

EVAPOTRANSPIRATION ET DEFICIT EN EAU DU SOL

T. NGUYEN-MINH ⁽¹⁾

SOMMAIRE

Introduction

Première partie : Demande climatique. Notion d'évapotranspiration potentielle

- I. Introduction
- II. Méthode du bilan énergétique
- III. Méthodes aérodynamiques
- IV. Formule de PENMAN
- V. Formules de BOUCHET
- VI. Conclusion. Mesures d'évapotranspiration potentielle

Seconde partie : Circulation de l'eau en milieux poreux. Débit réel maximal. Evapotranspiration réelle

- I. Introduction
- II. Circulation de l'eau en milieu poreux. Rappels théoriques
- III. Notion de débit spécifique et de débit réel maximal
- IV. Estimation de l'évapotranspiration réelle
- V. Conclusion

Troisième partie : Applications agronomiques

- I. Introduction
- II. Notion d'échelle climatique
- III. Techniques d'amélioration culturale
- IV. Estimation de l'évapotranspiration réelle et du déficit de saturation en eau du sol.

Résumé

Annexe I : Le profil hydrique

Annexe II : Les formules d'évapotranspiration réelle

Tableaux et graphiques

Bibliographie sommaire

(1) Ingénieur agronome, Chef de la Station de base de bioclimatologie.
Al Awamia, 18, pp. 103-000, janvier 1966.

Introduction

Une constatation courante est qu'en année sèche les plantes souffrent du manque d'eau, que chaque espèce a des exigences propres en eau pour pouvoir produire le maximum, que sous climat chaud et sec il faut apporter de l'eau en supplément pour certaines cultures, à des doses et à des époques convenables, compte tenu des ressources hydriques naturelles et des exigences de l'espèce.

Une partie de l'eau ainsi apportée percole vers la profondeur et peut échapper définitivement à la zone d'exploration racinaire, une autre partie est évaporée il ne reste donc pour la plante qu'une certaine part.

Mais à cette notion rigide de pénurie d'eau en regard de la consommation d'une espèce végétale donnée, s'est substituée la notion d'équilibre dynamique entre le débit maximal que peut fournir le sol et le couvert végétal, la lame d'eau que l'énergie solaire vaporise et le débit maximal que l'atmosphère peut évacuer, le premier terme de cet équilibre constituant « l'offre » et les deux autres la « demande » climatique.

Si l'offre vient à manquer, la plante présente le phénomène de la régulation stomatique qui, s'il permet à la plante de conserver un taux hydrique compatible avec sa physiologie, arrête du même coup les échanges gazeux et par conséquent la photosynthèse.

Inversement si la demande est trop forte et l'offre suffisante, la plante transpire exagérément sans pour autant produire davantage de matière sèche (la transpiration n'ayant alors pour but que de maintenir assez basse la température de la plante) : on en vient à envisager des techniques culturales qui permettraient d'abaisser cette demande afin d'économiser l'eau tout en augmentant le rendement.

Nous examinons successivement la demande climatique, le débit maximal possible du complexe sol-plante, les conséquences agronomiques de cet équilibre et les techniques culturales envisagées. Enfin nous proposons une méthode de détermination du déficit en eau du sol pour les études à caractères climatologiques ou pour les avant-projets d'irrigation.

Le sujet est traité sur le plan le plus sommaire possible, pour plus de détails nous renvoyons le lecteur aux ouvrages et revues spécialisés.

Nous tenons à exprimer ici nos vifs remerciements à M. E.A. BERNARD expert en agrométéorologie de l'Organisation Météorologique Mondiale (OMM) qui, malgré son emploi du temps très chargé, a bien voulu relire ce texte et en rectifier au passage les erreurs. Nous remercions également M. H. FARAJ chef du service des recherches écologiques de nous avoir aidé dans la rédaction de la première partie. Il reste bien entendu que la responsabilité des imperfections et des inexactitudes éventuelles de cet exposé nous incombe entièrement.

PREMIERE PARTIE

DEMANDE CLIMATIQUE. NOTION D'EVAPOTRANSPIRATION
POTENTIELLE**I. Introduction**

A la notion d'évapotranspiration d'une couverture végétale, résultat de l'évaporation physique et de la transpiration physiologique des plantes, s'est ajoutée celle de l'évapotranspiration potentielle définie par THRONTHWAITE (1948) comme étant la quantité d'eau perdue dans l'atmosphère, sous un climat donné, par unité de temps et de surface horizontale d'un champ couvert d'une végétation verte, dense, basse en plein développement et disposant de l'eau en abondance. A part les restrictions citées, cette quantité serait à peu près indépendante de la nature et de l'espèce du végétal et ne dépendrait que du climat. L'intérêt de cette notion est évident pour l'agronome et le climatologue.

Cette définition expérimentale, qui ne pouvait être par conséquent que localisée et discontinue, devait être par la suite reliée par le calcul aux autres données climatologiques courantes, telles que la température, l'hygrométrie, l'insolation, etc, pour être affranchie de la mesure directe. Celle-ci ne sera plus effectuée que pour un petit nombre de points dans de vastes régions.

Deux voies d'approches étaient suivies pour arriver à une expression abstraite de cette quantité : l'une par ajustements statistiques à partir d'un certain nombre de mesures directes ; l'autre par analyse rationnelle des phénomènes élémentaires. Les deux méthodes ont fait leur preuve. La traduction plus ou moins précise du phénomène dépend de l'échelle d'espace et de temps dans laquelle on se place. L'ajustement statistique se justifie mieux pour les études régionales étant donné l'hétérogénéité. Par contre, il semble que la deuxième méthode soit plus adaptée pour l'étude à l'échelle du champ et de la décade. Il faut d'ailleurs distinguer deux points de vue dans la deuxième méthode, le point de vue aérodynamique qui tient compte essentiellement de la structure de l'air au-dessus du corps évaporant (vitesse, température, hygrométrie) et le point de vue énergétique dont le bilan donne la quantité d'énergie absorbée par la vaporisation si on connaît les autres termes de ce bilan. La vérification expérimentale de toutes ces méthodes est généralement basée sur les mesures en cuves lysimétriques.

