para levar em consideração o fato de que em nossa convenção,  $\frac{dq}{dz} < 0$  e  $\frac{dT}{dz} < 0$ , enquanto que desejamos interpretar E e H como positivos, tal como indicado na figura II.8

Por motivos históricos,  $K_\tau$  é conhecido como "constante de Von Karman". Em escoamentos turbulentos em tubulações, observa-se experimentalmente que  $K_\tau$  é constante e vale aproximadamente 0,4. Uma vez que estamos empregando Análise Dimensional para obtê-los, denominaremos  $K_\tau$ ,  $K_E$  e  $K_H$  de número de Von Karman para quantidade de movimento, vapor d'água e calor, respectivamente. Experimentalmente,  $K_\tau$ ,  $K_E$  e  $K_H$  são todos constantes e valem aproximadamente 0,4 na sub-camada dinâmica da camada-limite atmosférica (Brutsaert, 1982, Capítulo 4).

### II.2.4 - Obtenção dos Perfis de Velocidade, Umidade Específica e Temperatura

O fluxo  $F$  de uma grandeza  $N$  qualquer na sub-camada dinâmica pode ser escrito em forma adimensional como

$$K_F = \frac{+ F}{v_* (z - \delta_0) \rho \frac{d\eta}{dz}} \quad \text{II.57}$$

conforme vimos para quantidade de movimento, vapor d'água e calor. Como  $K_M$  é constante na sub-camada dinâmica e  $F$  não depende de  $z$  (equações II.45, II.46 e II.47), II.57 reduz-se a uma equação diferencial ordinária de  $\eta$  em  $z$  :

$$\begin{aligned} \frac{d\eta}{dz} &= \frac{+ F}{K_F \rho v_* (z - \delta_0)} \\ \int_{\eta = \eta_0}^{\eta_a} d\eta &= \frac{+ F}{K_F \rho v_*} \int_{z = z_0}^{z_a} \frac{dz}{(z - \delta_0)} \\ &= \frac{+ F}{K_F \rho v_*} \int_{z = z_0}^{z_a} \frac{dz}{z - \delta_0} \\ \eta_a - \eta_0 &= \frac{+ F}{K_F \rho v_*} \ln \frac{z_a - \delta_0}{z_0 - \delta_0} \quad \text{II.57} \end{aligned}$$

A figura II.9 ilustra o perfil logaritmico obtido, bem como a região onde ele é válido. A distância  $z_{\min}$  marca a espessura da

sub-camada interfacial, e o perfil de  $\eta$  nesta região segue a linha cheia, enquanto que os valores previstos por II.58 estão em tracejado.

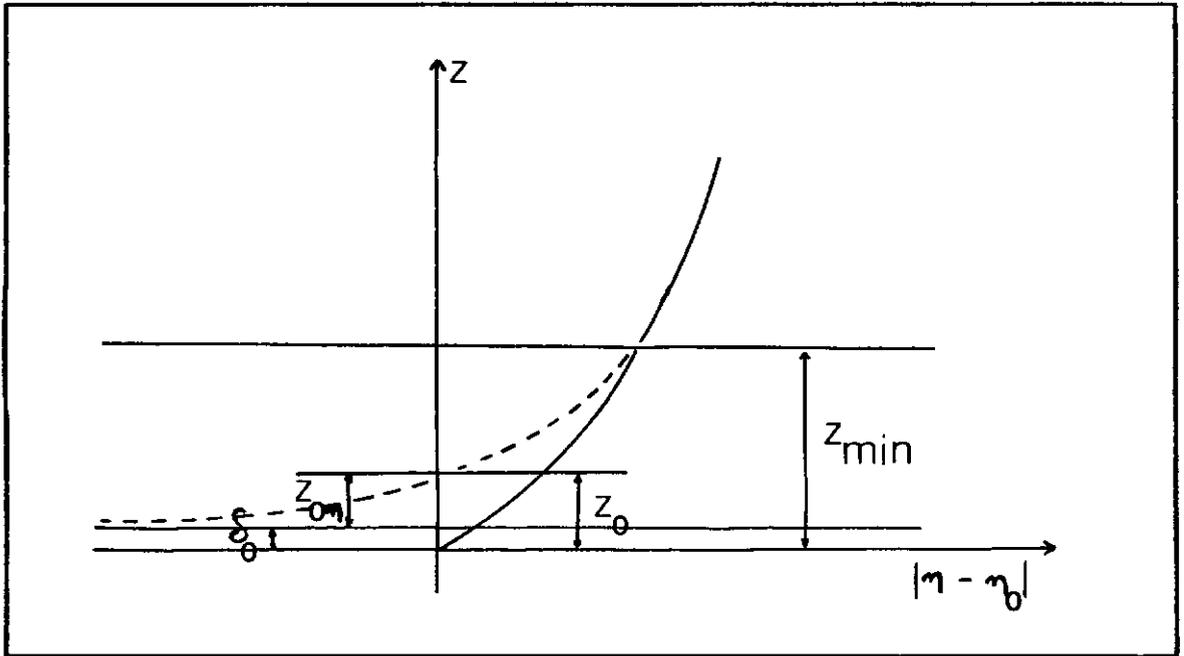


Figura II.9 - Perfil logarítmico de  $\eta$  na sub-camada dinâmica

Fazendo

$$z_{0\eta} = z_0 - \delta_0$$

obtemos

$$\eta_a - \eta_0 = \frac{+}{K_F \rho v_*} \ln \frac{z_a - \delta_0}{z_{0\eta}} \quad \text{II.59}$$

Ainda da figura II.9 observamos que o valor  $\eta = \eta_0$  hipoteticamente alcançado em  $z_0$ , na verdade o é na superfície, onde  $z = 0$ . Devemos adotar como limite de integração  $\eta_0$  o valor de  $\eta$  na superfície. Por outro lado,  $z_{0\eta}$  é um comprimento de rugosidade associado ao transporte da grandeza  $N$ .

Os perfis de velocidade, unidade específica e temperatura podem ser imediatamente obtidos a partir de II.58. Para a velocidade,  $v_0 = 0$  (a condição clássica de não-deslizamento) e

$$v_a = \frac{\tau}{K_\tau \rho v_*} \ln \frac{z_a - \delta_0}{z_{0\tau}}$$

usando II.56 :

$$v_a = \frac{v_*}{K_\tau} \ln \frac{z_a - \delta_0}{z_{0\tau}} \quad \text{II.60}$$

Para a unidade específica :

$$q_0 - q_a = \frac{E}{K_E \rho v_*} \ln \frac{z_a - \delta_0}{z_{0E}} \quad \text{II.61}$$

e para a temperatura :

$$T_0 - T_a = \frac{H}{K_H \rho C_p v_*} \ln \frac{z_a - \delta_0}{z_{0H}} \quad \text{II.62}$$

Nos dois últimos casos é naturalmente interessante escrever os fluxos, em geral desconhecidos, em função das diferenças de unidade específica e temperatura, em geral medidas. Admitindo-se que  $v_a$ ,  $q_a$  e  $T_a$  sejam medidos numa mesma altura  $z_a$ , temos :

$$E = \frac{K_E \rho v_*}{\ln \left[ \frac{z_a - \delta_0}{z_{0E}} \right]} (q_0 - q_a) \quad \text{II.63}$$

$$H = \frac{K_H \rho C_p v_*}{\ln \left[ \frac{z_a - \delta_o}{z_{oH}} \right]} (T_o - T_a) \quad \text{II.64}$$

Na equação II.63 admitiremos que a umidade específica na superfície,  $q_o$ , está no seu valor máximo à temperatura  $T_o$  ( a superfície está "saturada" — o que é razoável no caso de um lago ). Isto equivale a dizer que a pressão de vapor d'água atinge seu valor de saturação à temperatura  $T_o$  da superfície :

$$q_o = q_o^*$$

ou

$$e_o = e_o^* \quad \text{II.65}$$

A hipótese expressa pelas equações acima é que, apesar de haver transporte líquido de massa entre a superfície da água e o ar, a interface ar-água permanece em equilíbrio termodinâmico (Welty, Wicks e Wilson, 1976, Capítulo 29). Esta hipótese é comumente feita no estudo de fenômenos de transferência de massa, sendo comprovada experimentalmente.

Combinando II.60 e II.63 e eliminando  $v_*$  de ambas as equações, o fluxo  $E$  pode ser escrito como

$$E = \frac{K_E K_T \rho}{\ln \left[ \frac{z_a - \delta_o}{z_{oT}} \right] \ln \left[ \frac{z_a - \delta_o}{z_{oE}} \right]} v_a (q_o^* - q_a)$$

usando ainda a equação II.8 :

$$q \approx 0,622 \frac{e}{p} \quad \text{II.8}$$

obtem-se

$$E = \frac{0,622 K_E K_T p}{\ln \left[ \frac{z_a - \delta_o}{z_{OT}} \right] \ln \left[ \frac{z_a - \delta_o}{z_{OE}} \right]} \frac{v_a}{p} (e_o^* - e_a)$$

II.66

A equação II.66 é a base do chamado "método aerodinâmico" para estimar a evaporação. Ela requer o conhecimento dos parâmetros de rugosidade do escoamento ( $\delta_o$ ,  $z_{OT}$ ,  $z_{OE}$ ), o que só pode ser feito a partir de medições dos perfis de velocidade e umidade no local (Sellers, 1965, Capítulo 10). Não obstante, ela apresenta uma base teórica para a forma de numerosas equações empíricas que vêm sendo propostas desde Dalton em 1802 para a estimação da evaporação. No capítulo IV, estas equações serão encontradas sob a designação genérica de métodos de transferência de massa.

As equações II.63 e II.64 permitem ainda calcular uma relação muito importante no estudo da evaporação, conhecida como razão de Bowen e definida por

$$B_o = \frac{H}{L E} \quad \text{II.67}$$

Se, em II.63 e II.64 admitirmos

$$K_E \approx K_H$$

e

$$z_{oE} \approx z_{oH}$$

podemos expressar a razão de Bowen em termos apenas das diferenças de umidade e temperatura :

$$B_o = \frac{C_p}{L} \frac{T_o - T_a}{q_o^* - q_a}$$

Utilizando novamente a equação II.8:

$$B_o = \frac{C_p P}{0,622L} \frac{T_o - T_a}{e_o^* - e_a}$$

$$B_o = \gamma \frac{T_o - T_a}{e_o^* - e_a} \quad \text{II.68}$$

onde

$$\gamma = \frac{C_p P}{0,622L} \quad \text{II.69}$$

é conhecido como "constante psicrométrica". Em II.69, entretanto, fica claro que  $\gamma$  é uma função da pressão atmosférica  $P$  e da temperatura da superfície,  $T_o$ , através da dependência de  $L$  com  $T$  (equação II.13). Entretanto, como esta última é muito fraca, o fator mais importante em II.69 fica sendo considerar o valor da pressão atmosférica local para o cálculo de  $\gamma$ . No caso de não existirem medidas de pressão atmosférica, esta pode ser correlacionada com a altitude  $h$ , pelo menos em média, considerando-se uma atmosfera-padrão. Morton (1983a) dá a seguinte

relação entre P e h :

$$P = P_0 \left( \frac{288 - 0,0065 h}{288} \right)^{5,256} \quad \text{II.70}$$

onde

$$P_0 = 101.325 \text{ Pa,}$$

é a pressão atmosférica padrão ao nível do mar e h é dado em metros.

## CAPÍTULO III - BALANÇO DE MASSA E DE ENERGIA EM RESERVATÓRIOS

Estudando-se a natureza do escoamento de ar sobre uma superfície úmida, obteve-se no Capítulo II um conjunto de relações úteis para entender melhor o fenômeno da evaporação. Entretanto, conforme mencionamos, a necessidade de se determinar parâmetros de rugosidade localmente restringe a generalidade do método aerodinâmico tal como apresentado na equação II.67. Uma vez que a evaporação envolve transporte simultâneo de massa e energia, podemos tentar utilizar duas leis básicas da física, as leis de conservação de massa e de energia, para estimá-la. Da lei de conservação de massa pode-se, em tese, estimar a evaporação como o termo residual do balanço hídrico em reservatórios. A lei de conservação de energia, por outro lado, fornece em conjunto com a relação de Bowen, equações II.68 e II.69, um importante método para a estimativa de taxas de evaporação a partir de medições em dois ou mais níveis de temperatura e umidade atmosféricas.

### III.1 - Balanço de Massa em Reservatórios

#### III.1.1 - Termos do Balanço Hídrico

A equação da continuidade para um reservatório, considerando volumes afluentes ao longo de um intervalo de tempo  $\Delta t$  é :

$$V_2 - V_1 = (Q_A - Q_E)\Delta t + (S_A - S_E)\Delta t + (P - E)A \quad \text{III.1}$$

onde

$V_1$  e  $V_2$  são os volumes armazenados no início e no final do intervalo;

$Q_A$  e  $Q_E$  são as vazões superficiais médias afluente e efluente ;

$S_A$  e  $S_E$  são as vazões subterrâneas médias, afluente e efluente ;

$P$  é a altura de precipitação acumulada ao longo de  $\Delta t$  ;

$E$  é a altura de evaporação acumulada ao longo de  $\Delta t$  ;

$A$  é a área (média) da superfície do lago .

A equação III.1 abre caminho para a possibilidade de se estimar a taxa de evaporação  $E$  a partir do conhecimento dos demais termos. A figura III.1 abaixo ilustra uma situação genérica para um reservatório no que diz respeito ao seu balanço hídrico :

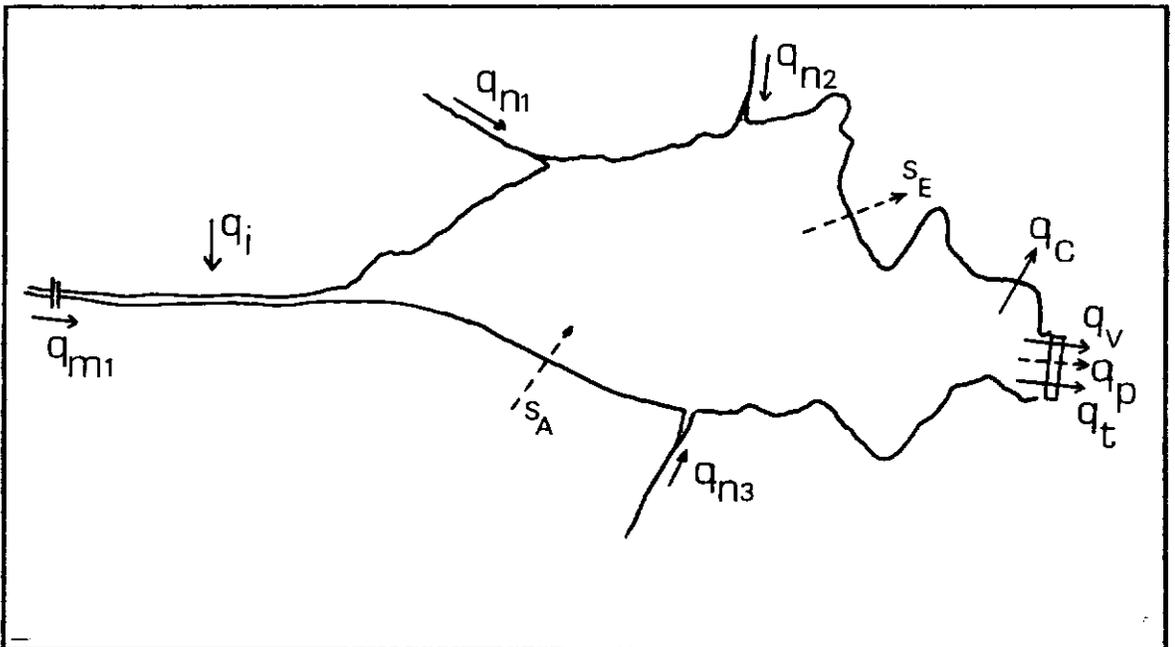


Figura III.1 - Balanço hídrico de um reservatório.

Nesta figura, os termos  $q_{m1}$ ,  $q_i$ ,  $q_{n1}$ ,  $q_{n2}$ ,  $q_{n3}$  são componentes da vazão afluente  $Q_A$ . Da mesma forma,  $q_c$ ,  $q_v$ ,  $q_p$  e  $q_t$  são componentes da vazão efluente  $Q_E$ . Todos serão definidos na seção III.1.3.

Torna-se aparente que a estimação de E a partir da equação III.1 não é trivial, uma vez que os erros cometidos na medição ou estimação dos demais termos somam-se, aumentando a incerteza sobre E. É preciso então analisá-la termo a termo para se ter uma idéia dos erros cometidos em cada um. Além disso, as estimativas de E serão tanto mais razoáveis quanto maior for o intervalo de tempo  $\Delta t$  utilizado. Atualmente, não se deve esperar resultados razoáveis para intervalos de tempo menores que um mês, pois termos em geral desprezados ou desconhecidos tornam-se importantes demais a nível diário ou semanal (Linsley, Kohler e Paulhus, 1975, Capítulo 5).

### III.1.2 - Volume armazenado no reservatório.

$V_1$  e  $V_2$  são dados em função do nível do reservatório ao início e ao final do período, através da sua curva cota-volume. Esta é obtida a partir do conhecimento da topografia da região inundada. Em grandes reservatórios, são feitas restituições topográficas por meio de aerofotogrametria, intrinsecamente menos precisas do que levantamentos topográficos convencionais. A qualidade da curva cota-volume depende, fundamentalmente, da qualidade e precisão do levantamento topográfico da área do reservatório, espaçamento das curvas de nível, etc.

Outro ponto importante a ser considerado é a possível mudança da forma do fundo do reservatório devido a sedimentação, acomodações das margens e deslizamentos de encostas. Assim sendo, a validade da curva cota-volume deveria ser periodicamente revista através de levantamentos batimétricos, o que, tanto quanto seja de conhecimento do autor, não é usualmente feito.

O levantamento da curva cota-volume consiste simplesmente no cálculo dos sucessivos volumes entre curvas de nível na área do reservatório. Sua aplicação direta aos dados de nível pressupõe que a superfície da água seja plana e horizontal. Por efeito do remanso e também do vento, entretanto, pode haver desníveis consideráveis na superfície, que poderão induzir até mesmo a erros grosseiros. Dependendo da forma do reservatório, do efeito do vento e das condições hidráulicas dos rios tributários, pode ser necessário medir o nível em numerosos pontos para efeito de cálculo do volume total armazenado.

Finalmente, além do armazenamento no reservatório, pode haver acumulação de água sub-superficialmente, nas margens e superficialmente, nas calhas dos rios tributários. Embora esta seja uma parcela geralmente pequena para períodos suficientemente longos, ela deve ser lembrada em qualquer análise específica.

### III.1.3 - Vazões Superficiais Afluentes.

A vazão total afluente ao reservatório superficialmente possui diversos componentes. Na figura III.1 :

$$Q_A = \sum_{i=1}^M (q_{mi} + q_{di}) + \sum_{j=1}^N (q_{nj}) \quad \text{III.2}$$

onde

M é o número de postos fluviométricos que medem contribuições a montante do reservatório.

N é o número de contribuições não-medidas.

$q_{mi}$  é a vazão média medida no posto fluviométrico do i-ésimo tributário controlado do reservatório.

$q_{di}$  é a vazão incremental do i-ésimo tributário controlado, entre o posto fluviométrico e a seção de entrada do reservatório. Em geral, estando o posto fluviométrico suficientemente próximo do reservatório,  $q_{di}$  é pequeno comparado a  $q_{mi}$ .

$q_{nj}$  é a vazão afluente não-medida que chega ao reservatório proveniente de um tributário "j", em geral relativamente pouco importante. Dependendo da região onde se situa o reservatório e da época do ano, entretanto, a soma  $\sum_{j=1}^N q_{nj}$  pode representar uma parcela considerável da vazão afluente  $Q_A$ . Por exemplo, podemos esperar que esta contribuição seja importante em reservatórios de cabeceira, quando há abundância de

nascentes e pequenos tributários, ou em épocas de fortes chuvas na região do lago.

Podemos verificar que boas estimativas de  $Q_A$  dependerão de diversos fatores : em primeiro lugar, da qualidade das medidas de nível e das transformações cota-vazão (curvas-chave) nos M postos fluviométricos dos tributários controlados. Em seguida, da importância relativa das

contribuições não-medidas, ou seja : do termo  $\sum_{i=1}^M q_{di} + \sum_{j=1}^N q_{nj}$ . No caso de se verificar a importância destas contribuições faz-se necessário estimá-las melhor. Uma possibilidade é estender a rede de postos fluviométricos, aumentando M. Outra alternativa é procurar correlacionar as vazões  $q_{nj}$  com vazões medidas (utilizando relações entre áreas de drenagem de tributários controlados e não-controlados, por exemplo, sempre que eles se situarem em regiões hidrologicamente homogêneas). Idênticas medidas podem ser tomadas para se estimar as vazões incrementais  $q_{di}$  através de modelos de propagação. De acordo com UNESCO (1981), os dados fluviométricos terão precisão suficiente se os erros introduzidos pela medição de nível e curva cota-volume forem da ordem de 5 %. Poderíamos esperar que as vazões médias mensais apresentassem erros inferiores aos das vazões diárias. Entretanto, eventuais erros sistemáticos na curva cota-vazão serão refletidos na média mensal. Ao mesmo tempo, a alta correlação entre vazões diárias faz com que os erros aleatórios da média sejam praticamente iguais aos dos valores diários. Se  $Q_i$  é a vazão estimada no dia i e  $\bar{Q}$  é a média mensal, então :

$$\bar{Q} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n Q_i \quad \text{III.3}$$

$$\text{Var} [\bar{Q}] = \left[ \frac{1}{n} \right]^2 \left[ \sum_{i=1}^n \text{Var} [Q_i] + 2 \sum_{i=1}^{n-1} \sum_{j=i+1}^n \text{Cov} [Q_i, Q_j] \right] \quad \text{III.4}$$

onde  $n$  é o número de dias do mês, e  $\text{Var} [.]$ ,  $\text{Cov} [.]$  significam a variância e a covariância das variáveis aleatórias. Se a distribuição de probabilidades da vazão diária for aproximadamente a mesma para todos os dias, o coeficiente de correlação entre as vazões diárias,  $r$ , será

$$r = \frac{\text{Cov} [Q_i, Q_j]}{\text{Var} [Q_i]} \quad \text{III.5}$$

donde

$$\text{Var} [\bar{Q}] = \left[ \frac{1}{n} \right]^2 \left[ n \text{Var} [Q_i] + 2 \frac{n(n-1)}{2} r \text{Var} [Q_i] \right]$$

$$\text{Var} [\bar{Q}] = \frac{1}{n^2} [ n + n(n-1)r ] \text{Var} [Q_i]$$

$$\text{Dvp} [\bar{Q}] = \frac{\sqrt{n + n(n-1)r}}{n} \text{Dvp} [Q_i] \quad \text{III.6}$$

Em III.6,  $\text{Dvp} [.]$  significa o desvio-padrão das variáveis aleatórias. Para  $n = 30$  dias e  $r = 0,90$ , que é um valor típico de correlação entre vazões diárias em grandes áreas de drenagem,  $\text{Dvp} [\bar{Q}] = 0,95 \text{Dvp} [Q_i]$ , ou seja : erros aleatórios cometidos na estimação das vazões diárias refletem-se quase que integralmente nas médias mensais.

### III.1.4 - Vazões Superficiais Efluentes

A vazão total efluente do reservatório  $Q_E$  possui quatro componentes, de acordo com a figura III.1 :

$$Q_E = q_t + q_v + q_c + q_p \quad \text{III.7}$$

onde :

$q_t$  são as vazões turbinadas, no caso muito comum de reservatórios de usinas hidrelétricas. Em princípio, podemos estimar  $q_t$  por meio de curvas características de operação das turbinas, comumente fornecidas pelo fabricante ou pelas relações entre potência, queda bruta, vazão turbinada e rendimento do grupo turbina-gerador. As curvas características e os coeficientes de rendimento são em geral determinados em modelos reduzidos da turbina, o que eventualmente pode resultar em erros diários maiores, de até 12 %. Entretanto, os erros cometidos a nível mensal tendem a ser da ordem de 1 a 3 % ( UNESCO, 1981).

$q_v$  são as vazões vertidas por diversas estruturas de extravasamento, tais como vertedores, orifícios e comportas de fundo. As vazões  $q_v$  são comumente estimadas a partir do regime de funcionamento do órgão extravasador (operação de comportas, vertimento em lâmina livre, etc.) e da carga hidráulica sobre este, também por meio de curvas de operação determinadas a partir de fórmulas empíricas, modelos reduzidos, etc.

$q_c$  são as vazões retiradas do reservatório para uso consuntivo : irrigação, abastecimento d'água, desvio de vazões para outras bacias, escadas de peixe, etc. As vazões retiradas do reservatório para fins

diversos da geração de energia devem ser estimadas de acordo com os usos específicos.

$q_p$  são as perdas por infiltração através da barragem, se esta for de terra, vazamentos pelas vedações das comportas do vertedor, etc. Estas perdas podem ser de estimação mais difícil. Em geral elas são assumidas constantes, ou tendo uma dependência simples com o nível do reservatório, podendo alcançar até uns 4 % do valor total de  $Q_E$  (UNESCO, 1981).

A vazão superficial efluente de um reservatório é por sua natureza mais fácil de estimar do que a vazão afluente. A existência de um posto fluviométrico imediatamente a jusante do reservatório pode melhorar as estimativas de  $Q_E$ , fornecendo valores integrados dos termos  $q_t + q_v + q_p$ . Neste caso, é importante verificar o comportamento do escoamento gerado pela operação das turbinas a jusante da barragem. Uma vazão turbinada muito variável ao longo do dia gera transientes hidráulicos que podem invalidar a curva-chave do posto fluviométrico.

### III.1.5 - Contribuições Subterrâneas

As vazões subterrâneas afluente e efluente do reservatório são certamente os termos mais difíceis de se medir no balanço hídrico de um reservatório. Elas se apresentam distribuídas espacialmente em todo o seu perímetro, dependendo, em cada ponto, do gradiente da linha piezométrica do lençol subterrâneo e da permeabilidade do solo na direção do escoamento. A não ser que se conheça detalhadamente o escoamento subterrâneo em torno do reservatório, é impossível fazer estimativas precisas de  $S_A$  e  $S_E$ . Isto por sua vez pressupõe numerosas medidas de nível do lençol freático, e da permeabilidade do solo. Não obstante, o

escoamento extremamente lento da água no solo tende a fazer com que, em grandes lagos,  $S_A$  e  $S_E$  sejam significativamente menores que os demais termos, permitindo que se despreze as contribuições subterrâneas na maioria dos casos. Por exemplo, a CHESF (1985) obteve estimativas preliminares de que a contribuição subterrânea total para o reservatório de Sobradinho é da ordem de  $3,3 \text{ m}^3/\text{s}$ , um valor extremamente baixo comparado, por exemplo, com a afluência média de longo curso ( $2800 \text{ m}^3/\text{s}$ ). Além disso, a nível anual ou plurianual, o valor de  $S_A - S_E$  tende a ser desprezível.

### III.1.6 - Precipitação

A determinação de médias espaciais e temporais de precipitação sobre uma área é feita correntemente em hidrologia, em geral através dos métodos de Thiessen ou das isoietas. No caso de um reservatório, pode-se aplicar um destes métodos à área do lago, utilizando as precipitações pontuais em postos pluviométricos situados (em terra) na região do reservatório. Entretanto, nos deparamos aqui pela primeira vez com as modificações microclimáticas causadas pela existência de um corpo d'água de grande porte. A grande capacidade de armazenamento térmico das águas de um lago será vista na seção III.2. Essa capacidade reflete-se diretamente em diferenças entre o padrão sazonal da temperatura do ar em terra e da temperatura da água. Assim, no verão as águas tendem a permanecer mais frias que o ar, ocorrendo o oposto no inverno.

Durante o verão, devemos considerar que a temperatura mais baixa da superfície da água tende a resfriar as camadas inferiores de ar, causando uma inversão térmica na camada-limite atmosférica acima do lago — A temperatura aumenta com a altura  $z$ , ao contrário do indicado na figura

II.7. A sub-camada superficial fica então estável, reduzindo-se o transporte de calor e vapor d'água do lago para a atmosfera por convecção livre. Isto por sua vez reduz a formação de chuvas convectivas sobre o lago. O resultado é que a precipitação sobre o lago nestas condições pode ser significativamente inferior à precipitação medida em terra.

Já durante o inverno, as águas tendem a permanecer mais quentes que o ar. Aumenta portanto o aquecimento do ar sobre o lago, onde a atividade convectiva passa a ser mais intensa do que sobre a terra. A precipitação de origem convectiva será portanto maior sobre o lago, e em terra na direção do vento.

Naturalmente, é necessário verificar o tipo de precipitação dominante na região do lago. Em latitudes elevadas, no Sul-Sudeste do País, podem predominar precipitações frontais, de forma que as diferenças acima descritas entre os totais de precipitação em terra e sobre o lago serão mínimas ou mesmo inexistentes. Já em regiões onde a chuva seja essencialmente convectiva, como é o caso do Norte-Nordeste do País, esse efeito será certamente maior.

Embora seja possível conceber algum tipo de ajuste aos dados de precipitação em terra para levar em conta as diferenças sazonais, a medição direta sobre o lago, ou o uso de radar, parecem ser as formas mais corretas de estimar  $P$  na equação III.1. Não obstante, a existência destas informações é ainda rara, fazendo com que as possíveis diferenças de precipitação acima descritas nem sempre possam ser levadas em consideração.

### III.1.7 - Evaporação

Estimativas independentes de evaporação constituem o tema principal deste texto. Em geral, estas são obtidas a partir de dados climatológicos coletados na região do reservatório, usando-se correlações empíricas ou algum tipo de modelo matemático.

A partir destas estimativas pode-se, num caso ideal, "fechar" a equação de balanço hídrico III.1. Todos os termos são estimados independentemente, restando um resíduo em função dos erros cometidos (UNESCO, 1981).

É importante observar que situações em que os volumes evaporados são da ordem de 5 % ou menos dos volumes totais afluentes são muito comuns, principalmente na época de cheias. Nestes casos, reduz-se a importância econômica da água evaporada e concomitantemente o interesse dos proprietários do reservatório em sua correta estimativa.

## III.2 - Balanço de Energia em Reservatórios

### III.2.1 - Termos do Balanço de Energia

A equação de balanço de energia para um reservatório ao longo de um período  $\Delta t$  é dada por

$$W_2 - W_1 = (F_R - F_E)\Delta t - (L E + H) A \Delta t + R_{10} A \Delta t$$

onde

$W_2$  e  $W_1$  são a energia interna do lago no final e no início do período, podendo ser calculadas a partir do conhecimento do campo de temperaturas  $T$  no lago :

$$W_1 = \int_{V_1} \rho_w C_w T dV \quad \text{III.9}$$

$$W_2 = \int_{V_2} \rho_w C_w T dV \quad \text{III.10}$$

Nas equações acima,  $\rho_w$  é a massa específica da água,  $C_w$  é o seu calor específico e  $T$  é a temperatura em cada ponto do volume do reservatório.  $V_1$  e  $V_2$  são os volumes do reservatório no início e no final do período, assim como definidos em III.1.

$F_E$  e  $F_A$  são os fluxos de energia térmica adveccionada de e para as águas do lago pelas vazões efluentes e afluentes :

$$F_A = \rho_w C_w T_A Q_A \quad \text{III.11}$$

$$F_E = \rho_w C_w T_E Q_E \quad \text{III.12}$$

Em III.11  $T_A$  significa a temperatura média da água afluyente. Da mesma forma,  $T_E$  é a temperatura média da água efluyente.  $Q_A$  e  $Q_E$  são as vazões afluyente e efluyente, tais como definidas em III.1.

$L E$  é o fluxo de calor latente transportado para a atmosfera devido à evaporação. Aqui,  $L$  é o calor latente de evaporação e  $E$  é o fluxo de vapor d'água para a atmosfera, em  $\text{kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ , tais como definidos no capítulo II.

$H$  é o fluxo de calor sensível para a atmosfera, isto é, calor transportado para a atmosfera por convecção em  $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$ , tal como definido no Capítulo II.

$A$  é a área média do lago.

$R_{10}$  é a radiação líquida na superfície do lago, ou seja : o saldo entre radiação absorvida e emitida pela superfície.

