

CARACTERISATION DE L'EVAPORATION PROFONDE

MOHAMED SALAH SIFAOUT† et ALAIN PERRIER‡

(Reçu le 20 Août 1977)

Résumé—L'évaporation de l'eau à partir d'un corps poreux homogène dont l'interface avec l'air est soumise à des échanges radiatifs et convectifs, est analysée à partir des équations du bilan d'énergie et des équations classiques de transfert. Deux niveaux sont considérés, la surface du corps, ou interface corps-air, et le front d'évaporation profonde. Dans cette première analyse, la zone comprise entre ces deux niveaux est le siège d'un flux conductif de chaleur et d'un flux de vapeur, à l'exclusion de tout flux liquide supposé négligeable devant le flux de vapeur. Il est alors possible d'exprimer la densité de flux de chaleur latente et les grandeurs d'équilibre caractérisant le niveau d'évaporation et la surface du corps, comme par exemple la température et la pression de vapeur; ces expressions sont fonction des caractéristiques de l'écoulement de l'air, du bilan radiatif, de divers coefficients et principalement de deux nombres sans dimension dont l'un a été utilisé dans l'étude de phénomènes de transport de chaleur par Luikov [1]: ce sont les nombres de Brun se référant l'un au transfert de chaleur, l'autre au transfert de masse.

NOTATIONS

A , un coefficient égal à $\phi(P'/\gamma)$;
 a , diffusivité thermique dans l'air [$m^2 s^{-1}$];
 a^* , diffusivité thermique de la couche superficielle d'épaisseur ξ [$m^2 s^{-1}$];
 Br , nombre de Brun relatif au transport de chaleur, $Br = \alpha R_t^*$;
 Br_m , nombre de Brun relatif au transport de masse, $Br_m = \beta R_m^*$;
 C , coefficient de forme;
 C_q , coefficient de transfert thermique;
 C_m , coefficient de transfert massique;
 c_p , chaleur spécifique à pression constante de l'air [$J^\circ C^{-1} kg^{-1}$];
 c_p^* , chaleur spécifique du corps poreux [$J^\circ C^{-1} kg^{-1}$];
 D , diffusivité de la vapeur d'eau dans l'air [$m^2 s^{-1}$];
 D^* , diffusivité de la vapeur d'eau à travers la couche superficielle d'épaisseur ξ ;
 E , densité de flux de masse d'eau évaporée ou évaporation [$kg m^{-2} s^{-1}$];
 L , chaleur latente de vaporisation de l'eau [$J kg^{-1}$];
 Le , nombre de Lewis, $Le = a/D$;
 M , masse molaire de la vapeur d'eau [mole];
 Nu , nombre de Nusselt local relatif au transport de chaleur;
 Nu_m , nombre de Nusselt local relatif au transport de masse;
 Pr , nombre de Prandtl, $Pr = \nu/a = \mu c_p/\lambda$;
 $P(T)$, pression de vapeur saturante à la température T [Pa];
 P' , dérivée de la pression de vapeur par rapport à la température [$Pa^\circ C^{-1}$];
 p , pression partielle de vapeur d'eau [Pa];

R , constante des gaz parfaits, $R:8314 sr$;
 Re , nombre de Reynolds local, $Re = U_\infty \phi x/\nu$;
 R_m^* , résistance à la diffusion de vapeur d'eau imposée par le milieu poreux [$s m^{-1}$];
 R_t^* , résistance thermique due à la couche superficielle du milieu poreux [$s m^2 J^{-1}^\circ C$];
 S , degré de saturation ou rapport de l'humidité pondérale à l'humidité pondérale saturante;
 Sc , nombre de Schmidt, $Sc = \nu/D$;
 T , température [$^\circ C$];
 Tr , température du point de rosée [$^\circ C$];
 U , vitesse de l'air [$m s^{-1}$];
 x , abscisse [m].

Symboles grecs

α , coefficient global de transfert de chaleur entre l'air libre et la surface du corps poreux. $\rho \cdot c_p \cdot C_q \cdot U_\infty$. [$W m^{-2}^\circ C^{-1}$];
 β , coefficient global de transfert de masse entre l'air libre et la surface du corps poreux, $C_q \cdot U_\infty$. [$m s^{-1}$];
 Γ , concentration massique en vapeur d'eau [$kg m^{-3}$];
 γ , constante psychrométrique, $\gamma = \alpha R T / \beta L M$ [$Pa^\circ C^{-1}$];
 γ_0 , paramètre équivalent à la constante psychrométrique ($\gamma + \gamma_r$);
 γ_r , paramètre de type radiatif équivalent à la constante psychrométrique;
 ε , émissivité de la surface;
 λ , conductivité thermique de l'air [$J^\circ C^{-1} m^{-1} s^{-1}$];
 λ^* , conductivité thermique du corps [$J^\circ C^{-1} m^{-1} s^{-1}$];
 ν , viscosité cinématique de l'air, $\nu = \mu/\rho$ [$m^2 s^{-1}$];
 ξ , profondeur du front d'évaporation à partir de la surface [m];

† Maître-assistant à l'Institut de Recherches Scientifiques et Techniques, Campus Universitaire, Le Belvédère, Tunis, Tunisie.

‡ Maître de Recherche. Station de Bioclimatologie INRA, Etoile de Choisy, 78000 Versailles, France.

- ρ , masse volumique de l'air [kg m^{-3}];
 ρ^* , masse volumique du corps poreux [kg m^{-3}];
 Φ_c , densité de flux de chaleur sensible (transfert convectif) [W m^{-2}];
 Φ_i , densité de flux de chaleur échangé par conduction dans la couche sous-jacente au niveau évaporant [W m^{-2}];
 Φ_L , densité de flux de chaleur latente (L.E.);
 Φ_0 , densité de flux de chaleur quittant la surface (transfert conductif) [W m^{-2}];
 Φ'_0 , densité de flux de chaleur arrivant au front d'évaporation (transfert conductif) [W m^{-2}];
 Φ_R , densité de flux radiatif à la surface (bilan radiatif de toutes les longueurs d'ondes) [W m^{-2}];
 ϕ , coefficient de rétention, $\phi = P(Tr)/P(T)$;
 ψ , potentiel hydrique au sein du corps poreux (fonction de S) [J kg^{-1}].