Le détail de ces méthodes est exposé dans les ouvrages de base telle que celui de O.G. SUTTON, celui de E.A. BERNARD, celui de RIJTEMA et dans les articles des bioclimatologues de Versailles, notamment ceux de R.J. BOUCHET, et dans diverses publications de l'UNESCO concernant les recherches sur la zone aride, notamment un article de E.L. DEACON, C.H.P. PRIESLEY et W.C. SWINBANK. Nous nous bornerons ici à en rappeler brièvement les grandes lignes.

II. Méthode du bilan énergétique

L'apport fondamental d'énergie que reçoit une étendue naturelle vient de la voûte celeste (rayonnement solaire direct et rayonnement diffusé par l'atmosphère). Une partie de cette énergie est réfléchiée par la surface du champ, une autre augmente le potentiel énergétique de ce champ (élévation de température, synthèse de la matière vivante...), une autre est communiquée à l'air ambiant par conduction-convection, une autre pénètre en profondeur, une autre encore est échangée avec le sol des champs voisins et une autre enfin est employée, le cas échéant, à évaporer une certaine lame d'eau du sol. Connaissant tous les termes précédents, on peut en déduire d'après le principe de la conservation d'énergie le dernier terme par un bilan algébrique et connaissant en outre la chaleur latente de vaporisation de l'eau, on connaît enfin la quantité d'eau évaporée. Telle est *grosso modo* le raisonnement qui mène à l'équation fondamentale suivante par unité de surface et unité de temps :

$$\text{avec } \left\{ \begin{array}{l} ET = H - K - Q_i - Q_p \\ H = (1 - a - \mu) R_g - N \\ N = R_s - (1 - a_n) R_a \\ R_a = \epsilon_a \sigma T_a^4 \\ R_s = \epsilon_s \sigma T_s^4 \end{array} \right. \quad (I, 1)$$

ET : évapotranspiration, en unités énergétiques, quantité d'eau à l'état de vapeur perdue dans l'atmosphère suivant la loi de diffusion de Fick et de diffusion turbulente (convection).

H : rayonnement total absorbé.

R_g : rayonnement global de la voûte celeste faibles longueurs d'onde (0,3 — 4 μ).

a : albédo (coefficient de réfléchissement) de la surface considérée et vis-à-vis de R_g .

μ : coefficient d'activité métabolique totale de cette étendue (négligeable).

N : rayonnement thermique effectif ou rayonnement terrestre effectif (effective back radiation des anglo-saxons).

R_s, R_a : respectivement rayonnement propre de la surface et de l'atmosphère (grandes longueurs d'onde $> 4 \mu$).

ϵ_s, ϵ_a : pouvoir émissif total respectivement du sol et de l'atmosphère.

T_s, T_a : températures absolues du sol et de l'atmosphère.

σ : constante de STEFAN.

a_n : l'albédo du complexe sol-végétation vis-à-vis de R_a .

K : énergie échangée avec l'atmosphère par conduction-convection.

Q_i : variation d'énergie interne du champ.

Q_p : échanges d'énergie aux parois.

Pour un intervalle de temps de quelques jours entiers, on peut négliger les termes Q_p et Q_i . L'équation (1) s'écrit :

$$ET = H - K \quad (I, 2)$$

H est un terme que l'on peut connaître grâce au bilanmètre, K est plus difficilement évaluable. Cependant on remarque qu'il existe une relation simple entre ET et K qui provient de l'analogie des lois de diffusion laminaire et turbulente de la chaleur et de la vapeur d'eau. Moyennant l'hypothèse,

$$K_h = K_v \quad (I, 5)$$

cette relation est traduite par le rapport de BOWEN :

$$b = \frac{K}{ET} = \gamma \frac{\bar{T}_{zs} - \bar{T}_{za}}{\bar{e}_{zs} - \bar{e}_{za}} \quad (I, 3)$$

$$\text{avec } \gamma = \frac{C_p}{\epsilon L} \quad p \simeq 0.665 \frac{1000}{p} \quad (p \text{ en mb}) \quad (I, 4)$$

où :

b : rapport de BOWEN en régime de diffusion turbulente.

γ : constante psychrométrique.

C_p : chaleur spécifique de l'air humide à pression constante

ϵ : densité de la vapeur d'eau par rapport à l'air sec.

p : pression atmosphérique.

T_{zs} : température moyenne prise à une certaine hauteur au-dessus du sol.

\bar{T}_{za} : température moyenne à une cote z_a , considérée comme température moyenne de l'air libre.

\bar{e}_{zs} , \bar{e}_{za} : tension de vapeur d'eau dans l'air aux niveaux z_s et z_a .

K_h , K_v : coefficient de conduction turbulente de la chaleur et de diffusion turbulente de la vapeur dans l'air.

Moyennant (I, 3) la relation (I, 2) s'écrit :

$$\left\{ \begin{array}{l} ET = \frac{H}{1 + b} \\ H \simeq (1 - a) Rg - N \end{array} \right. \quad (I, 6)$$

formule valable pour une étendue et un intervalle de temps suffisamment grands.

Cependant, l'approximation (I, 5) n'est valable qu'en conditions voisines de la neutralité. En général $K_h > K_v$, il en résulte une surestimation de l'évapotranspiration qui est d'autant plus grande que l'atmosphère est plus instable.

III. Méthodes aérodynamiques

Les méthodes aérodynamiques, dont la plus commode est celle de THORNTHWAITTE - HOLZMAN, cherchent à traduire l'évapotranspiration en fonction seulement de la vitesse du vent et de la tension de vapeur, indépendamment des considérations énergétiques. Elles sont fondées sur les théories de la diffusion turbulente de la quantité de mouvement des masses d'air et de la diffusion turbulente de la vapeur d'eau.

