

[4]

MODIFICATION DE LA FORMULE DE DALTON À PARTIR D'UNE NOUVELLE FORMULATION DU FLUX CHALEUR SENSIBLE EN CONDITIONS SURADIABATIQUES

Ch. RIOU et B. ITIER

Mission O.R.S.T.O.M. en Tunisie, Tunis (Tunisie)
Station de Bioclimatologie, C.N.R.A., 78000 Versailles (France)

(Reçu le 3 mars, 1982; accepté pour publication le 1 juillet, 1982)

ABSTRACT

Riou, Ch. et Itier, B., 1983. Modification de la formule de Dalton à partir d'une nouvelle formulation du flux de chaleur sensible en conditions suradiabatiques. (A modified version of Dalton's formula by a new formularization of the sensible heat flux under supra-adiabatic conditions.) *J. Hydrol.*, 63: 359–371.

Using a simplified formula previously derived by B. Itier and Ch. Riou for turbulent fluxes under unstable conditions, the authors give a modified version of Dalton's formula for evaporation or sensible heat flux. In the classical version of Dalton's formula the "bulk transfer coefficient" is written as $A + BU$ where A and B are regression coefficients. The authors show that A is a function of the ratio of the difference in temperature between the air and the surface to the wind velocity. Values of A found in the literature are discussed. The increase of its value when adjusting a Dalton formula to over barren soil instead of over water is presented here in terms of instability effects rather than roughness effects. The results obtained by means of the new modified Dalton's formula are compared to independently measured values of sensible heat flux deduced from the energy balance, using a net radiometer (R_n) and soil temperature profiles (G) on a dry sand in southern Tunisia.

RÉSUMÉ

Utilisant une nouvelle méthode de formulation des flux turbulents, les auteurs proposent une modification de la formule de Dalton qui tient compte de façon explicite de l'instabilité et qui est vérifiée expérimentalement par des résultats obtenus dans le Sud-Tunisien. La formule traditionnelle de Dalton est discutée à partir de cette nouvelle expression.

1. INTRODUCTION

Sous sa forme la plus fréquente, la formule de Dalton (1802) exprime l'évaporation d'une nappe d'eau libre à partir d'une fonction linéaire de la vitesse du vent et de l'écart de pression de vapeur d'eau entre l'air et la surface. Pour améliorer la précision de cette formule, certains expérimentateurs ont

cependant introduit empiriquement une correction tenant compte de l'écart de température entre l'air et la surface; citons à ce propos la formule proposée pour le lac Mead, Nevada-Arizona (Harbeck et al., 1958) et plus récemment celle de Vikulina (1973).

Dans cet article, nous nous proposons de montrer comment à partir de travaux récents portant sur une nouvelle formulation du flux de chaleur sensible (Itier, 1980; Riou, 1982), il est possible d'obtenir une expression de l'évaporation d'une nappe d'eau libre, prenant en compte l'instabilité de l'air. Dans cette nouvelle expression intervient explicitement l'écart de température entre l'air et la surface, mentionné plus haut, et généralement connu.

Cette expression devrait permettre d'obtenir l'évaporation des nappes d'eau libre avec une meilleure précision. La démonstration s'appuiera sur une formulation du type Dalton améliorée permettant d'évaluer le flux de chaleur sensible à partir de la vitesse du vent et des températures de l'air et de la surface.

2. ÉTABLISSEMENT DE LA FORMULE DE DALTON MODIFIÉE

2.1. Rappels théoriques

La théorie de Monin et Obukhov (1954) a posé les bases du calcul du flux de chaleur sensible, que l'on peut résumer ainsi (voir les Notations):

$$\frac{\partial T}{\partial z} = \frac{H}{\rho c_p k u_* z} \phi_M(z/L) \quad (1)$$

$$\frac{\partial U}{\partial z} = \frac{u_*}{kz} \phi_M(z/L) \quad (2)$$

En conditions suradiabatiques, Dyers et Hicks (1970) ont proposé comme expression de ϕ_M et ϕ_H , après un examen critique des différentes formules:

$$\phi_H = \phi_M^2 = (1 - 16z/L)^{-0.5} \quad (3)$$

Dans ces conditions, on déduit de l'expression du nombre de Richardson

$$Ri = (g/T) (\partial T/\partial z)/(\partial U/\partial z)^2$$

l'égalité:

$$Ri = z/L \quad (4)$$

La méthode de mesure du flux de chaleur utilise en général, les profils de vitesse du vent et de température et des méthodes de calcul itératif.