1. PRESENTATION

Nous considérons l'évaporation profonde qui se produit au sein d'un corps poreux homogène dont la section droite supérieure est soumise d'une part à un rayonnement et d'autre part à un écoulement d'air plus sec que l'interface corps-air. La couche superficielle sèche qui se forme entre la surface supérieure du corps et le niveau évaporant, appelé front d'évaporation, constitue un frein important aux échanges. Cette zone réduit la pénétration de la chaleur vers la profondeur et, en même temps, gêne la diffusion de vapeur vers l'interface corps-air. Nous désignons par R_t^* et R_m^* respectivement la résistance thermique et la résistance massique imposées par cette couche superficielle d'épaisseur ξ . Nous désignerons ces grandeurs par les relations suivantes:

$$R_t^* = \xi/\lambda^* \quad R_m^* = \xi/D^*$$

Nous noterons que la définition de ces deux résistances ne conduit pas aux mêmes dimensions (R_t^* en $\text{W}^{-1} \text{m}^2 \text{ } ^\circ\text{C}$ et R_m^* en sm^{-1}) car l'habitude fait utiliser la conductivité λ pour les transferts de chaleur au lieu de la diffusivité thermique a . L'utilisation de la diffusivité thermique dans la définition de R_t^* aurait conduit à des grandeurs R_t^* et R_m^* de même dimension (sm^{-1}).

Le front d'évaporation n'est généralement pas saturé en eau et le degré de saturation "S" y est inférieur à l'unité; ainsi à la profondeur ξ la pression partielle de vapeur p_ξ est inférieure à la pression de vapeur saturante $P(T_\xi)$ à la température du front T_ξ . Nous introduirons un coefficient de rétention de l'eau à ce niveau soit:

$$\phi = \frac{p_\xi}{P(T_\xi)} = \frac{P(Tr_\xi)}{P(T_\xi)}$$

Tr_ξ étant la température de rosée de l'air au niveau du front.

Ainsi, dans le cas d'une évaporation profonde, la densité de flux d'eau évaporée se trouve réduite par

deux effets de natures différentes mais qui se superposent: l'effet d'une résistance à la diffusion constituée par la zone sèche d'épaisseur ξ ; l'effet du phénomène de rétention au niveau évaporant, ϕ .†

2. RELATIONS DE BASE

Pendant le régime stationnaire de l'évaporation, un état d'équilibre s'établit entre les divers flux énergétiques qui régissent le phénomène. Cet état conduit, comme Perrier l'a étudié [3], à des bilans énergétiques qui seront exprimés (Fig. 1) pour la surface du corps (interface corps-air) et pour le front d'évaporation (niveau ξ). On considérera que tout flux est positif ou négatif suivant qu'il se dirige vers la surface ou la quitte [4].

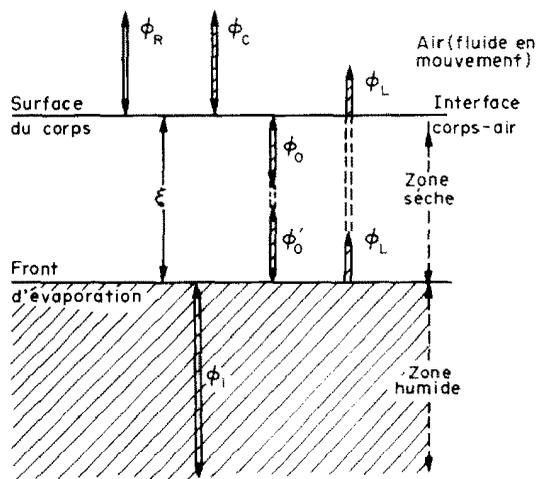


FIG. 1. Schéma de répartition des flux dans le cas d'une évaporation profonde.

2.1. Bilan au niveau de la surface

Le bilan d'énergie s'écrit simplement:

$$\Phi_R + \Phi_c + \Phi_0 = 0 \quad (1)$$

Φ_R est la densité de flux radiatif au niveau de la surface ou le bilan radiatif de la surface (rayonnement net).

Φ_c est la densité de flux de chaleur sensible ou énergie thermique convective transférée entre la surface du corps et l'air; elle dépend des caractéristiques de l'air, d'un coefficient de transfert de chaleur C_a [5] et de l'écart de température entre l'air libre T_∞ et la surface T_0 :

$$\Phi_c = C_a \cdot \rho \cdot c_p \cdot U_\infty \cdot (T_\infty - T_0) \quad (2)$$

Φ_0 est la densité de flux d'énergie thermique qui pénètre par conduction dans la couche superficielle

† Rappelons que cette rétention est déterminée par les propriétés du milieu poreux considéré qui définissent le lien entre le potentiel hydrique ψ et le degré de saturation S ; en effet le potentiel $\psi(S)$ est relié au coefficient de rétention par la loi classique [2]

$$\psi = \frac{RT}{M} \ln \phi, \quad \text{ou} \quad \phi = \exp \left[\frac{M\Psi(S)}{RT} \right]$$

d'épaisseur ξ ; elle s'écrit en fonction de la résistance thermique R_t^* , de la température de surface T_0 et de la température du front d'évaporation T_z :

$$\Phi_0 = \frac{\lambda}{\xi} [T_z - T_0] = (T_z - T_0)/R_t^*. \quad (3)$$

2.2. Bilan au niveau du front d'évaporation (profondeur ξ)

Le bilan d'énergie s'écrit tout aussi simplement:

$$\Phi_i + \Phi'_0 + \Phi_L = 0$$

Φ'_0 est la densité de flux conductif reçu au niveau du front d'évaporation ($\Phi'_0 = -\Phi_0$ en régime stationnaire),

Φ_i est la densité de flux conductif (valeur algébrique suivant la convention de signe précisée ci-dessus) qui est cédée ou gagnée par la couche sous-jacente au front d'évaporation. Quand Φ_i est nul on dit que l'évaporation se produit de façon adiabatique [6].