Le flux turbulent de quantité de mouvement $M(z)$ des balles d'air traversant un plan de cote z s'écrit :

$$M(z) = - K_m(z) \bar{\rho} \left(\frac{\delta \bar{u}}{\delta z} \right)_z \simeq M(z = 0) \quad (I, 7)$$

et celui de la vapeur d'eau :

$$ET(z) = - K_v(z) \bar{\rho} \left(\frac{\epsilon}{p} \frac{\delta \bar{e}}{\delta z} \right) \simeq ET(z = 0) \quad (I, 8)$$

K_m , K_v : coefficient de diffusivité turbulente de la quantité de mouvement et de la vapeur d'eau.

$\bar{\rho}$: masse spécifique de l'air.

- ϵ : densité de la vapeur d'eau.
 p : pression atmosphérique.
 \bar{e} : tension moyenne de vapeur d'eau à la cote z .
 \bar{u} : composante horizontale de la vitesse moyenne du vent.

On suppose d'une part que :

$$K_m(z) = K_v(z) \quad (\text{I, 9})$$

et d'autre part que (loi de DEACON) :

$$\left(\frac{\delta \bar{u}}{\delta z} \right) = a z^{-\beta} \quad (\text{I, 10})$$

β : gradient thermique vertical de l'atmosphère.

a : constante dépendant de nombreux paramètres dont la rugosité, le gradient thermique vertical, les caractéristiques dynamiques du mouvement turbulent...

Connaissant a , on intègre successivement $\frac{\delta \bar{u}}{\delta z}$ de (I, 7) et $\frac{\delta \bar{e}}{\delta z}$ de (I, 8) entre deux niveaux z_1 et z_2 avec l'hypothèse (I, 9). On obtient finalement la formule de THORNTHWAITE - HOLZMAN :

$$ET = \frac{\epsilon}{p} \bar{\rho} k_o \frac{2 (\bar{e}_1 - \bar{e}_2) (\bar{u}_2 - \bar{u}_1)}{(\text{Ln} \frac{z_2}{z_1})^2} \quad (\text{I, 11})$$

k_o étant la constante de VON KARMAN ($k_o \approx 0.40$)

Notons que les laboratoires du CSIRO à Melbourne et de Centerton à New Jersey travaillent actuellement à la mise au point d'instrument automatique et continu, permettant la lecture directe de l'évaporation, suivant la méthode dite de la corrélation tourbillonnaire.

IV. Formule de PENMAN

La formule de PENMAN s'applique à une nappe libre, pour une strate végétale on multiplie le second membre par un coefficient. Elle provient de la synthèse des deux points de vue précédents.

En partant du rapport de BOWEN :

$$b = \gamma \frac{\bar{T}_{zs} - \bar{T}_{za}}{\bar{e}_{zs} - \bar{e}_{za}}$$

on fait l'approximation suivante :

$$\left\{ \begin{array}{l} \bar{\Gamma}_{zs} \simeq T_s \\ \bar{T}_{za} = T \\ \bar{e}_{zs} \simeq E_s \\ \bar{e}_{za} = e \end{array} \right. \quad (\text{I, 12})$$

où T_s et E_s sont la température et la tension de vapeur saturante à cette température de la surface proprement dite du corps évaporant. Moyennant cette approximation on élimine T_s et E_s comme il suit.

Par analogie avec la loi de diffusion moléculaire en régime d'écoulement laminaire et par analogie avec (I, 11), on peut écrire la formule empirique suivante pour une nappe d'eau libre (formule de DALTON) :

$$ET = f(u) (E_s - e) \quad (\text{I, 13})$$

$f(u)$ étant fonction seulement de la vitesse du vent.

Si on remplace E_s par E tension de vapeur saturante à la température T sous abri, on obtient une évaporation fictive E_a telle que :

$$E_a = f(u) (E - e) = f(u) \Delta e \quad (\text{I, 13}')$$

E_a est appelé pouvoir évaporant de l'air et Δe le déficit de saturation de l'air.

On pose :

$$\frac{T_s - T}{E_s - E} \simeq \left(\frac{dE}{dT} \right)_T = \Delta \quad (\text{I, 14})$$

Δ étant la pente de la courbe de tension de vapeur saturante en fonction de la température. On peut écrire (I, 13) en tenant compte de (I, 14) :

$$\Delta \cdot ET = f(u) (E_s - e) \frac{E_s - E}{T_s - T}$$

ou

$$\frac{E_s - e}{T_s - T} = \frac{f(u) \cdot (E_s - E)}{\Delta \cdot ET} \quad (\text{I, 15})$$

De (I, 13) et (I, 13)' on peut écrire :

$$ET - E_a = f(u) (E_s - E) \quad (\text{I, 16})$$

en remplaçant le numérateur de (I, 15) par son expression dans (I, 16)

on obtient :

$$\frac{T_s - T}{E_s - e} = \frac{ET - E_a}{\Delta \cdot ET} \quad (I, 15)'$$

Et le rapport de BOWEN pourra s'écrire :

$$b = \gamma \frac{ET - E_a}{\Delta \cdot ET} \quad (I, 17)$$

en remplaçant cette valeur de b dans (I, 6) il vient finalement la formule de PENMAN pour une nappe d'eau libre de grande étendue ⁽¹⁾ :

$$\left\{ \begin{array}{l} ET = \frac{\Delta \cdot H + \gamma E_a}{\Delta + \gamma} \\ H = (1 - a) Rg - N \\ E_a = f(u) \cdot \Delta e \\ \gamma = 0.665 \frac{p}{1000} \\ \Delta = \left(\frac{dE}{dT} \right)_T \end{array} \right. \quad (I, 18)$$

Pour avoir l'évapotranspiration potentielle il suffit alors de multiplier ET par un facteur correctif à déterminer expérimentalement.

