

SILVA LUSITANA

REVISTA DA ESTAÇÃO FLORESTAL NACIONAL

SEPARATA

VOL 5, nº 1, Junho 1997

Balanço Energético em Montado de Sobre

Abel Martins Rodrigues* e Gabriel Paulo Alcântara Pita**

* Assistente de Investigação

Estação Florestal Nacional. Tapada das Necessidades, 1350 Lisboa

** Professor Auxiliar

Departamento de Engenharia Mecânica. Instituto Superior Técnico, 1096 Lisboa

Sumário. Procedeu-se, no montado de sobre localizado no Perímetro Florestal da Cabeça Gorda (Beja, Alentejo), a uma medição vertical de parâmetros microclimáticos e fluxos verticais de momento, evapotranspiração e convecção térmica, coeficientes de difusão turbulenta, bem como à caracterização do balanço energético do ecossistema.

A partir da comparação dos métodos de cálculo dos fluxos concluiu-se que o montado estudado se pode considerar uma cultura esparsa com factor d , de deslocação nula de fluxo, aplicável ao método aerodinâmico, relativamente baixo para um coberto florestal, como ainda que as condições de maior velocidade do vento eram mais adequadas à aplicação do método aerodinâmico.

Verificou-se ainda a predominância da componente de evapotranspiração no balanço energético, associada a défices de pressão de vapor significativos, facto que indica a necessidade de estabelecimento de condições que minimizem aqueles défices para uma redução de perdas de água por via atmosférica.

Palavras-chave: momento; evapotranspiração; convecção térmica; balanço energético total; método aerodinâmico

Abstract. Several experiments were carried out in the Perímetro Florestal da Cabeça Gorda (Beja, Alentejo), in order to evaluate the vertical fluxes of momentum, latent and sensible heat in respect of cork oak trees. The total energy budget was also evaluated.

Comparing the methods used to evaluate the fluxes we concluded that the cork oak trees must be considered a sparse canopy with a low value of the zero displacement d , relative to forests. It was also verified that when the wind velocity increases the aerodynamic method gives better results.

Evapotranspiration was predominant in the energy balance associated with an important vapor deficit. This shows the need to establish conditions for reducing this deficits in order to reduce the water losses from the atmosphere.

Key words: momentum; latent heat; sensible heat; total energy budget; aerodynamic method

Résumé. Plusieurs expériences ont été conduites sur le Perímetro Florestal da Cabeça Gorda (Beja, Alentejo), avec pour objectif d'évaluer les flux verticaux de moment, chaleur latente et chaleur sensible sur le couvert de chêne-liège. Le bilan énergétique total a aussi été évalué.

Par la comparaison des méthodes utilisées pour l'étude des flux nous avons conclu que la forêt de chêne-liège doit être considérée comme ayant un couvert épars avec un bas zéro déplacement, paramètre d , en comparaison avec d'autres couverts forestiers. Il a aussi été constaté que l'efficacité de la méthode aérodynamique s'accroît avec la vitesse du vent.

L'évapotranspiration, associée à un important déficit de saturation, a été prédominante sur le bilan énergétique. On doit, en conséquence, établir des conditions pour la réduction de ces déficits afin d'amoinrir les pertes en eau dans l'atmosphère.

Mots clés: moment; chaleur latente; chaleur sensible; bilan énergétique total; méthode aérodynamique

Introdução

Método aerodinâmico para avaliação dos fluxos mássico-energéticos

A grandeza dos fluxos atmosféricos de massa e energia sobre os cobertos vegetais, de que são exemplo os relacionados com as perdas de água e erosão dos solos, está estritamente dependente dos processos ao nível da biosfera no volume de controle de que a base é a camada subsuperficial do solo e o topo é a atmosfera adjacente ao coberto. A zona atmosférica envolvida nos fluxos, cujo estudo interessa para este efeito realizar, é a denominada camada superficial ou camada de fluxo constante, correspondente aos primeiros trinta metros de altura. Essa camada onde os efeitos da rotação de Terra e os gradientes de pressão em larga escala não são importantes é caracterizada por relevância dos factores associados à estratificação térmica e variação negligenciável de fluxos na vertical.

A camada de fluxo constante é formada por duas subcamadas. A subcamada rugosa localiza-se na zona adjacente aos elementos individuais rugosos da superfície onde a estrutura turbulenta é influenciada pelas esteiras formadas por esses elementos. Acima dessa subcamada está a subcamada inercial. As medidas micrometeorológicas dos perfis verticais das grandezas escalares e vectoriais devem preferencialmente ser realizadas na subcamada inercial de modo a serem deduzidos os fluxos mássico-energéticos a partir dos gradientes verticais dessas grandezas.

A aplicação do método aerodinâmico implica a assumpção dos pressupostos de identidade espacial aproximada das escalas de velocidade, quando se sabe existirem vórtices de classes distintas de dimensão com funções distintas no transporte de energia e massa. Essas e outras fragilidades claramente discutidas por TENNEKES et al. (1980), não retiram ao método aerodinâmico uma boa aplicabilidade na maioria das situações para avaliação de fluxos e balanços mássico-energéticos nos ecossistemas.

Os processos de transferência de grandezas tais como o dióxido de carbono e o calor são mais susceptíveis de tratamento pelo modelo de fluxo-gradiente na medida em que tais escalares, contrariamente ao momento, não interactuam com o campo médio de velocidades, sendo elementos passivos do escoamento.

Num coberto florestal, os fluxos verticais de massa e energia próximos da superfície são produzidos pela turbulência originada pelo efeito retardatório do terreno sobre o vento soprando horizontalmente sobre ele. Essa retardação friccional pode ser considerada como um processo contínuo de absorção de momento do vento, gerador de tensões de corte e responsável por um fluxo vertical descendente de quantidade de movimento. O escoamento turbulento é igualmente caracterizado por dissipação viscosa contínua da energia cinética por parte dos vórtices de mais reduzidas dimensões.

O perfil vertical de velocidade média do ar, em condições de neutralidade térmica é do tipo logarítmico, com o declive (du/dz) maior perto do solo e

decrecendo uniformemente na vertical, de modo que quando u é representado contra o logaritmo de z se pode desenhar uma linha recta através dos pontos experimentais, segundo a relação básica:

$$u(z) = A \ln(z / z_0) \quad (1)$$

em que A é uma constante independente da altura, e o parâmetro z_0 , denominado comprimento de rugosidade, representa a intersecção da recta logarítmica dos pontos experimentais com o eixo vertical de $\ln z$. O gradiente vertical de vento e/ou de tensão de corte ($d(u) / d(z)$) é inversamente proporcional à distância acima da superfície, sendo infinito à altura $z = 0$.