Φ_L est la densité de flux de chaleur latente et correspond à un flux de masse d'eau ou évaporation E ($\Phi_L = -LE$). En passant des concentrations Γ aux pressions partielles de vapeur d'eau ou encore aux pressions de vapeur saturante correspondantes,

$$\Gamma = \frac{M}{RT} \cdot p = \frac{M}{RT} \cdot P(T_r),$$

cette densité de flux s'exprimera de deux façons différentes:

(a) Entre le front d'évaporation et la surface, par hypothèse de non diffusion liquide, la continuité du flux de masse vapeur permet d'écrire cette densité de flux de chaleur latente en fonction de la résistance massique à la diffusion de vapeur d'eau dans le corps poreux R_m^* :

$$\Phi_L = \frac{LM}{RT} \frac{P(T_r_0) - P(T_r)}{R_m^*}. \quad (4)$$

(b) Entre la surface et l'air, l'expression de cette densité de flux de chaleur latente est liée aux échanges convectifs et s'exprimera comme la densité de flux de chaleur sensible en fonction du coefficient de transfert C_m pour la masse et du gradient de pression de vapeur entre la surface et l'air libre soit:

$$\Phi_L = C_m \frac{LM}{RT} U_\infty [P(T_r_\infty) - P(T_r_0)]. \quad (5)$$

La superposition d'un flux liquide à un flux vapeur et d'un équilibre différent à chaque niveau, nécessite de travailler par intégration numérique des équations différentielles de diffusion liquide et de diffusion vapeur, avec la difficulté pratique de définir à chaque niveau les valeurs de diffusivités vapeur et liquide en fonction des bilans de masse [7, 8]. Cette étude plus schématique, quoique très proche des phénomènes naturels de formation de mulch à la surface des sols [3], permet d'obtenir des relations très simples que l'expérience permet de retrouver.

3. EXPRESSION GENERALE DU FLUX ET DE LA TEMPERATURE DE SURFACE

Avant de combiner ces cinq relations pour rechercher la valeur du flux et des tensions de surface, rappelons quelques expressions qui permettront de simplifier les résultats:

(a) Le rapport des constantes intervenant dans les expressions des densités de flux de chaleur sensible (equation 2) et de chaleur latente (equation 5) est classiquement appelé constante psychrométrique γ :

$$\gamma = \rho c_p RT / LM. \quad (6)$$

(b) Les transferts de chaleur sensible et de chaleur latente se caractérisent par les nombres locaux de Nusselt de chaleur et de masse [5, 9]

$$Nu = \frac{\alpha x}{\lambda} = C_q \frac{\rho c_p U_\infty x}{L} = C_q Re Pr$$

$$Nu_m = \frac{\beta x}{D} = C_m \frac{U_\infty x}{D} = C_m Re Sc.$$

Compte tenu des expressions classiques des échanges au-dessus d'une surface plane:

$$Nu = CR e^m Pr^n$$

$$Nu_m = CR e^m Sc^n$$

on pourra déduire que le rapport des nombres de Nusselt ou des coefficients de transfert s'écrit:†

$$\frac{C_q}{C_m} = \left(\frac{a}{D}\right)^{1-n} = Le^{1-n} \quad (7)$$

(pour l'air $Le \sim 0,83$, soit un rapport $C_q/C_m \sim 0,88$).

(c) Enfin, les rapport des résistances aux transferts thermiques ou massiques de la couche sèche d'épaisseur ξ (R_t^* et R_m^*) à celles de la couche limite ($1/\alpha$ et $1/\beta$) font apparaître les nombres sans dimension qui seront utiles dans la suite de notre analyse [1, 10]:

le nombre de Brun local relatif au transfert de chaleur,

$$Br = \alpha R_t^* = \left(\frac{\lambda}{\lambda^*}\right) \left(\frac{\xi}{x}\right) Nu; \quad (8)$$

le nombre de Brun local relatif au transfert de masse,

$$Br_m = \beta R_m^* = \left(\frac{D}{D^*}\right) \left(\frac{\xi}{x}\right) Nu_m. \quad (9)$$

3.1. Expression de la température de surface

Compte tenu des expressions précédentes (6)–(9), la combinaison des cinq relations (1)–(5) exprimant et reliant entre elles les densités de flux d'énergie conduit à exprimer, comme Perrier l'a montré dans le cas d'une évaporation proche de la surface [11], la valeur de la température de surface du corps en fonction:

(a) Des conditions limites du système qui sont:—à la borne supérieure, les caractéristiques du fluide (T_∞ , Tr_∞) et la valeur du bilan radiatif Φ_R qui intègre en plus de la densité de flux radiatif incident, les densités de flux réfléchies ou encore réémises par la surface. Selon Perrier [11], il est possible de remplacer Φ_R par un terme Φ'_R fonction des densités de flux

† Les coefficients m et n sont voisins de 0,5 pour une couche limite laminaire et souvent voisins respectivement de 0,8 et 0,33 dans le cas d'une couche limite turbulente.

incidentes et des caractéristiques de surface du corps (réflexion, émissivité), c'est-à-dire un terme strictement indépendant du bilan d'énergie de la surface en posant :

$$\Phi_R = \Phi'_R - 4\epsilon\sigma T^3(T_0 - T_\infty)$$

ce qui conduit à remplacer γ par une nouvelle grandeur γ_0 , telle que :

$$\gamma_0 = \gamma + \gamma_r, \text{ avec } \gamma_r = \left(\frac{4\epsilon\sigma T^3}{\alpha} \right) \gamma;$$

—à la borne inférieure, soit à la profondeur ξ , la densité de flux d'énergie Φ_i perdue ou gagnée par conduction avec le système sous-jacent, soit la profondeur du corps.