Itier (1980) a montré que l'on pourrait éviter ces méthodes en exprimant directement le flux de chaleur H à partir des écarts, ΔU et ΔT , entre deux

NOTATIONS

Symboles utilisés

C	coefficient représentant $\Delta T / \Delta T_s^a$
c_p	chaleur spécifique de l'air à pression constante
E	évaporation
e_s	pression de vapeur d'eau de la surface (pression saturante s'il s'agit d'une nappe d'eau)
e_a	pression de vapeur d'eau mesurée dans l'air
F, F'	fonctions
G	flux de chaleur dans le sol
g	accélération de la pesanteur
H	flux de chaleur sensible
I_m	symbole représentant l'intégrale de Paulson
K_1 à K_7	coefficients dépendant de z_1, z_2 ou z_0
L	longueur de Monin—Obukhov
Ri	nombre de Richardson
R	expression approximative du nombre de Richardson $(g/T)z^* \ln(z_2/z_1) \Delta T / (\Delta U)^2$
R_n	rayonnement net
T_a	température potentielle de l'air
T_s	température de la surface
T_z	température potentielle au niveau z
ΔT	écart de température potentielle entre les niveaux z_2 et z_1
ΔT_s^a	écart de température entre le niveau z_2 et la surface
u^*	vitesse de friction
U_z	vitesse du vent au niveau z
ΔU	écart de la vitesse du vent entre deux niveaux z_2 et z_1
z	coordonnée verticale
z^*	hauteur moyenne entre deux niveaux z_2 et $z_1, z^* = (z_1 z_2)^{0,5}$
z_0	paramètre de rugosité
γ	constante psychrométrique
ρ	masse spécifique de l'air

Les unités de mesure utilisées sont sauf indication celles du Système International.

niveaux dans l'air, la forme de la fonction $H(\Delta U, \Delta T)$, dépendant de la stabilité de l'air, près du sol.

Riou (1982) a montré analytiquement, que l'on pouvait exprimer H en conditions suradiabatiques par la forme simple:

$$H = K_1 \Delta U \Delta T (1 - 16 Ri)^{0,75} \quad (5)$$

Ri étant très voisin de:

$$R = (g/T) (z_1 z_2)^{0,5} \Delta T \ln(z_2/z_1) / (\Delta U)^2$$

on peut écrire

$$H \sim K_1 \Delta U \Delta T [1 - K_2 \Delta T / (\Delta U)^2]^{0,75} \quad (6)$$

K_1 et K_2 ne dépendent que des hauteurs de mesure (z_1 et z_2);

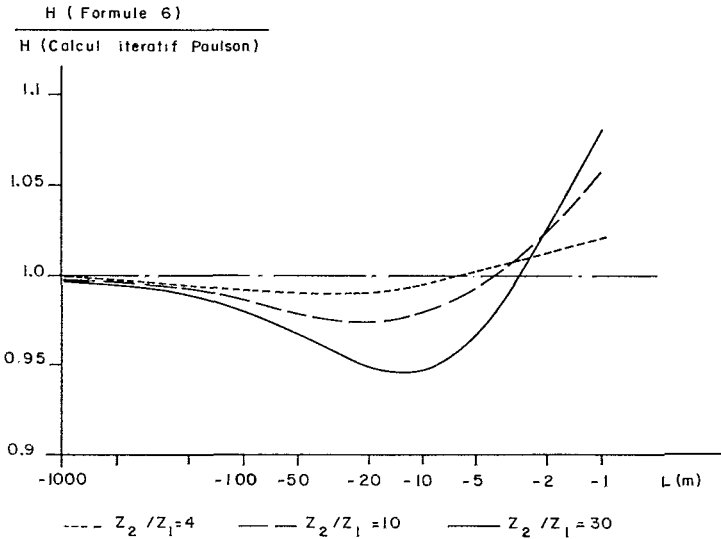


Fig. 1. Évolution en fonction de l'instabilité thermique des basses couches atmosphériques du rapport du flux de chaleur obtenu par la formule (6) à celui résultant du calcul itératif utilisant les fonctions de Paulson (1970).

Fig. 1. Dependence upon L (Monin—Obukhov length) of the ratio $H(6)/H$ (Paulson) where $H(6)$ is the sensible heat flux as given by formula (6) and H (Paulson) as obtained by the self-consistence technique, using Paulson (1970) universal functions.

$$K_1 = -\rho C_p k^2 / [\ln(z_2/z_1)]^2$$

$$K_2 = 16 (z_1 z_2)^{0.5} (g/T) \ln(z_2/z_1)$$

C'est cette dernière formulation que nous utiliserons ici. Sa précision est tout à fait acceptable, puisque, dans un domaine d'instabilité allant de la neutralité à $Ri = -1$, l'écart relatif avec le calcul complet du flux de chaleur à partir des intégrales de Paulson (1970) reste inférieur à 3%, pour $z_2/z_1 < 10$ (Fig. 1).