A tensão de corte τ é a força de arrastamento por unidade de área de solo provocada pelo movimento de ar horizontal. As dimensões físicas de τ são as de (massa * aceleração)/área. A força de arrastamento do vento numa superfície é simplesmente uma manifestação do transporte contínuo descendente do momento horizontal do fluxo de ar dirigido à superfície. Tal força constitui o fluxo principal associado aos vórtices gerados fricionalmente na camada limite turbulenta.

A tensão de corte é dada por:

$$\tau = \rho u_*^2 \quad (2)$$

em que ρ é a densidade do ar e u_* a velocidade de fricção associada com o fluxo de momento τ . O parâmetro u_* , denominado velocidade de fricção, é quantitativamente proporcional à taxa tangencial de rotação dos vórtices friccionais no escoamento considerado.

Outra expressão importante que se pode obter a partir da equação (1), é a seguinte:

$$u(z) = \frac{u_*}{k} \ln \frac{z}{z_0} \quad (3)$$

em que k é a denominada constante de von Karman, considerada experimentalmente como igual a 0,41, independentemente do tipo de superfície. Verifica-se por esta última equação que para um dado valor de $u(z)$, u_* será superior sobre uma superfície rugosa (z_0 superior), relativamente a uma superfície mais lisa, de tal forma que a efectividade da transferência turbulenta para uma dada superfície variará directamente com o grau de rugosidade aerodinâmica, especificada por z_0 .

Num coberto vegetal com altura h uniforme, a análise do escoamento turbulento é realizada como se os elementos verticais do coberto estivessem concentrados a uma certa distância do terreno, representada pelo denominado parâmetro d de deslocamento fictício da origem das coordenadas. O parâmetro d pode ser considerado como indicativo do nível a que a concentração do arrastamento aerodinâmico (ou de poço aparente de momento) exercido pelo coberto sobre o ar é máxima. Os valores de d , compreendidos entre $0,5h$ e $0,8h$, variarão em função da geometria das plantas individuais sendo, em igualdade de circunstâncias, válida a regra de que d aumenta directamente com o grau de compacidade dos elementos (JARVIS *et al.*, 1976).

A equação (3) será então substituída pela seguinte:

$$u(z) = \frac{u_*}{k} \ln \frac{z-d}{z_0} \quad (4)$$

válida apenas para $z \geq h$.

Coeficientes de difusão turbulenta

Em ecologia física, os processos de transferência de massa e energia podem ser equacionados em termos de parâmetros de resistência por analogia à Lei de Ohm. As unidades da resistência aerodinâmica são normalmente as de (velocidade)⁻¹. A difusividade K de uma grandeza em qualquer ponto de um meio fluido pode ser definida como a razão entre o fluxo da propriedade através do meio e o gradiente de concentração, na mesma direcção, nesse ponto. Consequentemente, para qualquer propriedade de dimensões físicas Q :

$$K = \left\{ \left\{ Q / (L^2 T) \right\} / \left\{ (Q / L^3) / L \right\} \right\} = L^2 T^{-1} \quad (5)$$

as dimensões físicas de K são as de área por unidade de tempo.

O coeficiente de difusividade turbulenta de momento, K_M , ou viscosidade turbulenta, define-se como a razão entre o fluxo de momento τ e o seu gradiente de concentração $(\partial(\rho u) / \partial(z))$. Como o escoamento é incompressível, ρ é considerado constante, vindo:

$$\tau = \rho K_M (\partial(u) / \partial(z)) \quad (6)$$

Desta equação verifica-se que as dimensões da difusividade turbulenta, K , são da ordem de $L^2 T^{-1}$. As dimensões de $1/K$ são assim da ordem de TL^{-2} ou TL^{-1} / L ou de resistência aerodinâmica por unidade de comprimento, ou resistividade aerodinâmica.

Pode deduzir-se, para valores de z superiores a d , a seguinte relação para K_M :

$$K_M = l u_* \quad (7)$$

expressiva de que a uma determinada altura o coeficiente de difusividade turbulenta é igual ao produto entre a velocidade de fricção e a dimensão, l , dos vórtices.

Equações dos fluxos

As considerações elaboradas para a transferência de momento podem ser generalizadas, com as necessárias adaptações, aos restantes processos de transferência de massa e de energia. O método aerodinâmico não-modificado só se aplica em condições de estabilidade térmica, estado estacionário, sem modificações nos campos radiativo ou de vento durante o período de observação, fluxos constantes em altura e similaridade de coeficientes de transferência de vapor de água, convecção térmica e momento, respectivamente K_v , K_h e K_M . Em condições de ausência de estabilidade térmica é necessária a aplicação dos respectivos coeficientes de correcção.

O número de Richardson é um parâmetro adimensional usado como medida da estabilidade térmica do escoamento atmosférico junto ao solo, representativo da razão entre as energias cinéticas devidas ao gradiente de velocidades e à impulsão térmica, $((ke)_b / (ke)_i)$. Se a temperatura e a velocidade do ar são conhecidas a dois níveis z_1 e z_2 , o número de Richardson apropriado à camada entre esses níveis, dado na forma discreta em termos de diferenças finitas, virá:

$$Ri = \frac{g}{T} \frac{(T_2 - T_1)(z_2 - z_1)}{(u_2 - u_1)^2} \quad (8)$$

sendo g a aceleração da gravidade. Em condições de instabilidade térmica, Ri assume valores negativos e em condições de estabilidade térmica assume valores positivos. As equações de diferenças finitas para os fluxos generalizadas às várias situações de estabilidade térmica, típicas do método aerodinâmico, são as seguintes:

$$\lambda E = - \left(\frac{\rho c_p}{\gamma} \right) k^2 \frac{(u_2 - u_1)(e_2 - e_1)}{(\ln((z_2 - d)/(z_1 - d)))^2} (\phi_V \phi_M)^{-1} \quad (9)$$

$$C = -\rho c_p k^2 \frac{(u_2 - u_1)(T_2 - T_1)}{(\ln((z_2 - d)/(z_1 - d)))^2} (\phi_H \phi_M)^{-1} \quad (10)$$

$$\tau = \rho k^2 \left(\frac{(u_2 - u_1)}{(\ln((z_2 - d)/(z_1 - d)))} \right)^2 \phi_M^{-2} \quad (11)$$

em que ϕ_M , ϕ_V e ϕ_H são as funções de estabilidade para os fluxos de momento, vapor de água e convecção térmica, c_p o calor específico do ar a pressão constante e γ a constante psicrométrica do ar e e_2 e e_1 as pressões de vapor aos dois níveis.