(b) Des nombres sans dimensions: que sont Br , Br_m le rapport P'/γ et le coefficient de rétention ϕ {avec $P' = [P(T_\infty) - P(T_0)] / (T_\infty - T_0)$ }.

(c) Du coefficient global de transfert α : qui résulte des transferts entre la surface et l'air libre. Ce calcul reprend l'analyse de Sifaoui [12] et introduit en outre une densité de flux radiatif; l'expression de la température de surface devient:†

$$T_0 = T_\infty + \frac{\frac{Br}{1+Br} \phi(P'/\gamma)\Phi_R + \frac{1+Br_m}{1+Br} (\Phi_R + \Phi_i) - \frac{\alpha}{1+Br} \frac{\phi P(T_\infty) - P(Tr_\infty)}{\gamma}}{\phi(P'/\gamma) + \frac{1+Br_m}{1+Br}} \quad (10)$$

Il est alors possible de calculer la température T_ξ du front de profondeur ξ et naturellement les tensions de vapeur au niveau de la surface du corps $P(Tr_0)$ et au niveau du front $P(Tr_\xi)$ (cf. Annexe 1).

3.2. Expression de la densité de flux de chaleur latente

D'après les expressions de $P(Tr_0)$ et $P(Tr_\xi)$ (Annexe 1) et de la relation (5) on pourra écrire, de façon analogue à l'expression de la température, (mêmes grandeurs), l'expression de la densité de flux de chaleur latente :

$$\Phi_{L_i} = - \frac{\frac{\phi(P'/\gamma)}{1+Br} \Phi_R + \phi(P'/\gamma)\Phi_i + \frac{\alpha}{1+Br} \frac{\phi P(T_\infty) - P(Tr_\infty)}{\gamma}}{\phi(P'/\gamma) + \frac{1+Br_m}{1+Br}} \quad (11)$$

3.3. Discussion

On constate que cette expression comme celle donnant la température de surface fait bien toujours intervenir les caractéristiques de transfert du corps poreux (R_i^* et R_m^*), couplées avec les transferts correspondant dans la couche limite, d'où l'importance des nombres de Brun (Br et Br_m) qui représentent ce couplage.

Notons aussi, que, si nous introduisons, d'une part, le terme de densité de flux de chaleur latente Φ_{L_∞} défini à partir des caractéristiques du fluide (T_∞ , Tr_∞ , U_∞), de celle de la surface (C_m ou $\beta = C_m U_\infty$) et du coefficient de rétention ϕ :

$$\Phi_{L_\infty} = - \frac{\alpha[\phi P(T_\infty) - P(Tr_\infty)]}{\gamma} = - \frac{LM}{RT} \beta[\phi P(T_\infty) - P(Tr_\infty)] \quad (12)$$

et, d'autre part, un coefficient A égal à $\phi(P'/\gamma)$ on aura :

$$T_0 - T_\infty = \frac{\frac{1+Br_m}{1+Br} (\Phi_R + \Phi_i) + \frac{Br}{1+Br} A\Phi_R + \frac{1}{1+Br} \Phi_{L_\infty}}{A + \frac{1+Br_m}{1+Br}} \quad (10 \text{ bis})$$

$$\Phi_{L_i} = - \frac{\frac{A\Phi_R - \Phi_{L_\infty}}{1+Br} + A\Phi_i}{A + \frac{1+Br_m}{1+Br}} \quad (11 \text{ bis})$$

† En toute rigueur le nombre Br dans cette expression devrait être corrigé par le rapport P'/P'_0 avec $P'_0 = [P(T_0) - P(T_i)] / (T_0 - T_i)$, rapport voisin de 1.

à la surface et non à la profondeur ζ , comme Φ_i , sont corrigées par le terme $(1 + Br)$ puisque ces énergies doivent traverser par conduction la couche d'épaisseur ζ . Elle est comme la température, largement influencée par le rapport $(1 + Br_m)/(1 + Br)$. Plus ce rapport est grand, plus la densité de flux de chaleur latente sera grande (valeur algébrique) et par conséquent l'évaporation E petite. Ainsi, plus le nombre Br_m est élevé—forte résistance à la diffusion vapeur au sein du corps poreux dans la zone sèche—plus l'évaporation sera faible; de même, plus la résistance au flux conductif de chaleur dans cette zone sèche est forte (Br élevé), plus cette valeur sera faible.

$-T_\infty$) et Φ_L . En fait ces évolutions ont été exprimées de façon adimensionnée en considérant une valeur de référence ΔT_0 pour la température et $\Phi_{l,0}$ pour la densité de flux, valeurs indépendantes des caractéristiques du corps poreux (Φ , Br et Br_m). Ces valeurs s'obtiennent (équations 10 bis et 11 bis) dans le cas extrême de la saturation à la surface: $\zeta = 0$ et $\phi = 1$. Soulignons alors que ΔT_0 représente la valeur minimale de $(T_0 - T_\infty)$, valeur le plus souvent négative (surtout si Φ_R est faible) et que $\Phi_{l,0}$ est aussi la valeur minimale de Φ_L qui correspond à l'évaporation E_0 maximum, souvent appelé potentielle ($\Phi_{l,0} = -L E_0$). Enfin, indiquons que, dans le cas où les grandeurs au