### III.2.2 - Energia Armazenada e Adveccionada

Tanto os termos  $W_1$  e  $W_2$  quanto  $F_A$  e  $F_E$  são conceitualmente muito simples de serem obtidos. Basta que se calculem perfis de temperatura no início e no fim de cada período em vários pontos do lago para se obter a variação no armazenamento de energia durante este período. Analogamente, o conhecimento das temperaturas das águas que chegam e saem superficialmente do lago ao longo de todo o período permite que se calcule  $F_A$  e  $F_E$ . Tais medidas, entretanto, não são comuns, e somente agora o Setor Elétrico brasileiro começa a realizar em alguns lagos (Tucuruí, por exemplo) medições sistemáticas de perfis de temperatura, inicialmente para fins de estudos de qualidade da água.

O elevado valor de  $C_w$  tem uma importância muito grande na interação do lago com o ambiente terrestre. O grande armazenamento de energia nas águas do lago modifica os padrões sazonais de temperatura do ar, evaporação e conseqüentemente umidade específica sobre o lago, quando comparados com valores obtidos no ambiente terrestre. Desta forma, por exemplo, as variações de temperatura do ar diárias e mensais no lago tendem a ser mais amenas do que em terra. Ao mesmo tempo, o ciclo anual de evaporação no lago não será idêntico, digamos, ao ciclo de evaporação em tanques classe A situados em terra. Isto porque, na primavera, uma parte da energia proveniente da radiação solar, que seria usada para a evaporação, serve para aquecer as águas. Por outro lado, no início do outono, quando evaporímetros situados em terra têm seus totais de evaporação reduzidos devido à diminuição da radiação incidente, o resfriamento das águas do lago fornece energia adicional para manter a evaporação no lago alta. O que se observa é um padrão sazonal diferente, com a evaporação em lago retardada de um ou mais meses da evaporação em tanques classe A.

O efeito de armazenamento de energia nas águas de um lago descrito acima será tanto mais intenso quanto maior a profundidade do lago. De fato, a diferença de energia armazenada no início e no fim do período nas águas do lago corresponde a um fluxo médio  $G$  de calor entre a superfície do lago e o seu volume, suposto positivo quando dirigido da superfície para o corpo do lago :

$$G = \frac{1}{A \Delta t} (W_2 - W_1)$$

III.13

A equação III.8 pode então ser escrita, alternativamente, como :

$$R_{10} + \frac{1}{A} (F_A - F_E) = L E + H + G \quad \text{III.14}$$

A equação III.14 descreve quantitativamente o efeito de armazenamento de energia comentado no parágrafo anterior. A energia total afluente ao reservatório corresponde ao lado esquerdo de III.14. Esta energia será usada para evaporar a água (LE), aquecer o ar (H) e aquecer o lago (G). Assim sendo, na primavera  $G > 0$ , e o ciclo de evaporação é retardado em relação ao ciclo de radiação solar, refletido em  $R_{10}$ . O oposto ocorrerá no outono, quando, com o resfriamento das águas,  $G < 0$ . Como na equação III.13  $W_1$  e  $W_2$  provêm de integrais sobre o volume do reservatório, o valor de G e conseqüentemente a importância do efeito de armazenamento de energia dependerá diretamente da relação  $\frac{V}{A}$ , ou seja, da profundidade média do lago.

Na figura III.2, vemos o resultado da aplicação de um modelo climatológico de evaporação (Morton, 1983b) ao lago Pyramid (Latitude 40° N, profundidade média 61 m, salinidade 3500 ppm) nos E.U.A. nos anos de 1935 e 1936.  $E_1$  representa a evaporação, em milímetros por mês, estimada pelo modelo levando em conta o armazenamento de energia de uma forma aproximada;  $E_w$  é a evaporação que ocorreria se o lago fosse raso, enquanto que  $E_p$  é a evaporação potencial estimada no ambiente terrestre, que pode ser tomada como um sucedâneo da evaporação em tanque classe A, em primeira aproximação (Morton, 1983a). Repare que, a nível anual,  $E_w \cong E_1$ . Definições mais precisas de evaporação potencial serão dadas no Capítulo IV.

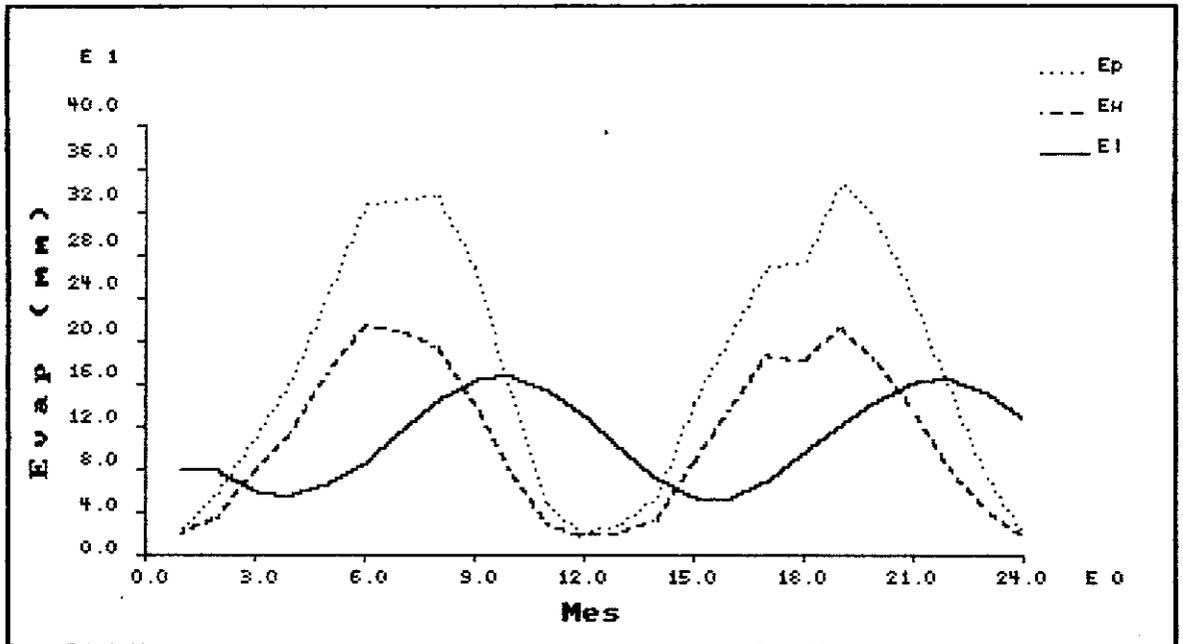


Figura III.2 - Padrão sazonal da evaporação em lago profundo ( $E_1$ ), em lago raso ( $E_w$ ) e em ambiente terrestre ( $E_p$ ).

### III.2.3 - Fluxos de Calor Latente e Sensível para a Atmosfera

Na equação III.8,  $L E$  e  $H$  são supostos positivos quando vão da superfície do lago para a atmosfera. Ambos os fluxos estão intimamente ligados, conforme pode ser visto pela razão de Bowen, equação II.69. De fato, os chamados "métodos de balanço de energia - razão de Bowen" para estimação da evaporação em lagos fazem sempre uso desta relação. Suponha por exemplo que os termos  $W_1$ ,  $W_2$ ,  $F_A$ ,  $F_E$  e  $R_{10}$  tenham sido cuidadosamente medidos num lago bem instrumentado. Por simplicidade, vamos assumir  $F_A = F_E$  ou seja, vamos desprezar a advecção de energia para as águas do lago. Então :

$$R_{10} = L E + H + G$$

III.15

e, usando II.68 teremos :

$$L E + H = L E (1 + B_o)$$

donde

$$L E = \frac{1}{1 + B_o} (R_{10} - G) \quad \text{III.16}$$

Como estamos supondo que  $R_{10}$  e  $G$  sejam conhecidos, a taxa de evaporação  $E$  pode ser determinada a partir do conhecimento da razão de Bowen. Esta, por força da equação II.69, é calculada em função da temperatura da superfície do lago, da temperatura e da umidade do ar sobre o lago.

O método do balanço de energia - razão de Bowen tem como atrativo o fato de que os termos do balanço hídrico não precisam ser tão bem conhecidos quando se sabe, por exemplo, que os efeitos de advecção de energia não são importantes. Entretanto, trata-se de um procedimento exigente em termos do volume de dados que necessitam ser medidos. A cada intervalo  $\Delta t$  é necessário obter perfis de temperatura em numerosos pontos do lago, para calcular as integrais III.9 e III.10. É necessário também obter boas estimativas de radiação líquida, um assunto que será tratado na seção seguinte. Por fim, é preciso coletar dados de temperatura do ar e umidade sobre o lago, em um ou mais níveis e em diversos pontos, de forma a obter uma média espacial significativa da equação III.16. Embora não haja um conjunto padronizado de procedimentos para a estimação e/ou medição dos numerosos fatores que entram no cálculo (Morton, 1983b), o método do balanço de energia tem sido utilizado em alguns lagos do mundo, como por exemplo o lago Mead nos E.U.A. (citado em Kohler e Parmele, 1967), o lago Perch no Canadá (citado em UNESCO, 1981) e o lago Kinneret em

Israel (citado em Simon e Mero, 1985). Um ponto crítico do método está na validade da equação II.69 para dias de grande instabilidade ou estabilidade atmosférica. Em tais dias, a espessura da sub-camada dinâmica fica eventualmente tão reduzida que II.69 deixa de ser válida nos níveis onde são feitas as medidas de temperatura do ar e umidade.

### III.2.4 - Radiação Líquida na Superfície

A figura III.3 mostra esquematicamente o balanço de energia para a superfície de um corpo d'água, com especial atenção para os termos que compõem a radiação líquida.

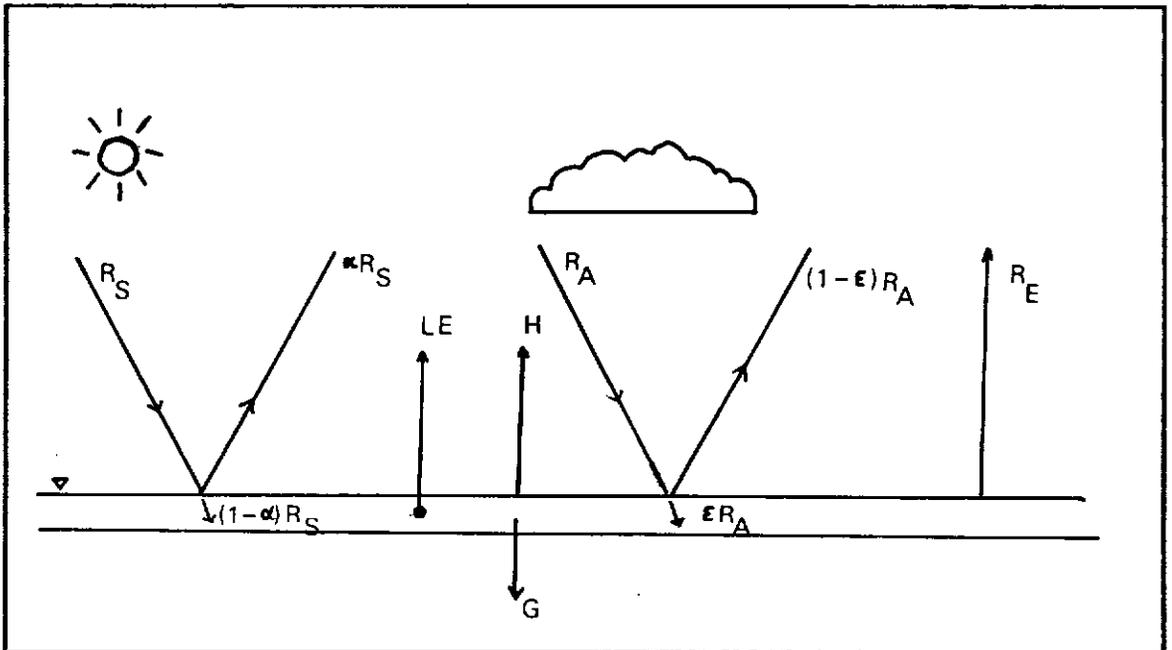


Figura III.3 - Balanço de Energia na Superfície da Água.

Da radiação solar incidente  $R_s$ , uma parcela  $\alpha$  é refletida, e o restante absorvido. O albedo  $\alpha$  é definido como a relação entre a radiação solar incidente e a refletida. Para uma superfície líquida, o valor médio de  $\alpha$  é 0,06. A radiação solar é emitida pelo sol em comprimentos de onda curtos e chega à superfície diretamente ou após difusão na atmosfera (Eagleson, 1970, Capítulo 3).

Da radiação atmosférica incidente,  $R_a$ , uma parcela  $\epsilon$  é absorvida pela superfície.  $\epsilon$  é a absorptividade da superfície. A radiação atmosférica é emitida pelos gases da própria atmosfera e pelas nuvens, em comprimentos de onda longos (Eagleson, 1970, Capítulo 3).

Por sua vez, a superfície emite radiação, também em comprimentos de onda longos, de acordo com a Lei de Stephan-Boltzmann para um corpo cinzento. A radiação emitida pela superfície,  $R_e$ , é dada por

$$R_e = \epsilon \sigma T_0^4 \quad \text{III.17.}$$

onde  $\epsilon$  é a emissividade da superfície,  $\sigma$  é a constante de Stephan-Boltzmann ( $\sigma = 5,6697 \cdot 10^{-8} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-4}$ ) e  $T_0$  é a temperatura da superfície. Observe-se que o mesmo símbolo,  $\epsilon$ , está sendo usado indistintamente para a absorptividade e a emissividade da superfície. Para um corpo cinzento em equilíbrio térmico, a absorptividade e a emissividade são rigorosamente iguais (Eagleson, 1970, Capítulo 3). Para a maioria dos materiais em temperaturas ambientais, a aproximação de que a absorptividade e a emissividade são numericamente iguais é muito boa (Welty, Wicks e Wilson, 1976, Capítulo 23).

A radiação líquida  $R_{10}$  na superfície será o saldo

$$R_{10} = R_s (1 - \alpha) + \varepsilon R_a - R_e .$$

Por força de III.17, podemos escrever

$$R_{10} = R_s (1 - \alpha) + \varepsilon R_a - \varepsilon \sigma T_o^4 \quad \text{III.18}$$

De acordo com Brutsaert (1982, Capítulo 6) é sempre preferível a medição direta de  $R_{10}$ . Os aparelhos destinados à medida da radiação líquida denominam-se radiômetros líquidos. Uma descrição do seu funcionamento pode ser encontrada em Sellers, 1965, Capítulo 6.

A existência de medidas rotineiras de radiação líquida, no entanto é muito mais a exceção do que a regra. Neste caso,  $R_{10}$  precisa ser estimado através de III.18, a partir da medida ou estimativa de cada termo do seu lado direito. A seguir, descreve-se os métodos usados neste trabalho para obter  $R_s$ ,  $R_a$  e  $T_o$  a partir de dados climatológicos rotineiramente coletados. Na ausência de dados medidos de radiação líquida, não se procurou verificar o grau de adequação destes métodos. Não obstante, pôde-se "padronizar" o cálculo da radiação líquida para três dos quatro métodos de estimativa da evaporação apresentados no capítulo IV. O último método (modelo CRLE — Morton, 1983a) utiliza um procedimento diferente do que será apresentado, mas os resultados para a radiação líquida são muito parecidos na faixa de temperatura e umidade do ar em que os métodos foram aplicados.

### III.2.4.1 - Radiação Solar

A radiação solar total incidente, chamada também de radiação global, é muitas vezes medida diretamente, por meio de instrumentos denominados piranômetros (Sellers, 1965, Capítulo 6), que medem o total de radiação solar recebida pela superfície ao longo de um dia.

Na ausência de medidas diretas de radiação solar, pode-se estimá-la a partir de  $n$ , o número de horas de brilho intenso do sol no dia, cuja medida, consideravelmente mais simples e barata, é feita em instrumentos denominados heliógrafos. A bem da concisão, denominaremos  $n$  de insolação. A fim de explicar a correlação de  $R_s$  com  $n$ , será necessário fazer uma rápida incursão nos ciclos anuais de radiação solar atingindo o topo da atmosfera terrestre e de duração dos dias.

A figura III.4 mostra a posição da terra relativa ao sol em quatro dias notáveis do ano. A 21 de dezembro, um ponto situado no equador recebe, ao meio-dia, os raios solares com uma incidência de  $\delta_m = 23^{\circ}27'$ . É o solstício de verão para o hemisfério sul. Em 21 de março, a incidência do sol será de  $0^{\circ}$  para um ponto no equador ao meio dia, no equinócio de outono para o hemisfério sul. Esta incidência, que varia ao longo do ano, é a declinação  $\delta$  do astro (o sol), e será negativa até 23 de setembro, que marca o início da primavera.

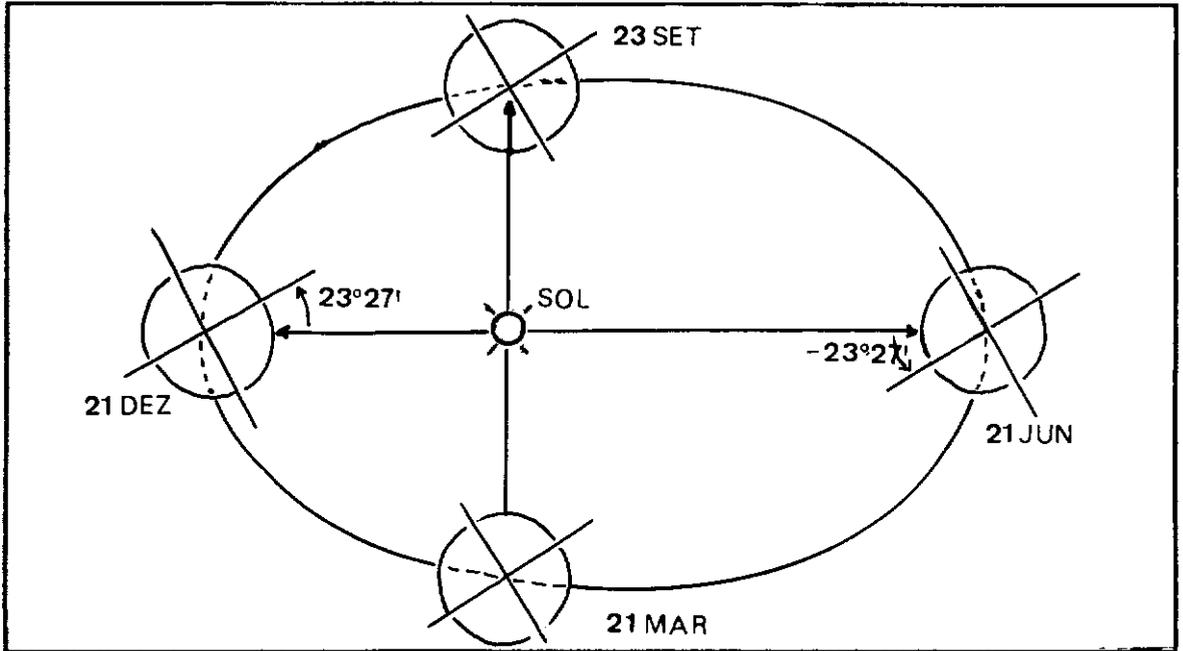


Figura III.4 - Declinação do sol ao longo do ano.

De acordo com a nossa experiência cotidiana, a duração do dia em horas,  $N$ , tem também um ciclo anual, com dias longos no verão e curtos no inverno. O mesmo acontece com a radiação solar que atinge perpendicularmente o topo da atmosfera,  $R_{sea}$  (radiação solar extra-atmosférica) em um determinado ponto da terra. Ambos dependem da latitude  $\varphi$ , da declinação  $\delta$  e, no caso de  $R_{sea}$ , também da distância sol-terra  $r$  (Sellers, 1965, Capítulo 3) :

$$h = \arccos(-\operatorname{tg} \varphi \operatorname{tg} \delta) \quad \text{III.19}$$

$$N = \frac{24 \pi}{h} \quad \text{III.20}$$

$$R_{sea} = R_{so} \frac{1}{r^2} \left[ \operatorname{sen} \varphi \operatorname{sen} \delta + \cos \varphi \cos \delta \frac{\operatorname{sen} h}{h} \right] \quad \text{III.21}$$

Em III.19,  $h$  é a metade do ângulo percorrido entre o nascer e o pôr do sol pelo ponto na superfície da terra; em III.21,  $r$  é dado em unidades astronômicas ( $r = 1$  corresponde a  $1,496 \cdot 10^{11}$  m, que é o comprimento do semi-eixo maior da órbita terrestre) e  $R_{s0}$  é a "constante solar" — a intensidade da radiação solar a uma distância de  $1,496 \cdot 10^{11}$  m do sol:  $R_{s0} = 1395 \text{ W / m}^2$ .

Tanto  $r$  quanto  $\delta$  dependem exclusivamente da data (dia, mês e ano). Um procedimento para o cálculo de  $r$  e  $\delta$  baseado em Van Flandern e Pulkinen, 1979, foi adotado neste trabalho. A rotina `ddstx`, documentada no Apêndice A, implementa este procedimento.

Apenas uma parcela da radiação solar no topo da atmosfera atingirá a superfície, devido à presença de uma atmosfera gasosa e das nuvens. Podemos correlacionar a radiação solar com  $n$ ,  $N$ , e  $R_{sea}$  através da equação de Prescott (Brutsaert, 1982, Capítulo 7):

$$R_s = R_{sea} \left( a + b \frac{n}{N} \right) \quad \text{III.22}$$

onde  $a$  e  $b$  são constantes que dependem do local, época do ano e estado da atmosfera.

Nas figuras III.5 e III.6 vemos uma comparação entre radiação solar medida e estimada com III.22 para os postos de Bebedouro (latitude  $09^{\circ}05'$  S, altitude 350 m) e Mandacaru (latitude  $09^{\circ}26'$  S, altitude 375 m) nas proximidades do reservatório de Sobradinho. Usou-se para  $a, b$  os valores de 0,18 e 0,55, obtidos por Penman, 1948, para uma localidade inglesa. Nenhuma tentativa de calibração local de  $a, b$  foi feita. Observa-se claramente uma discrepância entre valores medidos e estimados

nos anos de 1969 e 1970. Já em 1971-1972 o desempenho da equação III.22 é marcadamente bom. Os valores apresentados usam médias mensais de  $\frac{n}{N}$  e o valor de  $R_{sea}$  para o dia 15 de cada mês.

É interessante observar que as estimativas de radiação solar do modelo CRLE (Morton, 1983a) apresentado no Capítulo IV são extremamente próximas da equação III.22 com os valores de  $a, b$  citados acima. Nas figuras III.7 e III.8 Estas estimativas são apresentadas para os mesmos postos e com os mesmos dados, de novo em comparação com os valores medidos.

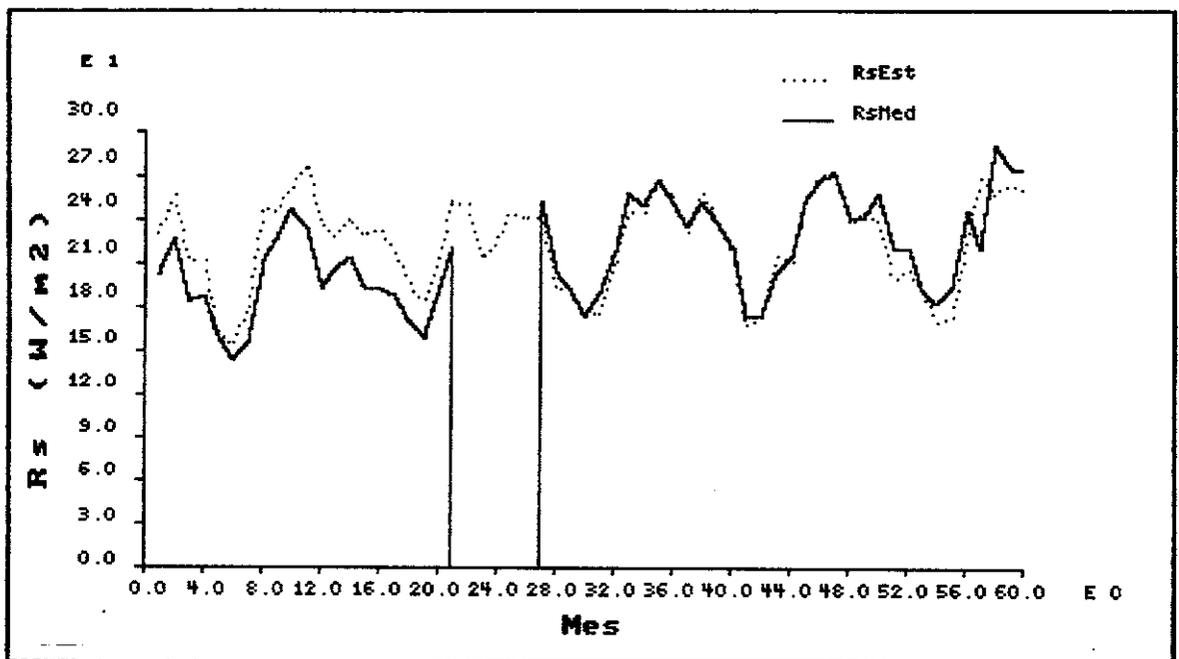


Figura III.5 - Comparação entre radiação solar estimada (equação III.22) e medida no posto de Bebedouro; 1969-1972.

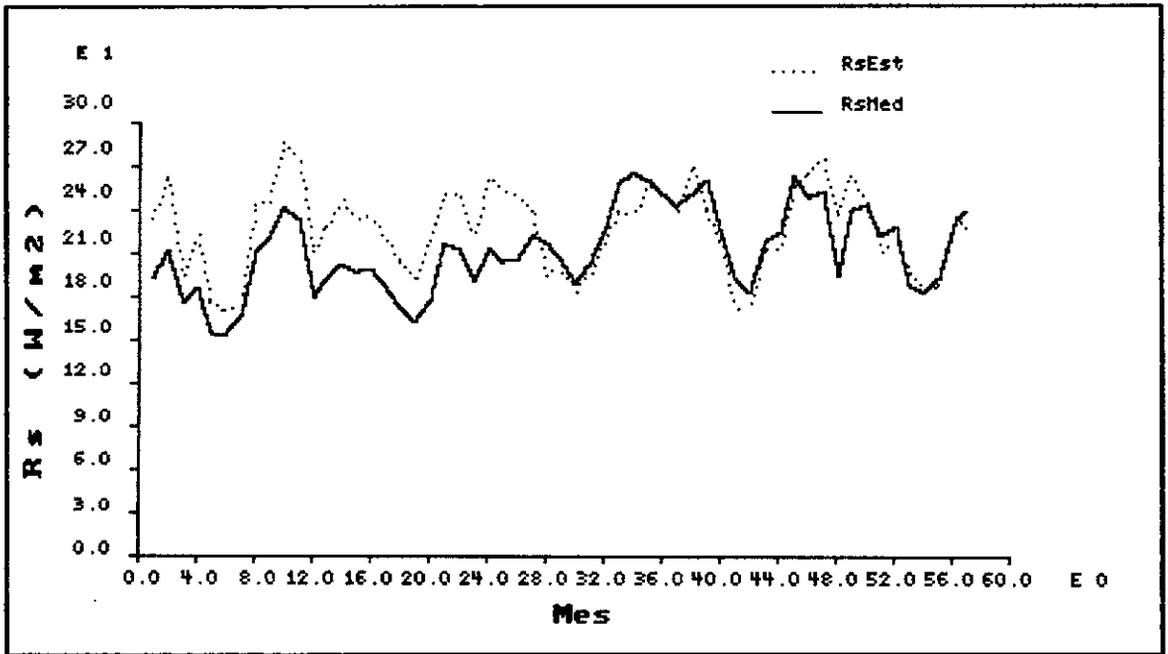


Figura III.6 - Comparação entre radiação solar estimada (equação III.22) e medida no posto de Mandacaru; 1969-1972.

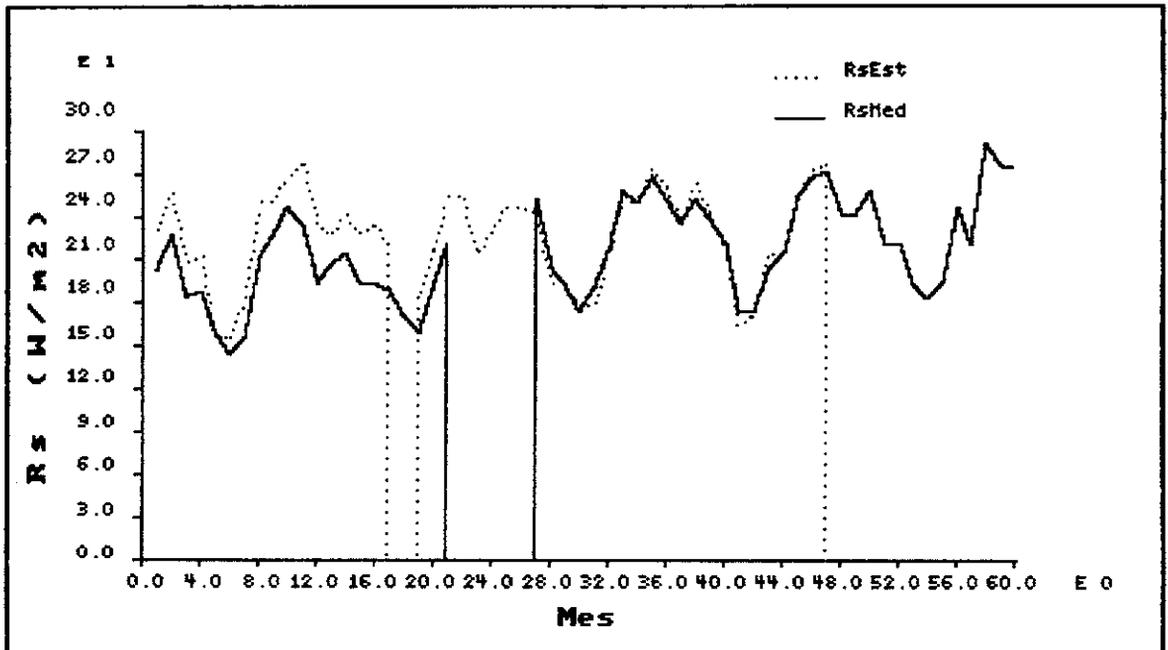


Figura III.7 - Comparação entre radiação solar estimada (modelo CRLE) e medida no posto de Bebedouro; 1969-1972.

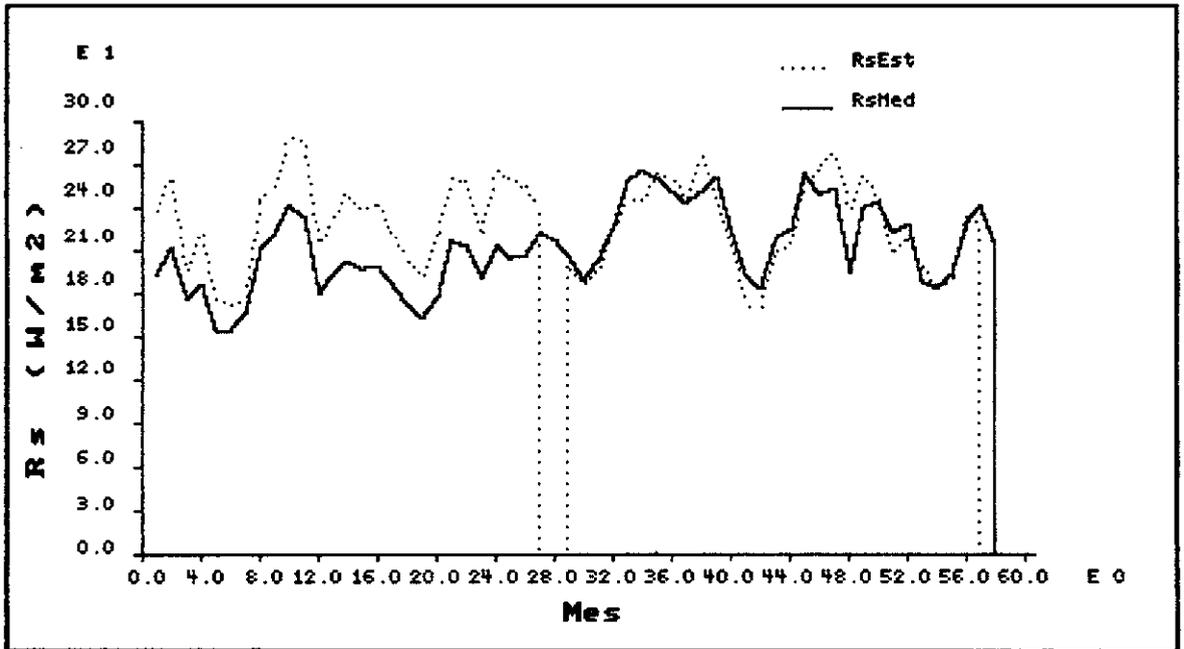


Figura III.8 - Comparação entre radiação solar estimada (modelo CRLE) e medida no posto de Mandacaru; 1969-1972.