Os produtos $\phi_M \phi_V$ e $\phi_H \phi_M$ são iguais, sendo o respectivo inverso definido como o factor de estabilidade generalizado F . Demonstra-se que em condições de estabilidade (OKE, 1992):

$$F = (1 - 5Ri)^2 \quad (12)$$

e que em condições de instabilidade:

$$F = (1 - 16Ri)^{3/4} \quad (13)$$

As curvas de variação do factor de estabilidade, F , em função do número de Richardson e dos respectivos regimes convectivos são divulgadas na bibliografia, (MONTEITH *et al.*, 1990).

Uma expressão para K_M obtida a partir de variáveis já mencionadas e utilizando os factores de estabilidade:

$$K_M = k u_* (z - d) \phi_M^{-1} \quad (14)$$

sendo o valor de u_* para utilizar na equação (14), obtido a partir da aplicação da equação (4) a dois níveis z_1 e z_2 :

$$u_* = k \Delta \bar{u} / (\ln(z_2 - d) / (z_1 - d)) \quad (15)$$

O comprimento de Monin-Obukhov, L é um parâmetro com dimensões de comprimento, independente da altura, definido do seguinte modo:

$$L = -k \frac{u_*^3}{\left(\frac{g}{T} \right) \frac{C}{\rho c_p}} \quad (16)$$

A relação entre Ri e L é a seguinte:

$$Ri = \frac{(z - d) (\phi_H)}{L \phi_M^2} \quad (17)$$

O ratio $(z-d)/L$ é considerado um parâmetro adimensional, mais fiável que Ri , normalmente envolvido na inferência das condições de estabilidade ou instabilidade atmosférica a uma altura z . Em condições de instabilidade atmosférica se considerarmos que $\phi_H = \phi_M^2$, então Ri será igual a $(z-d)/L$ e directamente proporcional a $(z-d)$.

Método do balanço energético

O método aerodinâmico assume que cada fluxo de massa e/ou de energia resulta da interacção do escoamento turbulento com os gradientes estabelecidos de pressão e temperatura.

O fluxo de calor total disponível para um coberto vegetal está estritamente restringido à energia radiante disponibilizada, subtraída da energia retirada espacialmente em outras direcções que não a vertical ascendente e da energia armazenada em alguma componente do ecossistema.

O balanço energético do coberto, expressando os fluxos médios por unidade de área, em forma simplificada, pode escrever-se:

$$R_N - G = C + \lambda E \quad (18)$$

O termo R_N é o correspondente ao balanço radiativo, G o termo relativo à condução de calor para o ambiente circundante (armazenamento) e fluxo de calor no solo. Durante o dia, a radiação solar é a principal fonte de energia. Os termos de convecção térmica C e evapotranspiração λE representam poços de energia.

O agrupamento dos termos na equação de balanço energético é feito pela convenção arbitrária de sinais que estipula que os fluxos de convecção, evapotranspiração e fluxo de calor no solo são positivos quando representam perdas de calor da superfície e negativos no caso contrário. Quanto ao balanço radiativo, a convenção é simétrica.

O recurso ao balanço energético para estimativa dos fluxos de massa e energia permite o estudo da distribuição da energia ($R_N - G$) entre os termos convectivo e de evapotranspiração pela consideração do seu "ratio" β , denominado razão de Bowen. O método do balanço energético pressupõe condições de estacionaridade quanto a campos de velocidades e radiação, bem como condições de fluxo constante em altura. Este método não é constrangido por condições de estabilidade, na medida em que requer apenas similaridade entre K_H e K_V e não a K_M . Pode-se obter para β a seguinte expressão:

$$\beta = \gamma \frac{\partial T}{\partial E} \quad (19)$$

e considerando a identidade $\beta = \frac{C}{\lambda E}$, resulta para a evapotranspiração:

$$\lambda E = \frac{R_N - G}{1 + \beta} \quad (20)$$

e para a convecção térmica:

$$C = \beta \frac{R_N - G}{1 + \beta} \quad (21)$$

Para calcular os fluxos de convecção e evapotranspiração sobre uma superfície são pois necessárias medições de: balanço radiativo, fluxo de calor no solo e estimativas para β obtidas a partir de perfis verticais de temperatura e pressão de vapor. O método de Bowen não necessita de factores de correcção sendo por isso preferível aos métodos de gradiente vertical. O método fica contudo mais indeterminado quando $(R_N - G)$ tenda para zero, como seja à noite ou em outras condições em que o balanço radiativo seja baixo.

O recurso à análise e à previsão dos valores da razão de Bowen sobre os cobertos florestais é fundamental à adequada condução das operações de florestação e à gestão dos recursos hídricos (JARVIS *et al.*, 1976). A gama de valores de β é variável dependendo da resistência estomática e das condições locais de vento e clima. Na maioria das estações, independentemente das espécies, os valores de β para um coberto seco variam entre 0,1 e 1,5 e quando o povoamento está humedecido com chuva ou orvalho entre -0,7 e 0,4. Em duas parcelas de *Pinus*, no Reino Unido, foram registados valores bastante superiores de β . Numa das parcelas os valores foram compreendidos na gama entre 1 e 4, logo após o nascer do Sol. À tarde estes decresceram podendo no entanto subir para valores superiores em condições propícias ao encerramento estomático. Na outra parcela, os valores de β podem atingir 2 a 3 a meio do dia, declinando à tarde.

Os ratios de Bowen superiores a 2 ou 3 são de esperar em situações em que os défices de pressão de vapor sejam mais baixos (da ordem de 3 ou 6mbar no Verão). Em situações de clima húmido e maior défice de pressão de vapor (da ordem de 10 a 20mbar) o encerramento dos estomas induz um acréscimo da razão de Bowen. Inversamente em climas continentais com temperaturas e défices de pressão de vapor ($\delta=20$ a 30mbar) superiores, os valores de β são inferiores à unidade em situações em que os estomas estão abertos ou sobem acima da unidade em circunstâncias de encerramento dos estomas ou de humidade relativa elevada.

Objectivos e metodologia

A caracterização físico-ambiental do montado de sobro localizado no Perímetro Florestal da Cabeça Gorda realizou-se através da medição de perfis verticais de parâmetros microclimáticos com a subsequente aplicação dos valores medidos aos métodos aerodinâmico e do balanço energético, para a estimativa dos fluxos de momento, convecção térmica, e vapor de água.

Os principais objectivos foram:

- i) a optimização de metodologias experimentais quanto à localização e condicionamento dos sensores utilizados;
- ii) a caracterização sazonal dos parâmetro;
- iii) uma primeira abordagem ao estabelecimento de balanços mássico-energéticos em montado de sobro através dos métodos de Bowen e aerodinâmico.