BERNARD remarque que cette formule (I, 18) implique deux approximations (I, 5) et (I, 12) et cet auteur montre qu'il est facile d'en tenir compte en écrivant :

$$ET = \frac{\epsilon_1 \Delta \cdot H + \gamma E_a}{\epsilon_1 \Delta + \gamma} \quad (I, 18)'$$

ϵ_1 étant un facteur correctif.

Pour un couvert végétal, J.A. BUSSINGER propose :

$$ET = \frac{\Delta H + \gamma E_a}{\Delta + \epsilon_2 \gamma} \quad (I, 18)''$$

$$\epsilon_2 = \frac{1}{S.D} \simeq 0.95$$

(1) Une critique plus détaillée de la formule de PENMAN ainsi que les abaques permettant un calcul rapide de l'évaporation par cette formule seront données dans un article à paraître ultérieurement.

S : facteur correctif dû à la régulation stomatique ($S < 1$).

D : facteur lié à la longueur du jour ($D = 0.8$ pour région équatoriale) ⁽¹⁾.

V. Formules de BOUCHET

BOUCHET, reprenant un raisonnement analogue à celui de PENMAN, aboutit à une expression de même forme pour la transpiration subie par une surface foliaire :

$$T = \frac{\Delta \cdot H + \gamma E_a}{\Delta + \frac{\gamma}{\epsilon}} \quad (\text{I. 18})''''$$

$\epsilon \leq 1$ étant un coefficient caractérisant le degré d'ouverture stomatique, il est égal à l'unité lorsque les stomates sont ouverts au maximum. Cette auteur étend la validité de cette formule à l'échelle du champ ce qui revient à admettre la formule de PENMAN.

BOUCHET remarque par ailleurs que pour une étendue naturelle, si on désigne par $(ETP_o)_1$ l'évapotranspiration potentielle au sens de THORNTHWAITE, c'est-à-dire une quantité qui ne dépend que de l'apport d'énergie climatique, lorsque pour une raison quelconque autre qu'énergétique (pénurie d'eau par exemple) l'évapotranspiration n'est plus à sa valeur maximale mais elle est égale à

$$(ETR)_1 = (ETP_o)_1 - q \quad (\text{I. 19})$$

ETR est appelé évapotranspiration réelle ou actuelle et q est la quantité d'énergie non utilisée vis-à-vis de l'évapotranspiration. Cette quantité q ainsi libérée accroît la quantité d'énergie apportée initialement par le climat (augmentation de la température et du déficit de saturation).

L'évapotranspiration potentielle, n'étant par définition limitée que par l'énergie climatique, prend donc la valeur

$$(ETR)_1 = (ETP_o)_1 + q \quad (\text{I. 20})$$

d'où en éliminant q on obtient :

$$(ETR)_1 + (ETP)_1 = 2(ETP_o)_1 \quad (\text{I. 21})$$

(1) Toutefois cette valeur de $\epsilon_2 = 0,95$ proposée par BUSSINGER est inacceptable car D et S sont tous les deux plus petits que l'unité, MILTHORPE propose $\epsilon_2 = 1,30$.

Comme le champ n'est pas fermé sur sa frontière extérieure, une partie de l'énergie q est échangée avec l'extérieur de sorte que :

$$(ETR)_1 = (ETP)_1 \leq 2(ETP_0) \quad (I, 21)'$$

En vérité, l'évapotranspiration potentielle ainsi définie par BOUCHET est une notion tout à fait nouvelle qui est une double virtualité, puisque d'une part, ETP_0 est un cas exceptionnel qui suppose une parfaite alimentation en eau du domaine 1 — qui peut être vaste — et d'une part, q est une quantité d'énergie qui est censée influencer une évaporation sans contrainte interne et tout à fait éventuelle de ce domaine. De plus $(ETP)_1$ à l'échelle du champ 1 n'est qu'une conséquence de la réduction de l'évapotranspiration et ne constitue pas à cette échelle le moteur du phénomène, elle n'est le moteur que pour un champ 2 placé à l'intérieur du champ 1 et de dimension négligeable pour ne pas influencer le climat actuel de ce champ 1. Remarquons en effet que l'état évapotranspiratoire du champ n'est défini que comme un état statistique moyen de l'état évapotranspiratoire de toutes les surfaces élémentaires qui le composent. Si $(ETR)_1$ du champ 1 diminue c'est que statistiquement l'évapotranspiration des surfaces élémentaires a diminué et cela, indépendamment de l'énergie reçue (ou disponible). Il ne saurait donc être question de parler de l'effet d'oasis du champ sur son feuillage à la manière de l'effet d'oasis de ce champ sur un corps étranger introduit dans son sein. Nous reviendrons sur ce point dans la seconde et la troisième parties. Disons pour l'instant que l'avantage de la notion de $(ETP)_1$ est qu'elle représente intuitivement l'agressivité de l'atmosphère envers la plante et n'implique pas pour l'instant la connaissance d'une méthode de mesure.

Afin de pouvoir amorcer la méthode expérimentale de mesure de $(ETP)_1$, nous avons préféré tenir le raisonnement suivant.

Ecrivons le bilan d'énergie pour le champ 1, à l'état initial :

$$(ETP_0)_1 = (1 - a) Rg - N - K - Q_i - Q_p$$

et à l'état actuel :

$$(ETR)_1 = (1 - a') Rg - N' - K' - Q_i - Q_p$$

Pour un intervalle de temps de 24 heures et pour un champ suffisamment grand on a :

$$Q_i \approx Q_i' \approx 0$$

$$Q_p \approx Q_p' \approx 0$$

soit

$$(ETP_0)_1 - (ETR)_1 = (a' - a) Rg + (N' - N) + (K' - K) = q \quad (I, 22)$$

Si on introduit alors à l'intérieur du champ 1, un corps 2 de dimension négligeable par rapport à 1, bien alimenté en eau (cuve évapotranspirométrique ayant le même albédo que le champ 1, placés dans des conditions d'éclairement et de ventilation identiques à celles du champ 1), ce corps évapotranspire potentiellement au sens de THORNTHWAITE, c'est-à-dire avec une intensité :

$$(ETP_o)_2 = (1 - a) Rg - N'' - K'' - Q_1'' - Q_p'' \quad (I, 23)$$

avec l'hypothèse fondamentale que $(ETP_o)_2$ ne change pas le climat actuel du champ 1 (hypothèse de base de tous les instruments de mesure).