Em face dos resultados apresentados, decidiu-se adotar como "padrão" para a estimação da radiação solar a equação III.22 com  $a = 0,18$  e  $b = 0,55$ . As discrepâncias observadas naturalmente merecem alguma investigação, que no entanto foge aos objetivos deste trabalho. É importante frisar que a validade das estimativas de evaporação em lago obtidas no Capítulo V é função da correção dos valores mensais de radiação solar obtidos pela equação III.22 ou pelo modelo CRLE. Estes valores devem ficar sob suspeição, em face do comportamento observado nas figuras III.5, III.6, III.7 e III.8

#### III.2.4.2 - Radiação Atmosférica

A intensidade de radiação atmosférica atingindo a superfície terrestre depende, grosso modo, da quantidade de vapor d'água e da temperatura do ar medidas em estações climatológicas, aumentando com a

existência de nuvens no céu. Para um céu sem nuvens, a radiação atmosférica com céu claro,  $R_{ac}$ , é rotineiramente correlacionada com a temperatura do ar  $T_a$  e a pressão de vapor na superfície  $e_a$  por uma equação da forma

$$R_{ac} = \epsilon_{ac}(e_a, T_a) \sigma T_a^4 \quad \text{III.23}$$

onde  $\sigma$  é a constante de Stephan-Boltzmann, e  $\epsilon_{ac}$  é a emissividade atmosférica para céu claro (Brutsaert, 1982 ; Kimball e Idso, 1982). A tabela III.1 abaixo lista as equações propostas para  $\epsilon_{ac}$  por três autores, sendo a fórmula de Brunt a mais conhecida e mais longamente utilizada em hidrologia, em conjunto com o método de Penman para o cálculo da evaporação potencial. Em todas as equações, a temperatura do ar deve estar em Kelvins e a pressão de vapor em Pascals.

Pesquisador	Data	Equação
Brunt	1932	$\epsilon_{ac} = 0,52 + 0,0065 \sqrt{e_a}$
Brutsaert	1975	$\epsilon_{ac} = 0,64 \left[ \frac{e_a}{T_a} \right]^{1/7}$
Idso	1981	$\epsilon_{ac} = 0,70 + 5,95 \cdot 10^{-7} \exp\left( \frac{1500}{T_a} \right)$

Tabela III.1 - Fórmulas propostas para a emissividade atmosférica.

Fonte: Brutsaert, 1982 e Kimball e Idso, 1982.

Entre as três equações da tabela III.1, optou-se neste trabalho pela equação proposta por Brutsaert :

$$\varepsilon_{ac} = 0,64 \left[ \frac{e_a}{T_a} \right]^{1/7} \quad \text{III.24}$$

A presença de nuvens no céu tende a aumentar a radiação atmosférica (Kimball e Idso, 1982). Esse aumento foi estimado por aqueles autores em um máximo teórico de 40 % sobre o valor de  $R_{ac}$ . Para condições mais típicas, Kimball e Idso sugerem um aumento da ordem de 20 % , para um céu totalmente nublado. Segundo eles, isto está de acordo com a sugestão de Sellers (1965) de que o aumento máximo na intensidade da radiação atmosférica devido à presença de nuvens seja de 25 % .

De maneira geral, a radiação atmosférica com céu encoberto depende da umidade e da temperatura do ar medidas numa estação climatológica, da altura de diversos estratos de nuvens, temperatura da sua base e do tipo de nuvem, bem como da fração do céu encoberta por nuvens em cada estrato (Kimball e Idso, 1982).

Embora este conjunto relativamente volumoso de informações seja colhido rotineiramente em estações norte-americanas, para as quais foi desenvolvido o trabalho de Kimball e Idso, os dados mais comumente empregados em Hidrologia para estimar  $R_a$  são pressão de vapor  $e_a$ , temperatura do ar  $T_a$  e insolação n.

Uma vez que apenas estes dados estavam disponíveis, optou-se por estimar o aumento na intensidade da radiação atmosférica a partir dos dados de insolação apenas, por meio das equações

$$R_a = \phi\left(\frac{n}{N}\right) R_{ac} \quad \text{III.25}$$

$$\phi\left(\frac{n}{N}\right) = \left(1 + 0,22\left(1 - \frac{n}{N}\right)^2\right) \quad \text{III.26}$$

assim como propostas por Bolz (citado em Brutsaert, 1982, Capítulo 7). Nas equações acima, é interessante notar que quando o céu estiver totalmente encoberto — o número de horas de brilho de sol for zero ( $n = 0$ ) — haverá um aumento previsto de 22 % sobre  $R_{ac}$  no valor de  $R_a$ . Por outro lado, quando o céu estiver totalmente limpo — e a insolação  $n$  for igual à duração do dia  $N$  — este aumento será de 0 %. Na equação III.26 está ainda implícita a relação aproximada

$$C + \frac{n}{N} = 1$$

entre fração de céu encoberta  $C$  e insolação  $n$ .

O modelo completo para a estimação de  $R_a$  adotado como "padrão" consiste então das equações III.23, III.24, III.25 e III.26 e utiliza dados de temperatura do ar, pressão de vapor e insolação. Novamente, comparou-se as estimativas de  $R_a$  assim obtidas com as do modelo CRLE. Os resultados para dados mensais no período 1969-1972 estão mostrados na figura III.9. Como se pode ver, não há diferença sensível entre os dois modelos de radiação atmosférica. A equivalência, entretanto, não é geral. Isso pode ser constatado na figura III.10, que mostra resultados análogos para o lago Pyramid, nos E.U.A. em 1935-1936. Para o caso de Sobradinho, entretanto, a coincidência é fortuita, uma vez que o modelo de radiação líquida apresentado neste Capítulo pode ser considerado equivalente ao do CRLE para a região do lago de Sobradinho.

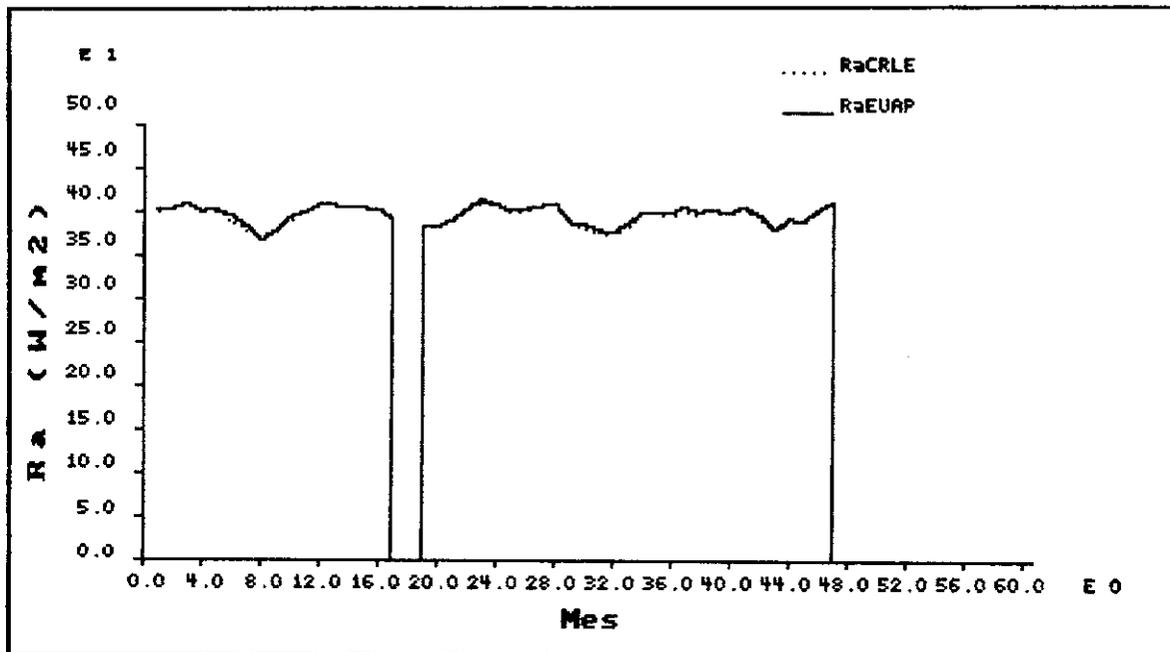


Figura III.9 - Comparação entre as estimativas de radiação atmosférica adotadas e as do modelo CRLE para o lago de Sobradinho

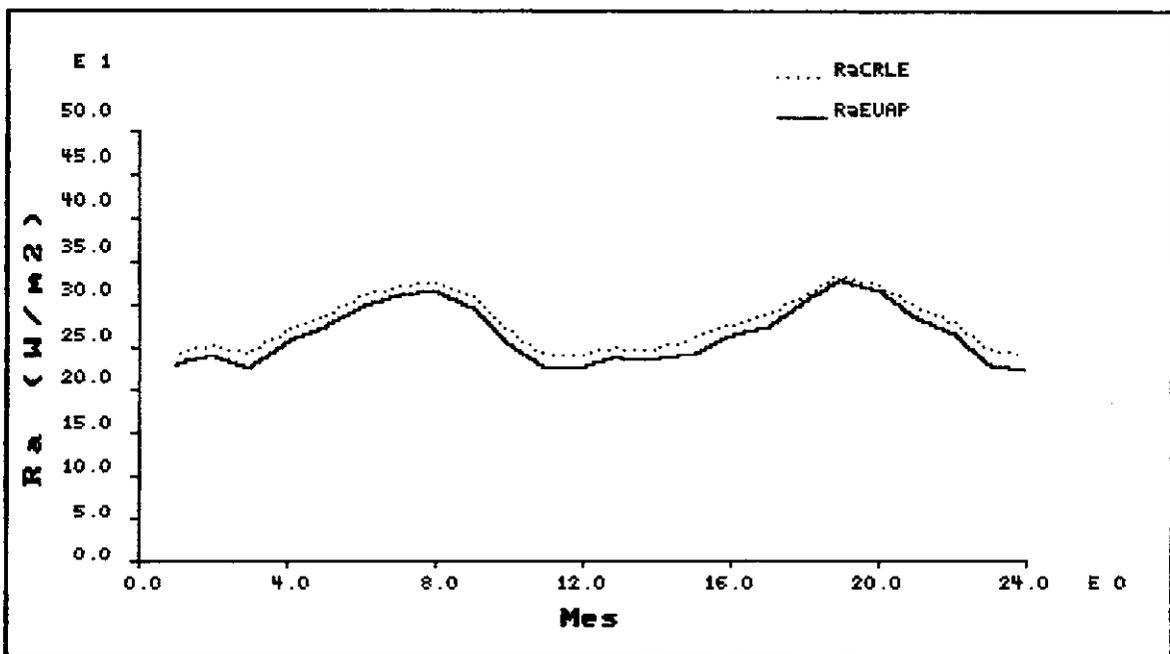


Figura III.10 - Comparação entre as estimativas de radiação atmosférica adotadas e as do modelo CRLE para o lago Pyramid.

### III.2.4.3 - Radiação Emitida Pela Superfície

Admitindo-se que a superfície da água se comporte como um "corpo cinzento" com emissividade constante  $\epsilon = 0,97$ , a radiação emitida é função apenas da temperatura da superfície  $T_o$ , que possui uma distribuição temporal ao longo do dia e espacial ao longo da superfície do lago. A medição da temperatura da superfície das águas e a obtenção de um valor representativo para toda a área do lago ao longo do período de tempo considerado (dia, semana, mês) apresentam uma certa dificuldade prática (Morton, comunicação pessoal). Uma simplificação comum, mas que pode introduzir erros de certa magnitude, é usar a própria temperatura do ar  $T_a$  no lugar de  $T_o$  na equação III.17. Sempre que ocorrer tal alteração, usaremos o símbolo  $R_{la}$  significando "radiação líquida estimada considerando a temperatura da superfície igual à temperatura do ar". Nesse caso teremos :

$$R_{la} = R_s(1 - \alpha) + \epsilon R_a - \epsilon \sigma T_a^4 \quad \text{III.27}$$

Deseja-se estimar a magnitude dos erros cometidos, e eventualmente "recuperar" a informação sobre  $T_o$ , perdida ou inexistente. Isso é possível considerando-se uma expansão até a primeira ordem de  $R_e(T)$  em torno de  $T_a$  :

$$R_e(T) = R_e(T_a) + \left. \frac{dR_e}{dT} \right|_{T=T_a} (T - T_a) + \dots$$

donde

$$\varepsilon \sigma T_0^4 \cong \varepsilon \sigma T_a^4 + 4 \varepsilon \sigma T_a^3 (T_0 - T_a) \quad \text{III.28}$$

Em termos de radiação líquida :

$$R_{10} = R_s (1 - \alpha) + \varepsilon R_a - \varepsilon \sigma T_0^4$$

$$R_{10} \cong R_s (1 - \alpha) + \varepsilon R_a - \left[ \varepsilon \sigma T_a^4 + 4 \varepsilon \sigma T_a^3 (T_0 - T_a) \right]$$

$$R_{10} \cong R_{1a} - 4 \varepsilon \sigma T_a^3 (T_0 - T_a) \quad \text{III.29}$$

Constata-se que os erros crescerão com a diferença entre  $T_0$  e  $T_a$ . A equação III.29 será seguidamente utilizada no Capítulo IV em conexão com os métodos climatológicos de evaporação ali apresentados.

## CAPÍTULO IV - MÉTODOS DE ESTIMAÇÃO DA EVAPORAÇÃO

Existem atualmente dois procedimentos amplamente conhecidos e que permitem, em princípio, estimar a evaporação a partir de dados climatológicos. O primeiro é conhecido como método de transferência de massa. Uma abordagem dos seus fundamentos teóricos foi apresentada no Capítulo II, culminando com a equação II.66. O segundo é o método de balanço de energia - razão de Bowen, e se baseia nas equações II.67 e II.68 para a razão de Bowen e III.16 para o balanço de energia.

Em ambos os métodos, a única incógnita é a taxa de evaporação  $E$ , sendo a temperatura  $T_0$  da superfície um dado fundamental. A combinação dos dois métodos leva a um sistema de duas equações nas incógnitas  $E$  e  $T_0$ , e dá lugar ao chamado "método combinado", que tem sua origem no trabalho teórico e experimental de Penman em 1948.

Ao longo dos Capítulos II e III procurou-se fundamentar o estudo da evaporação em leis básicas da física, e em conhecimentos de Mecânica dos Fluidos e Fenômenos de Transporte. Entretanto, há uma carga considerável de empirismo nos procedimentos que serão apresentados neste Capítulo para estimar  $E$ . O empirismo poderá ser progressivamente reduzido por meio de experiências de campo que validem modelos cada vez mais conceituais do fenômeno, e por uma maior disponibilidade de dados de entrada para estes modelos.

#### IV.1 - Disponibilidade de Dados

A obtenção de taxas de evaporação em lagos a partir de informações coletadas rotineiramente em estações climatológicas é um tema central neste Capítulo. A sua importância é muito grande, por exemplo, na fase de planejamento de um aproveitamento de recursos hídricos : o reservatório simplesmente não existe ainda, de modo que não se pode coletar nenhum dado sobre a superfície da água.

Mesmo após o barramento do rio e a formação do lago, frequentemente continuam escassas ou inexistentes quaisquer medidas sistemáticas sobre a água, e os dados climatológicos coletados em terra permanecem sendo a única base para se estimar E.

Este problema, que é fundamental na prática hidrológica, está ilustrado na figura IV.1. Como exemplo, escolhemos a temperatura do ar  $T_a$  e a pressão de vapor reinante  $e_a$ , que já apareceram nos Capítulos II e III. Uma estação climatológica medirá os valores em terra,  $T_{at}$  e  $e_{at}$ , enquanto que toda a teoria dos Capítulos II e III supõe conhecidos, de fato,  $T_{al}$  e  $e_{al}$ . Suponha que estamos no verão. Os efeitos do lago sobre o microclima, descritos no Capítulo III, farão com que

$$T_{at} > T_{al}$$

$$e_{at} < e_{al}$$

O resultado é que qualquer modelo de evaporação em lago que utilize os dados medidos em terra sem levar este fato explicitamente em consideração quase que inevitavelmente superestimarará o valor de  $E$ .

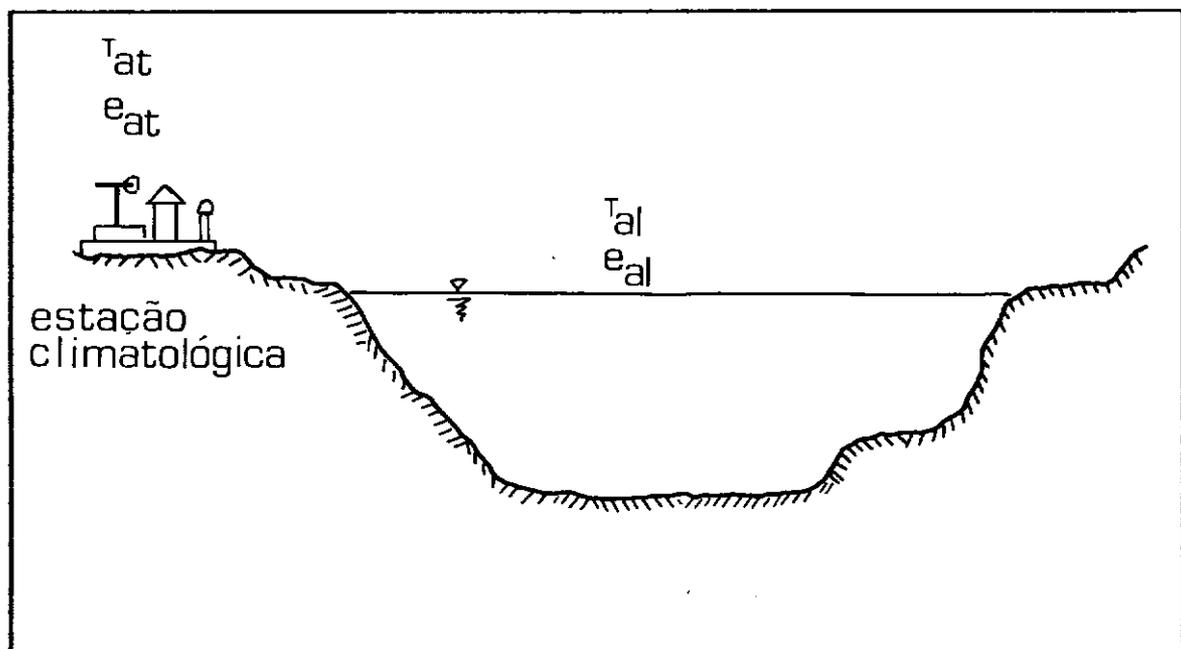


Figura IV.1 - Diferença entre dados climatológicos em terra e no ambiente do lago

O "efeito do lago" faz-se sentir quando a sua superfície é suficientemente grande para criar um "ambiente" próprio. No caso de superfícies úmidas muito pequenas, tais como os evaporímetros, os efeitos de advecção de energia tornam-se muito importantes: a evaporação aumenta devido à aridez do ar ( $e_a$  pequeno) e a um fluxo negativo de calor sensível  $H$  ( $T_a$  grande), dirigido do ar para a superfície.

Embora os fatos acima sejam sobejamente conhecidos, a importância das diferenças entre o ambiente terrestre e o do lago aparecem poucas vezes em destaque ao longo da pesquisa bibliográfica realizada. Uma

notável exceção encontra-se em Morton (1983a, 1983b) cujo modelo de evaporação procura considerar explicitamente as diferenças (desconhecidas ...) entre  $T_{at}$  e  $T_{al}$ ,  $e_{at}$  e  $e_{al}$ , etc. É importante notar que as outras variáveis que afetam a evaporação, tais como velocidade do vento e radiação líquida na superfície, também sofrem variação entre o ambiente terrestre e o do lago. Nenhum modelo físico para descrever o ambiente do lago em função de medidas em terra foi encontrado, de modo que nenhuma correção será indicada. Correlações entre temperatura do ar em terra e no lago, por exemplo, certamente são possíveis quando séries temporais suficientemente longas estiverem disponíveis, mas sua utilidade é meramente local.

A tabela IV.1 fornece uma lista de variáveis que podem servir de entrada para os modelos de evaporação apresentados neste Capítulo. Com exceção da temperatura da água na superfície do lago e ao longo de sua profundidade, as demais são coletadas em estações climatológicas que podem se situar tanto em terra — o que é muito mais comum — quanto sobre a superfície da água. As temperaturas de bulbo seco e bulbo úmido permitem obter qualquer índice de umidade do ar: pressão de vapor  $e_a$ , umidade relativa do ar  $h_r$  ou temperatura de ponto de orvalho  $T_d$ . Postos mais bem equipados contarão também com radiômetros para a medição da radiação solar  $R_s$  ou da radiação líquida  $R_{l0}$ . Em princípio, suporemos que médias diárias dos dados acima estarão disponíveis.

A ausência de medidas dos perfis de temperatura inviabiliza, na prática, o conhecimento do fluxo  $G$ . Com isto, apenas a evaporação equivalente a um lago raso,  $E_w$ , pode ser estimada. Os modelos apresentados neste Capítulo ficam então limitados a estimativas da

evaporação anual, que se acredita ser independente da profundidade do lago.

Instrumento	Variável Medida	Símbolo
Tanque Classe A	Evaporação em Tanque	$E_A$
Anemômetro	Velocidade do vento	$v_a$
Termômetro de Bulbo Seco	Temperatura do ar	$T_a$
Termômetro de Bulbo Úmido	Temperatura de Bulbo Úmido	$T_h$
Heliógrafo	Insolação	$n$
Termômetro	Temperatura da Superfície	$T_o$
Termômetro	Perfis de Temperatura	$T$

Tabela IV.1 - Variáveis de entrada dos Modelos de Evaporação

#### IV.2 - Uso de Evaporímetros para Estimação da Evaporação

Possivelmente, o procedimento mais amplamente utilizado para estimar a evaporação em lagos seja o uso de dados evaporimétricos de tanques classe A. Supõe-se uma relação simples

$$E = C E_A \quad \text{IV.1}$$

entre a evaporação em lago  $E$  e a evaporação em tanque  $E_A$ , onde  $C$ , o coeficiente de tanque, é em geral menor que 1.

Apesar de sua popularidade, não há nenhuma razão a priori para supor que IV.1 seja o melhor meio de estimar E. De fato, os efeitos do lago sobre o microclima, citados no Capítulo III e revisados na seção anterior, apontam na direção contrária. Morton chama a atenção para o fato em vários artigos (Morton, 1979; 1983a ; 1983b). Em geral, assume-se que o valor anual de C seja de 0,7, embora se observe que não se deve esperar boas estimativas a nível mensal usando IV.1 com este valor de C (por exemplo: Viesman, Knapp, Lewis e Harbaugh, 1977, Capítulo 3).

Evidências de que o valor de C varia consideravelmente com a região, frequentemente citadas por Morton nos artigos acima, já podem ser encontradas quinze anos antes, em Sellers (1965). A tabela IV.2 mostra os valores anuais de C em quatro lagos, para tanques classe A, listados por este autor:

Lago	Coefficiente de tanque
Salton Sea	0,52
Hefner	0,62
Mead	0,74
Mendota	0,82

Tabela IV.2 - Coeficientes de tanque classe A para diversos lagos.

Fonte: Sellers, 1965, Capítulo 11.

Sabe-se com segurança que o valor de C tende a ser menor em regiões áridas e semi-áridas, quando as diferenças entre temperatura e pressão de

vapor em terra e no lago são maiores. Neste Capítulo enfatizou-se o uso de modelos climatológicos como uma abordagem mais conceitual e segura para a estimativa de E.

#### IV.2 - O Método de Transferência de Massa

A relação

$$E = f_T (e_o^* - e_a) \quad \text{IV.2}$$

é conhecida em Hidrologia como "Lei de Dalton". Em IV.2,  $f_T$  é o "coeficiente de transferência de vapor", e os demais termos já foram definidos. Historicamente, o primeiro a perceber claramente que a evaporação dependia da diferença entre a pressão de vapor na superfície da água e no ar foi Dalton, em 1802 (Brutsaert, 1982, Capítulo 2).

Inicialmente, portanto, IV.2 aparece como uma relação empírica para a estimativa de E. Desde então, numerosas fórmulas empíricas para  $f_T$  têm sido obtidas por diversos pesquisadores, em geral em função da velocidade do vento sobre a superfície.

A rigor, IV.2 deve ser encarada como a definição do coeficiente de transferência de vapor  $f_T$ . Uma relação similar entre o fluxo de calor por convecção H e um coeficiente de transferência de calor  $g_T$  já tinha sido estabelecida por Newton em 1701 (Welty, Wicks e Wilson, 1976, Capítulo 15):

$$H = g_T (T_o - T_a) \quad \text{IV.3}$$

No caso de transporte de vapor d'água e calor entre uma superfície líquida e a atmosfera pode-se relacionar  $f_T$  e  $g_T$  por meio da razão de Bowen (equações II.67 e II.68) :

$$\frac{H}{L E} = \gamma \frac{T_o - T_a}{e_o^* - e_a}$$

donde, usando IV.2 e IV.3 :

$$\frac{g_T (T_o - T_a)}{L f_T (e_o^* - e_a)} = \gamma \frac{T_o - T_a}{e_o^* - e_a}$$

$$g_T = \gamma L f_T \quad \text{IV.4}$$

Equações da forma de IV.2 e IV.3 frequentemente aparecem no estudo de transporte convectivo de massa e calor em camadas-limite. Este é o caso, por exemplo, das equações II.63 e (II.64 ou II.66), obtidas por meio de análise dimensional da Camada-Limite Atmosférica. Brutsaert e Yeh (1970) obtiveram uma solução para a taxa de evaporação de uma superfície líquida com comprimento  $L$  e largura infinita, a partir de hipóteses simplificadoras para a equação II.45. Na sua formulação supõe-se o escoamento permanente e despreza-se a difusão molecular, restando

$$\nabla \cdot (\bar{q} \bar{v}) + \nabla \cdot (\overline{q'v'}) = 0$$

e em seguida supõe-se um escoamento unidimensional do tipo

$$\bar{v}_x = a z^m \quad \text{IV.5}$$

O fluxo turbulento de vapor d'água por sua vez é descrito por

$$E = \rho \overline{q'v'_z} = -\rho D_T \frac{\partial \bar{q}}{\partial z} \quad \text{IV.6}$$

numa analogia à lei de Fick para escoamento laminar (analogias deste tipo foram propostas originalmente por Boussinesq — Welty, Wicks e Wilson, 1976, Capítulo 13) em que  $D_T$  é uma "difusividade turbulenta", descrita por

$$D_T = b z^n \quad \text{IV.7}$$

Pode-se observar que II.57 é um caso particular de IV.7 onde  $n = 1$  e

$$D_T = K_E v_* (z - \delta_0).$$

As equações IV.5 e IV.7 são formulações empíricas. A solução deste problema em função de  $a, b, m$  e  $n$  e da umidade específica em  $z = 0$  em terra,  $q_{at}$ , é

$$E = \frac{(2 + m - n)^{2(1 + m)} / (2 + m - n)}{(1 + m) \Gamma[(1 - n) / (2 + m - n)]} \cdot (b / a)^{(n - 1) / (2 + m - n)} \cdot \rho b e^{(n - 1) / (2 + m - n)} (q_o^* - q_{at}) \quad \text{IV.8}$$

Conforme se vê, a formulação originalmente empírica de Dalton pode ser conciliada com alguns resultados analíticos posteriores.

O problema central da equação IV.2 permanece sendo, após mais de um século e meio, encontrar uma formulação adequada para  $f_T$ , que por assim dizer acaba levando a "culpa" por todas as características do escoamento

— turbulência, rugosidade, etc. — que afetam a evaporação.

O assunto está longe de ser resolvido, conforme se pode verificar revisando algumas equações propostas na literatura para  $f_T$ . Supondo que este em geral pode ser escrito como

$$f_T = a + b v_a \quad \text{IV.9}$$

os valores de  $a, b$  obtidos por diversos autores estão listados na tabela IV.3. O assunto se complica e a comparação se torna mais difícil devido ao fato de que em IV.2 a velocidade do vento  $v_a$  é medida em terra (t) ou sobre a água (l), o mesmo acontecendo com  $e_a$ . Portanto, junto com  $(a, b)$  a tabela IV.3 lista a forma completa da equação IV.2 utilizada.

Autor	Ano	a ( $10^{-8}$ )	b ( $10^{-8}$ )	$e_a$	$v_a$
Penman	1948	3,01	1,62	l	l
Harbeck <sup>1</sup>	1962	0,00	3,36 $[A^{1/2}]^{-0,1}$	t	l
Sellers	1966	0,506	1,44	l	l
Van Bavel <sup>2</sup>	1966	0,00	5,45	l	l
Kohler e Parmele <sup>3</sup>	1967	1,57	1,35	t	t
De Bruin	1978	1,18	0,853	l	l
Morton	1983	10,0	0,00	t	—

Tabela IV.3 - Parâmetros da equação  $E = f_T (e_o^* - e_a)$ , onde  $f_T = a + b v_a$  [ $\text{kg} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Pa}^{-1}$ ] é o coeficiente de transferência de vapor, obtidos por diversos autores.

1 -  $f_T$  é parametrizado pela área do reservatório  $A$ , em  $m^2$ . Kohler e Parmele, 1967, argumentam que o efeito da área  $A$  sobre  $f_T$  é pequeno e pode ser desprezado, e que  $A$  aparece na fórmula de Harbeck porque este autor usa a velocidade do vento no lago,  $v_{a1}$ , esta sim dependente da pista ("fetch") disponível no lago.

2 - este é o valor obtido na equação II.66 supondo  $K_E = K_T = 0,4$ ;  $\rho = 1,1769 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$ ;  $\delta_0 = 0$ ;  $z_a = 2,00 \text{ m}$ ,  $z_{or} = z_{oE} = 0,02 \text{ m}$  e  $P = 101.325 \text{ Pa}$ . Van Bavel usou essa equação numa aplicação do método de Penman onde se estimava a evapotranspiração em um campo irrigado. Como o método foi aplicado sobre uma superfície "saturada", o índice "1" foi usado.

3 - A equação foi proposta originalmente para  $v_{4t}$ , isto é: a velocidade do vento a 4 m de altura em terra. A equação IV.7, com  $m = 0,30$ , foi usada para convertê-la para  $v_{2t}$ , que é uma medida mais comum. O valor de  $m$  é o usado pelos próprios autores em seu artigo (Kohler e Parmele, 1967)

#### IV.4 - O Método Combinado

Disposmos de dois modelos conceituais para estimar  $E$ . O primeiro, discutido na seção IV.3 :

$$E = f_T (e_o^* - e_a) \quad \text{IV.2}$$

onde  $f_T$  pode ser obtido dos resultados do Capítulo II (equação II.66) ou

então de uma das numerosas fórmulas empíricas citadas na literatura (por exemplo, as da tabela IV.3). O segundo modelo foi discutido no Capítulo III (equação III.16) :

$$L E = \frac{1}{1 + B_o} (R_{10} - G) \quad \text{IV.11}$$

e apresenta a evaporação como o termo residual no balanço de energia de um reservatório. O leitor reconhecerá a necessidade de conhecer a temperatura da superfície  $T_o$  em ambas as equações acima : em IV.2 para obter  $e_o^*$  e em IV.11 para obter  $B_o$  e  $R_{10}$  (A rigor,  $L$  também depende de  $T_o$ ). Uma alternativa atraente é obter simultaneamente  $E$  e  $T_o$ , quando esta última não for conhecida, resolvendo o sistema formado por IV.2 e IV.11. Na equação IV.11, observa-se que estimativas de radiação líquida são possíveis a partir das informações climatológicas listadas na tabela IV.1. Já para obter  $G$ , sabemos que é necessário conhecer os perfis de temperatura no lago. Em todo o desenvolvimento que se segue, deve-se supor  $G$  conhecido ou, no caso de um lago raso, desprezível.