Notre but ici est d'exprimer les flux sous des formes encore plus simples:

$$E = F(U, T_a - T_s) * (e_a - e_s) \quad \text{et} \quad H = F'(U, T_a - T_s) * (T_a - T_s)$$

Pour cela il sera nécessaire de passer par les étapes suivantes:

(1) Montrer que la formule (6) reste encore acceptable pour des valeurs relativement élevées de z_2/z_1 .

(2) Proposer une expression simplifiée de cette formule où l'écart des vitesses de vent entre deux niveaux est remplacé par la vitesse du vent à un niveau de référence, sans que la précision devienne inacceptable.

(3) Exprimer dans cette expression l'écart ΔT entre deux niveaux dans l'air à partir de l'écart de température $T_a - T_s$ entre l'air et la surface. La relation $\Delta T = C(T_a - T_s)$ étant établie expérimentalement pour chaque type de surface.

2.2. Validité de la formule (6) pour des valeurs relativement élevées de z_2/z_1

La Fig. 1 a été obtenue, en calculant H par la formule (6), avec $z_2 = 2$ m, et z_1 étant successivement 0,5, 0,2 et 0,067 m, soit pour valeurs de z_2/z_1 de 4, 10 et 30; H est d'autre part calculé à partir des fonctions de Paulson permettant l'intégration des formules (1) et (2).

L'écart relatif entre $H(6)$ et $H(\text{Paulson})$ est indiqué pour des valeurs décroissantes de L , la longueur de Monin—Obukhov.

La Fig. 1 montre que même pour $z_2/z_1 = 30$, l'erreur relative ne dépasse 5%, que pour $-L < 2$ m, soit pour de fortes instabilités.

2.3. Expression ne comportant que la vitesse du vent à un seul niveau

De l'éq. 2, on tire:

$$\Delta U = (u_*/k) \int_{z_1}^{z_2} (\phi_M/z) dz$$

Nous noterons cette intégrale, calculée par Paulson,

$$I_m(z_2/L, z_1/L)$$

Comme nous avons également,

$$U_{z_2} = (u_*/k) I_m(z_2/L, z_0/L)$$

il apparaît:

$$\frac{\Delta U}{U_{z_2}} = \frac{I_m(z_2/L, z_1/L)}{I_m(z_2/L, z_0/L)} = \lambda$$

Le calcul de ce rapport a été fait pour les niveaux $z_2 = 2$ m, $z_1 = 0,07$ m, et pour trois valeurs de z_0 : 10^{-3} , $7 \cdot 10^{-3}$ et $2 \cdot 10^{-2}$ m; les résultats sont indiqués dans le Tableau I.

TABLEAU I

Calcul du rapport $\Delta U/U_{z_2} = \lambda$ pour trois valeurs de la paramètre de rugosité z_0

$-L$ (m)	$-z^*/L$	$\Delta U/U_{z_2} = \lambda$		
		$z_0 = 10^{-3}$ m	$z_0 = 7 \cdot 10^{-3}$ m	$z_0 = 2 \cdot 10^{-2}$ m
1	0,374	0,335	0,488	0,649
2	0,187	0,364	0,519	0,676
5	0,075	0,392	0,546	0,693
10	0,037	0,409	0,567	0,704
100	0,004	0,436	0,588	0,724
∞	0	0,441	0,593	0,728

Ce rapport λ introduit dans l'éq. 6 conduit à:

$$H = K_1 \Delta T \lambda U_2 [1 - K_2 \Delta T / (\lambda^2 U_2^2)]^{0,75}$$

L'effet de compensation entre les deux termes du produit nous conduit à comparer H calculé ainsi avec:

$$H' = K_1 \Delta T \lambda_0 U_2 [1 - K_2 \Delta T / (\lambda_0^2 U_2^2)]^{0,75} \quad (7)$$

λ_0 étant la valeur de $\Delta U / U_2$ quand $-L$ tend vers l'infini,

$$\lambda_0 = \ln(z_2/z_1) / \ln(z_2/z_0)$$

ce qui conduit à:

$$H' = K_3 \Delta T U_2 [1 - K_4 \Delta T / U_2^2]^{0,75} \quad (8)$$

avec

$$K_3 = -\rho c_p k^2 / [\ln(z_2/z_0) \ln(z_2/z_1)]$$

$$K_4 = 16(z_1 z_2)^{0,5} (g/T) \ln^2(z_2/z_0) / \ln(z_2/z_1)$$

Le rapport H'/H peut également s'écrire:

$$H'/H = \lambda_0 [1 - 16\text{Ri} (\lambda/\lambda_0)^2]^{0,75} / \lambda (1 - 16\text{Ri})^{0,75}$$