Supposons que les parois latérales de la cuve soient adiabatiques, pour un intervalle de temps de 24 heures on a encore :

$$Q_p'' \simeq 0$$

$$Q_1'' \simeq 0$$

On peut donc écrire

$$(ETP_o)_2 = (ETP_o)_1 + (N + K) - (N'' + K'') \quad (I, 24)$$

ou encore :

$$(ETP_o)_2 = (ETP_o)_1 + q_1 \quad (I, 24)'$$

Supposons que l'on couvre entièrement le champ 1 par S champs 2 de surface unitaire, (S étant la valeur numérique de la surface du champ 1), par hypothèse l'évapotranspiration (au sens de THORNTHWAITE) de ces champs 2 ne modifie pas le climat actuel du champ 1, c'est-à-dire que l'on apporte constamment à l'air ambiant une quantité d'énergie :

$$S q = S [(a' - a) Rg + (N' + K') - (N + K)] = E [(ETP_o)_1 - (ETR_1)]$$

Ces champs 2 évapotranspirent potentiellement, au total :

$$S (ETP_o)_2 = S (ETP_o)_1 + S q_1$$

Comme le climat du champ 1 reste inchangé, on doit avoir, sous peine de refroidissement ou de réchauffement (ce qui serait contraire à l'hypothèse) : $S q_1 = S q$

ou

$$q_1 = q$$

d'où :

$$(ETP_o)_2 = (ETP_o)_1 + q \quad (I, 24)''$$

d'après (I, 20) on a finalement :

$$(ETP_o)_2 = (ETP)_1 \quad (\text{I, 25})$$

On pourrait donc définir l'évapotranspiration potentielle au sens de BOUCHET par l'identité :

$$(ETP)_1 = (ETP_o)_2 \quad (\text{I, 25})''$$

De sorte que la relation (I, 21) s'écrit encore

$$\begin{cases} (ETP)_1 + (ETR)_1 = 2(ETP_o)_1 \\ (ETP_o)_2 + (ETR)_1 = 2(ETP_o)_1 \end{cases} \quad (\text{I, 21})''$$

Cette relation (I, 21)'' doit être complétée par la relation théorique donnée par SURTON et qui a été vérifiée expérimentalement :

$$E = A.u_1^{(2-n)/(2+n)} x_o^{2/(2+n)} y_o$$

A étant une constante dépendant de plusieurs facteurs dont l'humidité de l'air, u_1 la vitesse du vent prise à une certaine cote, x_o la dimension du corps dans le sens du vent, y_o dans la direction perpendiculaire, n mesurant la stabilité de l'atmosphère ($n = 0,25$ en conditions neutres). En considérant une atmosphère en équilibre indifférent et en prenant $y_o = 1$, on a :

$$E = A.u_1^{0.78} x_o^{0.89}$$

et le taux d'évaporation par unité de surface est :

$$\frac{dE}{dx} = \text{const. } u_1^{0.78} x_o^{-0.11}$$

soit encore avec notre notation :

$$(ETP_o)_1 / (ETP_o)_2 = (R/r)^{-0.11}$$

R/r	1	10	25	50	100	150	200	545
$(ETP_o)_1 / (ETP_o)_2$	1,000	0,776	0,701	0,650	0,602	0,576	0,558	0,500

Lorsque $(ETR)_1$ est nulle ETP_o d'une surface 2 de 4 m² est ETP d'un domaine 1 de 100 ha et ETP_o d'une surface 2 de 1 ha est ETP d'un domaine 1 de 250.000 ha (50 x 50 km) (voir PL. I, FIGURES 1 et 2).

De la définition de $(ETP)_1$ par l'identité (I, 25)'' on connaît *ipso facto* cette valeur si on connaît $(ETP_o)_2$ donnée par la mesure directe sur le corps 2. Mais il est tentant de remplacer ce corps 2 par un autre corps arbitraire soumis à moins d'exigences (d'albédo, d'horizontalité, de rugosité et de conditions d'éclairement identiques à ceux du champ 1). La rondelle d'un évaporomètre Piche par exemple qui donnerait : (f et g étant deux fonctions inverses)

$$E_{\text{piche}} = f [(ETP_o)_2] \quad \Leftrightarrow \quad (ETP_o)_2 = g [E_{\text{piche}}]$$

BOUCHET a cru pouvoir établir rationnellement une telle relation de la manière suivante. Il pose :

$$(ETR)_1 = \epsilon (ETP)_1 \text{ avec } \epsilon \leq 1 \quad (I, 26)$$

ϵ étant un coefficient de réduction de l'évapotranspiration.