#### IV.4.1 - A Solução de Penman

Em 1948 Penman obteve uma solução analítica aproximada para o sistema de equações IV.2 - IV.11. Nesta última,

$$L E (1 + B_o) = R_{10} - G$$

pode-se substituir  $B_o$  com a equação II.68:

$$L E + L E \gamma \frac{T_o - T_a}{e_o^* - e_a} = R_{10} - G$$

e em seguida substituir  $E$  no segundo termo do lado direito da equação acima usando IV.2 :

$$L E + L f_T (e_o^* - e_a) \gamma \frac{T_o - T_a}{e_o^* - e_a} = R_{10} - G$$

$$L E + L f_T \gamma (T_o - T_a) = R_{10} - G \quad \text{IV.12}$$

A equação IV.12, que será útil mais tarde, fica em destaque. Pensando numa aproximação de diferenças finitas para a derivada da pressão de saturação de vapor em relação à temperatura :

$$\Delta = \frac{e_o^* - e_a^*}{T_o - T_a} \quad \text{IV.13}$$

a equação IV.12 fica

$$L E + L f_T \gamma \frac{e_o^* - e_a^*}{\Delta} = R_{10} - G$$

ou, o que dá no mesmo :

$$L E + L f_T \frac{\gamma}{\Delta} \left[ (e_o^* - e_a) - (e_a^* - e_a) \right] = R_{10} - G$$

e, usando IV.2 na direção inversa, podemos agora substituir o primeiro termo entre parêntesis dentro do colchete por  $E / f_T$ , donde

$$L E + L E \frac{\gamma}{\Delta} - L f_T \frac{\gamma}{\Delta} (e_a^* - e_a) = R_{10} - G$$

$$L E \frac{\Delta + \gamma}{\Delta} - L f_T \frac{\gamma}{\Delta} (e_a^* - e_a) = R_{10} - G$$

$$E \frac{\Delta + \gamma}{\Delta} = \frac{R_{10} - G}{L} + f_T \frac{\gamma}{\Delta} (e_a^* - e_a)$$

finalmente :

$$E = \frac{\Delta}{\Delta + \gamma} \frac{R_{10} - G}{L} + \frac{\gamma}{\Delta + \gamma} f_T (e_a^* - e_a) \quad \text{IV.14}$$

Até agora, nenhuma aproximação foi feita : a equação IV.14 é simplesmente o resultado de manipulações algébricas, sendo exata. As aproximações introduzidas por Penman são

$$\Delta = \frac{e_o^* - e_a}{T_o - T_a} \cong \left. \frac{de^*}{dT} \right|_{T_a} = d_a \quad \text{IV.15}$$

$$R_{10} \cong R_{1a} \quad \text{IV.16}$$

Em IV.15, utilizamos a notação introduzida no Capítulo II para  $\frac{de^*}{dT}$ . O mesmo foi feito em IV.16 : a notação  $R_{1a}$  e seu significado preciso foram introduzidos no Capítulo III (equações III.18 e III.27).

Sabemos que IV.15 e IV.16 tornam-se inadequadas à medida em que aumenta a diferença entre a temperatura da superfície  $T_o$  e a temperatura do ar  $T_a$  num nível de referência  $z_a$ . Para enfatizar as aproximações feitas, a evaporação estimada pelo método de Penman é

$$E \cong \frac{d_a}{d_a + \gamma} \frac{R_{la} - G}{L} + \frac{\gamma}{d_a + \gamma} f_T (e_a^* - e_a) \quad \text{IV.17}$$

e neste caso, IV.17 é uma aproximação analítica para a solução (em E) do sistema de equações IV.2 e IV.11.

#### IV.4.2 - A Solução de Kohler e Parmele

O reconhecimento dos erros cometidos em IV.17 em função da aproximação IV.16 levou Kohler e Parmele (1967) a proporem uma forma alternativa de obter E sem o conhecimento da temperatura  $T_o$ . A combinação de III.29 com IV.12 permite eliminar explicitamente  $R_{lo}$  em função da diferença de temperatura  $T_o - T_a$ :

$$R_{lo} \cong R_{la} - 4 \epsilon \sigma T_a^3 (T_o - T_a) \quad \text{III.29}$$

$$L E + L f_T \gamma (T_o - T_a) = R_{la} - 4 \epsilon \sigma T_a^3 (T_o - T_a) - G$$

isto é

$$L E + \left[ L f_T \gamma + 4 \epsilon \sigma T_a^3 \right] (T_o - T_a) = R_{la} - G$$

e fazendo

$$\lambda = \gamma + \frac{4 \epsilon \sigma T_a^3}{L f_T} \quad \text{IV.18}$$

temos

$$L E + \left[ \gamma + \frac{4 \epsilon \sigma T_a^3}{L f_T} \right] L f_T (T_o - T_a) = R_{1a} - G$$

$$L E + \lambda L f_T (T_o - T_a) = R_{1a} - G \quad \text{IV.19}$$

Agora podemos seguir um caminho equivalente ao usado para deduzir a equação de Penman. De IV.13 :

$$L E + \lambda L f_T \frac{e_o^* - e_a^*}{\Delta} = R_{1a} - G$$

$$L E + L f_T \frac{\lambda}{\Delta} \left[ (e_o^* - e_a) - (e_a^* - e_a) \right] = R_{1a} - G$$

$$L E + L E \frac{\lambda}{\Delta} - L f_T \frac{\lambda}{\Delta} (e_a^* - e_a) = R_{1a} - G$$

$$L E \frac{\Delta + \lambda}{\Delta} - L f_T \frac{\lambda}{\Delta} (e_a^* - e_a) = R_{1a} - G$$

$$E \frac{\Delta + \lambda}{\Delta} = \frac{R_{1a} - G}{L} + f_T \frac{\lambda}{\Delta} (e_a^* - e_a)$$

$$E = \frac{\Delta}{\Delta + \lambda} \frac{R_{1a} - G}{L} + \frac{\lambda}{\Delta + \lambda} f_T (e_a^* - e_a) \quad \text{IV.20}$$

Novamente, o leitor observará que IV.20 é exata, a menos da aproximação III.29. Entretanto, não podemos ainda prescindir de  $T_o$  para calcular  $\Delta$ . A expressão obtida por Kohler e Parmele para E usa as aproximações III.29, já citada, e IV.15:

$$E \cong \frac{d_a}{d_a + \lambda} \frac{R_{1a} - G}{L} + \frac{\lambda}{d_a + \lambda} f_T (e_a^* - e_a) \quad \text{IV.21}$$

Uma rápida comparação entre os métodos de Penman e Kohler e Parmele faz constatar que III.29 é uma aproximação melhor que IV.16 (a aproximação IV.15 é comum a ambos) ou seja: a equação IV.21 proposta por Kohler e Parmele deve ser mais precisa que IV.17 .

A aplicação original de IV.21 objetivava obter um modelo climatológico de evaporação em lagos que prescindisse de medições sobre a água de qualquer um dos parâmetros. Para tanto, os autores propõem a utilização de uma equação de transferência da forma

$$E = f_T (e_o^* - e_{at}) \quad \text{IV.22}$$

$$f_T = 1,57 \cdot 10^{-8} + 1,35 \cdot 10^{-8} v_{at} \quad \text{IV.23}$$

conforme já foi enfatizado na tabela IV.3. A introdução de IV.22 e IV.23 com seus parâmetros medidos em terra, após todo o desenvolvimento que conduz a IV.21 parece razoável, uma vez que a calibração de  $f_T$  seria responsável por levar em conta as diferenças entre pressão de vapor, temperatura do ar e velocidade do vento no ambiente terrestre e sobre o lago. A expressão final proposta pelos autores fica sendo

$$E \cong \frac{d_a}{d_a + \lambda} \frac{R_{la} - G}{L} + \frac{\lambda}{d_a + \lambda} f_T (e_{at}^* - e_{at}) \quad \text{IV.24}$$

onde  $f_T$  deve ser calculado com IV.23. Existe entretanto uma limitação conceitual que torna expressão IV.24 incorreta : no desenvolvimento que conduz à equação IV.12, usa-se II.68 para substituir a razão de Bowen  $B_o$  por seu valor previsto

$$\gamma \frac{T_o - T_a}{e_o^* - e_a} .$$

Como se trata do balanço de energia do lago, a razão de Bowen e consequentemente as diferenças  $(T_o - T_a)$  e  $(e_o^* - e_a)$  referem-se aos valores sobre a superfície da água, forçosamente. Resulta então que, no Método Combinado, todas as variáveis de IV.2 devem ser medidas sobre a água. Kohler e Parmele (1967) não mencionam este detalhe, um tanto ou quanto sutil. O fato também não aparece comentado em lugar algum da bibliografia utilizada para este trabalho. Existem circunstâncias atenuantes: o peso do segundo termo do lado direito de IV.24 tende a ser menor do que o primeiro, o que reduz a importância dos erros cometidos em  $f_T$  e  $(e_o^* - e_a)$  no resultado final (Van Bavel, 1966).

#### IV.4.3 - A Solução de Budyko

O Método proposto por Budyko em 1956 (Sellers, 1965, Capítulo 11) passa pela solução numérica das equações IV.2 e IV.11. Com isto, a diferença entre  $T_o$  e  $T_a$  é levada em conta explicitamente, e a única aproximação feita é a da equação III.29. O mesmo tipo de solução aparece em Morton, 1983a. O uso da aproximação III.29 permitiu escrever a equação de balanço de energia na forma da equação IV.19 :

$$L E + \lambda L f_T (T_o - T_a) = R_{la} - G$$

e a simples substituição de IV.2 no primeiro termo do lado esquerdo leva a

$$L f_T (e_o^* - e_a) + \lambda L f_T (T_o - T_a) = R_{la} - G$$

$$\frac{R_{1a} - G}{L} - f_T \left[ \lambda (T_o - T_a) + (e_o^* - e_a) \right] = 0 \quad \text{IV.25}$$

A única incógnita em IV.25 é a temperatura da superfície  $T_o$ , e podemos agora resolver a equação numericamente. Se

$$g(T_o) = \frac{R_{1a} - G}{L} - f_T \left[ \lambda (T_o - T_a) + (e_o^* - e_a) \right]$$

e

$$g'(T_o) = - f_T (\lambda + d_o)$$

a solução numérica para  $g(T_o) = 0$  pelo método de Newton-Raphson é

$$T_o := T_a ;$$

$$\delta T := 0,01 ;$$

ENQUANTO  $|\delta T| \geq 0,01$  FAÇA

$$\delta T := - \frac{g(T_o)}{g'(T_o)} ;$$

$$T_o := T_o + \delta T ;$$

FIM ;

A solução de IV.25 pelo procedimento acima é mais precisa do que IV.17 e IV.21, uma vez que a única aproximação feita foi a da equação III.29. Uma vez obtida  $T_o$ , a evaporação  $E$  pode ser calculada usando-se IV.2. Uma vantagem do método de Budyko é a obtenção explícita de  $T_o$ , o que não ocorre com os outros dois.

#### IV.4.4 - Evaporação Potencial

O aparecimento do Método Combinado em 1948 deu lugar a um novo conceito em Hidrologia: o de Evaporação Potencial. O emprego de  $e_a$ ,  $T_a$  e  $v_a$  em uma das três soluções acima descritas permite estimar a evaporação  $E$  — ou, no caso de uma superfície terrestre com vegetação, a evapotranspiração — a partir da superfície, se:

i - Houver plena disponibilidade de água na superfície, o que ocorre sempre em superfícies líquidas e em terra após a chuva ou a rega.

ii - As características de refletividade ( $\alpha$  e  $\epsilon$ ) e de transferência de vapor ( $f_T$ ) da superfície forem bem representadas. Para uma superfície terrestre agricultada,  $\alpha$  varia entre 0,15 e 0,25, enquanto que  $\epsilon$  é da ordem de 0,91 a 0,95 (Sellers, 1965, Capítulos 3 e 4). Os valores de  $\alpha$  e  $\epsilon$  para superfícies líquidas, de interesse imediato aqui, foram dados no Capítulo III.

iii - Os valores  $e_a$ ,  $T_a$  e  $v_a$  estiverem ocorrendo diretamente sobre a superfície.

Sempre que as condições i a iii são verificadas, o desempenho do método combinado para estimar a evaporação, tanto sobre água quanto sobre superfícies terrestres úmidas é muito bom (Penman, 1948 ; Van Bavel, 1965). Suponha, entretanto, que  $e_{at}$ ,  $T_{at}$  e  $v_{at}$  sejam medidos em terra quando a superfície não está de fato saturada. A aplicação do método combinado nessas condições leva a um valor fictício, em regra superior ao

valor da evaporação real  $E_r$ , conhecido como evaporação potencial  $E_p$  ( $E_p$  é a evaporação que ocorreria a partir de uma pequena superfície úmida sujeita aos efeitos de advecção de energia). É comum se supor que, havendo ampla disponibilidade de água no solo, a evaporação real será igual ao valor de  $E_p$  assim calculado. Na verdade, os efeitos da evaporação em larga escala sobre o microclima da região invalidam este raciocínio. Uma tentativa de quantificar a relação negativa entre  $E_r$  e  $E_p$  é a "relação complementar"

$$E_r + E_p = 2 E_w \quad \text{IV.26}$$

onde  $E_r$  é a evaporação real da superfície não-saturada ;  $E_p$  é a evaporação potencial tal como definida acima, e  $E_w$ , análoga à evaporação em lago, ocorrerá quando houver ampla disponibilidade de água e, somente então,  $E_r = E_p$ . Bons resultados foram obtidos com IV.26 por Brutsaert e Stricker (1979) e Morton (1983a). Uma forma alternativa de se estimar  $E_w$  será apresentada na seção IV.5. Note que, havendo uma maneira de estimar  $E_p$  e  $E_w$ , pode-se conhecer  $E_r$  em IV.26.

O uso das características de refletividade e transferência de vapor de uma superfície líquida juntamente com medidas em terra de radiação, pressão de vapor, temperatura e velocidade do vento em uma das três soluções (Penman, Kohler e Parmele ou Budyko) do Método Combinado resulta também em um valor fictício de evaporação. Por analogia com superfícies terrestres, denominaremos a solução das equações IV.2 e IV.11 assim obtida de evaporação potencial  $E_p$  e, no caso do método de Budyko, temperatura de equilíbrio  $T_p$ , da mesma forma que Morton, 1983a. O significado um tanto artificial destes valores deve ficar bem claro. Assim,  $E_p$  é a evaporação que ocorreria de uma superfície com características  $\alpha$ ,  $\epsilon$  e  $f_T$  idênticas às

do lago, sobre a qual prevalecessem as condições climáticas  $e_{at}$ ,  $T_{at}$  e  $v_{at}$  observadas em terra, e  $T_p$  é a temperatura desta superfície hipotética.

#### IV.5 - Evaporação Sobre Superfícies Saturadas

##### IV.5.1 - Evaporação de Equilíbrio

O conceito de evaporação de equilíbrio foi introduzido por Slayter e McIlroy (citados em De Bruin e Keijman, 1979 e Brutsaert, 1982, Capítulo 10) a partir da observação de que, quando o ar sobre uma superfície úmida se torna saturado,  $e_a = e_a^*$ , e a equação de Penman ficaria reduzida a

$$E_e = \frac{\Delta}{\Delta + \gamma} \frac{R_{10} - G}{L} \quad \text{IV.27}$$

Como na prática a atmosfera sobre uma superfície úmida, tal como lagos e oceanos, raramente fica saturada, IV.27 tende a subestimar a evaporação em lagos.

##### IV.5.2 - A Equação de Priestley e Taylor

Em 1972, Priestley e Taylor apresentaram uma fórmula empírica extremamente bem-sucedida para estimar a evaporação a partir de superfícies saturadas. Reconhecendo que  $E_e$  é um limite inferior para a evaporação em tais circunstâncias, eles propuseram

$$E_w = \alpha_e \frac{d_o}{d_o + \gamma} \frac{R_{10} - G}{L} \quad \text{IV.28}$$

onde a temperatura da superfície da água,  $T_o$ , pode ser usada para calcular a inclinação da curva de pressão de saturação de vapor d'água  $d_o$ . Para a média de um grande número de situações,  $\alpha_e = 1,26$  (Priestley e Taylor, 1972, equação 14). A equação IV.28 foi objeto de numerosas confirmações, conforme citado em De Bruin e Keijman, 1979. Estes autores verificaram, para o lago Flevo na Holanda, que IV.28 proporcionava resultados muito bons durante os meses de verão, em comparação com o método de balanço de energia (Uma constatação equivalente foi feita por Ferguson e den Hartog para lagos canadenses — Unesco, 1981). Já para outros meses mais frios IV.28 não deu resultados tão bons. De Bruin e Keijman observam que uma relação linear do tipo

$$E_w = a \frac{d_o}{d_o + \gamma} \frac{R_{10} - G}{L} + \frac{b}{L} \quad \text{IV.29}$$

com (a,b) variando sazonalmente dá melhores resultados que IV.28. Os valores médios de (a,b) entre os meses de abril e outubro obtidos foram  $a = 1,16$  e  $b = 10,9 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$ .

Uma vantagem do método de Priestley e Taylor ou de IV.29 é que seu uso dispensa medidas de pressão de vapor sobre a superfície do lago, de modo que E pode ser estimada exclusivamente com o conhecimento da radiação líquida atingindo a superfície e da temperatura da superfície.

### V.5.3 - O Modelo CRLE

Morton (1983a) combina o método de Budyko e o de Priestley e Taylor, numa tentativa de eliminar o conhecimento de qualquer grandeza no ambiente do lago. A solução numérica indicada na seção IV.4.3 para a evaporação potencial resulta em  $E_p$  e  $T_p$  quando se usa dados de temperatura e pressão de vapor no ambiente terrestre. Para isso, Morton propõe o uso de médias mensais de temperatura do ar e temperatura de ponto de orvalho, e de um coeficiente de transferência de vapor calculado por

$$f_T = \frac{1}{\xi} \left[ \frac{P_o}{P} \right]^{0,5} f_Z \quad \text{IV.30}$$

onde

$$f_Z = 10,2 \cdot 10^{-8} \text{ kg} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Pa}^{-1}$$

e

$$\frac{1}{\xi} = 0,28 \left( 1 + \frac{e_a}{e_a^*} \right) + \frac{d_a R_{1a}}{\gamma \left[ \frac{P_o}{P} \right]^{0,5} b_o f_Z (e_o^* - e_a)} \quad \text{IV.31}$$

onde

$$\frac{1}{\xi} \leq 1,$$

$P_0$  é a pressão atmosférica ao nível do mar e  $b_0 = 1,12$ . Em seguida, o valor de  $T_p$  obtido via método de Budyko é usado na equação

$$E = a \frac{d_p}{d_p + \gamma} \frac{R_{lp}}{L} + \frac{b}{L} \quad \text{IV.32}$$

onde  $a = 1,12$  e  $b = 13 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$ . Todos os parâmetros citados foram encontrados pelo autor por meio de uma calibração envolvendo as estimativas de balanço hídrico da evaporação mensal em dez lagos diferentes (Morton, 1983a). Note que o termo  $G$  não foi incluído em IV.32. Os termos  $d_p$  e  $R_{lp}$  significam derivada de  $e^*$  à temperatura  $T_p$  e radiação líquida supondo a superfície à temperatura  $T_p$ , respectivamente.

Dois pontos interessantes de se notar no método proposto por Morton são o uso de  $T_p$  como um sucedâneo da temperatura (desconhecida) da superfície do lago e a grande proximidade entre os parâmetros  $(a,b)$  das equações IV.29 e IV.32. Além disso, o modelo de Morton é o único que permite calcular a evaporação em lagos usando exclusivamente dados em terra, sem incorrer em nenhuma espécie de erro conceitual.

## CAPÍTULO V - TESTE DOS MODELOS CLIMATOLÓGICOS DE EVAPORAÇÃO

Apesar de todo o esforço para se obter uma modelagem conceitualmente correta da evaporação, sabemos que os modelos apresentados no Capítulo IV incorporam numerosas simplificações e um certo grau, presentemente inevitável, de empirismo. Vamos agora investigar algumas questões importantes para o seu uso na prática hidrológica. A disponibilidade de dados para esta tese ficou aquém do desejável, principalmente se pensarmos na comparação de cada modelo com a evaporação "real" de um corpo d'água. Neste caso, seria mandatória a realização de uma experiência específica em um ou mais lagos, onde a evaporação pudesse ser estimada independentemente e com um alto grau de confiança. Para isso poderíamos usar, por exemplo, os métodos de balanço de massa ou de energia, descritos no Capítulo III. Conforme sabemos, estimativas confiáveis de evaporação em lagos por qualquer um dos dois métodos acima não são muito comuns. Além disso, tanto quanto seja do meu conhecimento, não há nenhuma experiência cuidadosa a esse respeito realizada em qualquer lago do Brasil, de modo que tudo o que possuímos são informações de rotina em estações climatológicas e dados de operação dos reservatórios do Setor Elétrico.

Deve ficar claro, portanto, que em nenhum dos resultados apresentados neste Capítulo existem comparações entre evaporação "medida" e "estimada". Isso não quer dizer que não se possa realizar investigações de algum interesse com os dados disponíveis. Todos os modelos para estimar a evaporação apresentados no Capítulo IV já passaram por alguma espécie de validação, desde sua proposição original. Assim, sabemos que

os métodos de estimação da evaporação potencial têm um bom desempenho quando as medidas são feitas sobre uma superfície com ampla disponibilidade de água (Penman, 1948 ; Van Bavel, 1966) ; que a equação empírica de Priestley e Taylor e outras fórmulas correlatas também fornecem bons resultados nas mesmas condições (Priestley e Taylor, 1972 ; De Bruin e Keijman, 1979) e finalmente que o modelo CRLE proposto por Morton (1983b), combinando o método de Budyko com uma equação semelhante à de Priestley e Taylor, também dá bons resultados em oito lagos diferentes, quando comparado com estimativas de balanço hídrico.

Neste último Capítulo, investigaremos o comportamento de cada um dos modelos do Capítulo IV utilizando dados climatológicos de cinco postos distintos na região do reservatório de Sobradinho, no semi-árido nordestino. Investigaremos a diferença entre o uso de dados diários ou mensais nos modelos, as diferenças entre cada modelo de estimação da evaporação potencial e a capacidade de estimar a evaporação em lago a partir de dados coletados em diversos postos climatológicos em terra.

## V.1 - Definição do Estudo de Caso para Modelos de Evaporação

### V.1.1 - Local do Estudo

O reservatório de Sobradinho situa-se no rio São Francisco, 40 km a montante das cidades de Juazeiro (BA) e Petrolina (PE). Trata-se do único grande reservatório existente nos trechos médio e baixo do rio São Francisco, e um dos maiores do Brasil. A área de drenagem do São Francisco até Sobradinho é de 498.425 Km<sup>2</sup>. Sobradinho foi concebido como

um reservatório de uso múltiplo, sendo seus principais objetivos o fornecimento de água para irrigação, a manutenção de um tirante mínimo a jusante para navegação e a geração de energia elétrica. As principais características do reservatório estão listadas na tabela V.1

---

Vazão regularizada	2060	m <sup>3</sup> /s
Vazão média em Juazeiro	2800	m <sup>3</sup> /s
Capacidade do vertedor + comportas de fundo	22.835	m <sup>3</sup> /s
Nível mínimo	380,50	m
Nível máximo normal	392,50	m
Nível máximo maximorum	393,50	m
Área no nível mínimo	1,000 x 10 <sup>9</sup>	m <sup>2</sup>
Área no nível máximo normal	4,241 x 10 <sup>9</sup>	m <sup>2</sup>
Área no nível máximo maximorum	4,695 x 10 <sup>9</sup>	m <sup>2</sup>
Volume mínimo	5,447 x 10 <sup>9</sup>	m <sup>3</sup>
Volume máximo normal	34,116 x 10 <sup>9</sup>	m <sup>3</sup>
Volume máximo maximorum	38,541 x 10 <sup>9</sup>	m <sup>3</sup>
Nível médio do canal de fuga	362,50	m

---

Tabela V.1 - Características do reservatório de Sobradinho

#### V.1.2 - Dados Disponíveis

Os dados existentes para a aplicação de modelos climatológicos de evaporação em lagos são informações climatológicas de rotina em cinco postos situados na região do reservatório. Foram utilizados dois postos com dados diários de temperatura do ar, umidade relativa do ar, velocidade do vento a 2 m de altura, insolação e radiação solar medida no período de

1969 a 1972 (Bebedouro e Mandacaru), e três postos com dados mensais de temperatura do ar, umidade relativa do ar, velocidade do vento, insolação e evaporação em tanque classe A no período de 1979 a 1982 (Petrolina, Remanso e Barra). Os dados do período 1969-1972 são um sub-conjunto das informações coletadas originalmente pela COPPE, para um trabalho sobre evaporação em Sobradinho (COPPETEC, 1979), enquanto que os dados do período 1979-1982 são um sub-conjunto dos dados apresentados num relatório da CHESF sobre o balanço hídrico do reservatório (CHESF, 1985).

Os resumos mensais destes dados estão apresentados no Apêndice B. É importante notar que os registros de dados contêm falhas em alguns casos. Nos períodos de falhas nos postos de Bebedouro e Mandacaru não foram feitos quaisquer cálculos. Já as falhas existentes nos postos de Remanso (velocidade do vento em agosto, setembro, outubro e novembro de 1982) e Barra (temperatura do ar e umidade relativa do ar em fevereiro e março de 1979 e maio e junho de 1979) foram preenchidas pela CHESF, que entretanto não indica a metodologia adotada para o preenchimento. Há ausência total de dados evaporimétricos e de velocidade do vento no posto de Petrolina. Neste trabalho, utilizou-se o preenchimento feito pela CHESF para Remanso e Barra, enquanto que a ausência total de informações sobre velocidade do vento e evaporação em tanque classe A em Petrolina foi "respeitada". A tabela V.2 lista os nomes, códigos DNAEE, latitude, longitude e altitude de cada um dos cinco postos. Na figura V.1 mostra-se a localização dos postos em relação ao reservatório de Sobradinho.

Posto	Código DNAEE	Latitude	Longitude	Altitude
Bebedouro	00940000	09°05' S	40°20' W	350,0 m
Mandacaru <sup>1</sup>	—	09°26' S	40°26' W	375,0 m
Petrolina	00940006	09°23' S	40°30' W	376,0 m
Remanso	00942007	09°38' S	42°06' W	400,0 m
Barra	01143005	11°05' S	43°10' W	401,0 m

Tabela V.2 - Postos Climatológicos Utilizados. Fonte: Inventário das Estações Pluviométricas - 1983 (DNAEE)

1 - O posto de Mandacaru não consta do Inventário de Estações Pluviométricas do DNAEE, sendo citado pela CHESF (1985) como uma estação experimental.

Com os dados mensais do Apêndice B é possível reproduzir grande parte dos resultados numéricos apresentados neste Capítulo. Para os postos de Petrolina, Remanso e Barra, as médias mensais de insolação, temperatura do ar, umidade relativa do ar, velocidade do vento a 2 m e evaporação em tanque classe A no período 1979-1982 estão mostradas em gráficos, nas figuras V.2, V.3, V.4, V.5 e V.6, respectivamente. Os gráficos apresentam as medições nos três postos simultaneamente (lembre-se de que para Petrolina não há dados de velocidade do vento nem de evaporação em tanque classe A), de modo que se pode ter uma idéia da variação espacial de cada variável climatológica na região do reservatório.

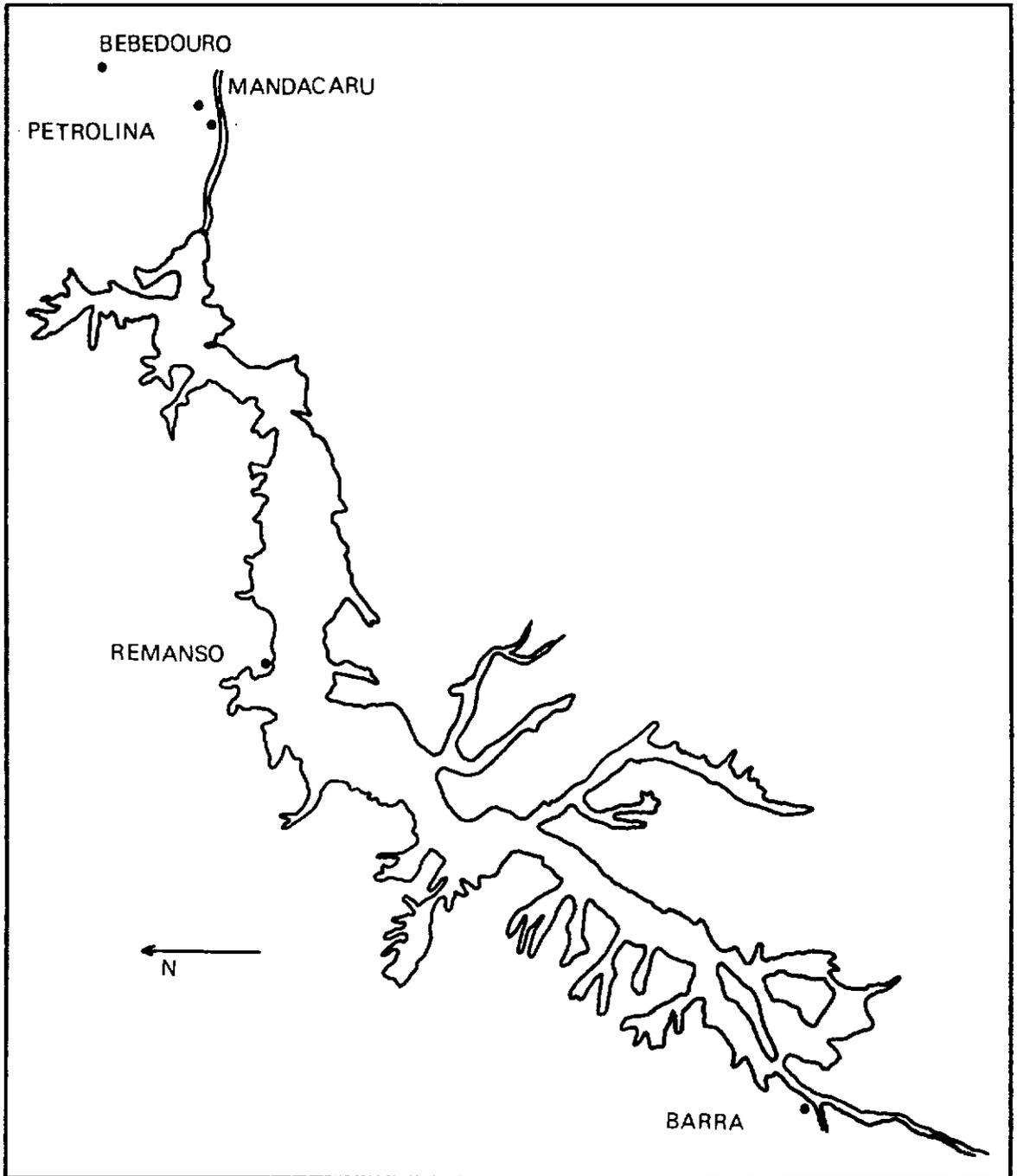


Figura V.1 - Localização do Reservatório de Sobradinho e dos cinco postos climatológicos utilizados

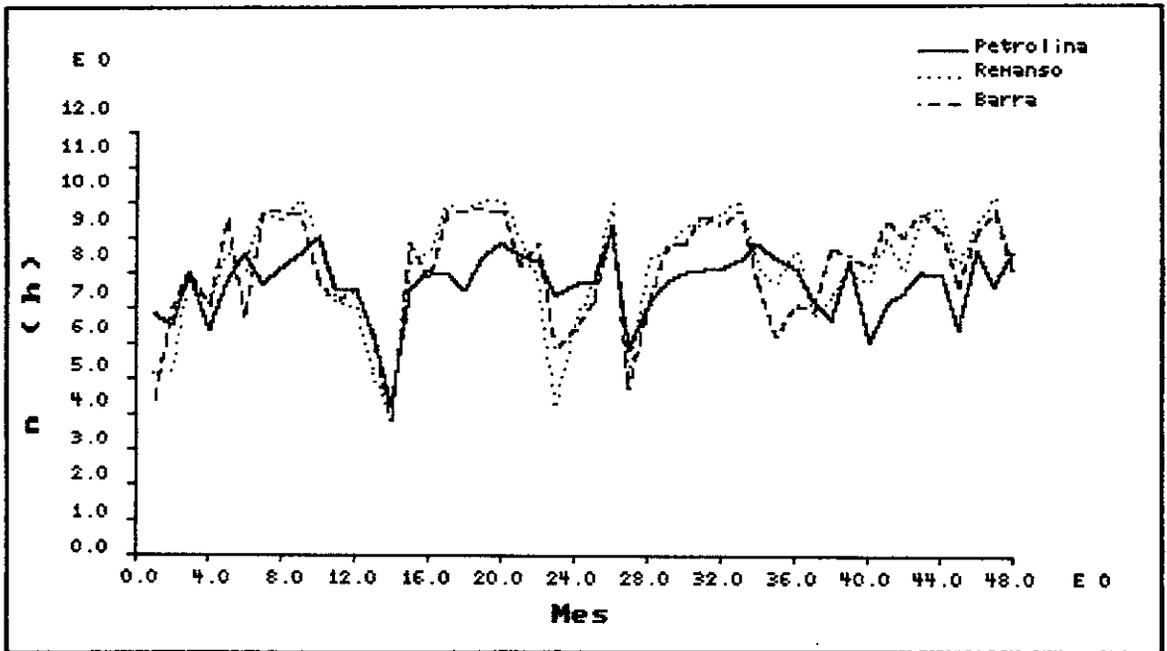


Figura V.2 - Insolação mensal em Petrolina, Remanso e Barra; 1979-1982.