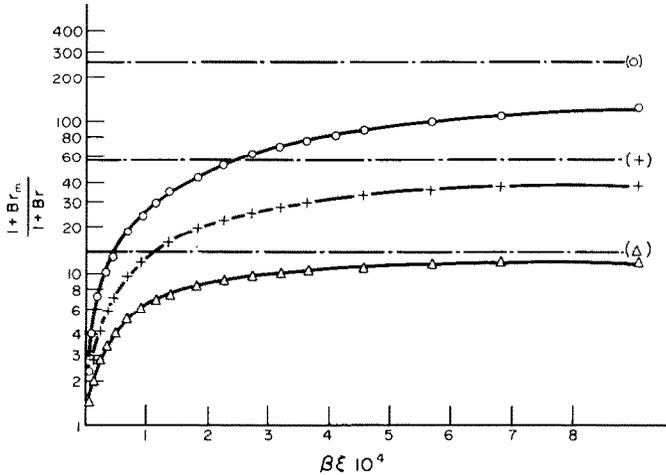


FIG. 2. Evolution du rapport $(1 + Br_m)/(1 + Br)$ en fonction de l'épaisseur ζ et du coefficient d'échange β pour trois sables différents [\circ , $\lambda^* = 1,1$, $D^* = 3,58 \times 10^{-6}$; $+$, le sable étudié $\lambda^* = 0,45$ et $D^* = 6,6 \times 10^{-6}$; Δ , $\lambda^* = 0,18$ et $D^* = 10,7 \times 10^{-6}$].

La Fig. 2 illustre dans le cas de trois types de sable l'évolution du rapport $(1 + Br_m)/(1 + Br)$ en fonction de l'épaisseur de la zone sèche et du coefficient global de transfert convectif β de la surface.

Ce rapport prend des valeurs d'autant plus élevées que l'asymptote horizontale vers laquelle il tend pour les fortes valeurs de $\beta \zeta$ est plus grand

$$\left(\text{rapport } \frac{Br_m}{Br} = \frac{\rho c_p}{(\rho c_p)^*} Le^* = \frac{\lambda^*}{\rho c_p D^*} \right).$$

Les rapports Br_m/Br étant généralement élevés pour les corps poreux (140, 56 et 14 dans les exemples choisis) et souvent encore plus élevés dans le cas de corps plus compacts [13], ceci conduit à faire jouer un rôle dominant aux termes fonction de Br_m , par rapport à ceux fonction de Br .

Cette constatation explique pourquoi les évolutions des températures $T_0 - T_\infty$ (équation 10 ou 10 bis) et des densités de flux de chaleur latente Φ_L (équation 11 et 11 bis) ont été portées en fonction du nombre Br_m (Figs. 3a et b). Ces graphiques confirment, pour des conditions limites données et dans le cas d'une valeur quelconque de Br_m , le faible rôle de la conductivité du corps poreux (λ^* variant cependant de 0,18 à 1,1 dans les exemples choisis). Par contre une variation importante de la valeur de ϕ (1 à 0,5) contribue à modifier de façon très sensible les évolutions des grandeurs (T_0

niveau du front ζ sont connues (température T_ζ et concentration Γ_ζ), les densités de flux de chaleur sensible et de chaleur latente s'expriment aisément [4] en fonction de ces expressions $(1 + Br)$ et $(1 + Br_m)$:

$$\Phi_c = \rho c_p \frac{C_q U_\infty}{1 + Br} (T_\infty - T_\zeta) \tag{12}$$

$$\Phi_L = \frac{C_m U_\infty}{1 + Br_m} (\Gamma_\infty - \Gamma_\zeta). \tag{13}$$

4. CONFRONTATION DE LA THEORIE AVEC LES RESULTATS EXPERIMENTAUX

Des expériences d'évaporation, à la surface ou en profondeur d'une colonne de sable, ont été réalisées en soufflerie où l'apport de chaleur a lieu uniquement par convection forcée, c'est-à-dire sans rayonnement ($\Phi_c > 0$ et $\Phi_R = 0$). Ces colonnes ont été alimentées constamment en eau par le bas. Le régime permanent de l'évaporation a été ainsi étudié expérimentalement dans les trois cas suivants: (i) Cas d'une surface constamment saturée en eau ($Br_m = Br = 0$ et $\phi = 1$); (ii) Cas d'une surface humide mais non saturée ($Br_m = Br = 0$ et $\phi < 1$); (iii) Cas d'une surface sèche: évaporation profonde en présence d'une couche superficielle sèche d'épaisseur ζ ($Br_m \neq 0$, $Br \neq 0$ et $\phi \leq 1$).