Os dados apresentados referem-se a 28, 29 e 30 de Outubro de 1994. Foram medidos os valores do balanço radiativo (net radiation), temperatura do ar e do solo, velocidade e direcção do vento, humidade relativa do ar e fluxo de calor no solo ao

longo de períodos diários. Foi usada uma aquisição de dados Campbell CR10, ligada aos diversos sensores, para registo dos valores obtidos. Os valores eram medidos de minuto a minuto e as médias gravadas em memória a intervalos de meia hora. Os dados da velocidade do vento, temperatura e humidade relativa do ar foram registados aos níveis de de 6,5m (representativo da altura das árvores) e de 8m.

A medição da humidade relativa do ar foi realizada por recurso a sensores capacitivos. Os valores da pressão absoluta de vapor de saturação, P_{abs} , foram obtidos pela aplicação do seguinte polinómio (onde T é a temperatura registada pelo sensor capacitivo):

$$P_{abs} = 0,46 \cdot (T + 273) \cdot (0,00000036679273 \cdot T^3 + 0,0000037789632 \cdot T^2 + 0,00042113592 \cdot T + 0,004419805)$$

As diferenças de pressão de vapor aos dois níveis, dP, foram obtidas aplicando as humidades relativas H_2 e H_1 na expressão:

$$dP = ((H_2 \cdot P_{abs2} / 100) - (H_1 \cdot P_{abs1} / 100))$$

Para uma optimização do cálculo dos fluxos de vapor de água e convecção térmica realizou-se igualmente a aplicação ao método aerodinâmico, pelas equações (9) e (10), dos valores 0,5 e 0,66 ao parâmetro d de deslocamento fictício da origem das coordenadas, representativos, como se referiu, de menor e maior densidade do coberto (MONTEITH, 1990). Foram utilizados anemómetros de copos para as medidas de velocidade do ar aos dois níveis e termopares e PT 100 para medidas de temperatura. O fluxo vertical de momento foi obtido pela equação (11). Os dados de balanço radiativo foram obtidos a partir de sensor colocado a 8m.

O método do balanço energético, em que se utilizaram os valores de temperaturas obtidas por aplicação dos termopares e das PT100, foi usado pelas equações (20) e (21), para padrão aferidor de comparação das duas alternativas do método aerodinâmico. A razão de Bowen, necessária à utilização do referido método, foi obtida pela discretização da equação (19) a dois níveis.

Procedeu-se igualmente à avaliação de parâmetros como o coeficiente de difusão turbulenta de momento por aplicação da equação (14), o número de Richardson pela equação (8), a velocidade de fricção pela equação (15) e o comprimento de Monin-Obukhov pela equação (16).

Resultados e discussão

Alguns resultados considerados como mais significativos são apresentados graficamente. Os valores do balanço radiativo a 28/10 (Gráfico 1) compreendidos no intervalo de 0 a 400/wm² evidenciaram, pelo padrão regular das respectivas curvas, as condições de céu limpo prevalentes durante os três dias mencionados. No mesmo dia os valores da temperatura (Gráfico 2), e da humidade relativa do ar (Gráfico 3) situados respectivamente nas gamas de 7 a 20° e de 40 a 70%, patenteiam um padrão sinusoidal regular diurno de variação desses parâmetros.

Os valores da velocidade do vento horizontal, pelo efeito de arrastamento do coberto sobre a atmosfera, aumentaram em altura sendo as respectivas diferenças superiores às horas do dia de maior velocidade do vento (Gráficos 4 e 5). Pela análise desses valores e dos relativos ao fecho do balanço energético, (Gráfico 6) definido pela diferença entre o balanço radiativo e os restantes componentes do balanço energético,

verificou-se que ambos apresentaram uma tendência, segundo a qual o aumento da velocidade do vento implicou a melhoria da adequação do método aerodinâmico (de parâmetro $d=0,5$) à estimativa das componentes do balanço energético (STULL,1991). Na verdade, verifica-se que os aumentos da velocidade do vento estão associados a uma diminuição drástica dos valores do fecho do balanço energético, tal como definido acima.

Os valores das diferenças de humidade relativa do ar entre 6,5 e 8m (Gráfico 7) manifestaram uma tendência oscilante, semelhante à da humidade relativa, de aumento em altura em 3 a 5%.

Os resultados das diferenças de pressão de vapor, (Gráfico 8) e das diferenças de temperaturas entre os níveis 8 e 6,5m (Gráfico 9) evidenciaram um padrão paralelo de decréscimo do seu valor com a altura durante o dia, inversamente ao período nocturno. Verifica-se que a variação de temperaturas não foi suficiente para alterar o padrão de aumento vertical de humidade relativa em conformidade ao regime de pressão de vapor.

O Gráfico 10 ilustra as curvas de variação diurna dos valores do número de Richardson sendo patentes as condições de convecção forçada. É também notória a relativa analogia entre os valores de Ri obtidos por dados das PT-100 e de termopares. O Gráfico 11 traduz a variação diurna dos valores de $(z-d)/L$. A configuração das curvas e respectivas considerações sobre os resultados são semelhantes aos do número de Richardson.

A variação diária dos valores da razão de Bowen é apresentada no Gráfico 12. A configuração das curvas da razão de Bowen obtidas a partir de dados de termopares e das PT-100 é semelhante. Os valores apresentam um andamento oscilante estando localizados no intervalo 0-1, dentro do intervalo considerado normal para uma floresta temperada (OKE, 1992). O predomínio da evapotranspiração é manifesto.

A ocorrência de valores da razão Bowen (Gráfico 12) tendendo para o infinito, a meio da manhã e no final da tarde, deriva da variação da pressão de vapor, em denominador, se anular. Os valores dos coeficientes de difusão turbulenta (Gráfico 13) positivamente correlacionados, como seria de esperar, com os valores de velocidade do vento, apresentaram-se dentro da gama 0 - $1m^2/s$, a qual está no intervalo citado em JARVIS *et al.*, (1976).

A análise dos resultados do balanço energético diurno entre as 7 e as 19h (Gráficos 14 e 15) e da razão de Bowen (gráfico 12), ilustra um predomínio crescente da evapotranspiração, com valores máximos da ordem de $320W/m^2$ relativamente à convecção, com valores máximos de $210W/m^2$ durante o período 12-17h30m.

Os valores negativos de evapotranspiração correspondem ao período em que as diferenças verticais de tensão de vapor (Gráfico 8) são positivas, contrariamente às diferenças de temperatura (Gráfico 9). Em consequência os valores da razão de Bowen nesse período são negativos.

O andamento das curvas dos valores das tensões de corte ou de transferência de momento (Gráfico 17) é igualmente semelhante ao correspondente às curvas de variação de velocidade do vento. Os valores das tensões de corte compreendidos no intervalo de 0 a $2N/m^2$ situam-se na gama prevista em JARVIS *et al.*, (1976).