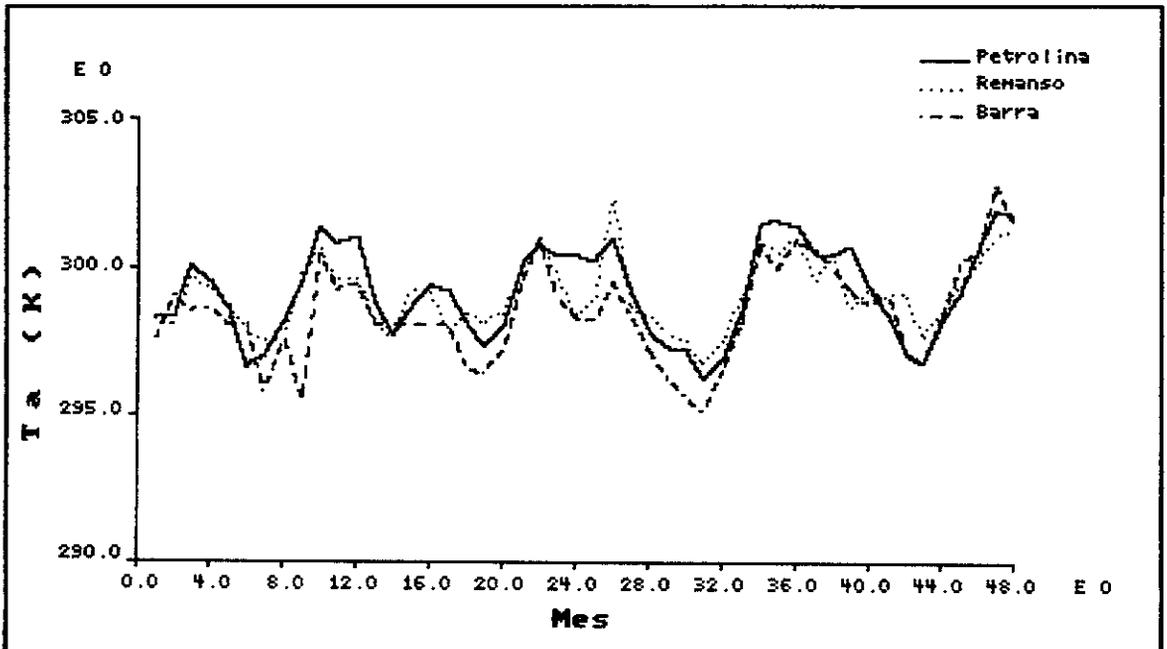


Figura V.3 - Temperatura Média Mensal do Ar em Petrolina, Remanso e Barra ; 1979-1982.

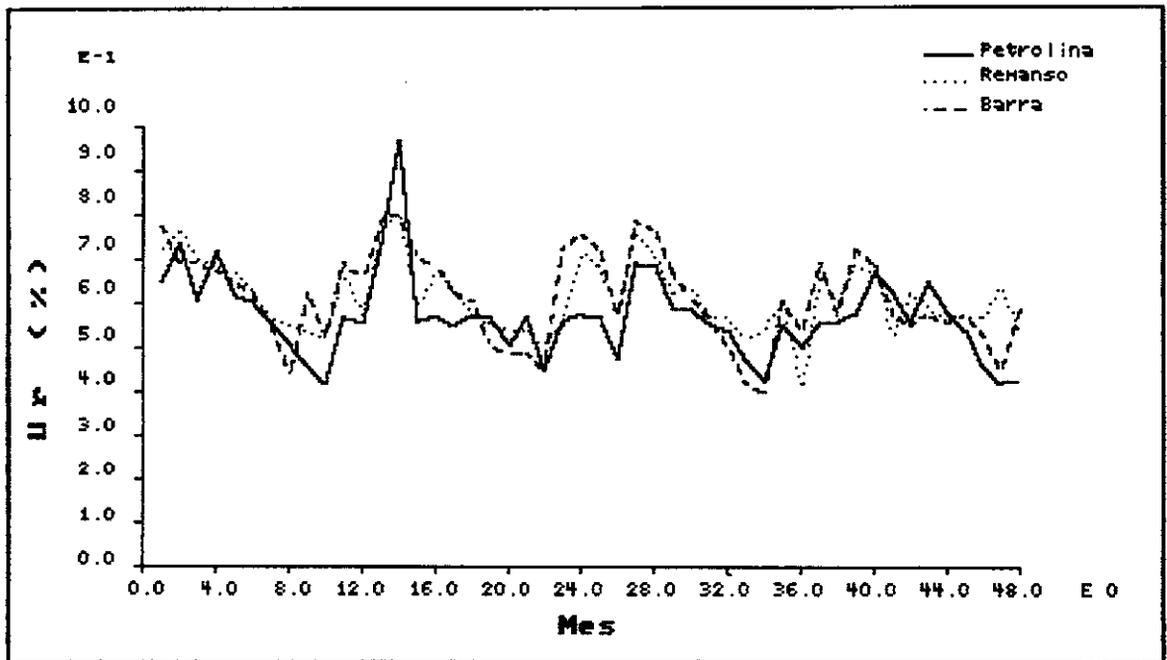


Figura 5.4 - Umidade Relativa Média Mensal do Ar em Petrolina, Remanso e Barra ; 1979-1982.

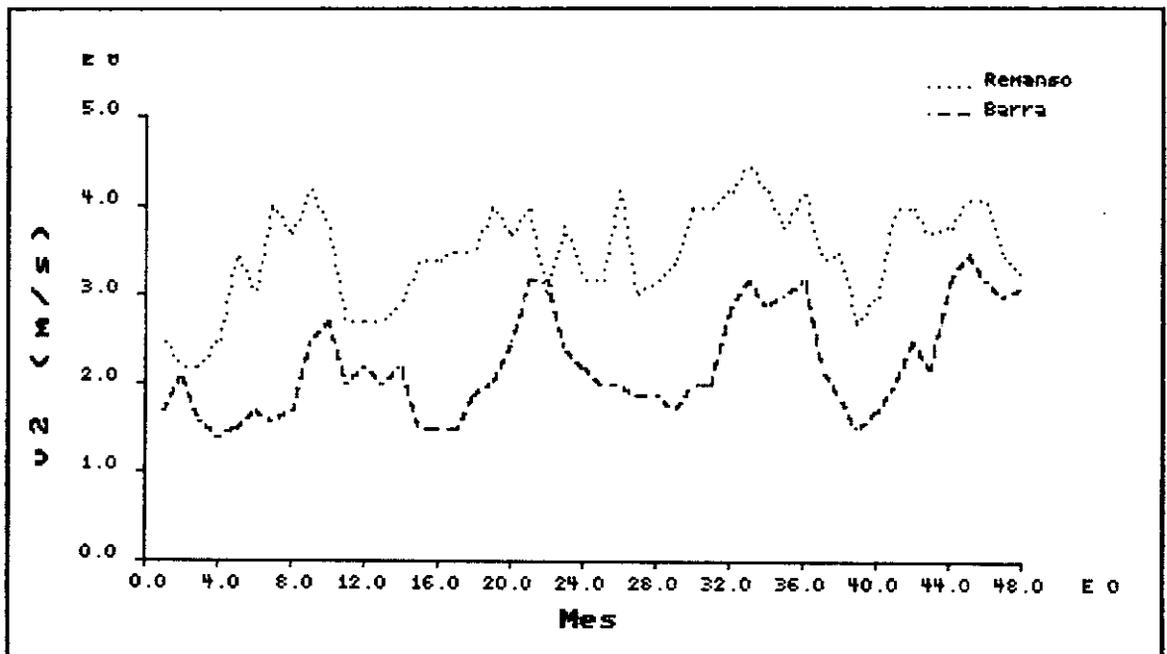


Figura 5.5 - Velocidade do Vento a 2m Média Mensal em Remanso e Barra; 1979-1982.

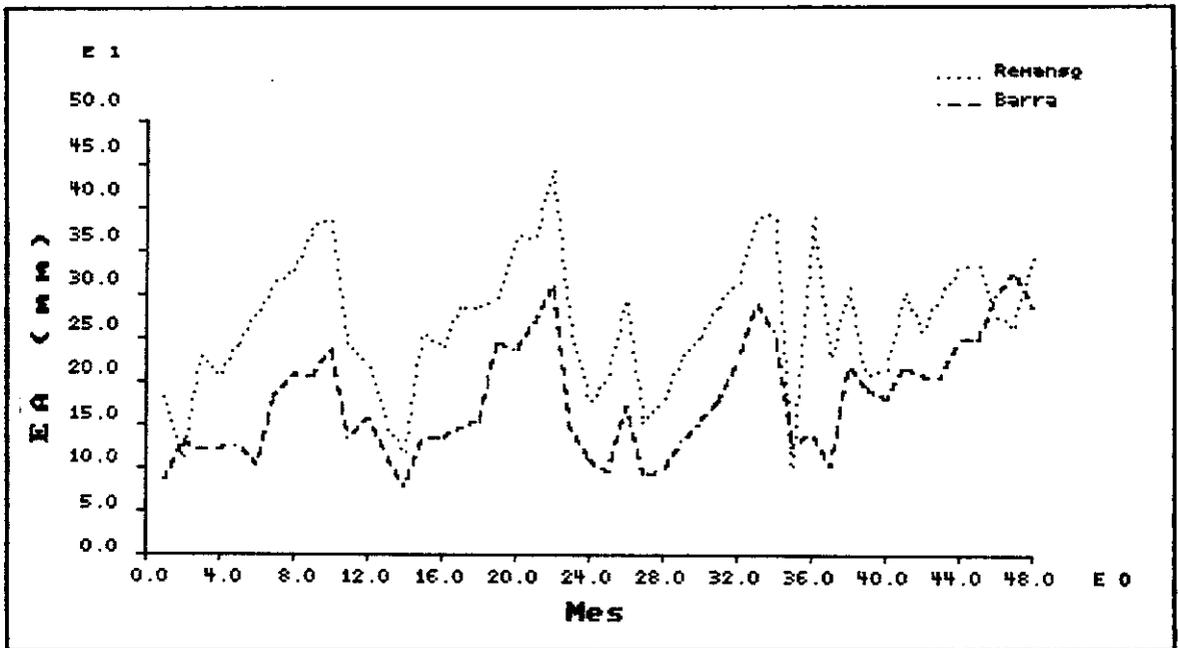


Figura V.6 - Evaporação em Tanque Classe A Média Mensal em Remanso e Barra ; 1979-1982.

Nota-se claramente que as medidas de insolação, temperatura e umidade não variam muito entre os três postos. Já o mesmo não acontece com a velocidade do vento e, principalmente, com a evaporação em tanque classe A. Em ambos os casos, os registros dos postos de Remanso e Barra são bastante díspares.

### V.1.3 - Tipos de Evaporação Estudados

Três tipos essencialmente distintos de evaporação foram estudados:

$E_A$  - Evaporação em Tanque Classe A

$E_p$  - Evaporação Potencial no Ambiente Terrestre

$E_w$  - Evaporação em Lago raso, usando o modelo CRLE proposto por Morton (vide Capítulo IV).

Sabemos que, tradicionalmente,  $E_A$  e  $E_p$  têm sido utilizados como base para estimar  $E_w$ . Como exemplos, tem-se a equação IV.1, cujas origens confundem-se com a instalação sistemática dos primeiros tanques evaporimétricos ainda no século XIX, e a equação IV.24 proposta por Kohler e Parmele. A rigor,  $E_A$ ,  $E_p$  e  $E_w$  possuem significados físicos totalmente diferentes, conforme ficou claro ao longo do Capítulo IV, de forma que cada um será analisado separadamente. Será possível verificar:

- i - A diferença entre o uso de dados diários e mensais para estimar  $E_p$
- ii - A diferença entre as soluções de Penman, Kohler e Parmele e Budyko para  $E_p$ .
- iii - A sensibilidade do modelo CRLE a cada um de seus dados de entrada (temperatura do ar em terra, umidade em terra e insolação)
- iv - A variação espacial a que estão submetidos  $E_A$  e  $E_w$  no reservatório de Sobradinho.

No caso da evaporação potencial, usou-se

$\alpha = 0,06$  - albedo médio da superfície da água

$\varepsilon = 0,97$  - emissividade média da superfície da água

$f_T = 3,01 \times 10^{-8} + 1,62 \times 10^{-8} \cdot v_2$  ( $\text{kg} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Pa}^{-1}$ )

- coeficiente de transferência de vapor.

em conjunto com o método de estimação da radiação líquida apresentado no Capítulo III, de forma que as soluções de Penman, Kohler e Parmele e Budyko fossem perfeitamente comparáveis, e que o seu significado fosse o definido na seção IV.4.4. O coeficiente de transferência de vapor é o

mesmo proposto por Penman, 1948 (vide tabela IV.3). Não há nesta escolha nenhuma preferência particular, uma vez que não podemos saber qual o "melhor"  $f_T$  por carência absoluta de dados de evaporação real e de temperatura da água no lago. Conforme mencionamos, um único  $f_T$  foi usado nas três soluções para a evaporação potencial apenas para torná-las comparáveis entre si.

Para estimar  $E_w$  usou-se o modelo CRLE completo. O CRLE está muito bem documentado em Morton (1983a). A sua essência está descrita na seção IV.5.3 (equações IV.31, IV.32 e IV.33). As estimativas de radiação do CRLE fazem parte das rotinas listadas no Apêndice A, mas de qualquer forma elas são idênticas às obtidas pelas equações III.17, III.18, III.22, III.23, III.24, III.25 e III.26 no Capítulo III, no caso de Sobradinho. Deve ser portanto relativamente simples reproduzir os resultados numéricos obtidos.

## V.2 - Cálculos Efetuados

### V.2.1 - Dados Diários versus Dados Mensais

No Capítulo IV, supusemos que médias diárias dos dados climatológicos estariam disponíveis. A rigor, os métodos de transferência de massa e balanço de energia têm validade apenas para os valores médios de  $T_o$ ,  $T_a$ ,  $e_a$ , etc. em intervalos de poucos minutos. Entretanto, Van Bavel (1966) encontrou resultados de evaporação potencial idênticos, quer usando valores horários de  $T_a$ ,  $e_a$  e  $v_a$  e em seguida calculando a evaporação média em 24 horas, quer usando diretamente as médias diárias na

equação de Penman. Aliás, o trabalho original de Penman (1948) também utilizava médias diárias, e não se pode deixar de observar que a calibração do coeficiente de transferência de vapor  $f_T$  sempre serve para "sintonizar" o modelo à escala de tempo dos dados de entrada.

O volume de dados necessários pode ser substancialmente reduzido se usarmos apenas as médias mensais. Entretanto, é preciso verificar se ainda podemos usar os mesmos modelos desenvolvidos inicialmente para intervalos de tempo diários (na prática, estaremos testando a sua linearidade). Segundo Linsley, Kohler e Paulhus (1975; Capítulo 5) o uso direto de médias mensais resulta em erros muito pequenos. Nas figuras V.7, V.8 e V.9 vemos o resultado da aplicação das Soluções de Penman, Kohler e Parmele e Budyko para  $E_p$  no posto de Bebedouro, ao longo dos anos de 1969-1972 (As interrupções indicam períodos em que houve falhas nos dados climatológicos). As linhas cheias representam as médias mensais da evaporação potencial estimada usando insolação, temperatura do ar, umidade relativa do ar e velocidade do vento diárias. As linhas pontilhadas representam os valores obtidos usando diretamente as médias mensais dos dados acima. Conforme se pode verificar, os resultados são idênticos em ambos os casos, e justificam o uso das séries de dados mensais dos postos de Petrolina, Remanso e Barra nos modelos de evaporação.

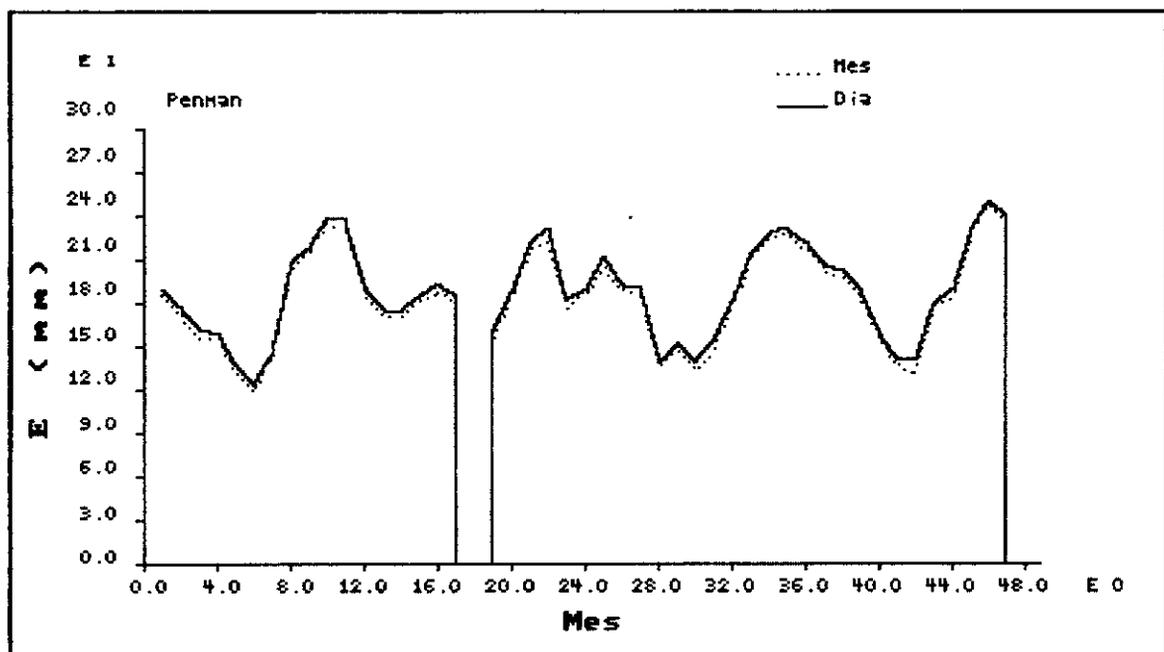


Figura V.7 - Evaporação Potencial Mensal (Solução de Penman), calculada usando dados diários e mensais em Bebedouro; 1969-1972.

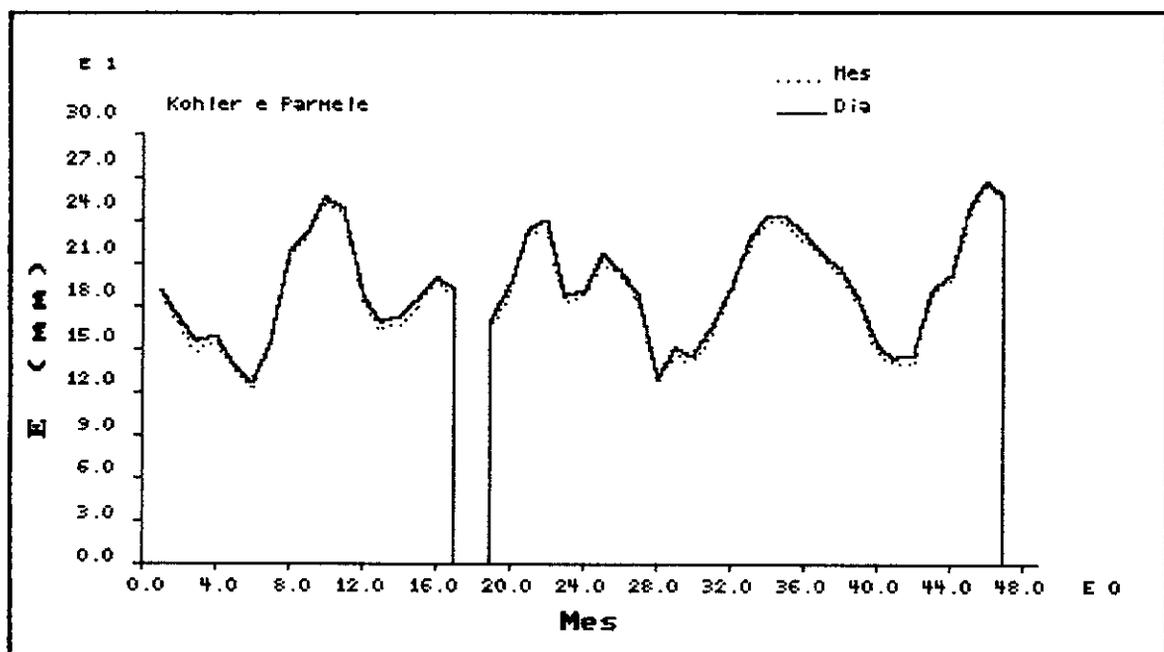


Figura V.8 - Evaporação Potencial Mensal (Solução de Kohler e Parmele), calculada usando dados diários e mensais em Bebedouro; 1969-1972.

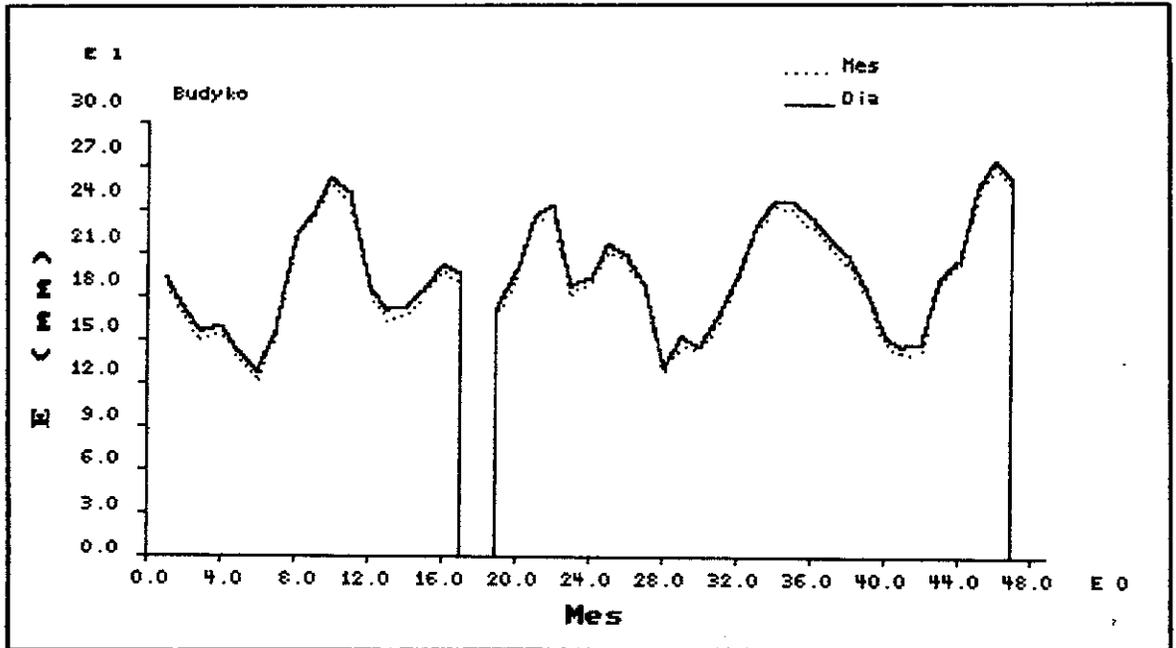


Figura V.9 - Evaporação Potencial Mensal (Solução de Budyko), calculada usando dados diários e mensais em Bebedouro; 1969-1972.

#### V.2.2 - As Soluções de Penman, Kohler e Parmele e Budyko Para a Evaporação Potencial

O método combinado permite estimar a evaporação potencial unicamente com informações climatológicas. Vimos, no Capítulo IV, três soluções para  $E_p$  (seção IV.4), das quais a de Penman é a menos precisa, e a de Budyko a melhor, do ponto de vista conceitual. O quanto elas diferem entre si na prática pode ser visto nas figuras V.10 e V.11, que comparam as três soluções usando os dados mensais de Remanso e Barra. Nestas figuras, as soluções de Kohler e Parmele e Budyko se sobrepõem. Verifica-se que qualquer uma das três é equivalente na região de Sobradinho, embora seja preferível usar a solução de Budyko, que é a mais correta conceitualmente.

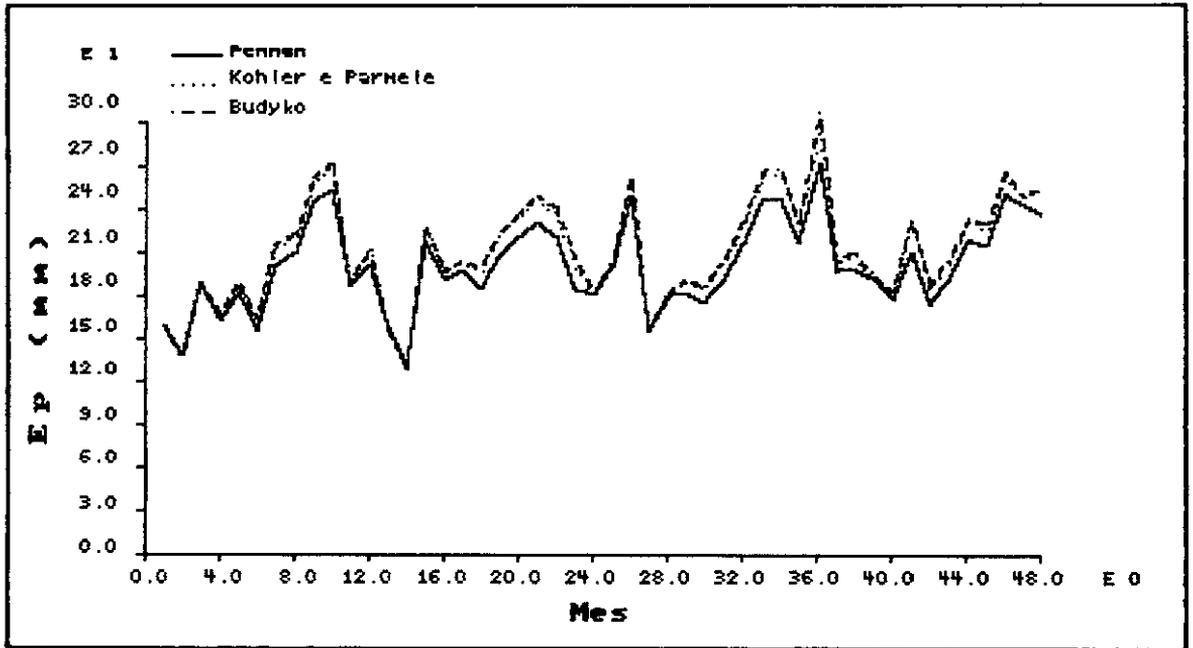


Figura V.10 - Comparação das Soluções de Penman, Kohler e Parmele e Budyko com dados mensais do posto de Remanso; 1979-1982.

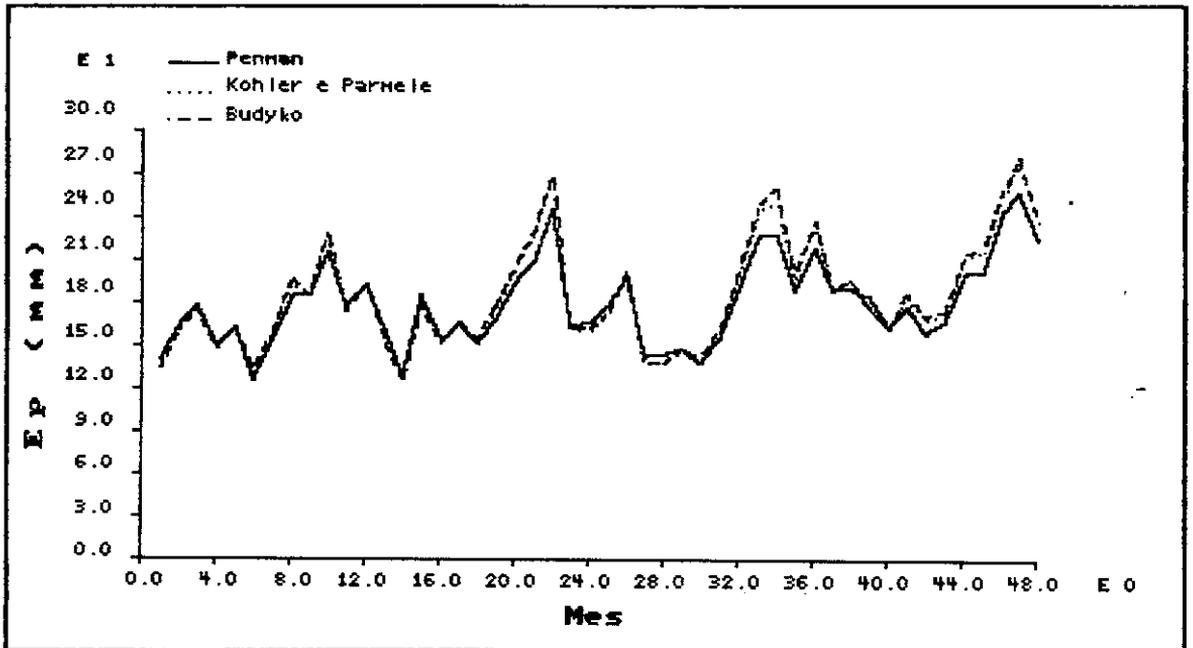


Figura V.11 - Comparação das Soluções de Penman, Kohler e Parmele e Budyko com dados mensais do posto de Barra; 1979-1982.

### V.2.3 - Sensibilidade do Modelo CRLE aos seus Dados de Entrada

O modelo CRLE (Morton, 1983b) é o único entre os apresentados no Capítulo IV (e um dos poucos em toda a literatura) que se propõem a estimar a evaporação em lago raso a partir exclusivamente de dados no ambiente terrestre — segundo seu autor, sem que seja necessária nenhuma calibração local de coeficientes. A sua estrutura é a rigor uma combinação do método de Budyko para a evaporação potencial com a equação empírica de Priestley e Taylor, tendo sido descrita no Capítulo IV. Na figura V.12, vemos um resumo do funcionamento do CRLE.