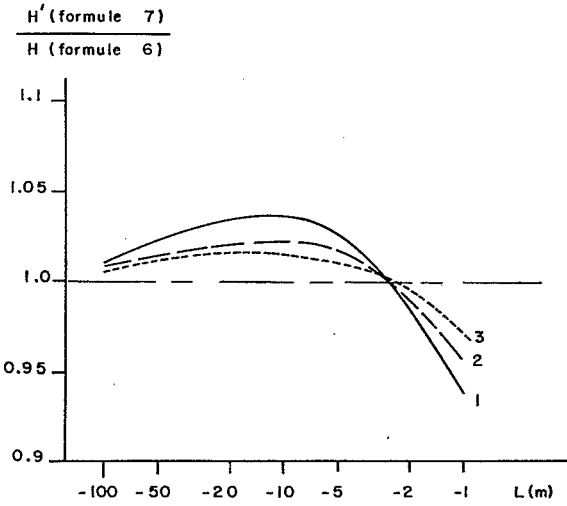
La Fig. 2 indique les valeurs de H'/H pour différentes valeurs de L .

L'écart relatif reste faible, même pour de fortes instabilités, d'autre part la comparaison des Figs. 1 et 2 nous montre que H'/H et H/H (Paulson) varient en sens inverse, et qu'ainsi le calcul du flux de chaleur par H' n'entraîne en fait qu'une faible erreur (< 5%).

C'est ce que montre la Fig. 3 où l'on a porté les rapports H/H (Paulson) et H'/H (Paulson) pour une même valeur de z_2/z_1 et pour deux valeurs de z_0 . Le rapport $z_2/z_1 = 30$ est voisin de celui qui sera utilisé pour le passage de ΔT à $(T_a - T_s)$ dans le cadre de l'expérience du Sud-Tunisien (cf. Paragraphe 2.4). La valeur $z_0 = 7 \cdot 10^{-3}$ correspond à la valeur moyenne obtenue pendant cette expérience. Quant à la valeur $z_0 = 10^{-3}$ elle se rapproche des valeurs que l'on obtiendrait sur des surfaces plus lisses telles que des nappes d'eau. On voit donc que dans les cas qui correspondent à ceux d'application de la loi de Dalton pour la mesure du flux d'évaporation, l'erreur relative résultant d'une formulation du type de celle de la formule (8) par rapport à une technique itérative, nécessitant la mesure simultanée des profils de vitesse du vent, de température et de pression partielle de vapeur d'eau, est inférieure à 2%.

2.4. Remplacement de ΔT par $T_a - T_s$

Dans le cadre d'un travail effectué dans le Sud-Tunisien, une comparaison systématique a été faite entre les écarts de température $T_s - T_{0,07}$ et $T_{0,07} -$

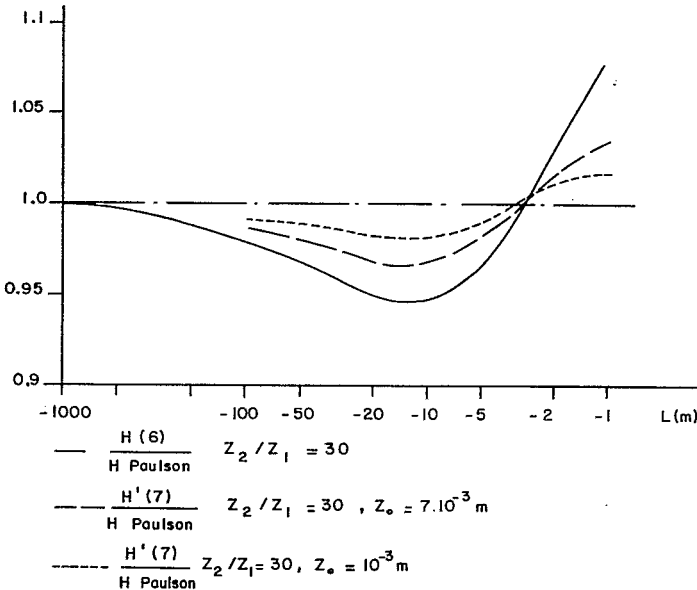


1, $Z_0 = 10^{-3}$, 2, $Z_0 = 7.10^{-3}$, 3, $Z_0 = 2.10^{-2}$

Fig. 2. Évolution en fonction de l'instabilité thermique des basses couches atmosphériques du rapport des flux obtenus par les formules (7) et (6).

Fig. 2. Dependence upon L of the ratio $H'(7)/H(6)$ where $H(6)$ and $H'(7)$ are obtained by formulas (6) and (7), respectively.

$$\frac{H(\text{Formule 6})}{H \text{ Paulson}} \text{ ou } \frac{H'(\text{Formule 7})}{H \text{ Paulson}}$$



— $\frac{H(6)}{H \text{ Paulson}}$ $Z_2 / Z_1 = 30$
 - - - $\frac{H'(7)}{H \text{ Paulson}}$ $Z_2 / Z_1 = 30, Z_0 = 7.10^{-3} \text{ m}$
 - · - $\frac{H'(7)}{H \text{ Paulson}}$ $Z_2 / Z_1 = 30, Z_0 = 10^{-3} \text{ m}$

Fig. 3. Évolution en fonction de l'instabilité thermique des basses couches atmosphériques du rapport $H(7)/H(\text{Paulson})$ pour la même valeur de z_2/z_1 .