Pela observação do gráfico 16 pode verificar-se que os resultados da evapotranspiração evidenciam concordância de valores obtidos com o mesmo método de cálculo (balanço energético ou aerodinâmico com factores d de 0,66 ou 0,5)

independentemente da instrumentação utilizada (higrómetro de termopares seco e húmido ou PT-100 e aparelho capacitivo).

Para cada tipo de equipamento (Gráficos 18 e 19) verifica-se que os dados de convecção térmica e evapotranspiração, obtidos aplicando o parâmetro $d=0,5$ ao método aerodinâmico, se aproximam mais dos relativos ao método do balanço energético que os correspondentes obtidos com o factor 0,66. Estes gráficos evidenciam a relevância da aplicação do parâmetro $d=0,5$ como mais significativo para aproximação ao método do balanço energético, retirando-se a ilação de que o montado em questão se pode considerar como um arvoredo esparso. Os valores do défice de pressão de vapor (Gráfico 20) oscilam sinusoidalmente sendo os máximos a meio de tarde da ordem de 20mb, um valor transitório entre climas de carácter continental e húmido, justificando os baixos valores da razão de Bowen em condições de abertura estomática (JARVIS *et al.*, 1976).

Conclusões

As principais conclusões a apontar são as seguintes:

i) o montado em questão pode ser considerado uma cobertura esparsa, sendo o parâmetro d de deslocamento fictício da origem das coordenadas, aplicável ao método aerodinâmico, da ordem de 0,5, baixo relativamente a outros cobertos florestais. Esta é uma conclusão que deve ser considerada na caracterização aerodinâmica do montado de sobre em geral;

ii) como se pode comprovar pelas curvas de fecho do balanço, as condições de maior velocidade do vento e de maiores diferenças de velocidade entre os níveis de medida foram as mais adequadas ao método aerodinâmico;

iii) o papel determinante do calor latente verificado através dos dados da razão de Bowen e do balanço energético relativamente à convecção, com valores máximos de 210W/m^2 durante o período 12-17h30m, permite inferir que uma cobertura adicional do solo, p.ex. mato, ou qualquer outra condição que contribua para o aumento da humidade atmosférica e diminuição do défice de saturação, possibilitará a redução de perdas de água por evapotranspiração.

Bibliografia

- GARRAT, J.R., HICKS, B.B., 1973. Momentum, heat and water vapour to and from natural and artificial surfaces. *Quart. J. R. Met. Soc.* 99 : 680-687.
- GASH, J.H.C., STEWART, J.B., 1975. The Average Surface Resistance of a Pine Forest Derived From Bowen Ratio Measurements. *Boundary Layer Meteorology* 8 : 453-464.
- JARVIS, P.G., JAMES, G.B., LANDSBERG, J.J., 1976. Coniferous Forest. *Vegetation and the Atmosphere*, Volume 2 (Case Studies), 380 pp.
- MONTEITH, J.L., UNSWORTH, M.H., 1990. *Principles of Environmental Physics*. Routledge, Chapman and Hall, Inc., New York, 291 pp.
- OKE, T.R., 1992. *Boundary Layer Climates*. Routledge, Chapman and Hall, Inc. New York, 440 pp.
- RAUNER, J.U.L., 1976. Deciduous Forest. *Vegetation and the Atmosphere*, Volume 2 (Case Studies), 380 pp.
- RODRIGUES, A.M., 1993. *Balanço Energético Foliar em Estufas*. Tese de Mestrado, Eng. Mec. Per.

- Energ. Instituto Superior Técnico, Lisboa, 207 pp.
- RODRIGUES, A.M., 1996, PITA, G.P.A., 1996. "*Caracterização aerodinâmica preliminar do montado de sobro, Per. Florestal da Cabeça Gorda e Salvada*". Relatório de Actividades do Projecto PIDDAC 206/92. "*Bases para a reabilitação produtiva do montado de sobro-Casos dos Perímetros Florestais da Cabeça Gorda e Salvada*". Estação Florestal Nacional.
- STULL, R.S., 1991. *An Introduction to Boundary Layer Meteorology*. Academic Sciences Library, Kluwer Academic Publishers, 666 pp.
- TENNEKES, H., LUMLEY, J.L., 1980. *A First Course in Turbulence*. Massachusetts Institute of Technology, 300 pp.
- THOM, A.S., 1975. Momentum, Mass and Heat Exchange of Plant Communities. *Vegetation and the Atmosphere*, Volume 1 (Principles), 380 pp.

(Aceite para publicação em Setembro de 1996)

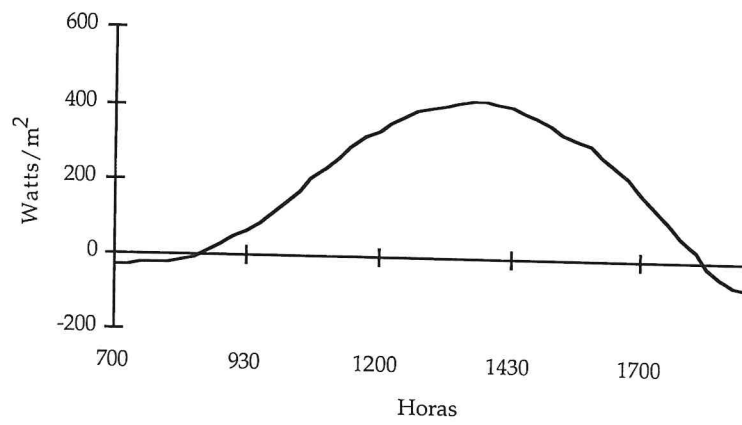


Gráfico 1 - Balanço radiativo a 94/10/28

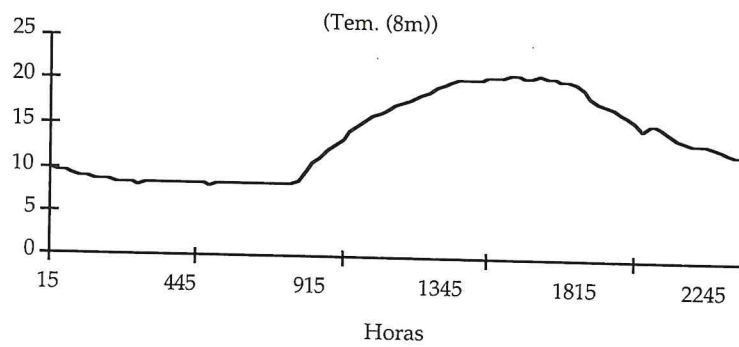


Gráfico 2 - Temperatura do ar a 94/10/20 (C.)