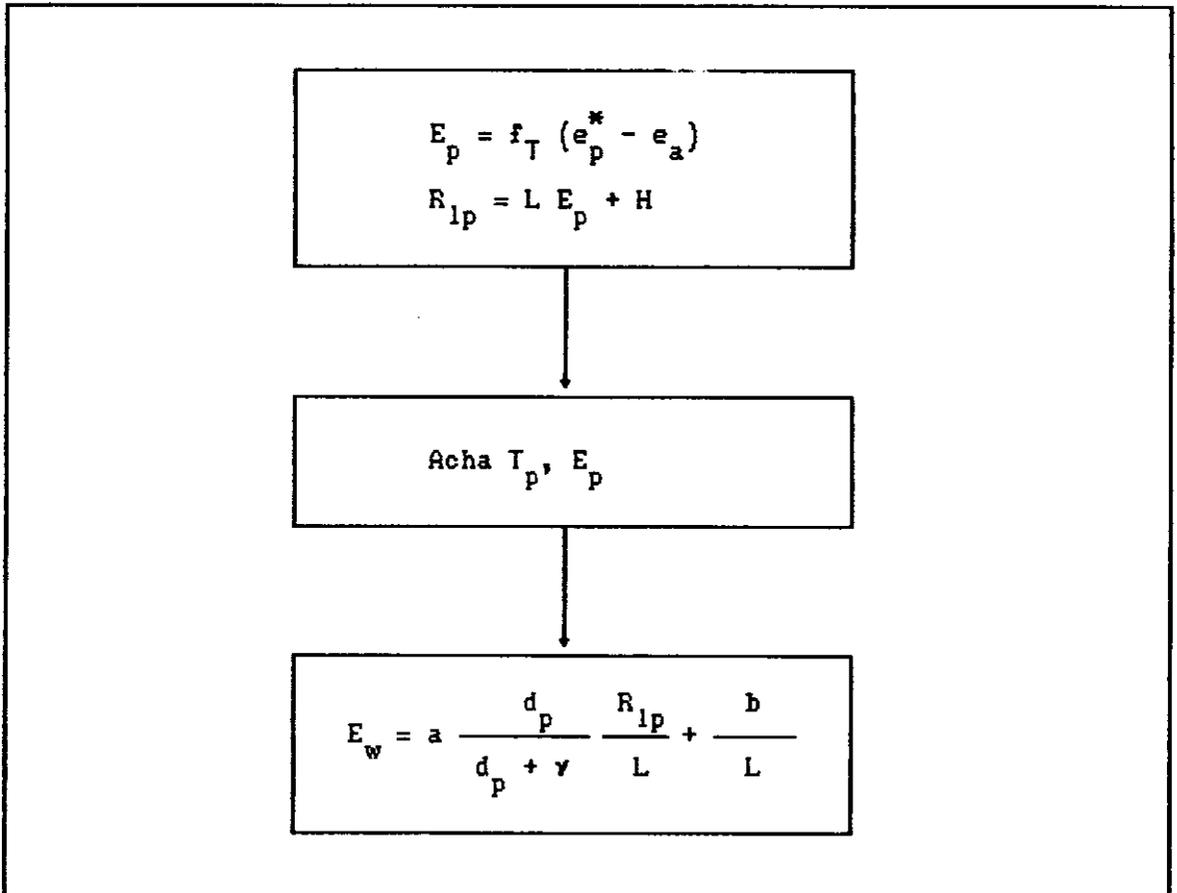


Figura V.12 - Resumo do modelo CRLE.

No CRLE, o valor de  $f_T$  é independente da velocidade do vento, e a evaporação em lago é estimada com dados mensais de insolação percentual  $S = \frac{n}{N}$ , temperatura do ar  $T_a$  e temperatura de ponto de orvalho  $T_d$ . As figuras V.13, V.14 e V.15 mostram a sensibilidade da evaporação em lago raso  $E_w$  a cada um desses dados. Em cada caso, foram assumidos os valores  $S = 0,6$ ,  $T_a = 300$  K,  $T_d = 290$  K, representativos da região de Sobradinho no mês de janeiro, e feitas as variações  $S \in [0,0 ; 1,0]$  ;  $T_a \in [295 ; 395]$  ;  $T_d \in [290 ; 299]$ .

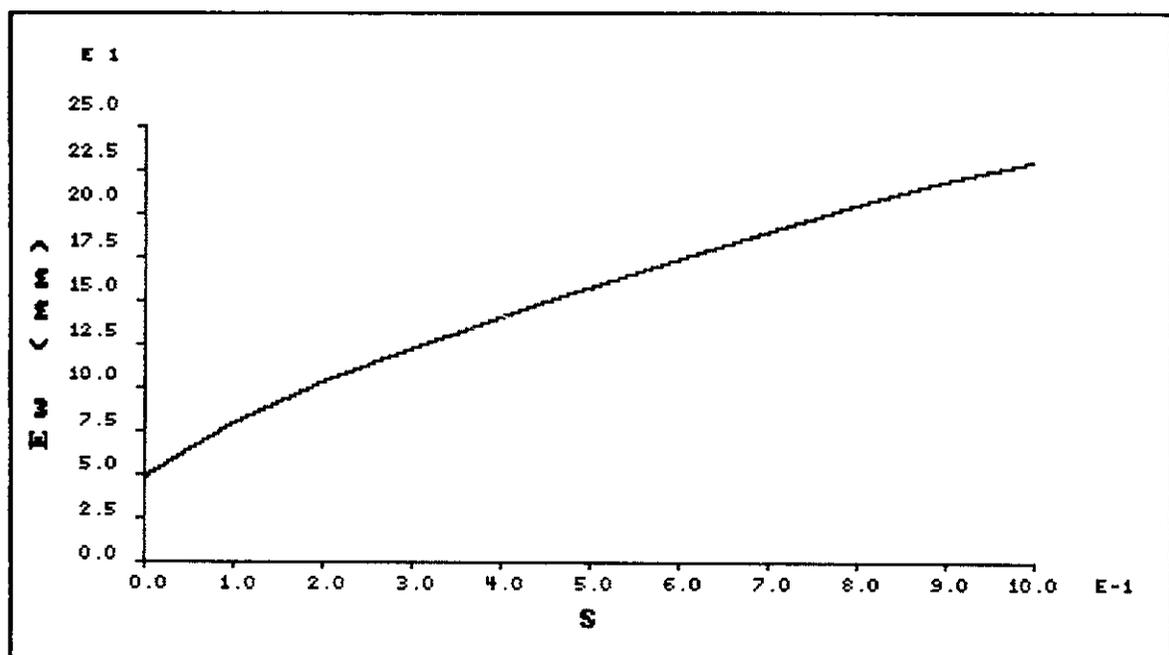


Figura V.13 - Sensibilidade do CRLE à Insolação.

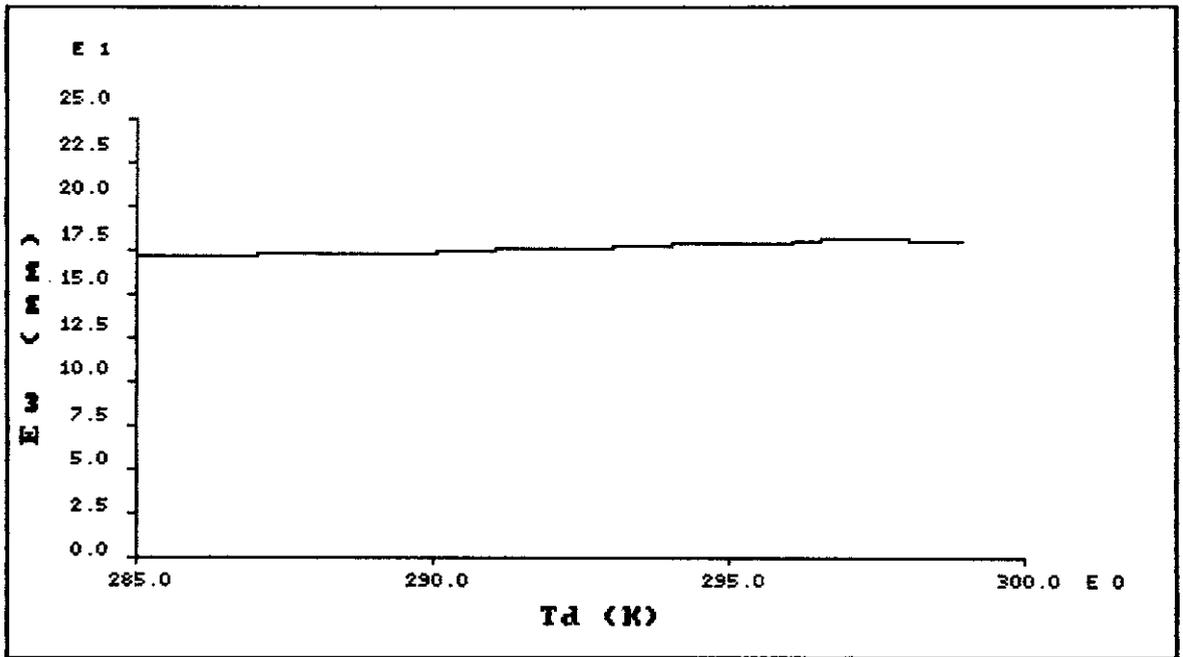


Figura V.14 - Sensibilidade do CRLE à Temperatura de Ponto de Orvalho.

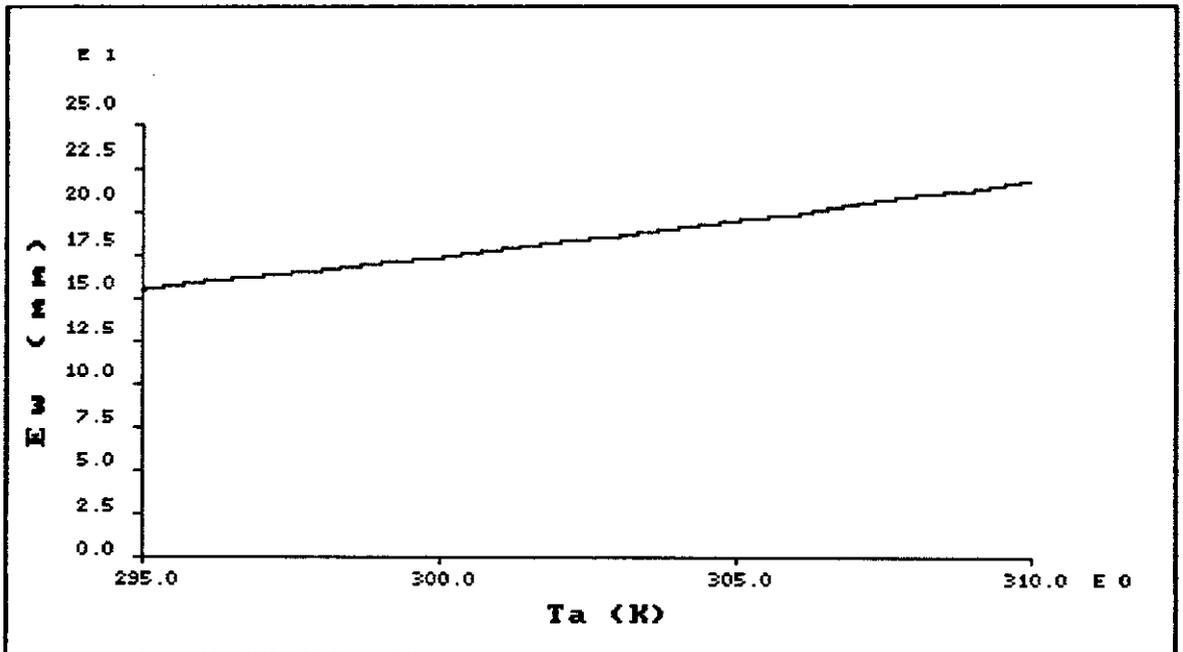


Figura V.15 - Sensibilidade do CRLE à Temperatura do Ar.

Uma análise das figuras V.13, V.14 e V.15 mostra que a informação mais importante para o modelo é certamente a insolação, seguida da temperatura do ar. A umidade do ar tem terra tem uma importância quase desprezível. Este comportamento está de acordo com o conceito de que o ambiente do lago é distinto do terrestre, e com o fato de que a equação de Priestley e Taylor não usa dados de umidade de qualquer espécie.

#### V.2.4 - Variação Espacial de $E_A$ e $E_w$

Uma questão muito importante é conhecer a variação espacial da evaporação no lago. Ela só pode ser respondida com medições razoavelmente precisas de evaporação em vários pontos do lago, o que ficou fora de questão neste trabalho.

Uma outra questão relevante é o quanto as estimativas da evaporação média no lago  $E_w$  variam em função da localidade em terra onde se colhem os dados para um modelo climatológico de evaporação. É preferível usar um modelo que, na região do lago, forneça estimativas de  $E_w$  mais ou menos equivalentes, não importando qual o ponto de coleta de dados. Na seção V.1.2 pudemos observar que os dados mais variáveis espacialmente em Sobradinho são a evaporação em tanque classe A e a velocidade do vento. Já a insolação, a temperatura do ar e a umidade relativa do ar possuem um comportamento bem mais uniforme. Uma vez que o CRLE só utiliza os três últimos dados, é óbvio que o seu comportamento também será mais uniforme, o que pode ser confirmado na figura V.16. É inevitável comparar o comportamento de  $E_w$ , mostrado em V.16, com o de  $E_A$  (classicamente reduzido de 30% para estimar  $E_w$ ), na figura V.6.

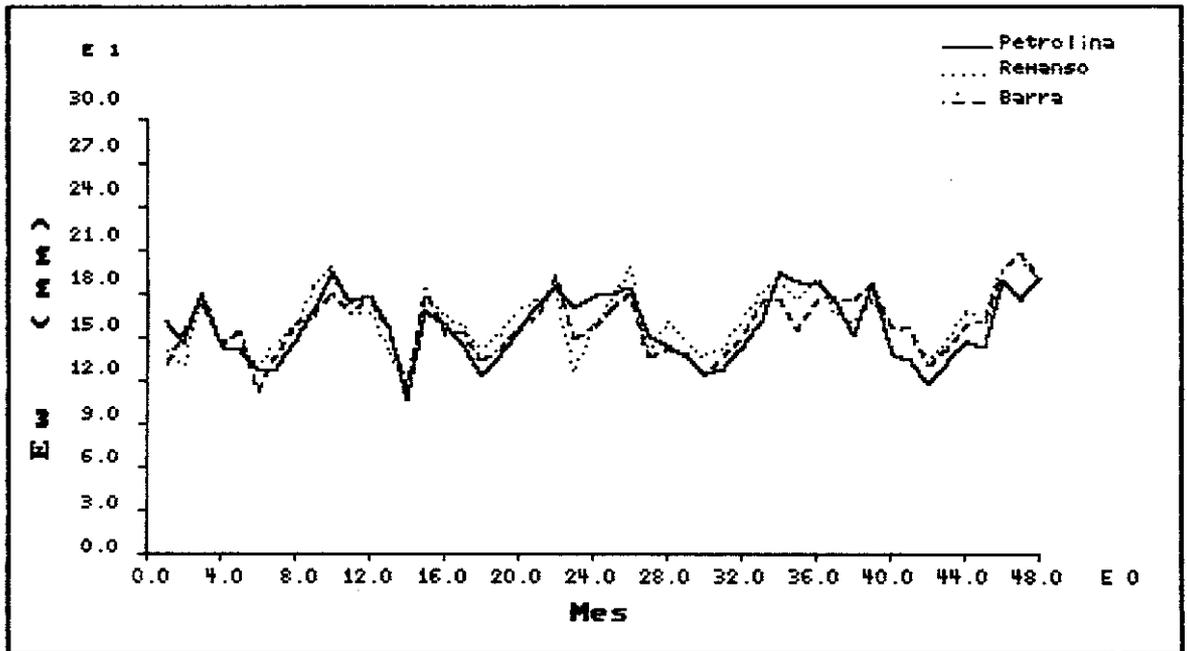


Figura V.16 - Evaporação em lago raso ( $E_w$ ) estimada pelo CRLE para o lago de Sobradinho a partir do postos de Petrolina, Remanso e Barra

Enquanto que as estimativas de  $E_w$  baseadas em dados evaporimétricos são muito sensíveis ao ponto de coleta dos dados, apresentando valores médios sensivelmente distintos em Remanso e Barra, as estimativas obtidas por meio do CRLE são muito mais uniformes. Em outras palavras, não importa em que ponto da margem do reservatório se coletem os dados, as estimativas de evaporação serão praticamente as mesmas.

Nós possuímos agora duas maneiras bastante distintas de estimar a evaporação no reservatório de Sobradinho. A primeira consiste em usar os dados evaporimétricos e a segunda em usar o modelo CRLE. A evaporação anual em mm estimada pelo CRLE com os dados climatológicos de Petrolina, Remanso e Barra está listada na tabela V.3. Na tabela V.4 está a evaporação anual estimada a partir dos dados evaporimétricos de Remanso e

Barra, usando a equação IV.1 com  $C = 0,7$ .

Posto ano	Petrolina	Remanso	Barra	$ (B-R)/R $
1979	1905	1913	1863	0,026
1980	1872	1874	1866	0,004
1981	1938	2011	1871	0,070
1982	1903	2038	2049	0,005

Tabela V.3 - Evaporação Anual em Lago Raso (mm) Estimada pelo CRLE.

Posto ano	Remanso	Barra	$ (B-R)/R $
1979	2187	1322	0,396
1980	2288	1469	0,358
1981	2247	1386	0,383
1982	2382	1940	0,186

Tabela V.4 - Evaporação anual em lago raso (mm) estimada por dados evaporimétricos com um coeficiente de tanque  $C = 0,7$ .

As diferenças entre as estimativas de evaporação em lago via dados evaporimétricos dos postos de Remanso e Barra é grande, ao contrário do que ocorre com o CRLE, conforme se pode verificar observando a última coluna das duas tabelas acima, onde aparece a diferença percentual da estimativa de  $E_w$  em Remanso e em Barra. Na hipótese de que os valores obtidos pelo CRLE sejam os mais próximos da realidade, somos tentados a

concluir que as estimativas a partir de  $E_A$  são altas demais em Remanso, e muito baixas em Barra. De qualquer forma, o modelo tradicionalmente aceito de considerar a evaporação média em todo o lago igual a 70% da evaporação em tanque necessita de revisão em Sobradinho, onde a variação espacial de  $E_A$  é tão grande.

### V.3 - Evaporação em Lago Profundo

Nas seções anteriores, tomou-se o cuidado de enfatizar que somente a evaporação em lago raso,  $E_w$ , estava sendo considerada. Naturalmente, isso não é suficiente se desejarmos acompanhar de perto o padrão sazonal da evaporação em lagos profundos ( $E_1$ ). Este assunto não foi tratado ao longo da tese, a não ser conceitualmente. De fato, existem poucas indicações na literatura revisada sobre como estimar  $E_1$  a partir de dados climatológicos rotineiros (veja Kohler e Parmele, 1967, e Morton, 1983b). Uma das primeiras questões, naturalmente, é definir lago "raso" e lago "profundo". Se considerarmos que um aquecimento ou resfriamento uniforme das águas do lago de  $\Delta T$  Kelvins resulta integralmente numa diferença de  $\Delta E$   $\text{kg} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$  evaporados ao longo de  $\Delta t$  segundos, então:

$$\Delta E = \frac{1}{L} \rho_w C_w \frac{V}{A} \frac{\Delta T}{\Delta t} \quad \text{V.1}$$

onde todos os símbolos já foram previamente definidos. Note que a equação V.1 superestima  $\Delta E$ , uma vez que parte da energia resultante da variação de temperatura das águas do lago é utilizada para aquecer ou resfriar o ar. Em Sobradinho, por exemplo,  $V/A = 8,0$  m no nível máximo normal, segundo a tabela V.1. Se considerarmos que toda a massa de água do lago será

uniformemente aquecida (ou resfriada) de 2 K ao longo de um mês, e que toda a energia usada para este fim será acrescentada ou retirada da evaporação, a diferença sobre o total evaporado ao longo do mês será de 27,2 mm, ou cerca de 15% da evaporação média mensal no lago estimada pelo CRLE. Assim o lago de Sobradinho está no extremo de aplicação de modelos de evaporação em lagos rasos.

## CAPÍTULO VI - CONCLUSÕES E RECOMENDAÇÕES

VI.1 - Conclusões

A equação empírica de Priestley e Taylor (equação IV.28) apresentada no Capítulo IV pode ser diretamente aplicada a partir exclusivamente de dados de temperatura da superfície da água em conjunto com estimativas convencionais da radiação líquida atingindo a superfície do lago. Este seria o primeiro passo para o estabelecimento de procedimentos mais razoáveis e modernos para estimar  $E_w$  no Brasil.

Em lagos profundos, medições dos perfis de temperatura no início de cada período de tempo ao longo do qual se deseja estimar a evaporação média se fazem necessárias, para levar em conta os efeitos de armazenamento de energia nas águas do lago.

Na ausência de informações coletadas no ambiente do lago, a alternativa mais razoável é o uso de um modelo climatológico como o CRLE, que leve em conta as diferenças (de resto desconhecidas) entre dados medidos em terra e no lago.

Dos dados climatológicos estudados, as medidas de insolação, temperatura e umidade do ar em ambiente terrestre são razoavelmente "bem comportadas", possuindo uma variação espacial suave. Conseqüentemente, os modelos climatológicos que as utilizam tendem a estimar o mesmo valor de evaporação, qualquer que seja o ponto de medição dessas grandezas em redor

do lago. Já com relação à evaporação em tanque Classe A e à velocidade do vento, existe uma variabilidade muito grande na região de Sobradinho.

Ainda com relação aos dados utilizados neste trabalho, podemos concluir que não se trata do melhor conjunto possível, uma vez que medidas sobre a superfície da água seriam extremamente importantes para o estudo em questão. A ausência de estimativas alternativas da evaporação no lago de Sobradinho também nos impediu de confrontar os resultados dos modelos com a realidade.

É razoável utilizar médias mensais de insolação, temperatura, umidade e velocidade do vento em modelos climatológicos quando se deseja apenas valores médios mensais de evaporação potencial  $E_p$  ou evaporação em lago raso  $E_w$ .

As três soluções apresentadas no Capítulo IV para a evaporação potencial dão resultados próximos, sendo preferível usar a solução de Budyko, que explicita o conceito de solução simultânea das equações de transferência de massa e balanço de energia, e devolve também o valor da temperatura da superfície.

A informação mais importante para os modelos climatológicos de evaporação em lago é a radiação líquida, cujo principal componente, a radiação solar, em geral é estimada com dados de insolação.

## VI.2 - Recomendações

Os efeitos da estabilidade atmosférica sobre os fenômenos de transferência entre a superfície do lago e a atmosfera merecem um estudo à parte. A sua quantificação ainda envolve dificuldades grandes, de modo que estes efeitos não foram devidamente considerados nos modelos apresentados. Em particular, cabe investigar a sua importância em estimativas de evaporação a nível mensal, uma vez que a nível diário ela é certamente grande.

Seria conveniente estudar o desempenho dos modelos de estimação da radiação líquida (Capítulo III), que vem a ser o dado mais importante para estimar taxas de evaporação. Alguns estudos deste tipo tem sido realizados no Brasil, em locais específicos. Não parece impossível que, reunindo-se os dados disponíveis, se desenvolva um modelo com validade em todos os pontos do país.

Diante dos bons resultados que a equação de Priestley e Taylor fornece, segundo vários experimentos já relatados na literatura, medidas diárias da temperatura da água nos lagos certamente serviriam para a obtenção de boas estimativas de evaporação, se acompanhadas de estimativas de radiação líquida na superfície.

As estimativas de evaporação obtidas por meio de tanques evaporimétricos não são confiáveis na região do reservatório de Sobradinho. Possivelmente, este fato se repete em outros lagos, onde se poderia comparar evaporação em tanque com evaporação estimada por modelos climatológicos e estudar a sua variabilidade espacial. Caso se repetissem

os resultados de Sobradinho, ficaria evidenciada a inadequação do tanque Classe A como instrumento de estimação da evaporação em lago.

Naturalmente, para que se possa validar qualquer modelo de evaporação em lago, é necessário instrumentar adequadamente vários reservatórios e usá-los como "laboratórios" onde se consigam estimativas bastante precisas de evaporação, que por sua vez possam ser cotejadas com modelos semelhantes aos apresentados no Capítulo IV. Um estudo deste porte seria bastante exigente em termos de verbas e pessoal, principalmente no caso do método do Balanço de Energia. Alguns reservatórios no Brasil, entretanto, podem ser particularmente convenientes para a obtenção de estimativas confiáveis de evaporação pelo método do Balanço Hídrico. Por exemplo, em numerosos açudes do Nordeste a equação de balanço hídrico fica bastante simplificada durante as secas prolongadas, quando não há praticamente nenhuma entrada de água no reservatório, e a saída de água é devida apenas ao uso consuntivo e à evaporação.

## BIBLIOGRAFIA

- 1 - ANDERSEN, M. E. e JOHNSON, H. E., "Comparison of Techniques for Estimating Annual Lake Evaporation Using Climatological Data", Water Resources Research, vol. 18, pp. 630-636, (1982).
- 2 - BAUMAN, R. P., "Introducao ao Equilibrio Termodinamico", Edgar Blucher Ltda. (1964).
- 3 - BEARD, L. R. e WILLEY, R. G., "An Approach to Reservoir Temperature Analysis", Water Resources Research, vol. 6, pp. 1335-1345, (1970).
- 4 - BIRD, R. B., STEWART, W. E. e LIGHTFOOT, E. N., "Transport Phenomena", John Wiley & Sons, (1960).
- 5 - BRUTSAERT, W., "Evaporation Into the Atmosphere", D. Reidel Publishing Company, Dordrecht, Holland, (1982).
- 6 - BRUTSAERT, W. e STRICKER, H., "An Advection Aridity Approach to Estimate Actual Regional Evapotranspiration", Water Resources Research, vol. 15, pp. 443-450, (1979).
- 7 - BRUTSAERT, W. e YEH, G., "Implications of a Type of Empirical Evaporation Formula for Lakes and Pans", Water Resources Research, vol. 6, pp. 1202-1208, (1970).

- 8 - CALDER, I. R., "What Are The Limits on Forest Evaporation ? - Comment", Journal of Hydrology, vol. 82, pp. 179-192, (1985).
- 9 - CESP, "Análise Hidrológica de Perdas em Reservatórios", Relatório Técnico TOHE-003/86, (1986).
- 10 - CHESF, "Análise do Balanco Hidrico do Reservatorio de Sobradinho", RT-DME/GT-H-05/85, (1985).
- 11 - COPPETEC, "Estudo Sobre Evaporacao do Reservatorio de Sobradinho", Relatório Final, (1979).
- 12 - DE BRUIN, H. A. R., "A Simple Model for Shallow Lake Evaporation", Journal of Applied Meteorology, vol. 17, pp. 1132-1134, (1978).
- 13 - DE BRUIN, H. A. R. e KEIJMAN, J. Q., " The Priestley-Taylor Evaporation Model Applied to a Large Shallow Lake in the Netherlands", Journal of Applied Meteorology, vol. 18, pp. 898-903, (1979).
- 14 - DOLAN, T. J., HERMANN, A. J., BAYLEY, S. E. e ZOLTEK JR., J., "Evapotranspiration of a Florida, U.S.A., Freshwater Wetland", Journal of Hydrology, vol. 74, pp. 355-371, (1984).
- 15 - EAGLESON, P. S., "Dynamic Hydrology", McGraw-Hill Book Company, (1970).

- 16 - FERGUSON, H. L., O'NEIL, A. D. J. e CORK, H. F., "Mean Evaporation over Canada", Water Resources Research, vol. 6, pp. 1618-1633, (1970).
- 17 - FOX, R. W. e McDONALD, A. T., "Introdução à Mecânica dos Fluidos", Guanabara Dois, (1981).
- 18 - KIMBALL, B. A., IDSO, S. B. e AASE, J. K., "A Model of Thermal Radiation From Partly Cloudy and Overcast Skies", Water Resources Research, vol. 18, pp. 931-936, (1982).
- 19 - KLINKENBERG, A., "Dimensional Systems and Systems of Units in Physics with Special Reference to Chemical Engineering - Part I: The Principles According to Which Dimensional Systems and Systems of Units Are Constructed", Chemical Engineering Science, vol. 4, pp. 130-140, (1955).
- 20 - KLINKENBERG, A., "Dimensional Systems and Systems of Units in Physics with Special Reference to Chemical Engineering - Part II: Practical Rules for Authors and Readers and The Need for Their Observance", Chemical Engineering Science, vol. 4, pp. 167-177, (1955).
- 21 - KOHLER, M. A. e PARMELE, L. H., "Generalized Estimates of Free-Water Evaporation", Water Resources Research, vol. 3, pp. 997-1005, (1967).

- 22 - LINSLEY JR, R. K., KOHLER, M. A. e PAULHUS, J. L. H., "Hydrology for Engineers", McGraw-Hill Kogakusha, (1975).
- 23 - LUMLEY, J. L. e PANOFSKY, H. A., "The Structure of Atmospheric Turbulence", Interscience Publishers (John Wiley and Sons), (1964).
- 24 - MAWDSLEY, J. A. e ALI, M. F., "Estimating Nonpotential Evapotranspiration by Means of the Equilibrium Evaporation Concept", Water Resources Research, vol. 21, pp. 383-391, (1985).
- 25 - MORTON, F. I., "Potential Evaporation and River Basin Evaporation", Journal of the Hydraulics Division, Proceedings of the ASCE, vol. 91, no HY6, pp. 67-95, (1965).
- 26 - MORTON, F. I., "Catchment Evaporation as Manifested in Climatologic Observations", World Water Balance - Proceedings of The Reading Symposium, IASH-UNESCO-WMO, vol 2, pp. 421-433, (1970).
- 27 - MORTON, F. I., "Evaporation from Large Deep Lakes", Water Resources Research, vol. 3, pp. 181-200, (1967).
- 28 - MORTON, F. I., "Climatological Estimates of Lake Evaporation", Water Resources Research, vol. 15, pp. 64-76, (1979).
- 29 - MORTON, F. I., "Operational estimates of Areal Evapotranspiration and Their Significance To The Science and Practice of Hydrology" Journal of Hydrology, vol. 66, pp. 1-76, (1983a).

- 30 - MORTON, F. I., "Operational Estimates of Lake Evaporation", Journal of Hydrology, vol. 66, pp. 77-100, (1983b).
- 31 - MORTON, F. I., "What are the limits on forest evaporation?" Journal of Hydrology, vol. 74, pp. 373-398, (1984).
- 32 - PENMAN, H. L., "Natural Evaporation from Open Water, Bare Soil, and Grass", Proceedings of the Royal Society, London, A193, pp. 120-146, (1948).
- 33 - PRIESTLEY, C. H. B. e TAYLOR, R. J., "On The Assessment of Surface Heat Flux and Evaporation Using Large-Scale Parameters", Monthly Weather Review, vol. 100, pp. 81-92, (1972).
- 34 - RAUDKIVI, A. J. e CALLANDER, R. A., "Advanced Fluid Mechanics - An Introduction", Edward Arnold Publishers Ltd (1975).
- 35 - SELLERS, W. D., "Physical Climatology", The University of Chicago Press, Chicago & London (1965).
- 36 - SIMON, E. e MERO, F., "A Simplified Procedure for the Evaluation of The Lake Kinneret Evaporation", Journal of Hydrology, vol. 78, pp. 291-304, (1985).
- 37 - UNESCO, "Methods of Computation of The Water Balance of Large Lakes and Reservoirs", vol I, Methodology (Studies and Reports in Hydrology, 31), (1981).

- 38 - VAN BAVEL, C. H. M., "Potential Evaporation: The Combination Concept and Its Experimental Verification", Water Resources Research, vol. 2, pp. 455-467, (1966).
- 39 - VAN FLANDERN, T. C. e PULKKINEN, K. F., "Low Precision Formulae for Planetary Positions", Astrophysical Journal Supplement Series, vol. 41, pp. 391-411, (1979).
- 40 - WELTY, J. R., WILSON, R. E. e WICKS, C. E., "Fundamentals of Momentum, Heat and Mass Transfer", John Wiley & Sons, (1976).
- 41 - WIESNER, C. J., "Hydrometeorology", Chapman and Hall Ltd (1970).
- 42 - WIRTH, N., "Programming in Modula-2", Second Edition, Springer-Verlag, (1983).
- 43 - YU, Y. S. e KNAPP, H. U., "Weekly, Monthly and Annual Evaporation for Elk City Lake", Journal of Hydrology, vol. 80, pp. 93-110, (1985).

APENDICE A - BIBLIOTECAS DE ROTINAS PARA ESTIMATIVAS CLIMATOLOGICAS DE  
EVAPORACAO

- (\* -----  
Clima : biblioteca de rotinas destinadas ao calculo de fatores  
Climatologicos  
  
Nelson Luis da Costa Dias  
06-jan-1986  
----- \*)
- DEFINITION MODULE Clima ;  
  
EXPORT QUALIFIED clvp, ddstx, psvd, rsds ;
- (\* -----  
--> clvp: Calor Latente de Evaporacao da agua em funcao da temperatura  
  
Referencias:  
  
Linsley, Kohler e Paulhus (1975) "Hydrology for Engineers", McGraw-Hill.  
----- \*)
- PROCEDURE clvp( T:REAL ): REAL ;
- (\* -----  
--> ddstx: Calculo da declinacao do Sol e da distancia Sol-Terra em  
funcao da data ( dia, mes e ano )  
  
entrada: dia -- dia do mes  
mes -- mes do ano  
ano -- ano  
  
saida: ar2 -- distancia Sol-Terra na forma  $( a / r )^{**2}$ , onde a e'  
o tamanho do semi-eixo maior da orbita terrestre,  
ie: o equivalente a uma unidade astronomica, e r  
e' a distancia entre o Sol e a Terra  
  
Referencias:  
  
1 - Van Flandern, T. C. e Pulkkinen, K. F. (1979) " Low Precision Formulae  
for Planetary Positions " - The Astronomical Journal Supplement Series,  
41,391:411.  
----- \*)
- PROCEDURE ddstx( dia, mes, ano : CARDINAL ; VAR ar2, delta : REAL ) ;
- (\* -----  
--> psvd: calculo da pressao de saturacao de vapor da agua e de sua derivada  
em funcao da temperatura absoluta  
  
entrada: T -- temperatura absoluta ( K )  
  
saida : es -- pressao de vapor de saturacao da agua ( Pa )  
ds -- derivada de es em relacao a T ( Pa / K )  
  
Referencias:  
  
Brutsaert, W. (1982) "Evaporation Into the Atmosphere". D. Reidel Publishing  
Company, Dordrecht, Holland.