Dans les trois cas, la comparaison entre les valeurs

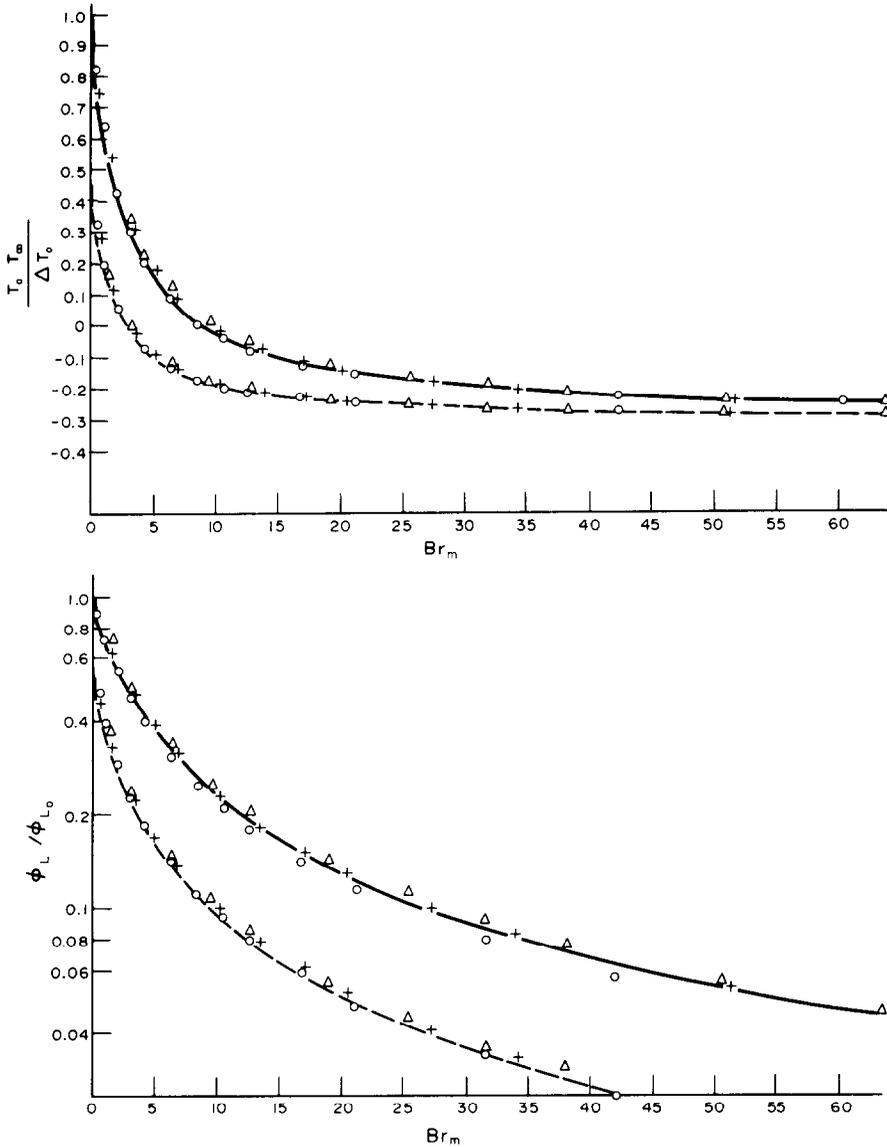


FIG. 3(a) et (b). Evolution des rapports $(T_0 - T_\infty)/\Delta T_0$ et Φ_L/Φ_{L0} en fonction du nombre Br_m (trait plein $\phi = 1$, pointillé $\phi = 0,5$). [\circ , $\lambda^* = 1,1$ et $D^* = 3,58 \times 10^{-6}$; \times , $\lambda^* = 0,45$ et $D^* = 6,6 \times 10^{-6}$; \triangle , $\lambda^* = 0,18$ et $D^* = 10,7 \times 10^{-6}$.]

mesurées de la température (mesure par thermocouple) et les valeurs calculées (formules 10 et 10 bis) conduisent à des résultats satisfaisants (Fig. 4a) de même que la comparaison entre l'évaporation mesurée (mesure du débit d'eau par capillaire) et l'évaporation calculée (Fig. 4b). Soulignons cependant que les sources d'erreurs dans le calcul proviennent :

(i) De la détermination expérimentale du coefficient de rétention ϕ qui s'obtient par détermination du degré de saturation du sable au niveau correspondant (surface ou profondeur du front ξ) en utilisant la courbe expérimentale $\psi(S)$ reliant le potentiel hydrique au degré de saturation (cf. note 1).

(ii) Des valeurs expérimentales de la conductivité et de la diffusivité de la zone sèche

($\lambda^* \sim 4,45 \text{ W m}^{-1} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$ et $D^* = 6,6 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$).

(iii) Enfin, de la détermination de la profondeur ξ du front d'évaporation (ξ ayant varié suivant les

expériences entre 0 et 21,6 mm); cette détermination est obtenue à partir du profil de teneur en eau le long de la colonne de sable, la brusque variation de cette teneur au voisinage de la surface détermine ξ . Cette détermination expérimentale ξ_m a été confrontée dans différentes conditions avec la valeur ξ_c qu'il faut introduire dans la formule de l'évaporation (11 bis) afin d'obtenir la valeur mesurée. Le tableau suivant donne quelques correspondances :

$\Phi_{L m}(\text{W m}^{-2})$	270	250	30	20	15	8
$\xi_m(\text{mm})$	1,0	1,5	6,0	8,5	20,0	21,0
$\xi_c(\text{mm})$	0,6	1,0	7,0	9,0	17,5	21,5

A ces erreurs dans la détermination des paramètres nécessaires aux calculs de T_0 et Φ_L , il faut ajouter