Fig. 3. Comparison of $H'(7)/H(\text{Paulson})$ and $H(6)/H(\text{Paulson})$ for two values of z_0 (roughness length).

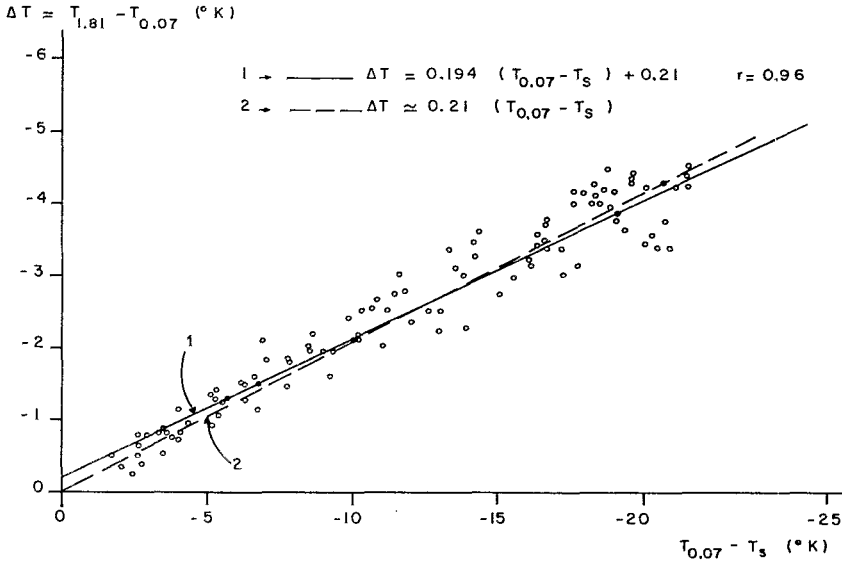


Fig. 4. Relation expérimentale obtenue sur sable dans le Sud-Tunisien (Lagouarde, 1979; Riou et Chartier, 1981), $\Delta T \approx C(T_a - T_s)$.

Fig. 4. Experimental relation $\Delta T \approx C(T_a - T_s)$ as obtained over sand in south Tunisia for a large interval of instability values (Lagouarde, 1979; Riou and Chartier, 1981).

$T_{1,81}$, au dessus d'un sol nu de paramètre de rugosité de $7 \cdot 10^{-3}$ (Lagouarde, 1979; Riou et Chartier, 1981); elle portait sur des valeurs moyennes établies sur une demi-heure, dans des conditions variées d'instabilité, allant du voisinage de la neutralité à des valeurs de $-L$ de l'ordre de 2 m (Fig. 4). On a:

$$T_{0,07} - T_{1,81} = 0,194 (T_s - T_{0,07}) + 0,21 \quad \text{avec} \quad r = 0,96$$

Cette relation peut être facilement transformée en:

$$\Delta T = T_{1,81} - T_{0,07} \approx 0,174 (T_{1,81} - T_s)$$

La généralisation de ce résultat expérimental conduit à poser:

$$\Delta T = C(T_a - T_s) \quad \text{ou} \quad \Delta T = C \Delta T_s^a$$

$$H = K_5 U_{z_2} \Delta T_s^a (1 - K_6 \Delta T_s^a / U_{z_2}^2)^{0,75} \tag{9}$$

avec

$$K_5 = CK_3 \quad \text{et} \quad K_6 = CK_4$$

Pour de faibles instabilités, le début du développement limité du terme entre parenthèses de la formule (8) conduit à:

$$H = (K_5 U_{z_2} - K_7 \Delta T_s^a / U_{z_2}) \Delta T_s^a \tag{10}$$

avec

$$K_7 = 3K_5 K_6 / 4 = 3K_3 K_4 C^2 / 4$$

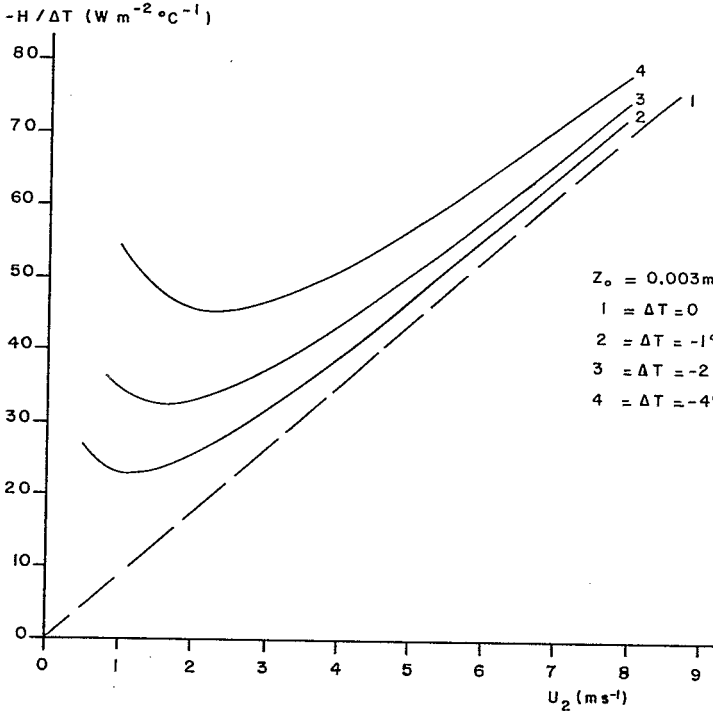


Fig. 5. Évolution du rapport $H/\Delta T$ en fonction de la vitesse du vent [cf. relation (7)] pour différentes valeurs de ΔT .

Fig. 5. Evolution of the ratio $H/\Delta T$ with wind velocity for different values of ΔT [cf. relation (7)].

La formule (10) est alors proche de celle de Dalton appliquée au flux de chaleur sensible, à ceci près que dans cette dernière $\Delta T_s^a/U_z$ est pris comme une valeur constante.

Les formules (7)–(9) nous indiquent que $H/\Delta T$ ou $H/\Delta T_s^a$ ne peut être exprimé par une fonction linéaire du vent, mais par une famille de fonctions différant par la valeur de ΔT (Fig. 5). Ceci est d'ailleurs aujourd'hui universellement admis puisqu'on trouve dans la littérature de nombreuses courbes d'évolution de la résistance aérodynamique $r_a = \Delta T_s/H$, en fonction de la vitesse du vent et du gradient de température dans l'air (cf. Soer, 1980).

3. VÉRIFICATION EXPÉRIMENTALE

La formule (9) a été appliquée aux résultats enregistrés dans le Sud-Tunisien avec:

$$z_2 = 1,81, \quad z_1 = 0,07, \quad z_0 = 0,007 \quad \text{et} \quad C = 0,174$$

ceci conduit à:

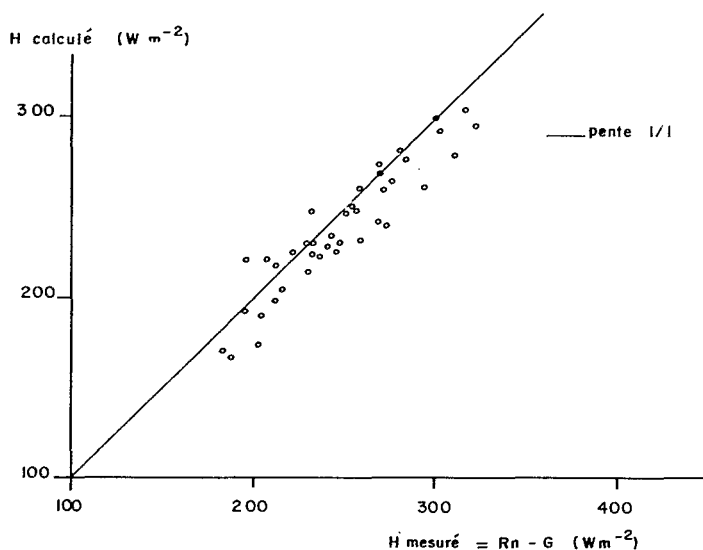


Fig. 6. Comparaison des valeurs de H , calculé à partir de la relation (9) avec celles mesurées dans le Sud-Tunisien, sur sable sec, au moyen d'un pyrromètre (R_n) et d'un profil thermique donnant G .

Fig. 6. Comparison of sensible heat flux H as obtained by means of relation (9) versus measured values on dry sand in south Tunisia by means of net radiometer and soil temperature profile leading to soil heat-flux calculation (no evaporation).

$$H = -1,82 U_2 \Delta T_s^a (1 - 0,33 \Delta T_s^a / U_2^2)$$

À côté de la valeur obtenue par la formule (9), une valeur du flux de chaleur sensible a été mesurée de façon totalement indépendante à partir du rayonnement net R_n et du flux de chaleur dans le sol G . L'évaporation pouvant être considérée comme nulle ou négligeable pendant les mesures, il était ainsi possible de comparer H calculé par (9) et $R_n - G$. La comparaison a porté sur des valeurs moyennes établies sur des périodes d'une demi-heure, avec des vitesses du vent variant de 1,6 à 8 m s⁻¹; les écarts $T_a - T_s$ variaient de -15° à -23° C.