En remplaçant cette expression de ETR dans l'équation de bilan d'énergie :

$$(ETR)_1 = H - K - Q_i - Q_p$$

et en négligeant Q_i et Q_p , il obtient :

$$H = K + \epsilon ETP \quad (I, 27)$$

en portant cette valeur de H dans (I, 18) et en explicitant $(ETP)_1$:

$$(ETP)_1 = \frac{\gamma/\Delta E_a + K}{\gamma/\Delta + (1 - \epsilon)} \quad (I, 28)$$

en négligeant K, BOUCHET obtient :

$$(ETP)_1 = \frac{\gamma E_a}{\gamma + (1 - \epsilon) \Delta} \quad (I, 29)$$

Cet auteur remarque ensuite que la formule (I, 18) s'applique aussi pour la rondelle d'un évaporomètre Piche placé sous abri ($H = 0$) :

$$E_{\text{piche}} = \frac{1}{a_0} \cdot \gamma \frac{E_a}{\Delta + \gamma}$$

a_0 étant un coefficient de forme attaché à la rondelle Piche, soit encore :

$$E_a = a_0 \left(1 + \frac{\Delta}{\gamma} \right) E_{\text{piche}} \quad (I, 30)$$

L'équation (I, 29) s'écrit en tenant compte de (0, 30) :

$$(ETP)_1 = a_0 \frac{1 + \lambda (t^0) E_{\text{piche}}}{1 + (1 - \epsilon) \lambda (t^0)}$$

ou

$$\left\{ \begin{array}{l} (ETP)_1 = \alpha (E_a)_{\text{piche}} \\ (E_a)_{\text{piche}} = [1 + \lambda (t^0)] E_{\text{piche}} \\ \lambda (t^0) = \frac{\Delta}{\gamma} \\ \alpha = \frac{1 + (1 - \epsilon) \lambda (t^0)}{a_0} \end{array} \right.$$

Telle est la relation rationnelle trouvée par BOUCHET.

Remarquons cependant que si le champ 1 revenait à une parfaite alimentation en eau, c'est-à-dire que $(ETR)_1 = (ETP)_1 = (ETP_0)_1$, la formule (I, 29) devrait se ramener à (I, 18) appliquée sur un champ évapotranspirant potentiellement au sens de THORNTHWAITE. Or ce n'est pas le cas : $(ETP)_1$ tend alors vers E_a , ce qui nous semble être une preuve d'incohérence. En fait, si on admet le raisonnement de BOWEN et de PENMAN, on s'aperçoit que le terme K concernant les échanges conducto-convectifs avec l'atmosphère figure déjà implicitement dans la formule

de PENMAN par l'intermédiaire du rapport de BOWEN. On ne pouvait donc pas réintroduire K dans cette formule puis le négliger.

A vrai dire, BOUCHET a pu établir au préalable que $(ETP_o)_1$ s'exprime en fonction uniquement du rayonnement solaire direct (et des échanges par conduction-convection avec l'atmosphère à l'échelle cyclonique et planétaire) et que $(ETP)_1$ s'exprime en fonction uniquement des propriétés de la masse d'air régnante. Cet auteur raisonne comme il suit :

Soit un certain champ 1 ayant une dimension voisine de l'échelle des phénomènes de turbulence (quelques hectares). Si, $(ETR)_1$ étant nulle initialement, on mettait ce champ en eau, alors celui-ci évapotranspirerait avec une intensité :

$$(ETR)_{\max} = (ETP)_1 = 2(ETP_o)_1 = (1 - a) Rg - Kc_1 - (N + K_s)_{\min\text{imal}}$$

K_c : échange avec l'atmosphère par conduction-convection à l'échelle cyclonique ou planétaire.

K_s : échanges avec le système extérieur avoisinant ce champ 1.

Par hypothèse le champ 1 ne subit pas d'effet d'oasis venant de l'extérieur ; $K_s \leq 0$ d'où $(N + K_s)_{\min} \leq N_{\min}$, mais N_{\min} est faible ou nul, donc :

$$(ETP_o)_1 \leq 0.5 [(1 - a) Rg - Kc]_1$$

Pour tout autre valeur de $(ETR)_1$, on aura :

$$(ETR)_1 = 2(ETP_o)_1 - (N + K_s)_1$$

et comme

$$(ETR)_1 = 2(ETP_o)_1 - (ETP)_1$$

on a

$$(ETR)_1 = (N + K_s)_1$$

Par conséquent, en toute logique, $(ETP)_1$ devrait pouvoir être exprimée en fonction du pouvoir évaporant et de la température de l'air et uniquement en fonction de ces deux données.

Mais il semble que ce raisonnement comporte quelques points faibles :

1. Si, $(ETR)_1$ étant initialement nulle, on met le champ en eau, celui-ci évapotranspire — l'atmosphère surmontant ce champ 1 étant changée par le fait même de cette évapotranspiration — avec une intensité de $(ETR)_{\max} = (ETP_o)_1$ et c'est la définition expérimentale de $(ETP_o)_1$, évapotranspiration potentielle au sens de THORNTHWAITE relative au champ considéré.

2. Par hypothèse le champ 1 ne reçoit pas d'énergie advective venant du système extérieur ce qui se traduit par $(N + K_s)_m$ minimale ou nulle. Mais cela n'est possible que si le système extérieur évapotranspire avec la même intensité que le champ 1, dans ce cas précis, cela veut dire que :

$$(ETP)_s = (ETP_o)_s = (ETR)_{\max} = (ETP_o)_1 = 2(ETP_o)_s \text{ ou } 2(ETP_o)_1$$

3. Si au contraire $(N + K_s)_m$ n'est pas nul ou voisin de zéro, cela enlèverait tout intérêt à l'inéquation donnant ETP_o en fonction de Rg et de Kc .

Remarquons enfin, que pour une vaste étendue naturelle et pour un intervalle de temps suffisamment long, on aurait, en utilisant la formule (I, 6) :

$$ETP_o = \frac{(1 - a) Rg - N}{1 + b_o}$$

b_0 étant le rapport de BOWEN dans ces conditions. Si

$$e_s - e_a \approx 0.65 (T_s - T_a)$$

$$b \approx 1$$

et on aurait

$$ETP_0 \approx 0.5 [(1 - a) R_g - N]$$

Si par ailleurs, on trouvait expérimentalement que

$$ETP_0 = 0.5 (1 - a) R_g$$

cela prouverait tout simplement que, dans ces conditions bien déterminées de gradient de tension de vapeur et de gradient de température de l'air, et seulement dans ces conditions, le bilan radiatif de grande longueur d'onde est négligeable devant le rayonnement solaire direct de faible longueur d'onde. Cette constatation affaiblit la valeur de la vérification expérimentale avancée par BOUCHET pour justifier son expression de ETP_0 en fonction de R_g et celle de ETP en fonction uniquement des propriétés de la masse d'air régnante.