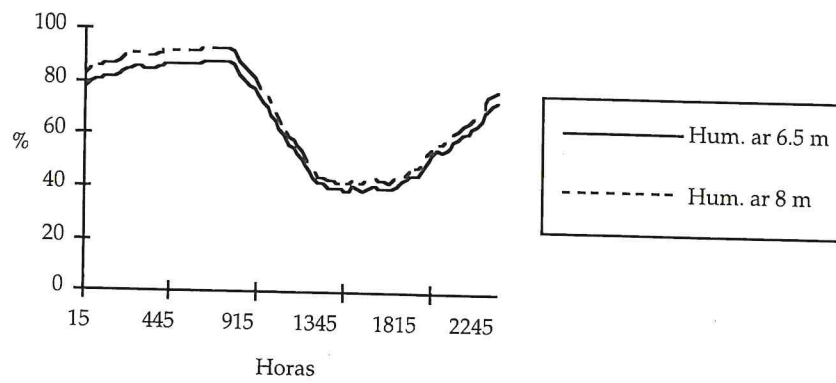


Gráfico 3 - Humidade relativa do ar a 94/10/28



Figura 4 - Velocidade do vento 94/10/29

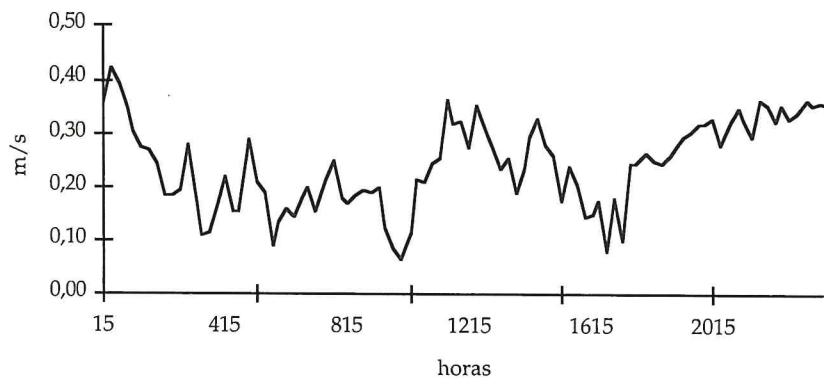


Gráfico 5 - Diferenças das velocidades do vento a 94/10/29 entre os dois níveis

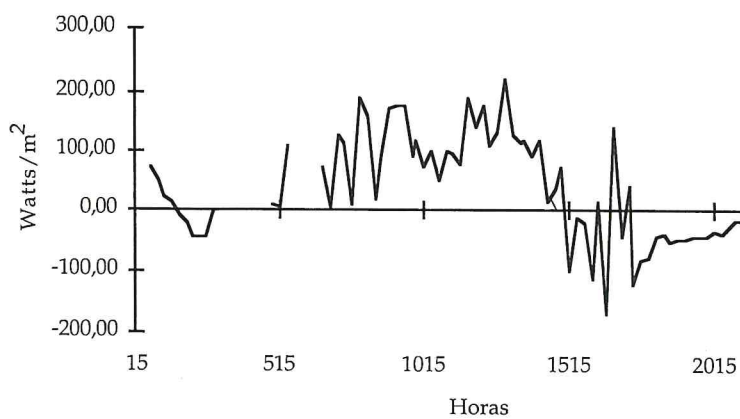


Gráfico 6 - Fecho do balanço energético a 94/10/29 (Termopares - factor 0,5)

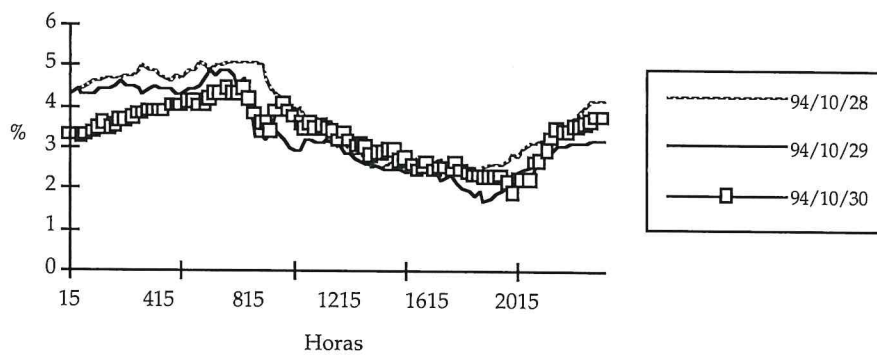


Gráfico 7 - Diferença de humidade relativa aos níveis de 8 e 6,5 m

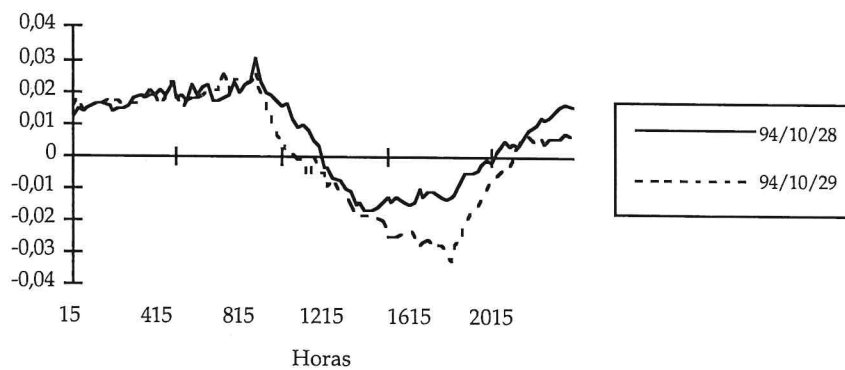


Gráfico 8 - Diferenças de tensão de vapor (Kpa)