----- \*)  
 PROCEDURE psvd(T: REAL; VAR es,ds: REAL ) ;

(\* -----  
 --> rsds: calculo da radiacao solar extra-atmosferica e da duracao solar  
 maxima em funcao da latitude, da distancia sol-terra e da  
 declinacao do sol

entrada : lat -- latitude ( radianos )  
 ar2 -- inverso do quadrado da distancia sol-terra em unidades  
 astronomicas  
 delta -- declinacao do sol ( radianos )

saida : rsea -- radiacao solar extra-atmosferica ( W / m<sup>2</sup> )  
 dsmax -- numero maximo possivel de horas de sol no dia

Referencias:

- 1- Sucharov, E.C. (19??) "Uma Subrotina para Calculo da Radiacao Solar Extra Atmosfera" - ???
- 2- Sellers, W.D. (1965) " Physical Climatology " . The University of Chicago Press / Chicago & London

----- \*)  
 PROCEDURE rsds( lat, ar2, delta: REAL ; VAR rsea,dsmax: REAL ) ;

END Clima.

- (\* -----
- EVAP : Modelos de Calculo da Evaporacao em Lagos :**
- IniPar** = Define as caracteristicas de refletividade da superficie e a altitude do lugar ;
- Prescott** = Define os parametros a,b da equacao de Prescott para a radiacao solar extra-atmosferica :
- $$R_s = R_{sea}( a + b.n/N )$$
- Vento** = Define os parametros a,b do coeficiente de transferencia de massa :
- $$f_t = a + b.v$$
- Radiacao** = Obtem estimativas da radiacao liquida, quer 'a temperatura do ar, quer 'a temperatura da superficie ;
- EPen** = Modelo de Penman ( 1948 ) ;
- EKeP** = Modelo de Kohler e Parmele ( 1967 ) ;
- EBud** = Modelo de Budyko ( 1956 ) ;
- EPeT** = Modelo de Priestley e Taylor ( 1972 ) ;

**Referencias :**

- Brutsaert, W. (1982) "Evaporation Into the Atmosphere" D. Reidel Publishing Company, Dordrecht, Holland.
- De Bruin, H. A. R. (1978) "A Simple Model for Shallow Lake Evaporation" Journal of Applied Meteorology, 17 : 1132-1134.
- De Bruin, H. A. R. e Keijman, J. Q. (1979) " The Priestley-Taylor Evaporation Model Applied to a Large Shallow Lake in the Netherlands" Journal of Applied Meteorology, 18 : 898-903
- Kohler, M. a. e Parmele, L. H. (1967) "Generalized Estimates of Free-Water Evaporation" Water Resources Research, 3 : 997-1005 .
- Morton, F.I. (1983) "Operational estimates of Areal Evapotranspiration and Their Significance To The Science and Practice of Hydrology" Journal of Hydrology, 66 : 1-76 .
- Penman, H. L. (1948) "Natural Evaporation from Open Water, Bare Soil, and Grass" Proceedings of the Royal Society, London, A193 : 120-146.
- Priestley, C. H. B. e Taylor, R. J. (1972) "On The Assessment of Surface Heat Flux and Evaporation Using Large-Scale Parameters" Monthly Weather Review, 100 : 81-92 .

Nelson Luis da Costa Dias  
21-jul-1986

----- \*)  
DEFINITION MODULE EVAP ;

EXPORT QUALIFIED IniPar, Prescott, Vento, Radiacao, EPen, EKeP, EPeT, EBud ;

```

(*) -----
--> Inicia : Inicializa o procedimento, pegando a latitude e a altitude
             do posto climatologico e calculando a pressao atmosferica
             para uma atmosfera padrao .

entrada :

Altitude    -- altitude do posto climatologico
Emissividade -- emissividade da superficie
Albedo       -- Albedo da superficie
----- *)
PROCEDURE IniPar( Altitude,Emissividade,Albedo : REAL ) ;

(*) -----
--> Prescott : Define os parametros a,b da equacao de Prescott :

             Rs = Rsea( a + b.S )
----- *)
PROCEDURE Prescott(aIN, bIN : REAL ) ;

(*) -----
--> Vento : Define os parametros a,b do coeficiente de transferencia de
           massa

             ft = a + b.v
----- *)
PROCEDURE Vento(aIN, bIN : REAL) ;

(*) -----
--> Radiacao : Determina a radiacao solar, a radiacao atmosferica e a
              radiacao emitida a partir dos dados sobre
              dia, mes e ano, numero de horas de brilho de sol, pressao de
              vapor, Temperatura do ar e temperatura da superficie .

entrada :

Rsea  -- radiacao solar extra-atmosferica incidente neste dia, mes e ano
S     -- insolacao diaria ( 0 <= S <= 1 )
ea    -- pressao de vapor media diaria em Pascal
Ta    -- temperatura media do ar no mes em Kelvin
To    -- temperatura media da superficie em Kelvin

saida :

Rs    -- radiacao solar media em Watts/m2
Ra    -- radiacao atmosferica em Watts/m2
Re    -- radiacao emitida      em Watts/m2
Rlo   -- Radiacao liquida      em Watts/m2
----- *)
PROCEDURE Radiacao ( Rsea, S, ea, Ta, To : REAL ;
                    VAR Rs, Ra, Re, Rlo : REAL ) ;

(*) -----
--> EPen : Obtencao da evaporacao em lago com o modelo de Penman (1948)

```

entrada :

Ta -- temperatura do ar em Kelvins  
 Rl -- radiacao liquida ( temperatura do ar : Rla ou  
 temperatura da superficie : Rlo ) em Watts/m2  
 v -- Velocidade media do vento ( m/s )  
 ea -- pressao de vapor do ar em Pascals

saida :

E -- evaporacao em lago em kg/m2/s .

----- \*)  
 PROCEDURE EPen(Ta, Rl, v, ea : REAL ; VAR E : REAL ) ;

(\* -----

--> EKeP : Obtencao da evaporacao a partir de um lago raso com o  
 modelo de Kohler e Parmele (1967) :

entrada :

Ta -- temperatura do ar em Kelvins  
 Rla -- radiacao liquida considerando a superficie 'a  
 temperatura do ar em Watts/m2  
 v -- Velocidade media do vento ( m/s )  
 ea -- pressao de vapor do ar em Pascals

saida :

E -- evaporacao em lago em kg/m2/s .

----- \*)  
 PROCEDURE EKeP(Ta, Rla, v, ea : REAL ; VAR E : REAL ) ;

(\* -----

--> EBud : Calculo da Evaporacao pelo metodo de Budyko

entrada :

Ta -- temperatura do ar em Kelvins  
 Rla -- radiacao liquida considerando a superficie 'a  
 temperatura do ar em Watts/m2  
 v -- Velocidade media do vento ( m/s )  
 ea -- pressao de vapor do ar em Pascals

saida :

To -- temperatura da superficie em Kelvins.  
 Rlo -- radiacao liquida 'a temp. da superficie em W/m2  
 E -- evaporacao em lago em kg/m2/s .

----- \*)  
 PROCEDURE EBud(Ta, Rla, v, ea : REAL ; VAR To, Rlo, E : REAL ) ;

```

(*) -----
--> EPeT : Obtencao da evaporacao a partir de um lago raso com o
        modelo de Priestley e Taylor :

entrada :

alfa,
beta  -- constantes da eq. de Priestley e Taylor, cujo
        default e' alfa = 1.26 e beta = 0.0
T     -- temperatura da superficie ou do ar sobre a agua em Kelvins
Rl    -- radiacao liquida em Watts/m2

saida :

E     -- evaporacao em lago em kg/m2/s

----- *)
PROCEDURE EPeT(alfa, beta, T, Rl : REAL ; VAR E : REAL ) ;

END EVAP .

```

```

(*) -----
CRLE : Modelo de Calculo da Evaporacao em Lagos usando a relacao
      Complementar

Referencias :

- Morton, F.I. (1983) "Operational estimates of Areal Evapotranspiration and
  Their Significance To The Science and Practice of Hydrology" Journal of
  Hydrology, 66 : 1-76 .

- Morton, F. I. (1983) "Operational Estimates of Lake Evaporation" Journal of
  Hydrology, Vol 66 : 77-100 .

Nelson Luis da Costa Dias
27-mai-1986
----- *)
DEFINITION MODULE CRLE ;

EXPORT QUALIFIED Inicia, Radiacao, Evapo ;

(*) -----
Inicializa o procedimento, pegando a altitude da estacao

entrada :

H      -- altitude do posto climatologico
----- *)
PROCEDURE Inicia( H, Latitude : REAL ) ;

(*) -----
--> Radiacao : Determina a radiacao solar a partir dos dados sobre
              mes, latitude e numero de horas de brilho de sol

entrada :

i      -- mes do ano, entre 1 e 12
S      -- insolacao no mes ( 0 <= S <= 1 )
Td     -- temperatura media de ponto de orvalho no mes em Kelvin
Ta     -- temperatura media do ar no mes em Kelvin

saida :

Rs     -- radiacao solar media no mes em Watts/m2
Ra     -- radiacao atmosferica          em Watts/m2
ReA    -- radiacao emitida*            em Watts/m2

* considerando a superficie emissora 'a temperatura Ta
----- *)
PROCEDURE Radiacao ( i : CARDINAL ; S, Td, Ta : REAL ;
                   VAR Rs, Ra, ReA : REAL ) ;

(*) -----
--> Evapo : Obtencao da evaporacao potencial e evaporacao em lago

entrada :

```

Rs       -- Radiação Solar  
ReA      -- Radiação emitida 'a temperatura da superfície  
Ra       -- Radiação atmosférica

saida :

Tp       -- Temperatura de Equilíbrio ( Kelvin )  
Rla      -- Radiação líquida ' temperatura do ar ( W/m2 )  
Rlp      -- Radiação líquida 'a temperatura de equilíbrio ( W/m2 )  
Ep       -- Evaporação potencial ( kg/m2/s ) ;  
Ew       -- Evaporação em lago raso ( kg/m2/s ) ;

----- \*)  
PROCEDURE Evapo( Rs, Ra, ReA : REAL ;  
                  VAR Tp, Rla, Rlp, Ep, Ew : REAL ) ;

END CRLE .

```

(*) -----
Clima: biblioteca de rotinas destinadas ao calculo de fatores
      climatologicos

Nelson Luis da Costa Dias
06-jan-1986
----- *)
IMPLEMENTATION MODULE Clima ;

FROM MathLib0 IMPORT sin,cos,arctan,exp,sqrt ;

FROM MathLib1 IMPORT Pi, tan, arcsin, arccos ;
(*) -----
--> clvp: Calor Latente de Evaporacao da agua em funcao da temperatura

Referencias:

Linsley, Kohler e Paulhus (1975) "Hydrology for Engineers", McGraw-Hill.
----- *)
PROCEDURE clvp( T: REAL ): REAL ;

BEGIN

    RETURN 3145780.0 - 2361.355 * T ;

END clvp ;

(*) -----
--> ddstx: Calculo da declinacao do Sol e da distancia Sol-Terra em
          funcao da data ( dia, mes e ano )

entrada: dia -- dia do mes
          mes -- mes do ano
          ano -- ano

saida:   ar2  -- distancia Sol-Terra na forma ( a / r )**2, onde a e'
          o tamanho do semi-eixo maior da orbita terrestre,
          ie: o equivalente a uma unidade astronomica, e r
          e' a distancia entre o Sol e a Terra

          delta -- declinacao do sol neste dia

Referencias:

1 - Van Flandern, T. C. e Pulkkinen, K. F. (1979) " Low Precision Formulae
  for Planetary Positions " - The Astronomical Journal Supplement Series,
  41,391:411.
----- *)
PROCEDURE ddstx( dia,mes,ano: CARDINAL; VAR ar2,delta : REAL );

CONST
    DoisPi = 6.283185307180 ;

VAR
    JD,          (* dia juliano *)
    T,          (* tempo decorrido em dias desde o ano 2000 *)

```

```

TG,          (* tempo decorrido em seculos desde o ano 1900      *)
LS,          (* longitude media do sol                             *)
GS,          (* anomalia media do Sol                               *)
G5,          (* anomalia media de Jupiter                                    *)
OM,          (* longitude media - argumento de latitude da lua          *)
US,          (* variaveis auxiliares p/ o calculo de ar2 e delta          *)
VS
: REAL ;

```

```
PROCEDURE CalcPar ;
```

```

PROCEDURE frc( x : REAL ) : REAL ;
BEGIN
  IF x >= 0.0 THEN
    RETURN x - FLOAT( TRUNC( x ) )
  ELSE
    RETURN x + FLOAT( TRUNC( ABS( x ) ) )
  END ;
END frc ;

```

```
BEGIN
```

```
(* -----
Calcula os valores de LS, GS e G5 em funcao de T ----- *)
```

```

LS := 0.779072 + 0.00273790931 * T ;
GS := 0.993126 + 0.00273777850 * T ;
G5 := 0.056531 + 0.00023080893 * T ;
OM := 0.347343 - 0.00014709391 * T ;

```

```
(* -----
Retira a parte decimal de LS, GS e G5 ----- *)
```

```

LS := frc(LS) ;
GS := frc(GS) ;
G5 := frc(G5) ;
OM := frc(OM) ;

```

```
(* -----
Converte para Radianos ----- *)
```

```

LS := LS * DoisPi ;
GS := GS * DoisPi ;
G5 := G5 * DoisPi ;
OM := OM * DoisPi ;

```

```
END CalcPar ;
```

```
BEGIN
```

```
(* -----
Ao meio-dia: ----- *)
```

```

JD := 367.0 * FLOAT(ano) - FLOAT( 7*(ano + (mes + 9) DIV 12 ) DIV 4 )
      + FLOAT( 275 * mes DIV 9 + dia ) + 1721014.0 ;

```

```
(* -----
Calcula T e TG ----- *)
```

```

T := JD - 2451545.0 ;
TG := T / 36525.0 + 1.0 ;

```

```

(*) -----
  Calcula os principais parametros em uma rotina local para obedecer 'as
  limitacoes de tamanho de codigo gerado do compilador da Logitech
----- *)
  CalcPar ;
(*) -----
  Calcula a serie de VS
----- *)
  VS := + 0.39785 * sin( LS )
        - 0.01000 * sin( LS - GS )
        + 0.00333 * sin( LS + GS )
        - 0.00021 * TG * sin( LS )
        + 0.00004 * sin( LS + 2.0 * GS )
        - 0.00004 * cos( LS )
        - 0.00004 * sin( OM - LS )
        + 0.00003 * TG * sin( LS - GS ) ;
(*) -----
  Calcula a serie de US
----- *)
  US := + 1.0
        - 0.03349 * cos( GS )
        - 0.00014 * cos( 2.0 * GS )
        + 0.00008 * TG * cos( GS )
        - 0.00003 * sin( GS - G5 ) ;
(*) -----
  Declinacao do Sol
----- *)
  delta := arcsin( VS / sqrt(US) ) ;
(*) -----
  Distancia Sol-Terra em unidades astronomicas
----- *)
  ar2 := 1.00021 * sqrt( US ) ;
  ar2 := ar2 * ar2 ;
  ar2 := 1.0 / ar2 ;

  END ddstx ;
(*) -----
--> psvd: calculo da pressao de saturacao de vapor da agua e de sua derivada
      em funcao da temperatura absoluta

  entrada: T -- temperatura absoluta ( K )

  saida : es -- pressao de vapor de saturacao da agua ( Pa )
         ds -- derivada de es em relacao a T ( Pa / K )

  Referencias:

  Brutsaert, W. (1982) "Evaporation Into the Atmosphere". D. Reidel Publishing
  Company, Dordrecht, Holland.
----- *)
  PROCEDURE psvd( T: REAL ; VAR es,ds: REAL ) ;

  CONST
    a1 = 13.3185 ;
    a2 = -1.9760 ;

```

```

a3 = -0.6445 ;
a4 = -0.1229 ;
b0 = 13.3185 ;      (* b0 = a1                                *)
b1 = -3.9520 ;      (* b1 = 2.0 * a2                                *)
b2 = -1.9335 ;      (* b2 = 3.0 * a3                                *)
b3 = -0.4916 ;      (* b3 = 4.0 * a4                                *)

```

```
VAR
```

```
tr,aux1,aux2 : REAL ;
```

```
BEGIN
```

```

tr := 1.0 - 373.15 / T ;
aux1 := ((( a4*tr + a3)*tr + a2)*tr + a1)*tr ;
aux2 := (( b3*tr + b2)*tr + b1)*tr + b0 ;
es := 101325.0 * exp(aux1) ;
ds := 373.15 * es * aux2 / (T*T) ;

```

```
END psvd ;
```

```
(* -----
```

```
--> rsds: calculo da radiacao solar extra-atmosferica e da duracao solar
maxima em funcao da latitude, da distancia sol-terra e da
declinacao do sol
```

```

entrada : lat -- latitude ( radianos )
          ar2 -- inverso do quadrado da distancia sol-terra em unidades
              astronomicas
          delta -- declinacao do sol ( radianos )

```

```

saida : rsea -- radiacao solar extra-atmosferica ( W / m2 )
        dsmax -- numero maximo possivel de horas de sol no dia

```

```
Referencias:
```

- 1- Sucharov, E.C. (19??) "Uma Subrotina para Calculo da Radiacao Solar Extra Atmosfera" - ???
- 2- Sellers, W.D. (1965) " Physical Climatology " . The University of Chicago Press / Chicago & London

```
----- *)
PROCEDURE rsds(lat,ar2,delta : REAL ; VAR rsea,dsmax : REAL ) ;
```

```
CONST
```

```

rs0 = 1395.0 ;      (* radiacao solar incidente normalmente, no topo da
                    atmosfera, 'a distancia de 1.4960ellm do sol
                    (constante solar),em watts por metro quadrado *)

```

```
VAR
```

```

H      (* semi-duracao de um dia, em radianos -- repare que
        no equador H = Pi/2 radianos *)
: REAL ;

```

```
BEGIN
```

```
(* -----
```

```
calcula H
```

```
----- *)
  H := arccos( - tan(lat) * tan(delta) ) ;
(*) -----
calcula dsmax
----- *)
  dsmax := 24.0 * H / Pi ;
(*) -----
calcula rsea
----- *)
  rsea := ( rs0 / Pi ) * ar2 * ( H * sin(lat) * sin(delta) +
                                cos(lat) * cos(delta) * sin(H) ) ;

END rsds ;

END Clima .
```

(\* -----)

**EVAP : Modelos de Calculo da Evaporacao em Lagos :**

**IniPar** = Define as caracteristicas de refletividade da superficie e a altitude do lugar ;

**Prescott** = Define os parametros a,b da equacao de Prescott para a radiacao solar extra-atmosferica :

$$R_s = R_{sea}( a + b.n/N )$$

**Vento** = Define os parametros a,b do coeficiente de transferencia de massa :

$$f_t = a + b.v$$

**Radiacao** = Obtem estimativas da radiacao liquida, quer 'a temperatura do ar, quer 'a temperatura da superficie ;

**EPen** = Modelo de Penman ( 1948 ) ;

**EKeP** = Modelo de Kohler e Parmele ( 1967 ) ;

**EBud** = Modelo de Budyko ( 1956 ) ;

**EPeT** = Modelo de Priestley e Taylor ( 1972 ) ;

**Referencias :**

- Brutsaert, W. (1982) "Evaporation Into the Atmosphere" D. Reidel Publishing Company, Dordrecht, Holland.
- De Bruin, H. A. R. (1978) "A Simple Model for Shallow Lake Evaporation" Journal of Applied Meteorology, 17 : 1132-1134.
- De Bruin, H. A. R. e Keijman, J. Q. (1979) " The Priestley-Taylor Evaporation Model Applied to a Large Shallow Lake in the Netherlands" Journal of Applied Meteorology, 18 : 898-903
- Kohler, M. a. e Parmele, L. H. (1967) "Generalized Estimates of Free-Water Evaporation" Water Resources Research, 3 : 997-1005 .
- Morton, F.I. (1983) "Operational estimates of Areal Evapotranspiration and Their Significance To The Science and Practice of Hydrology" Journal of Hydrology, 66 : 1-76 .
- Penman, H. L. (1948) "Natural Evaporation from Open Water, Bare Soil, and Grass" Proceedings of the Royal Society, London, A193 : 120-146.
- Priestley, C. H. B. e Taylor, R. J. (1972) "On The Assessment of Surface Heat Flux and Evaporation Using Large-Scale Parameters" Monthly Weather Review, 100 : 81-92 .

Nelson Luis da Costa Dias

25-jul-1986

----- \*)

IMPLEMENTATION MODULE EVAP ;

```
FROM MathLib0 IMPORT exp, ln ;
```

```
FROM Clima IMPORT psvd ;
```

```
CONST
```

```
  gama0 = 66.5 ;      (* constante psicrometrica 'a pressao atmosferica
                        padrao em Pa.K-1 : gama0 = Cp.P0/(0.622L)      *)
  sigma = 5.67e-08 ; (* Constante de Stephan-Boltzmann                *)
  L = 2.462e06 ;     (* Calor Latente de Evaporacao da agua a 295 K      *)
```

```
VAR
```

```
  aP,bP,              (* constantes da equacao de Prescott para radiacao
                        solar                                          *)
  aV,bV,              (* constantes do coeficiente de transf. de vapor                    *)
  alb,                 (* albedo da superficie                                             *)
  eps,                 (* emissividade da superficie                                       *)
  gama,                (* Constante psicrometrica da estacao                               *)
  P                    (* Pressao atmosferica tipica da estacao                            *)
  : REAL ;
```

```
(* -----
```

```
--> IniPar : Inicializa o procedimento, pegando a latitude e a altitude
            do posto climatologico e calculando a pressao atmosferica
            para uma atmosfera padrao .
```

```
entrada :
```

```
Altitude  -- altitude do posto climatologico
Emissividade -- emissividade da superficie
Albedo     -- Albedo da superficie
```

```
----- *)
PROCEDURE IniPar( Altitude,Emissividade,Albedo : REAL ) ;
```

```
CONST
```

```
  P0 = 101325.0 ;    (* Pressao atmosferica padrao ao nivel do mar em Pa *)
```

```
BEGIN
```

```
  eps := Emissividade ;
  alb := Albedo ;
  P := P0 * exp( 5.256 * ln( ( 288.0 - 0.0065*Altitude ) / 288.0 ) ) ;
  gama := gama0 * ( P / P0 ) ;
```

```
END IniPar ;
```

```
(* -----
```

```
--> Prescott : Define os parametros a,b da equacao de Prescott :
```

```
Rs = Rsea( a + b.S )
```

```
----- *)
PROCEDURE Prescott(aIN, bIN : REAL ) ;
```

```
BEGIN
```

```
aP := aIN ;
bP := bIN ;
```

```
END Prescott ;
```

```
(* -----
--> Vento : Define os parametros a,b do coeficiente de transferencia de
      massa

      ft = a + b.v
----- *)
PROCEDURE Vento(aIN, bIN : REAL) ;

BEGIN

  aV := aIN ;
  bV := bIN ;

END Vento ;
```

```
(* -----
--> Radiacao : Determina a radiacao solar, a radiacao atmosferica e a
      radiacao emitida a partir dos dados sobre
      dia, mes e ano, numero de horas de brilho de sol, pressao de
      vapor, Temperatura do ar e temperatura da superficie .

entrada :

Rsea  -- radiacao solar extra-atmosferica incidente neste dia, mes e ano
S      -- insolacao diaria ( 0 <= S <= 1 )
ea     -- pressao de vapor media diaria em Pascal
Ta     -- temperatura media do ar no mes em Kelvin
To     -- temperatura media da superficie em Kelvin

saida :

Rs     -- radiacao solar media em Watts/m2
Ra     -- radiacao atmosferica em Watts/m2
Re     -- radiacao emitida      em Watts/m2
Rlo    -- radiacao liquida      em Watts/m2
----- *)
```

```
PROCEDURE Radiacao ( Rsea, S, ea, Ta, To : REAL ;
                    VAR Rs, Ra, Re, Rlo : REAL ) ;
```

```
VAR
  epsAC      (* emissividade da atmosfera com ceu claro *)
  : REAL ;
```

```
BEGIN
```

```
(* -----
Calcula a Radiacao Solar usando a equacao de Prescott
----- *)
  Rs := Rsea * ( aP + bP * S ) ;

(* -----
Calcula a Radiacao Atmosferica com ceu claro usando a equacao de Brutsaert
----- *)
```

```

      epsAC := 1.24 * exp( 1.0/7.0 * ln( ea/100.0/Ta ) ) ;
      Ra := epsAC * sigma * exp ( 4.0 * ln(Ta) ) ;
(* ----- *)
Calcula o aumento na radiacao atmosferica devido 'a presenca de nuvens,
segundo uma equacao proposta por Bolz
----- *)
      Ra := Ra * ( 1.0 + 0.22 * ( 1.0 - S ) * ( 1.0 - S ) ) ;
(* ----- *)
Calcula a radiacao emitida pela superficie, de emissividade eps
----- *)
      Re := eps * sigma * exp ( 4.0 * ln(To) ) ;
(* ----- *)
Calcula a radiacao liquida
----- *)
      Rlo := Rs * ( 1.0 - alb ) + eps * Ra - Re ;

END Radiacao ;

(* ----- *)
--> EPen : Obtencao da evaporacao em lago com o modelo de Penman (1948)

entrada :

Ta      -- temperatura do ar em Kelvins
Rl      -- radiacao liquida ( temperatura do ar : Rla ou
          temperatura da superficie : Rlo ) em Watts/m2
v       -- Velocidade media do vento ( m/s )
ea      -- pressao de vapor do ar em Pascals

saida :

E       -- evaporacao em lago em kg/m2/s .

----- *)
PROCEDURE EPen(Ta, Rl, v, ea : REAL ; VAR E : REAL ) ;

VAR
  esa,      (* pressao de saturacao de vapor 'a Temp. Ta      *)
  da,      (* inclinacao da curva es X T 'a Temp. Ta      *)
  ft       (* coeficiente de transferencia de vapor      *)
  : REAL ;

BEGIN

(* ----- *)
Pressao de Saturacao de vapor d'agua 'a temperatura do ar e sua inclinacao
----- *)
  psvd(Ta, esa, da) ;
(* ----- *)
Coeficiente de transferencia de vapor
----- *)
  ft := aV + bV * v ;
(* ----- *)
Evaporacao em Lago
----- *)

```

```

E := da/(da + gama) * Rl / L +
      gama/(da + gama) * ft * ( esa - ea ) ;

```

```

END EPen ;

```

```

(*) -----
--> EKeP : Obtencao da evaporacao a partir de um lago raso com o
          modelo de Kohler e Parmele (1967) :

entrada :

Ta      -- temperatura do ar em Kelvins
Rla     -- radiacao liquida considerando a superficie 'a
          temperatura do ar em Watts/m2
v       -- Velocidade media do vento ( m/s )
ea      -- pressao de vapor do ar em Pascals

saida :

E       -- evaporacao em lago em kg/m2/s .

----- (*)
PROCEDURE EKeP(Ta, Rla, v, ea : REAL ; VAR E : REAL ) ;

VAR
esa,    (* pressao de saturacao de vapor 'a Temp. Ta      *)
da,     (* inclinacao da curva es X T 'a Temp. Ta      *)
ft,     (* coeficiente de transferencia de vapor        *)
lambda (* coeficiente de transferencia de calor        *)
: REAL ;

BEGIN

(*) -----
Pressao de Saturacao de vapor d'agua 'a temperatura do ar e sua inclinacao
----- (*)
      psvd(Ta, esa, da) ;

(*) -----
Coeficiente de transferencia de vapor
----- (*)
      ft := aV + bV * v ;

(*) -----
Coeficiente de transferencia de calor
----- (*)
      lambda := gama + 4.0 * eps * sigma * ( Ta * Ta * Ta ) / ( L * ft ) ;

(*) -----
Evaporacao em Lago
----- (*)
      E := da/(da + lambda) * Rla / L +
            lambda/(da + lambda) * ft * ( esa - ea ) ;

END EKeP ;

```

```

(*) -----
--> EBud : Calculo da Evaporacao pelo metodo de Budyko

entrada :

Ta      -- temperatura do ar em Kelvins
Rla     -- radiacao liquida considerando a superficie 'a
         temperatura do ar em Watts/m2
v       -- Velocidade media do vento ( m/s )
ea      -- pressao de vapor do ar em Pascals

saida :

To      -- temperatura da superficie em Kelvins.
Rlo     -- radiacao liquida 'a temp. da superficie em W/m2
E       -- evaporacao em lago em kg/m2/s .

----- *)
PROCEDURE EBud(Ta, Rla, v, ea : REAL ; VAR To, Rlo, E : REAL ) ;

VAR
  eso,      (* pressao de saturacao de vapor 'a Temp. To      *)
  do,      (* inclinacao da curva es X T 'a Temp. To      *)
  ft,      (* coeficiente de transferencia de vapor      *)
  lambda,  (* coeficiente de transferencia de calor      *)
  deltaT,  (* incremento de temperatura p/ a sol. iterativa *)
  g,      (* valor tentativo de g(To) = 0      *)
  h        (* h = dg/dT      *)
  : REAL ;

BEGIN
(*) -----
Coeficiente de transferencia de vapor
----- *)
  ft := aV + bV * v ;
(*) -----
Coeficiente de transferencia de calor
----- *)
  lambda := gama + 4.0 * eps * sigma * ( Ta * Ta * Ta ) / ( L * ft ) ;
(*) -----
Loop para calcular a Evaporacao em Lago
----- *)
  To := Ta ;
  deltaT := 0.011 ;
  WHILE ABS(deltaT) > 0.01 DO
    psvd(To, eso, do) ;
    g := Rla / L - ft * ( lambda * (To - Ta) + eso - ea ) ;
    h := - ft * ( lambda + do ) ;
    deltaT := -g/h ;
    To := To + deltaT ;
  END ;
  E := ft * ( eso - ea ) ;
  Rlo := Rla - 4.0 * eps * sigma * exp( 3.0 * ln(Ta) ) * (To - Ta) ;

END EBud ;

```

```

(*) -----
--> EPeT : Obtencao da evaporacao a partir de um lago raso com o
        modelo de Priestley e Taylor :

entrada :

alfa,
beta  -- constantes da eq. de Priestley e Taylor, cujo
        default e' alfa = 1.26 e beta = 0.0
T     -- temperatura da superficie ou do ar sobre a agua em Kelvins
Rl    -- radiacao liquida em Watts/m2

saida :

E     -- evaporacao em lago em kg/m2/s

----- *)
PROCEDURE EPeT(alfa, beta, T, Rl : REAL ; VAR E : REAL ) ;

VAR
    e,          (* pressao de saturacao de vapor 'a temp. T      *)
    d          (* inclinacao da curva e*(T) 'a temp. T          *)
    : REAL ;

BEGIN
(*) -----
Pressao de saturacao de vapor e sua derivada
----- *)
    psvd(T,e,d) ;

(*) -----
Censura dos parametros alfa e beta
----- *)
    IF alfa <= 0.0 THEN
        alfa := 1.26
    END ;
    IF beta < 0.0 THEN
        beta := 0.0 ;
    END ;

(*) -----
Evaporacao de Priestley & Taylor
----- *)
    E := ( alfa * ( d / ( d + gama ) ) * Rl + beta ) / L ;

END EPeT ;

END EVAP .