On pourra néanmoins utiliser la formule de BOUCHET avec le Piche sous abri comme formule empirique satisfaisante (PL. II). Une telle formule signifie que l'évapotranspiration potentielle est proportionnelle au pouvoir évaporant de l'air puisqu'en partant de la formule de PENMAN appliquée à une rondelle Piche ($H \approx 0$) on aurait

$$E_p = \frac{1}{\alpha_0} \frac{E_a}{1 + \lambda}$$

ou

$$E_a = k ETP = \alpha_0 (1 + \lambda) E_p$$

SUTTON fait cependant remarquer que l'évaporation dépend :

- de la dimension du corps évaporant dans la direction du vent ;
- des propriétés de la couche limite de ce corps et non de celle du globe terrestre ; par ailleurs, le calcul de l'évaporation d'après la température de l'air, la vitesse du vent et le déficit de saturation donnent autant de précision que la lecture directe sur un évaporomètre. Par conséquent, il serait inutile et même imprudent d'étendre à une vaste surface la valeur obtenue sur une petite.

VI. Conclusion. Mesures d'évapotranspiration potentielle

Nous nous intéressons, selon la dimension du périmètre à irriguer, à la mesure de ETP_0 de la région ou à celle de son ETP . Si le périmètre est de grande dimension, ce qui nous intéresse c'est ETP_0 de la région.

Dans certaines conditions exceptionnelles d'homogénéité de climat, de paysage et d'espèces culturales, le climat étant suffisamment humide, on pourra connaître $(ETP_0)_1$ par mesure directe sur des cuves évapo-

transpirométriques entourées d'un anneau de garde également irrigué et de grande dimension : $(ETP_o)_2$ décroît vers $(ETP_o)_1$ lorsque la dimension de l'anneau de garde irrigué augmente pour égaler celle de la région (Pl. I, FIGURE 1). On pourra ainsi déterminer le coefficient correctif k de la formule de PENMAN et tester la formule de THORNTHWAITE - HOLZMAN. Ces formules pourront ensuite être utilisées pour la détermination de ETP_o et ETR d'autres régions.

Dans les régions hétérogènes et à climat très sec on ne peut pas être assuré que $(ETP_o)_2$ du corps évapotranspirométrique puisse tendre assez rapidement vers $(ETP_o)_1$ de la région, lorsque les dimensions de l'anneau de garde croissent. Par ailleurs, même si $(ETP_o)_2$ tendait rapidement vers une limite, la valeur limite ainsi obtenue pourrait ne pas être la même partout dans la région ⁽¹⁾. Dans ce cas, il n'est pas question de multiplier des mesures directes.

Les formules de PENMAN ou de THORNTHWAITE - HOLZMAN pourraient être utilisées si on disposait de la mesure de tous les facteurs, mais l'installation d'un réseau de stations aussi complètes peut être coûteuse. On mesure alors $(ETP)_1$ et connaissant $(ETR)_1$ on pourra connaître la limite inférieure de $(ETP_o)_1$ par la relation (I, 21)'. Et si nous ne voulons irriguer qu'un champ 2 de faibles dimensions par rapport au domaine 1, la quantité maximale d'eau à mettre est alors donnée d'une manière immédiate : elle est égale à $(ETP_o)_2 = (ETP)_1$.

(1) Cependant, les mesures d'évapotranspiration potentielle effectuées en Tunisie par J. DAMANEZ, CH. RIOU, O. DE VILLELE et S. AMAMI, permettent d'être moins pessimiste sur l'influence du microclimat, contrairement à ce que laissent apparaître les mesures effectuées en France sur deux stations distantes seulement d'une dizaine de kilomètres.

SECONDE PARTIE

CIRCULATION DE L'EAU EN MILIEU POREUX DEBIT REEL MAXIMAL - EVAPOTRANSPIRATION REELLE

I. Introduction

Si les évapotranspirations potentielles, au sens de THORNTHWAITE et au sens de BOUCHET, sont des données liées principalement à la quantité d'énergie nécessaire pour évaporer une certaine lame d'eau du sol et à la vitesse de ventilation de la vapeur produite, l'évapotranspiration réelle est, elle, essentiellement soumise à la facilité pour l'eau à accéder à la surface évaporante. Et cette quantité ETR quitte effectivement le sol, ce qui amènerait le dessèchement progressif de celui-ci avec le temps si aucun apport extérieur ne venait combler son déficit en eau (ou quantité d'eau qu'il faut apporter au sol pour que celui-ci revienne à la capacité au champ).

La difficulté pour l'eau à accéder à la surface évaporante est liée d'une part, à la vitesse de sa circulation en milieux poreux exprimée par la loi de DARCY et d'autre part, au comportement biophysique de la feuille (phénomène de la régulation stomatique). Ces deux phénomènes sont liés, d'une façon plus ou moins connue à l'état hydrique du sol. Il est évident qu'à mesure que le sol se dessèche au cours du temps sous l'effet de l'évaporation, la difficulté d'accès de l'eau vers la surface évaporante s'en trouve accrue et son débit tend à devenir nul.

Nous nous proposons d'examiner cette circulation de l'eau du sol soumise à une certaine demande climatique ETP_0 et d'en déduire une relation qui lie le débit maximal ETR que le complexe sol — plante peut fournir, la demande climatique ETP_0 , la nature du sol et son état hydrique.

II. Circulation de l'eau en milieux poreux. Rappels théoriques

Soit la loi généralisée de DARCY régissant le mouvement unidimensionnel de l'eau dans un milieu poreux (voir HALLAIRE 1953, BAVER 1963, et SOEIRO 1964 par exemple) ⁽¹⁾ :

$$q_s = - K \frac{\delta \phi}{\delta s} \quad (\text{II, 1})$$

q_s : débit volumétrique dans la direction O_s par unité de section normale à cet axe.