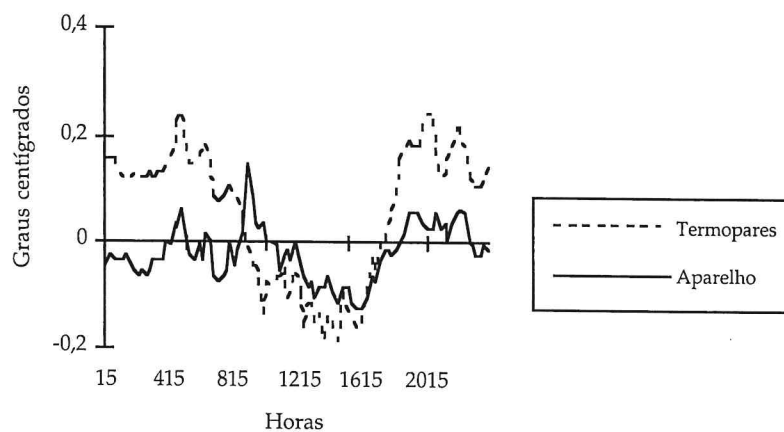


Gráfico 9 - Diferença de temperaturas entre os dois níveis a 94/10/28

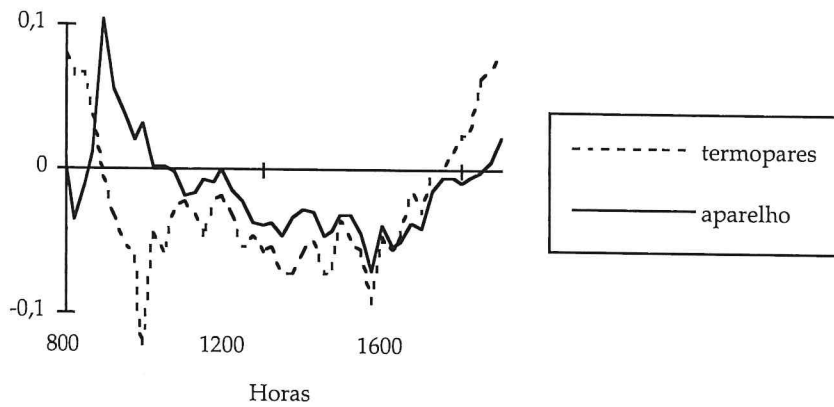


Gráfico 10 - Número de Richardson a 94/10/28

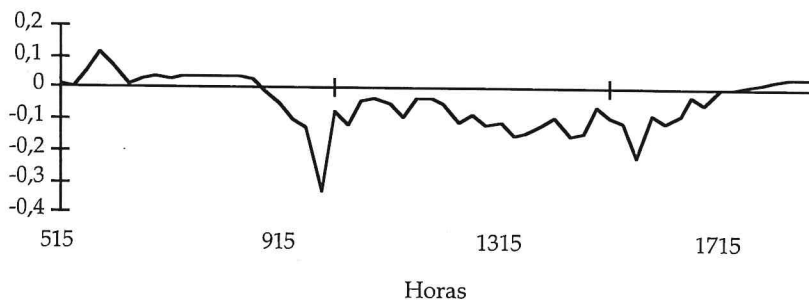


Gráfico 11 - Razão $(z-d)/L$ a 94/10/28

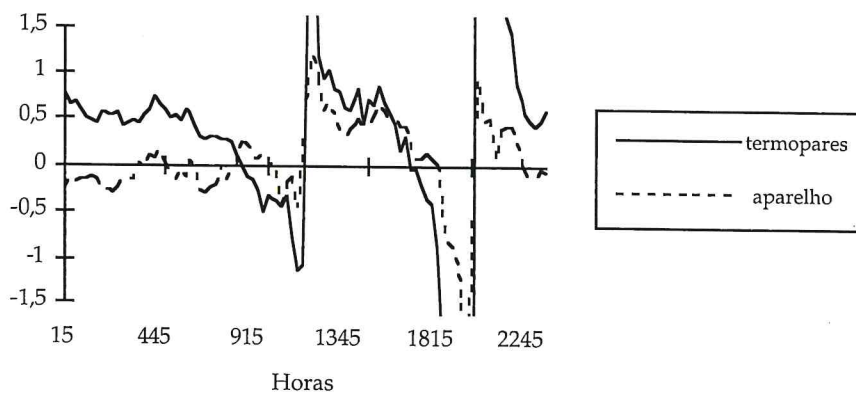


Gráfico 12 - Razões de Bowen a 94/10/28

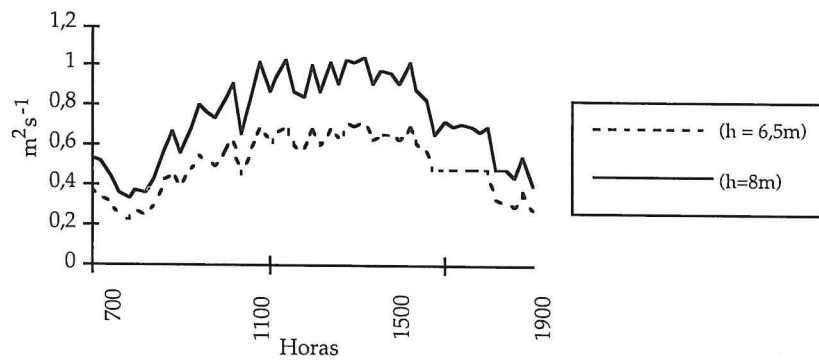


Gráfico 13 - Coeficientes de difusão turbulenta (K_m) a 94/10/28

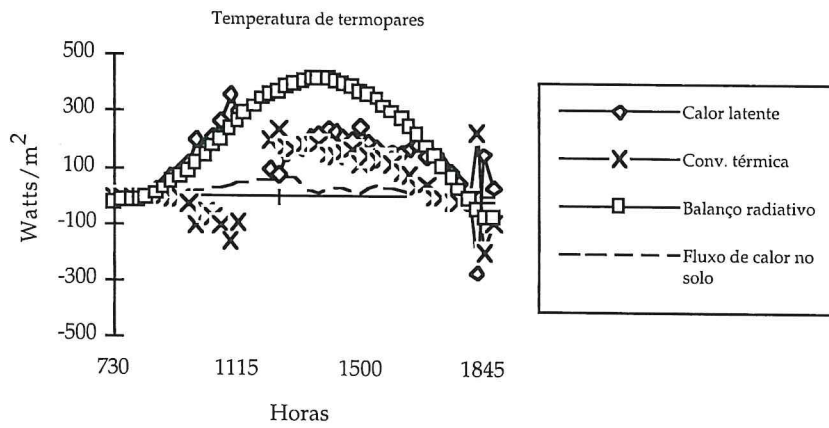


Gráfico 14 - Balanço energético a 94/10/28 (método de Bowen)

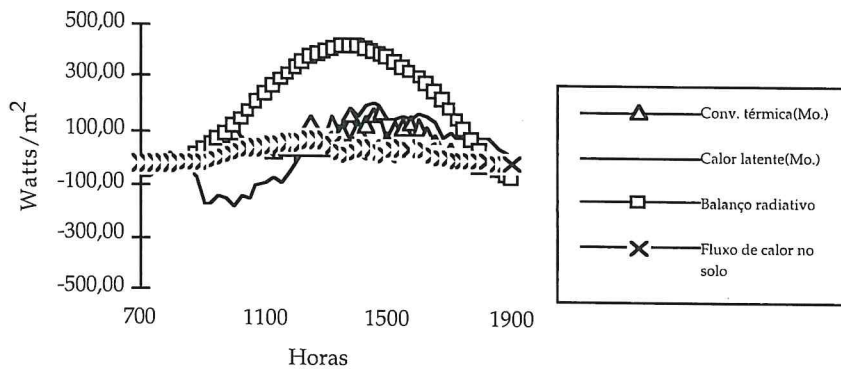


Gráfico 15 - Balanço energético a 94/10/28 (método aerodinâmico, temperatura de termopares, factor d 0,5)