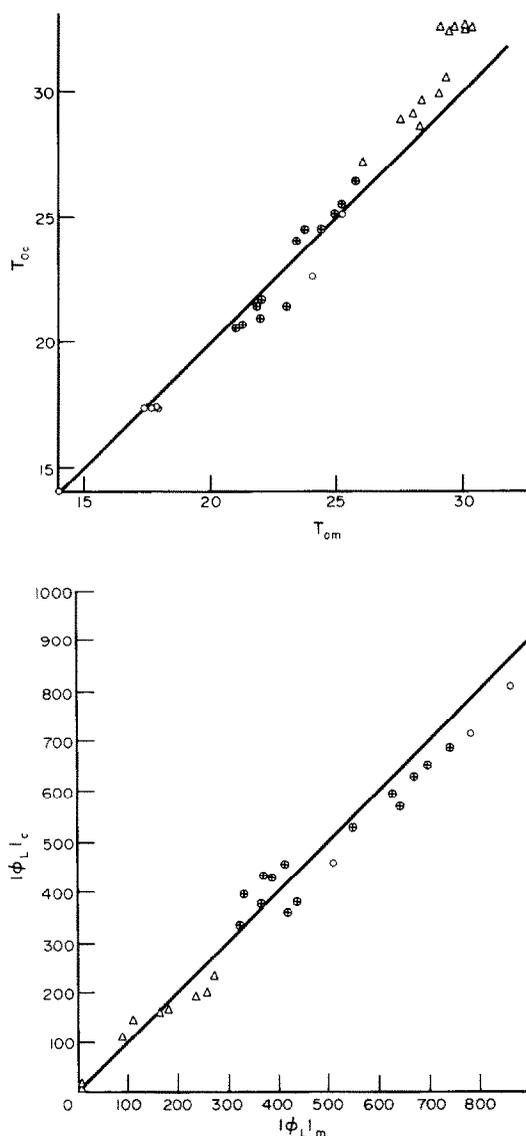


FIG. 4(a). Comparaison entre températures de surface calculées T_{0c} et températures de surface mesurées T_{0m} par thermocouple (placée sous la surface). (b) Comparaison entre l'évaporation calculée $|\Phi_L|_c$ et l'évaporation mesurée $|\Phi_L|_m$. O, Valeurs pour $\xi = 0$ et $\phi = 1$ (évaporation de surface); x, Valeurs pour $\xi = 0$ et $\phi \neq 1$ (évaporation de surface); Δ , Valeurs pour ξ et $\phi \leq 1$ (évaporation profonde).

l'erreur systématique due au flux Φ_i qui a été négligé. Il s'en suit une sous estimation de $|\Phi_L|$ d'autant plus importante que l'évaporation est plus forte (Fig. 4b) car T_0 devient petit devant T_∞ et un flux Φ_i s'installe de la profondeur vers le front d'évaporation.

Les erreurs maximales concernent les températures de surface les plus élevées ($T_{0c} > 32^\circ\text{C}$) qui représentent tous les cas de faible évaporation ($|\Phi_L| < 20 \text{ W m}^{-2}$) ou de $\xi > 20 \text{ mm}$ (Fig. 4a). Dans ce cas de forts gradients dans la zone sèche d'épaisseur ξ , la mesure par thermocouple conduit à une sous estimation de la vraie valeur de la température de surface.

En dehors de ces quelques points obtenus, dans des conditions limites, la correspondance tant au niveau

des températures que de l'évaporation est suffisamment bonne entre expérience et théorie pour que ce schéma du bilan énergétique et hydrique d'un corps poreux soit utilisé en première approximation pour analyser les échanges de surface.

CONCLUSION

Dans les formules décrites à partir des relations du bilan d'énergie et qui traduisent l'évaporation E ou $|\Phi_L|$ ainsi que les tensions d'équilibre T_0 , T_ξ , $P(T_{r0})$ et $P(T_{r\xi})$, il est aisé de définir le rôle de tous les facteurs physiques qui influencent le phénomène de l'évaporation profonde et de déterminer le rôle relatif des uns par rapport aux autres. Cette étude montre que les caractéristiques du corps poreux sont indissociables de celles concernant les transferts dans la couche limite (α ou β) et que l'introduction du nombre de Brun massique Br_m et du nombre de Brun thermique Br permet de traduire aisément ce couplage et de prévoir ainsi le rôle de ces deux paramètres sur l'évaporation.

Cette étude est d'autant plus importante que, dans la plupart des analyses de densité de flux de chaleur latente ou d'évaporation à la surface d'un corps poreux, le régime permanent avec évaporation à la surface du corps n'est que très rarement atteint, surtout si la densité de flux radiatif Φ_R et la densité caractéristique $\Phi_{L,\infty}$ sont élevées. En effet, dans ces conditions, un déséquilibre apparaît généralement entre E ou le flux de fuite de vapeur d'eau et les apports par diffusion liquide de la profondeur. Ainsi plus le déséquilibre est fort, plus un dessèchement rapide de la zone de surface conduit à une situation que traduit le problème que l'on vient de présenter.

Cette analyse souligne aussi combien une couche sèche à la surface d'un corps, aussi mince soit-elle, influence considérablement l'évaporation E et les tensions d'équilibre. Ceci montre nettement l'intérêt de la formation d'un mulch à la surface d'un sol au cours de son dessèchement dans les conditions naturelles, puisque ce mulch peut réduire l'évaporation de façon très efficace. Un tel rôle de réduction est naturellement d'application importante surtout si ce sol est situé dans une zone aride, où l'économie de l'eau est primordiale.

BIBLIOGRAPHIE

1. A. V. Luikov, Conjugate convective heat transfer problems, *Int. J. Heat Mass Transfer* **17**(2), 257 (1974).
2. S. A. Taylor et R. O. Slatyer, Proposals for a unified terminology in studies of plant soil-water relationships, in *Recherches sur la Zone Aride*, Vol. 16, pp. 339-349. UNESCO, Madrid (1961).
3. A. Perrier, Bilan hydrique de l'assolement Blé-jachère et évaporation d'un sol nu, en région semi-aride, *Actes Coll. Uppsala. Unesco. Ecologie et Conservation* **5**, 477-489 (1973).
4. A. Perrier et B. Seguin, Méthodes et techniques de détermination des coefficients de transfert et des flux dans l'air, dans *Techniques d'Etude des Facteurs Physiques de la Biosphère*, pp. 425-445. INRA, Paris (1970).
5. E. A. Brun, M. Lagarde et J. Mathieu, *Mécanique des Fluides*, Tome 3. Dunod, Paris (1970).
6. J. Delvaux, Contribution à l'étude de l'évaporation par convection forcée turbulente à partir d'une surface plane horizontale, Thèse de Doctorat, Pub. 5. Faculté des Sciences de l'Université de Liège (1967).