La Fig. 6 montre que cette comparaison est tout à fait satisfaisante, compte-tenu de la difficulté d'avoir G avec précision, et de la possibilité d'une très faible évaporation, pouvant expliquer une légère sous-estimation de H ; le coefficient de corrélation est de 0.935.

4. DISCUSSION DE LA FORMULE DE DALTON

La formule de Dalton est donnée en général sous la forme:

$$E = (A + B \bar{U}_2) (\bar{e}_s - \bar{e}_a) \quad (11)$$

Les unités utilisées sont le plus souvent le mm jour⁻¹ pour E , le m s⁻¹

pour U_2 et le mbar pour la pression de vapeur; l'hypothèse de l'égalité des coefficients de diffusion de la chaleur et de la vapeur d'eau, a souvent conduit à adopter pour le flux de chaleur sensible, une formule analogue, où $\bar{e}_s - \bar{e}_a$ est remplacé par $\bar{T}_s - \bar{T}_a$.

Il faut noter que ces relations sont en général établies à partir de moyennes sur 24H, ce qui ne permet pas de les comparer directement aux formules (9) et (10).

L'analyse qui précède nous conduit à considérer que la formulation traditionnelle de Dalton ne peut être qu'une approximation statistique. On peut remarquer cependant que lorsque l'écart $T_a - T_s$ varie peu, il est possible d'ajuster les valeurs de $H/\Delta T_s^a$ (ou de $E/\Delta e_s$) à la vitesse du vent, par une régression linéaire, sans trop d'imprécision (voir Fig. 5); c'est par exemple, ce qu'a fait Lagouarde (1979) pour les résultats du Sud-Tunisien, où l'approximation:

$$H = -(5,26 + 1,41 \bar{U}_2) \Delta T_s^a$$

conduit à des résultats relativement bons ($r = 0,89$).

Avec les unités de la formule (11), cette équation deviendrait:

$$E = (0,28 + 0,075 \bar{U}_2) (\bar{e}_s - \bar{e}_a)$$

On peut la comparer à d'autres formules de Dalton, notamment celle du service hydrologique d'U.R.S.S. (Shnitnikov, 1974) pour les nappes d'eau libre, dont les coefficients A et B sont proches des valeurs généralement adoptées:

$$E = (0,14 + 0,10 \bar{U}_2) (\bar{e}_s - \bar{e}_a)$$

Ces deux expressions correspondent sur la Fig. 5 à des écarts ΔT nettement différents et soulignent le caractère statistique de la formule traditionnelle de Dalton, où le coefficient A peut être très variable suivant l'écart moyen $\bar{T}_a - \bar{T}_s$; se trouvent ainsi justifiées des démarches empiriques déjà citées, comme celle de Harbeck et al. (1958) pour le lac Mead, ou de Vikulina (1973) pour des grands lacs, qui proposent respectivement:

$$E = \alpha U_2 (e_s - e_a) (1 - \beta \Delta T_s^a)$$

et

$$E = 0,14 (e_s - e_a) (k_0 + \bar{U}_2)$$

où k_0 dépend de $\bar{T}_a - \bar{T}_s$.

La formule de Dalton peut donner également des valeurs satisfaisantes, quand l'instabilité est faible, A tendant alors vers 0. C'est bien ce que remarque Sellers (1969), qui note que si A est très variable (nous avons noté des valeurs allant de 0 à 0,33), il diminue quand la surface d'eau augmente et peut s'annuler [Harbeck (1966) pour le lac Hefner, etc.]; le coefficient B est

alors voisin de 0,10 avec les unités habituelles de la formule, ce qui correspond pour la formule (9) à une rugosité de $4 \cdot 10^{-3}$ pour un rapport $C = 0,20$.

Pour des surfaces comme un sol nu ou une végétation rase, ou l'instabilité peut devenir importante, la formule de Dalton devient très discutable, et l'on peut s'attendre à des valeurs de A dispersées, et en moyenne, relativement élevées; c'est encore ce qu'indique Sellers qui note que A a tendance à augmenter pour les surfaces rugueuses; en ce qui nous concerne, nous attribuerions cette augmentation apparente de A , *non pas à la rugosité, mais à l'instabilité*. Pour de telles surfaces, une formule comme la formule (9) apparaît plus satisfaisante. Pour les petits réservoirs d'eau enfin, le problème est plus complexe, car il devient tridimensionnel, et les caractéristiques de la surface environnante (rugosité et instabilité) interviennent dans l'évaporation; la formule de Dalton n'est plus alors qu'une approximation statistique actuellement sans grande signification.