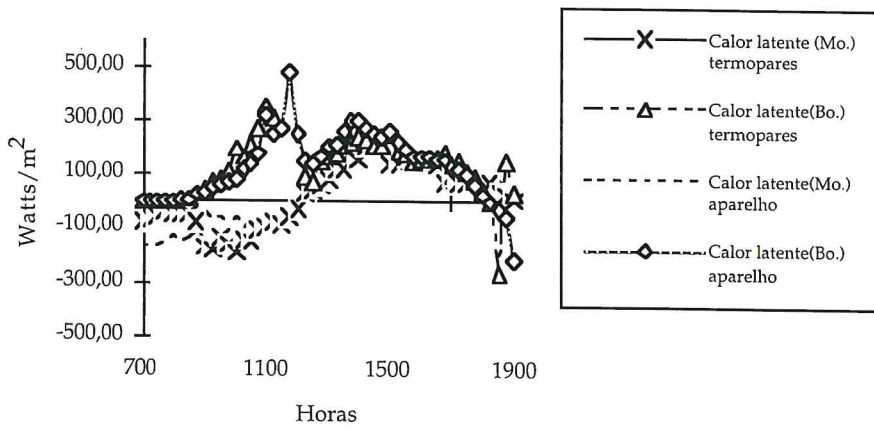


Gráfico 16 - Calor latente a 94/10/28 - factor d 0,5

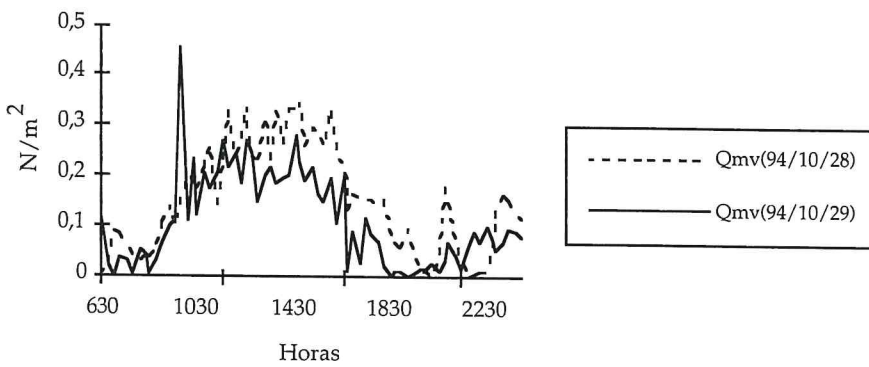


Gráfico 17 - Tensões de corte (fluxo de quantidade de movimento)

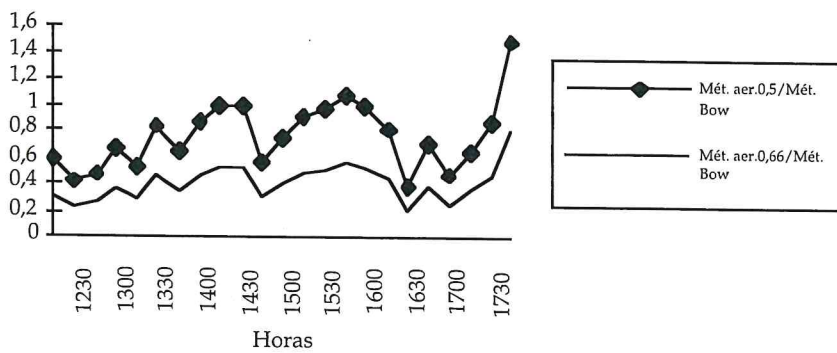


Gráfico 18 - Razões entre os valores de convecção térmica obtidos pelos métodos aerodinâmicos e de Bowen (94/10/28)

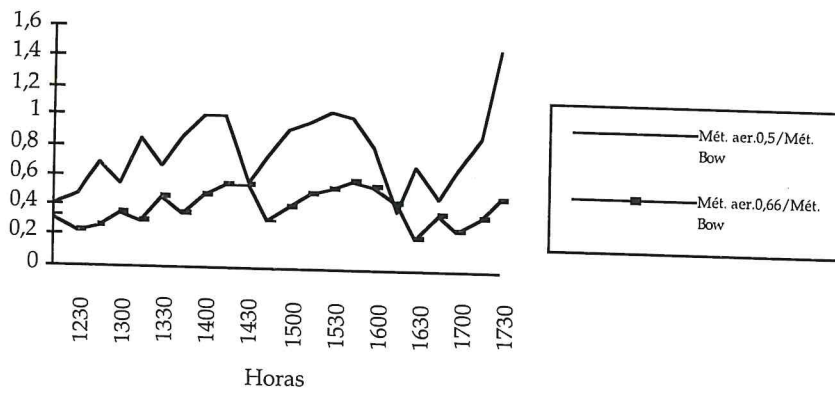


Gráfico 19 - Ratios entre os valores dos vários métodos para cálculo da evapotranspiração (94/10/28)

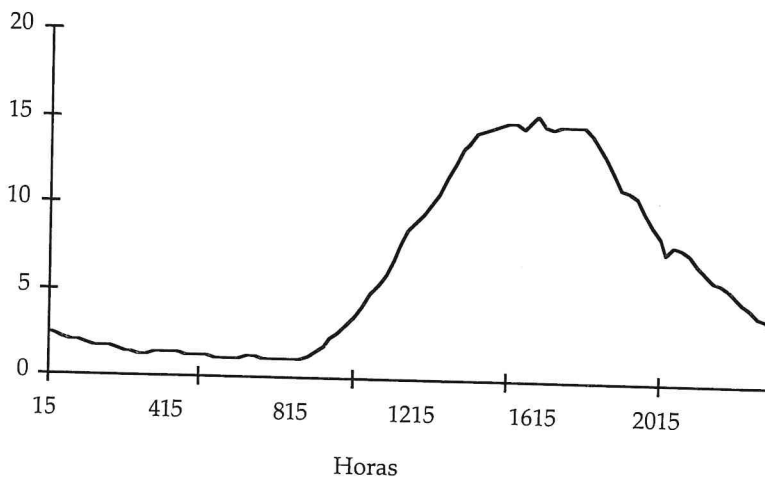


Gráfico 20 - Défice da pressão de vapor a 94/10/30 (horas)