```

```

(*) -----
CRLE : Modelo de Calculo da Evaporacao em Lagos usando a relacao
      Complementar

Observacao : Os numeros que acompanham os comentarios seguem exatamente
              a documentacao do CRLE apresentada em Morton, 1983 .
              Os simbolos nem sempre sao os mesmos, mas a listagem do
              significado de cada variavel ao lado de sua declaracao
              torna a "traducao" imediata .

Referencias :

- Morton, F.I. (1983) "Operational estimates of Areal Evapotranspiration and
  Their Significance To The Science and Practice of Hydrology" Journal of
  Hydrology, 66 : 1-76 .

- Morton, F. I. (1983) "Operational Estimates of Lake Evaporation" Journal of
  Hydrology, Vol 66 : 77-100 .

Nelson Luis da Costa Dias
27-mai-1986
----- *)
IMPLEMENTATION MODULE CRLE ;

FROM MathLib0 IMPORT sqrt, sin, cos, exp, ln ;

FROM MathLib1 IMPORT Pi, arccos ;

FROM Clima IMPORT psvd ;

FROM ConvAng IMPORT gradad, radgra ;

CONST
  eps = 0.97 ; (* emissividade/absortividade das aguas de um lago *)
  sigma = 5.67e-8 ; (* constante de Stefan-Boltzman em W/m2/K-4 *)

VAR

  pp0, (* relacao entre a pressao atmosferica no local e
        a pressao atmosferica padrao *)
  fi, (* latitude do posto climatologico *)
  Tar, (* temperatura media do ar no mes *)
  alb, (* Albedo medio da superficie *)
  ea, (* pressao de vapor da agua do ar = pressao de saturacao
        'a temperatura de ponto de orvalho media mensal *)
  esa, (* pressao de saturacao de vapor 'a temperatura do ar *)
  dsa (* inclinacao da curva es x T 'a temperatura do ar *)
  : REAL ;

(*) -----
--> Inicia : Calcula o fator pp0
----- *)
PROCEDURE Inicia ( H, Latitude : REAL ) ;

```

BEGIN

```
fi := Latitude ;
pp0 := exp( 5.256 * ln( ( 288.0 - 0.0065*H ) / 288.0 ) ) ;
```

END Inicia ;

(\* -----

--> Radiacao : Determina a radiacao solar a partir dos dados sobre mes, latitude e numero de horas de brilho de sol

entrada :

```
i      -- mes do ano, entre 1 e 12
S      -- insolacao no mes ( 0 <= S <= 1 )
Td     -- temperatura media de ponto de orvalho no mes em Kelvin
Ta     -- temperatura media do ar no mes em Kelvin
```

saida :

```
Rs     -- radiacao solar media no mes em Watts/m2
Ra     -- radiacao atmosferica          em Watts/m2
ReA    -- radiacao emitida*             em Watts/m2
```

\* considerando a superficie emissora 'a temperatura Ta

----- \*)

```
PROCEDURE Radiacao ( i : CARDINAL ;
                    S, Td, Ta : REAL ;
                    VAR Rs, Ra, ReA : REAL ) ;
```

```
CONST
  rs0 = 1354.0 ;      (* constante solar = 1354 Watts/m2 *)
```

```
VAR
  delta,      (* declinacao do sol *)
  Z,          (* Angulo zenital ao meio-dia *)
  cosZ,      (* Cosseno do angulo zenital do sol ao meio-dia *)
  H,         (* duracao em radianos de um meio-dia -- angulo horario *)
  cosH,      (* Cosseno do angulo horario *)
  cosz,      (* Cosseno do angulo zenital medio do sol *)
  eta,       (* Raio-vetor sol-terra *)
  ar2,       (* quadrado do inverso da distancia sol-terra em unidades astronomicas *)
  Rsea,      (* radiacao solar extra-atmosferica *)
  Rseo,      (* radiacao solar com ceu claro *)
  azz,       (* Valor zenital do albedo para um ceu claro sem neve *)
  az,        (* Valor zenital do albedo para um ceu claro *)
  a0,        (* Albedo medio para um ceu claro *)
  c0,c1,c2,  (* Variaveis auxiliares *)
  j,         (* Coeficiente de turbidez *)
  tau,       (* transmissividade de ceus claros 'a radiacao solar direta *)
  taua,      (* parcela de tau que e' resultado de absorcao *)
  taub,      (* parcela de tau que e' resultado de absorcao e
```

```

                                difusao                                *)
W,                                (* agua precipitavel                                *)
ro                                (* aumento proporcional de radiacao atmosferica devido
                                'a presenca de nuvens                                *)

```

```

: REAL ;

```

```

PROCEDURE P234 ;

```

```

BEGIN

```

```

(*) -----

```

```

2 - Calcula :

```

```

    ea, a pressao de vapor d'agua do ar = pressao de saturacao 'a
    temperatura do ponto de orvalho Td ;

```

```

    esa, a pressao de saturacao de vapor 'a temperatura do ar Ta ;

```

```

    dsa, a inclinacao da curva es x T nesta temperatura .

```

```

----- *)

```

```

    psvd(Td,ea,dsa) ;
    psvd(Ta,esa,dsa) ;

```

```

(*) -----

```

```

3 - Calcula varios angulos e funcoes para obter uma estimativa da radiacao
    solar extra-atmosferica Rsea em W/m2

```

```

----- *)

```

```

    delta := grarad( 23.2 * sin( grarad(29.5 * FLOAT(i) - 94.0) ) ) ;
    Z := fi - delta ;
    cosZ := cos( Z ) ;
    IF cosZ < 0.001 THEN

```

```

        cosZ := 0.001 ;

```

```

    END ;

```

```

    cosH := 1.0 - cosZ / ( cos(fi) * cos(delta) ) ;

```

```

    IF cosH < -1.0 THEN

```

```

        cosH := -1.0 ;

```

```

    END ;

```

```

    H := arccos(cosH) ;

```

```

    cosz := cosZ + ( sin(H)/H - 1.0 ) * cos(fi) * cos(delta) ;

```

```

    eta := 1.0 + sin( grarad(29.5 * FLOAT(i) - 106.0) ) / 60.0 ;

```

```

    ar2 := 1.0 / ( eta * eta ) ;

```

```

    Rsea := rs0 * ar2 * ( H/Pi ) * cosz ;

```

```

(*) -----

```

```

4 - O albedo para um ceu claro e' fixado no modelo CRLE em 0.05

```

```

    Estima az e a0

```

```

    A divisao por 100.0 converte de Pa para mb .

```

```

----- *)

```

```

    azz := 0.05 ;

```

```

    c0 := ( esa - ea ) / 100.0 ;

```

```

    IF c0 < 0.0 THEN

```

```

        c0 := 0.0 ;

```

```

    ELSIF c0 > 1.0 THEN

```

```

        c0 := 1.0 ;

```

```

    END ;

```

```

    az := azz + ( 1.0 - c0*c0 ) * ( 0.34 - azz ) ;

```

```

    a0 := az * ( exp(1.08) - (2.16 * cosZ / Pi + sin(Z) ) *
        exp( 0.012 * radgra(Z) ) ) / 1.473 / (1.0 - sin(Z) ) ;

```

END P234 ;

PROCEDURE P56 ;

BEGIN

```
(* -----
5 - Estima a agua precipitavel W e o coeficiente de turbidez j *)
W := ( ea/100.0 ) / ( 0.49 + ( Ta - 273.15 )/129.0 ) ;
cl := 21.0 - ( Ta - 273.15 ) ;
IF cl < 0.0 THEN
  cl := 0.0 ;
ELSIF cl > 5.0 THEN
  cl := 5.0 ;
END ;
j := ( 0.5 + 2.5 * ( cosz * cosz ) ) * exp( cl * ( pp0 - 1.0 ) ) ;
(* -----
6 - Calcula a transmissividade de ceus claros 'a radiacao solar direta *)
tau := - 0.089 * exp( 0.75 * ln( pp0 / cosz ) ) ;
tau := tau - 0.083 * exp( 0.90 * ln( j / cosz ) ) ;
tau := tau - 0.029 * exp( 0.60 * ln( W / cosz ) ) ;
tau := exp(tau) ;
```

END P56 ;

PROCEDURE P78 ;

BEGIN

```
(* -----
7 - Estima a parte de tau que e' resultado de absorcao *)
taua := - 0.0415 * exp( 0.90 * ln( j / cosz ) ) ;
taub := taua ;
taua := taua - sqrt(0.0029) * exp( 0.30 * ln( W / cosz ) ) ;
taua := exp( taua ) ;
taub := taub - 0.029 * exp( 0.60 * ln( W / cosz ) ) ;
taub := exp( taub ) ;
IF taua < taub THEN
  taua := taub ;
END ;
(* -----
8 - Calcula a radiacao solar com ceu claro Rseo e a radiacao solar Rs *)
Rseo := Rsea * tau * ( 1.0 + ( 1.0 - tau/taua ) * ( 1.0 + a0*tau ) ) ;
Rs := S * Rseo + ( 0.08 + 0.30*S ) * ( 1.0 - S ) * Rsea ;
```

END P78 ;

PROCEDURE P910 ;

BEGIN

```
(* -----
9 - Estima o albedo medio *)
```

```

alb := a0 * ( S + ( 1.0 - S ) * ( 1.0 - Z / 330.0 ) ) ;
(* ----- *)
10 - Estima o aumento proporcional na radiacao atmosferica devido a
    nuvens
----- *)
c2 := 10.0 * ( ea / esa - S - 0.42 ) ;
IF c2 < 0.0 THEN
    c2 := 0.0 ;
ELSIF c2 > 1.0 THEN
    c2 := 1.0 ;
END ;
ro := 0.18 * ( (1.0 - c2)*(1.0 - S)*(1.0 - S) +
              c2 * sqrt( 1.0 - S ) ) * pp0 ;

END P910 ;

PROCEDURE P11 ;

BEGIN
(* ----- *)
11 - Calcula a perda liquida de radiacao em comprimentos de onda longos
    considerando uma temperatura de superficie igual 'a temperatura do ar.

    Obs : A perda liquida pode ser obtida como B = Rea - eps*Ra
----- *)
(* Radiacao de corpo negro : *)
    ReA := sigma * exp( 4.0 * ln(Ta) ) ;
(* Radiacao atmosferica : *)
    Ra := ReA * ( 0.71 + 0.007 * ( ea / 100.0 ) * pp0 ) * ( 1.0 + ro ) ;
(* Radiacao emitida pela superficie : *)
    ReA := eps * ReA ;

END P11 ;

BEGIN (* Radiacao *)
(* ----- *)
Copia a variavel local Ta para a variavel global Tar
----- *)
    Tar := Ta ;
(* ----- *)
procedimentos 2 - 11 do apendice C de Morton,1983
----- *)
    P234 ;
    P56 ;
    P78 ;
    P910 ;
    P11 ;

END Radiacao ;

(* ----- *)
--> Evapo : Obtencao da evaporacao potencial e evaporacao em lago
    entrada :
```

```
Rs      -- Radiação Solar ( W/m2 )
ReA     -- Radiação emitida 'a temperatura do ar ( W/m2 )
Ra      -- Radiação atmosférica ( W/m2 )
```

saida :

```
Tp      -- Temperatura de Equilibrio ( Kelvin )
Rla     -- Radiação líquida ' temperatura do ar ( W/m2 )
Rlp     -- Radiação líquida 'a temperatura de equilibrio ( W/m2 )
Ep      -- Evaporação potencial ( kg/m2/s )
Ew      -- Evaporação em lago raso ( kg/m2/s ) ;
```

```
----- *)
PROCEDURE Evapo( Rs, Ra, ReA : REAL ;
                VAR Tp, Rla, Rlp, Ep, Ew : REAL ) ;
```

CONST

```
fz = 25.0e-02 ; (* constante ... em W/m2/Pa *)
gamap0 = 66.5 ; (* constante psicrométrica em Pa/K *)
L = 2.462e06 ; (* calor latente de evaporação da água em J/kg *)
b0 = 1.12 ;
b1 = 13.0 ;
b2 = 1.12 ;
```

VAR

```
aux,      (* variável auxiliar que limita o valor de B *)
B,        (* perda líquida de radiação em comprimentos de onda
          longos *)
uksi,    (* fator de estabilidade de Morton *)
lambda,  (* coeficiente de transferência de calor *)
ft,      (* coeficiente de transferência de vapor *)
gamap,   (* constante psicrométrica 'a pressão local *)
TpOLD,   (* para estimar a temperatura de equilíbrio *)
espOLD,esp, (* pressão de saturação de vapor 'a temp. Tp *)
dspOLD,dsp, (* inclinação da curva es x T 'a temp. Tp *)
deltaTp  (* diferença entre 2 estimativas sucessivas de Tp *)
: REAL ;
```

BEGIN

```
(* ----- *)
12 - Estima a radiação líquida 'a temperatura do ar, o fator de estabilidade, o coeficiente de transferência de vapor e o coeficiente de transferência de calor
```

```
----- *)
B := ReA - eps*Ra ;
aux := 0.05 * eps * sigma * exp( 4.0 * ln(Tar) ) ;
IF B < aux THEN
  B := aux ;
END ;
Rla := ( 1.0 - alb ) * Rs - B ;
IF Rla < 0.0 THEN
  Rla := 0.0 ;
END ;
gamap := gamap0 * pp0 ;
```

```

uksi := 0.28*(1.0 + ea/esa) +
      dsa * R1a / ( ( gamap / sqrt(pp0) ) * b0 * fz * ( esa - ea ) ) ;
IF ukxi > 1.0 THEN
  ukxi := 1.0 ;
END ;
ft := fz * ukxi / sqrt(pp0) ;
lambda := gamap + 4.0*eps*sigma*(Tar*Tar*Tar) / ft ;

```

```

(*) -----
13 - Escolhe valores iniciais para Tp, esp e dsp iguais a Tar, esa e dsa
     e obtem os valores finais a partir da solucao iterativa de conver-
     gencia rapida das equacoes de transferencia de vapor e de balanço de
     energia :

```

```

----- *)
Tp := Tar ;
esp := esa ;
dsp := dsa ;
deltaTp := 0.01 ;
WHILE ABS(deltaTp) >= 0.01 DO

```

```

(*) -----
Os valores novos passam a ser os antigos
----- *)

```

```

TpOLD := Tp ;
espOLD := esp ;
dspOLD := dsp ;

```

```

(*) -----
Incremento na temperatura de equilibrio pelo metodo de Newton-Raphson
----- *)

```

```

deltaTp :=
  ( R1a/ft + ea - espOLD + lambda*(Tar - TpOLD) ) / ( dspOLD + lambda ) ;

```

```

(*) -----
pressao de vapor e inclinacao da curva es X T 'a temperatura de equilibrio
----- *)

```

```

Tp := TpOLD + deltaTp ;
psvd(Tp,esp,dsp) ;
END ;

```

```

(*) -----
Calcula a evaporacao potencial Ep,
a Radiacao liquida 'a temperatura de equilibrio Rlp
e a evaporacao em lago raso Ew
----- *)

```

```

Ep := ( R1a - lambda * ft * ( Tp - Tar ) ) / L ;
Rlp := L * Ep + gamap * ft * ( Tp - Tar ) ;
Ew := ( b1 + ( b2 / (1.0 + gamap/dsp) ) * Rlp ) / L ;

```

```

END Evapo ;

```

```

END CRLE .

```

## APENDICE B - DADOS CLIMATOLOGICOS MENSAIS

Posto	--	Bebedouro
Codigo DNAEE	--	00940000
Latitude	--	9.05 S
Altitude	--	350.0 m
Ta	--	Temperatura do Ar (K)
Umid	--	Umidade Relativa do Ar
n	--	Insolacao (h)
V2	--	Velocidade do Vento a 2m (m/s)
Rs	--	Radiacao Solar Medida (W/m2)
EA	--	Evaporacao em Tanque Classe A (mm/mes)
7777.	--	Falha nos dados do mes

1969

mes	Ta	Umid	n	V2	Rs
1	299.6	0.64	7.2	1.9	203.
2	299.8	0.68	8.4	1.2	228.
3	298.9	0.75	6.4	1.3	184.
4	299.0	0.70	7.3	1.8	188.
5	298.0	0.71	5.6	2.2	163.
6	297.3	0.68	5.6	2.0	146.
7	297.5	0.61	6.8	2.3	157.
8	298.7	0.49	9.9	2.5	212.
9	299.9	0.45	8.6	2.9	227.
10	302.1	0.42	8.9	2.3	249.
11	302.2	0.50	9.6	2.2	235.
12	300.0	0.69	7.7	1.7	194.

1970

mes	Ta	Umid	n	V2	Rs
1	299.1	0.74	7.1	1.4	208.
2	300.0	0.68	7.7	1.6	215.
3	300.0	0.65	7.3	1.6	195.
4	301.4	0.57	8.4	1.9	194.
5	300.2	0.58	8.8	2.2	191.
6	7777.	7777.	8.1	2.3	172.
7	297.7	0.63	7.1	3.1	161.
8	298.4	0.61	8.1	3.2	196.
9	300.6	0.51	9.0	2.9	223.
10	301.7	0.54	8.4	2.4	7777.
11	300.7	0.60	6.4	1.8	7777.
12	300.7	0.60	7.2	1.5	7777.

1971

mes	Ta	Umid	n	V2	Rs
1	300.9	0.56	8.0	1.8	7777.
2	302.2	0.45	7.7	1.7	7777.
3	300.3	0.66	8.0	1.4	255.
4	298.8	0.76	6.3	0.9	205.
5	298.3	0.67	7.3	1.8	194.
6	298.3	0.60	6.8	1.8	176.
7	297.9	0.56	6.7	2.3	193.
8	298.5	0.53	7.8	2.6	221.
9	300.5	0.48	8.7	2.5	259.
10	301.9	0.48	8.1	2.4	253.
11	302.4	0.47	9.2	2.0	270.
12	301.8	0.49	8.6	1.7	252.

---

1972

mes	Ta	Umid	n	V2	Rs
1	301.2	0.53	7.3	2.0	238.
2	301.0	0.55	8.6	1.7	255.
3	300.1	0.65	7.9	1.4	239.
4	299.1	0.71	7.6	1.2	222.
5	299.1	0.66	5.7	1.8	176.
6	298.9	0.62	6.5	1.8	176.
7	299.7	0.51	9.0	2.0	205.
8	300.4	0.51	7.8	2.3	216.
9	301.7	0.44	8.9	2.9	254.
10	303.2	0.43	9.3	2.4	270.
11	304.4	0.43	9.4	1.8	272.
12	7777.	7777.	7.7	7777.	242.

Posto -- Mandacaru  
 Codigo DNAEE -- -  
 Latitude -- 9.26 S  
 Altitude -- 375.0 m  
  
 Ta -- Temperatura do Ar (K)  
 Umid -- Umidade Relativa do Ar  
 n -- Insolacao (h)  
 V2 -- Velocidade do Vento a 2m (m/s)  
 Rs -- Radiacao Solar Medida (W/m2)  
 EA -- Evaporacao em Tanque Classe A (mm/mes)  
  
 7777. -- Falha nos dados do mes

1969

mes	Ta	Umid	n	V2	Rs
1	299.9	0.60	7.4	2.2	194.
2	299.7	0.68	8.7	1.8	212.
3	299.0	0.74	5.7	1.7	178.
4	299.4	0.66	7.9	2.4	186.
5	299.0	0.64	6.3	3.2	157.
6	298.0	0.63	6.6	3.0	155.
7	297.8	0.56	6.6	3.7	168.
8	298.9	0.46	9.6	3.6	213.
9	300.2	0.43	8.6	3.7	223.
10	302.1	0.39	10.1	3.3	242.
11	302.5	0.40	9.6	3.0	235.
12	299.7	0.61	6.4	2.3	181.

1970

mes	Ta	Umid	n	V2	Rs
1	299.4	0.65	7.1	7777.	195.
2	300.3	0.57	8.0	7777.	203.
3	300.8	0.55	7.6	7777.	198.
4	301.2	0.48	8.6	7777.	199.
5	300.0	0.47	8.9	7777.	189.
6	298.8	0.52	8.6	7777.	173.
7	297.6	0.54	7.6	7777.	164.
8	298.2	0.50	8.3	7777.	179.
9	300.5	0.42	9.1	7777.	219.
10	301.3	0.47	8.4	7777.	214.
11	300.1	0.58	6.8	2.3	192.
12	300.9	0.51	8.9	2.6	214.

1971

mes	Ta	Umid	n	V2	Rs
1	301.6	0.46	8.4	2.9	206.
2	301.7	0.50	8.1	2.7	207.
3	301.8	0.52	7.8	2.4	224.

4	7777.	7777.	6.4	1.5	219.
5	298.7	0.62	7.7	3.1	207.
6	298.6	0.55	7.3	3.2	190.
7	297.9	0.52	7.9	3.6	206.
8	298.3	0.49	8.4	4.0	229.
9	299.9	0.50	8.4	3.9	259.
10	301.3	0.43	7.7	3.6	268.
11	301.7	0.46	8.6	2.7	262.
12	301.4	0.48	8.5	2.5	252.

---

1972

mes	Ta	Umid	n	V2	Rs
1	300.6	0.49	7.7	2.8	245.
2	300.9	0.52	9.2	2.2	253.
3	300.1	0.64	7.9	2.1	261.
4	299.7	0.71	7.5	2.1	223.
5	299.3	0.70	6.2	3.0	194.
6	298.8	0.70	6.7	3.1	185.
7	299.1	0.66	8.9	3.0	221.
8	300.2	0.52	8.0	3.6	226.
9	301.1	0.48	9.1	4.0	265.
10	302.7	0.46	9.1	3.5	251.
11	303.8	0.48	9.5	2.6	254.
12	301.3	0.63	7.7	2.2	196.

Posto -- Petrolina  
 Codigo DNAEE -- 00940006  
 Latitude -- 9.23 S  
 Altitude -- 376.0 m  
  
 Ta -- Temperatura do Ar (K)  
 Umid -- Umidade Relativa do Ar  
 n -- Insolacao (h)  
 V2 -- Velocidade do Vento a 2m (m/s)  
 Rs -- Radiacao Solar Medida (W/m2)  
 EA -- Evaporacao em Tanque Classe A (mm/mes)  
  
 7777. -- Falha nos dados do mes

## 1979

mes	Ta	Umid	n	V2	Rs	EA
1	298.4	0.65	6.9	7777.	7777.	7777.
2	298.4	0.74	6.6	7777.	7777.	7777.
3	300.1	0.61	8.0	7777.	7777.	7777.
4	299.6	0.72	6.4	7777.	7777.	7777.
5	298.7	0.62	7.8	7777.	7777.	7777.
6	296.7	0.61	8.6	7777.	7777.	7777.
7	297.0	0.56	7.7	7777.	7777.	7777.
8	298.2	0.51	8.2	7777.	7777.	7777.
9	299.6	0.46	8.6	7777.	7777.	7777.
10	301.4	0.42	9.0	7777.	7777.	7777.
11	300.9	0.57	7.6	7777.	7777.	7777.
12	301.0	0.56	7.6	7777.	7777.	7777.

## 1980

mes	Ta	Umid	n	V2	Rs	EA
1	298.9	0.74	6.3	7777.	7777.	7777.
2	297.8	0.97	4.3	7777.	7777.	7777.
3	298.7	0.56	7.6	7777.	7777.	7777.
4	299.5	0.57	8.1	7777.	7777.	7777.
5	299.3	0.55	8.0	7777.	7777.	7777.
6	298.2	0.57	7.6	7777.	7777.	7777.
7	297.4	0.57	8.5	7777.	7777.	7777.
8	298.1	0.51	8.9	7777.	7777.	7777.
9	300.1	0.57	8.6	7777.	7777.	7777.
10	300.9	0.45	8.4	7777.	7777.	7777.
11	300.5	0.56	7.4	7777.	7777.	7777.
12	300.5	0.58	7.7	7777.	7777.	7777.

## 1981

mes	Ta	Umid	n	V2	Rs	EA
1	300.3	0.57	7.8	7777.	7777.	7777.
2	301.0	0.48	9.3	7777.	7777.	7777.
3	299.4	0.70	5.9	7777.	7777.	7777.

4	297.9	0.69	7.2	7777.	7777.	7777.
5	297.4	0.59	7.8	7777.	7777.	7777.
6	297.3	0.59	8.0	7777.	7777.	7777.
7	296.3	0.56	8.1	7777.	7777.	7777.
8	297.0	0.54	8.2	7777.	7777.	7777.
9	298.6	0.47	8.4	7777.	7777.	7777.
10	301.5	0.43	8.9	7777.	7777.	7777.
11	301.7	0.55	8.5	7777.	7777.	7777.
12	301.5	0.50	8.2	7777.	7777.	7777.

---

1982

mes	Ta	Umid	n	V2	Rs	EA
1	300.6	0.56	7.3	7777.	7777.	7777.
2	300.5	0.56	6.7	7777.	7777.	7777.
3	300.8	0.58	8.4	7777.	7777.	7777.
4	299.4	0.68	6.1	7777.	7777.	7777.
5	298.5	0.63	7.2	7777.	7777.	7777.
6	297.2	0.56	7.5	7777.	7777.	7777.
7	296.9	0.65	8.1	7777.	7777.	7777.
8	298.3	0.58	8.0	7777.	7777.	7777.
9	299.2	0.54	6.5	7777.	7777.	7777.
10	300.7	0.46	8.7	7777.	7777.	7777.
11	302.0	0.42	7.7	7777.	7777.	7777.
12	301.9	0.43	8.7	7777.	7777.	7777.

Posto -- Remanso  
 Codigo DNAEE -- 00942007  
 Latitude -- 9.38 S  
 Altitude -- 400.0 m  
  
 Ta -- Temperatura do Ar (K)  
 Umid -- Umidade Relativa do Ar  
 n -- Insolacao (h)  
 V2 -- Velocidade do Vento a 2m (m/s)  
 Rs -- Radiacao Solar Medida (W/m2)  
 EA -- Evaporacao em Tanque Classe A (mm/mes)  
  
 7777. -- Falha nos dados do mes

## 1979

mes	Ta	Umid	n	V2	Rs	EA
1	298.3	0.73	5.2	2.5	7777.	182.
2	298.1	0.77	5.3	2.2	7777.	107.
3	299.8	0.71	8.0	2.2	7777.	230.
4	299.3	0.69	7.1	2.5	7777.	211.
5	298.9	0.67	8.6	3.5	7777.	244.
6	297.9	0.63	8.1	3.0	7777.	276.
7	297.6	0.57	9.8	4.0	7777.	314.
8	297.6	0.55	9.6	3.7	7777.	331.
9	299.9	0.54	10.0	4.2	7777.	376.
10	300.7	0.53	9.3	3.8	7777.	389.
11	299.6	0.68	7.3	2.7	7777.	245.
12	299.7	0.57	7.1	2.7	7777.	219.

## 1980

mes	Ta	Umid	n	V2	Rs	EA
1	298.2	0.77	5.2	2.7	7777.	153.
2	297.7	0.81	3.9	2.9	7777.	121.
3	299.4	0.60	8.3	3.4	7777.	257.
4	299.2	0.67	8.7	3.4	7777.	242.
5	297.9	0.63	10.0	3.5	7777.	288.
6	298.6	0.58	9.7	3.5	7777.	285.
7	298.2	0.56	10.1	4.0	7777.	291.
8	298.5	0.54	10.1	3.7	7777.	374.
9	300.1	0.54	9.1	4.0	7777.	363.
10	300.9	0.51	7.7	3.0	7777.	449.
11	299.9	0.55	4.2	3.8	7777.	268.
12	298.3	0.72	6.7	3.2	7777.	177.

## 1981

mes	Ta	Umid	n	V2	Rs	EA
1	299.1	0.69	7.7	3.2	7777.	208.
2	302.5	0.58	10.0	4.2	7777.	298.
3	298.8	0.77	5.0	3.0	7777.	154.

4	298.5	0.71	8.5	3.2	7777.	180.
5	297.9	0.62	8.6	3.4	7777.	231.
6	297.6	0.64	9.4	4.0	7777.	256.
7	296.9	0.58	9.4	4.0	7777.	289.
8	297.7	0.57	9.8	4.2	7777.	317.
9	299.1	0.52	10.0	4.5	7777.	389.
10	301.0	0.54	8.3	4.2	7777.	394.
11	300.6	0.61	7.7	3.8	7777.	102.
12	301.0	0.41	8.8	4.2	7777.	392.

---

1982

mes	Ta	Umid	n	V2	R8	EA
1	299.6	0.67	6.8	3.4	7777.	227.
2	300.6	0.60	7.4	3.5	7777.	313.
3	298.8	0.69	8.1	2.7	7777.	208.
4	299.4	0.68	7.9	3.0	7777.	218.
5	299.1	0.53	9.0	4.0	7777.	305.
6	299.2	0.63	8.2	4.0	7777.	262.
7	297.8	0.60	9.7	3.7	7777.	302.
8	298.7	0.56	9.9	3.8	7777.	336.
9	299.5	0.58	8.3	4.1	7777.	336.
10	300.3	0.57	9.4	4.1	7777.	280.
11	301.1	0.64	10.2	3.5	7777.	268.
12	301.3	0.53	8.3	3.3	7777.	348.

Posto -- Barra  
 Codigo DNAEE -- 01143005  
 Latitude -- 11.05 S  
 Altitude -- 401.0 m  
  
 Ta -- Temperatura do Ar (K)  
 Umid -- Umidade Relativa do Ar  
 n -- Insolacao (h)  
 V2 -- Velocidade do Vento a 2m (m/s)  
 Rs -- Radiacao Solar Medida (W/m2)  
 EA -- Evaporacao em Tanque Classe A (mm/mes)  
  
 7777. -- Falha nos dados do mes

## 1979

mes	Ta	Umid	n	V2	Rs	EA
1	297.7	0.78	4.4	1.7	7777.	88.
2	299.1	0.70	7.0	2.1	7777.	134.
3	298.6	0.70	8.0	1.6	7777.	124.
4	298.7	0.68	7.1	1.4	7777.	124.
5	298.1	0.65	9.6	1.5	7777.	128.
6	298.1	0.63	6.7	1.7	7777.	106.
7	295.9	0.56	9.7	1.6	7777.	187.
8	297.7	0.44	9.8	1.7	7777.	211.
9	295.6	0.63	9.7	2.5	7777.	207.
10	300.5	0.53	7.9	2.7	7777.	239.
11	299.3	0.70	7.2	2.0	7777.	135.
12	299.5	0.66	7.6	2.2	7777.	159.

## 1980

mes	Ta	Umid	n	V2	Rs	EA
1	298.1	0.79	6.2	2.0	7777.	115.
2	298.1	0.80	3.8	2.2	7777.	79.
3	298.1	0.71	8.9	1.5	7777.	135.
4	298.1	0.69	7.9	1.5	7777.	136.
5	298.1	0.63	9.8	1.5	7777.	147.
6	296.7	0.61	9.8	1.9	7777.	156.
7	296.5	0.51	9.9	2.0	7777.	250.
8	297.3	0.49	9.8	2.5	7777.	239.
9	299.6	0.49	8.3	3.2	7777.	269.
10	301.0	0.45	8.9	3.2	7777.	312.
11	299.0	0.73	5.9	2.4	7777.	148.
12	298.3	0.76	6.4	2.2	7777.	112.

## 1981

mes	Ta	Umid	n	V2	Rs	EA
1	298.3	0.73	7.3	2.0	7777.	100.
2	299.6	0.57	9.4	2.0	7777.	173.
3	298.5	0.79	4.8	1.9	7777.	92.

4	297.2	0.77	7.3	1.9	7777.	99.
5	296.3	0.67	8.8	1.7	7777.	133.
6	295.7	0.62	8.9	2.0	7777.	156.
7	295.2	0.57	9.7	2.0	7777.	181.
8	296.7	0.50	9.4	2.9	7777.	229.
9	298.2	0.42	9.8	3.2	7777.	292.
10	300.9	0.40	7.7	2.9	7777.	258.
11	300.0	0.61	6.3	3.0	7777.	126.
12	301.0	0.54	7.2	3.2	7777.	141.

---

## 1982

mes	Ta	Umid	n	V2	RS	EA
1	300.7	0.70	7.0	2.2	7777.	106.
2	300.1	0.58	8.8	1.9	7777.	223.
3	299.3	0.73	8.6	1.5	7777.	195.
4	298.9	0.69	8.3	1.7	7777.	182.
5	299.2	0.58	9.6	2.0	7777.	221.
6	297.3	0.55	9.1	2.5	7777.	210.
7	296.9	0.58	9.8	2.2	7777.	208.
8	298.5	0.56	9.3	3.2	7777.	253.
9	300.2	0.57	7.7	3.5	7777.	252.
10	300.6	0.53	9.2	3.2	7777.	303.
11	302.9	0.45	9.8	3.0	7777.	331.
12	301.4	0.60	8.0	3.1	7777.	287.