5. CONCLUSION

Partant de la formulation du flux de chaleur établie à partir des écarts de température et de vitesse du vent à deux niveaux (Itier, 1980; Riou, 1982), nous avons introduit successivement la vitesse du vent à un niveau de référence, puis l'écart de température entre la surface et le même niveau de référence; dérivant directement de la formule initiale, une expression reprenant les paramètres de la formule de Dalton a pu ainsi être proposée.

La formule de Dalton apparaît alors présenter un caractère approximatif, résultant d'une réalité statistique beaucoup plus que d'une analyse physique qui montre l'importance de l'instabilité sur la liaison entre le flux de chaleur (ou de vapeur d'eau), l'écart thermique (ou de pression de vapeur d'eau) entre la surface et l'atmosphère, et la vitesse du vent.

La connaissance du rapport $C = \Delta T / (T_a - T_s)$ pour chaque type de surface, permettrait en fait de généraliser facilement la formule de Dalton, par "une fonction du vent" de la forme:

$$KU_z [1 - K'(\Delta T_s^a / U^2)]^{3/4}$$

où K et K' correspondent au K_5 et K_6 définis précédemment.

Vérifiée directement dans le cadre d'une expérimentation effectuée dans le Sud-Tunisien, cette formule permet de prévoir (dans l'hypothèse $C =$ constante pour une surface donnée) un certain nombre de résultats en accord avec l'expérimentation: en particulier l'augmentation apparente de A dans du ajustement statistique linéaire du type $H = (A + BU)\Delta T_s^a$ quand l'instabilité augmente et corrélativement la variation de A quand les conditions de stabilité varient, ce qui se traduit par la diversité des coefficients de Dalton, proposée dans la littérature.

BIBLIOGRAPHIE

- Dalton, J., 1802. *Experimental essays on the constitution of mixed gases*. Manchester Lit. Philos. Soc. Mem. Proc., 5: 556-602.
- Dyers, A.J. et Hicks, B.B., 1970. Flux gradient relationships in the constant flux layer. *Q.J.R. Meteorol. Soc.*, 93: 715-721.
- Harbeck, G.E., 1966. Annual variability in lake evaporation. *Hydrology of Lakes. Int. Assoc. Hydrogeol. Sci. (I.A.H.S.), Publ.*, 70: 294-303.
- Harbeck, Jr., G.E., Kohler, M.A. et Koberg, G.E., 1958. Water loss investigations Lake Mead studies. *U.S. Geol. Surv., Prof. Pap.* 298.
- Itier, B., 1980. Une méthode simplifiée pour la mesure du flux de chaleur sensible. *J. Rech. Atmos.*, 14(1): 17-34.
- Lagouarde, J.P., 1979. Mesure de la température de surface du sol en conditions naturelles et son application en micrométéorologie. Thèse de Doc. Ing., Université de Grenoble, Grenoble, pp. 33-41; 63-72; et 99-108.
- Monin, A.S. et Obukhov, A.M., 1954. The basic laws of turbulent mixing in the surface layer of the atmosphere. *Trans. Geophys. Inst., Acad. Sci. U.S.S.R.*, 24: 24-151; et 163-187.
- Paulson, C.A., 1970. The mathematical representation of wind speed and temperature profiles in the unstable atmospheric surface layer. *J. Appl. Meteorol.*, 9: 857-861.
- Riou, Ch., 1982. Une expression analytique du flux de chaleur sensible en conditions suradiabatiques à partir de mesures du vent et de la température à deux niveaux. *J. Rech. Atmosph.*, 16(1): 15-22.
- Riou, Ch. et Chartier, R., 1981. Une nouvelle méthode de détermination du flux de chaleur convective à partir de mesures de température et de vitesse du vent à deux niveaux - son application à la mesure de l'évaporation et sa mise en oeuvre en Tunisie. *Cah. Off. Rech. Sci. Tech. Outre-Mer (O.R.S.T.O.M.), Ser. Hydrol.*, 18(1): 3-14.
- Sellers, W.D., 1969. *Physical Climatology*. University of Chicago Press, Chicago, Ill., pp. 156-161.
- Shnitnikov, A.V., 1974. Current methods of the study of evaporation from water surfaces and evapotranspiration. *Hydrol. Sci. Bull.*, 19(1): 85-97.
- Soer, G.J.R., 1980. Estimation of regional evapotranspiration and soil moisture conditions using remotely sensed crop surface temperatures. *Remote Sensing Environ.*, 9: 27-45.
- Vikulina, Z.A., 1973. Evaluation of the Penman method for the computation of evaporation from water bodies using observed data. *Hydrology of Lakes, Int. Assoc. Hydrogeol. Sci. (I.A.H.S.), Publ.*, 109:263-268.