7. J. R. Philips, Evaporation, and moisture and heat fields in the soil, *J. Meteorol.* **14**, 354–366 (1957).
8. D. Smiles et O. T. Denmead, Infiltration and evaporation of water from soil, in *A.R.R.B. Proceedings*, Vol. 6 (1972).
9. A. V. Luikov, *Heat and Mass Transfer in Capillary Porous Bodies*, p. 521. Pergamon, Oxford (1966).
10. P. Payvar, Convective heat transfer to laminar flow over a plate of finite thickness, Arya Mehr University of Technology, Tebran, Iran (1976).
11. A. Perrier, Etude physique de l'évapotranspiration dans les conditions naturelles. -II. Expressions et paramètres donnant l'évapotranspiration réelle d'une surface mince, *Ann-Agron.* **26**, 105–123 (1975).
12. M. S. Sifaoui, Etude physique de l'évaporation par convection forcée à la surface et au sein d'un corps poreux, Thèse de Doctorat d'Etat, Faculté des Sciences de Tunis (1977).
13. W. R. Van Wijk, *Physics of Plant Environment*. North Holland, Amsterdam (1963).
14. A. Perrier, Contribution à l'étude des échanges thermiques en biologie végétale, *Revue Gén. Therm.* **76**(7), 353–363 (1968).

ANNEXE I

La combinaison des différentes expressions (1–5) et de la valeur de la température de surface T_0 permet d'écrire:

$$T(\xi) = T_x + \frac{1}{\alpha} \frac{\frac{1 + Br_m}{1 + Br} \Phi_R + (1 + Br_m) \Phi_i - \alpha \frac{\phi P(T_x) - P(Tr_x)}{\gamma}}{\phi(P'/\gamma) + \frac{1 + Br_m}{1 + Br}}$$

Les valeurs de T_0 et $T(\xi)$ conduisent au calcul des tensions de vapeur à la surface et au niveau ξ :

$$P(Tr_0) = P(Tr_x) + \frac{\gamma}{\alpha} \frac{\frac{\phi(P'/\gamma)}{1 + Br} \Phi_R + \phi(P'/\gamma) \Phi_i + \frac{\phi P(T_x) - P(Tr_x)}{\gamma}}{\phi(P'/\gamma) + \frac{1 + Br_m}{1 + Br}}$$

$$P(Tr_\xi) = P(Tr_x) + \frac{\gamma}{\alpha} \frac{\frac{\phi(P'/\gamma)(1 + Br_m)}{1 + Br} \Phi_R + \phi(P'/\gamma)(1 + Br_m) \Phi_i + \alpha \frac{1 + Br_m}{1 + Br} \frac{\phi P(T_x) - P(Tr_x)}{\gamma}}{\phi(P'/\gamma) + \frac{1 + Br_m}{1 + Br}}$$

DEEP EVAPORATION CHARACTERIZATION

Abstract—Water evaporation from an homogeneous porous media, which is submitted to radiative and convective fluxes on its interface with air, is analysed by the energy balance equations and the classical transfer equations. Two levels are considered: the surface of the body, or its interface with air, and the deep front of evaporation. In this first analysis, the part located between these two levels is considered only as the site of a heat conductive flux and a water vapour flux, all liquid water flux is supposed negligible compared with water vapour flux. Then, it is possible to express the density of latent heat flux and the equilibrium values which characterize the level of the evaporation front and the surface of the body, such as temperature and water vapour pressure. These expressions are functions of the characteristics of air flow, radiative balance and coefficients, mainly two unidimensional numbers one of which has been used in the study of heat-transfer phenomena by Luikov [1]; these coefficients are the Brun numbers referred to heat and mass transfer.

CHARAKTERISIERUNG DER VERDAMPFUNG IN DER TIEFE EINES PORÖSEN KÖRPERS

Zusammenfassung—Mittels der Energiegleichungen und der klassischen Übergangsgleichungen wird die Verdampfung von Wasser an einem homogenen, porösen Medium bei Strahlung und konvektivem Wärmeübergang an der Grenzfläche gegen Luft analysiert. Zwei Ebenen werden betrachtet: die Oberfläche des Körpers oder dessen Grenzfläche gegen Luft und die tiefe Verdampfungsfront. In dieser ersten Untersuchung wird der Teil zwischen diesen beiden Ebenen nur als Gebiet mit einem durch Leitung übertragenen Wärmestrom und einem Wasserdampfstrom angesehen; es wird vorausgesetzt, daß der Massenstrom des flüssigen Wassers gegenüber dem Wasserdampfstrom vernachlässigbar ist. Dann ist es möglich, einen Ausdruck für die Latentwärmestromdichte und die Gleichgewichtswerte anzugeben, welche das Niveau der Verdampfungsfront und die Oberfläche des Körpers charakterisieren, wie zum Beispiel Temperatur und Wasserdampfdruck. Diese Ausdrücke sind Funktionen der Kenngrößen der Luftströmung, der Strahlungsbilanz und Koeffizienten, hauptsächlich von zwei dimensionslosen Zahlen, von denen eine in der Studie über Wärmeübergangsphänomene von Luikov benutzt wurde; diese Koeffizienten sind die Bruns-Zahlen bezüglich Wärme- und Stoffübertragung.

ИСПАРЕНИЕ В ЗОНЕ ЗАГЛУБЛЕНИЯ

Аннотация – Испарение воды из однородных пористых сред под действием лучистых и конвективных потоков тепла на границе раздела с воздухом анализируется с помощью уравнений баланса энергии и классических уравнений переноса. Рассматривается испарение на двух уровнях: на поверхности тела (или его границе раздела с воздухом) и испарение в зоне заглублиения. Зона, расположенная между этими двумя уровнями, рассматривается в предлагаемом первом анализе как область, в которой имеют место только перенос тепла теплопроводностью и перенос водяного пара, причем предполагается, что поток жидкости пренебрежимо мал по сравнению с потоком водяного пара. Тогда представляется возможным определить плотность удельного потока тепла и такие равновесные величины как температура и давление водяного пара, которые описывают положение фронта испарения и поверхность тела. Полученные выражения являются функциями потока воздуха, баланса лучистой энергии и коэффициентов, главным образом, двух безразмерных критериев (теплообменное и массообменное числа Брнна), один из которых использовался Лыковым при исследовании явлений переноса тепла [1].