K : coefficient de conductibilité hydraulique et capillaire de l'eau du sol.

ϕ : potentiel mécanique et thermodynamique auquel est soumis un gramme d'eau.

Dans un milieu poreux non saturé, le potentiel gravitationnel est négligeable et ϕ qui ne traduit plus que les forces de liaison de l'eau avec le milieu, dues aux phénomènes de tension superficielle et de tension osmotique prend alors le nom de potentiel capillaire ψ (ou de potentiel matriciel).

Si l'on choisi l'axe O_s allant de la surface du sol vers la profondeur (Oz) l'équation (II, 1) s'écrira alors :

$$q_z = - K \frac{\delta \psi}{\delta z} \quad (\text{II, 2})$$

Soit en dérivant partiellement par rapport à z :

$$\frac{\delta q_z}{\delta z} = - \frac{\delta}{\delta z} \left(K \frac{\delta \psi}{\delta z} \right) \quad (\text{II, 3})$$

L'équation de continuité du mouvement unidimensionnel étant :

$$\frac{\delta \Theta}{\delta t} = - \frac{\delta q}{\delta z} \quad (\text{II, 4})$$

$$d \frac{\delta a}{\delta t} = - \frac{\delta q}{\delta z} \quad (\text{II, 4})'$$

ou on a :

t : temps

Θ : taux d'humidité du sol exprimé en volume d'eau par volume apparent de sol

a : taux d'humidité du sol, exprimé en poids d'eau par poids d'un certain volume apparent de sol.

d : densité apparente du sol

(1) L'imprimerie ne disposant pas du « d rond », la dérivée partielle de y par rapport à x sera donc figurée dans notre texte par le symbole $\frac{\delta y}{\delta x}$

En combinant (II, 2) et (II, 4) on obtient :

$$\frac{\delta \Theta}{\delta t} = \frac{\delta}{\delta z} \left(K \frac{\delta \psi}{\delta z} \right) \quad (\text{II, 5})$$

Si ψ est une fonction définie, continue et dérivable de Θ (courbe p F-teneur en eau), on peut faire la transformation

$$\frac{\delta \psi}{\delta z} = \frac{\delta \psi}{\delta \Theta} \frac{\delta \Theta}{\delta z} \quad (\text{II, 6})$$

l'équation (II, 5) s'écrira :

$$\frac{\delta \Theta}{\delta t} = \frac{\delta}{\delta z} \left[\left(K \frac{\delta \psi}{\delta \Theta} \right) \frac{\delta \Theta}{\delta z} \right] \quad (\text{II, 7})$$

On admet que, lorsque Θ varie, les variations de K et de $\frac{\delta \psi}{\delta \Theta}$ étant inverse l'une de l'autre :

$$K \frac{\delta \psi}{\delta \Theta} = C^{\text{te}} \quad \text{quelque soit } \Theta$$

et comme le sol est supposé homogène :

$$K \frac{\delta \psi}{\delta \Theta} = C^{\text{te}} \quad \text{quelque soit } z$$

On peut alors écrire l'équation (II, 7) sous la forme :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\delta \Theta}{\delta t} = D \frac{\delta^2 \Theta}{\delta z^2} \\ D = K \frac{\delta \psi}{\delta \Theta} \end{array} \right. \quad (\text{II, 8})$$

C'est une « équation de chaleur », D étant appelé coefficient de diffusivité capillaire de l'eau dans le sol, caractéristique de chaque sol.

Dans ces conditions l'équation (II, 2) du débit s'écrit :

$$q_z = D \frac{\delta \Theta}{\delta z} \quad (\text{II, 2})'$$

Les travaux de GARDNER, de HALLAIRE, de ILANTZIS, de SOEIRO et de SINE et BENZ ont montré que cette formulation n'est pas rigoureusement fidèle à la réalité (voir Pl. III, Fig. 1, 2 et 3) : D varie avec Θ et même avec $\frac{d\Theta}{dt}$. Mais les nouvelles formulations proposées par ces auteurs n'ont pas encore été comparées entre elles ni universel-

lement adoptées. Nous regarderons provisoirement la formulation classique comme une approximation suffisante à l'échelle du champ (voir plus loin).

Nous admettons la théorie de SHERWOOD sur l'évaporation d'un corps poreux imbibé d'eau, soumis à un potentiel évaporant (de suction) constant. Pendant la première période la vitesse d'évaporation, correspondant à la quantité d'énergie reçue par le corps et à la vitesse de ventilation de la vapeur d'eau produite, est constante : l'évaporation ayant lieu à la surface, sans mouvement d'eau à l'intérieur du corps, jusqu'à ce que le taux d'humidité à la surface atteigne une valeur d'équilibre avec l'air, qui est la valeur limite Θ_f . Pendant la seconde période, le taux d'humidité Θ_f à la surface évaporante reste constant et l'évaporation décroît. Cette seconde période est justiciable de l'équation (II, 8) avec par conséquent les conditions initiales et aux limites suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{ll} \Theta(z, 0) = \Theta_0 & \text{pour } 0 \leq z \leq L \\ \Theta(0, t) = \Theta_f & \text{pour } t > 0 \\ \left(\frac{\delta \Theta}{\delta z} \right)_{z=L} = 0 \end{array} \right. \quad (\text{II, 9})$$

La solution classique de l'équation (II, 8) avec les conditions (II, 9) est (voir CARSLAW et GEIGER) :

$$\frac{\Theta - \Theta_f}{\Theta_0 - \Theta_f} = \sum_{n=1, 3, 5, \dots}^{\infty} \frac{4}{n\pi} \sin \frac{n\pi z}{2L} e^{-\frac{n^2\pi^2 Dt}{4L^2}} \quad (\text{II, 10})$$

est l'équation du profil hydrique (voir Annexe I)

Par ailleurs, l'équation (II, 2)' s'écrit pour $z = 0$

$$q_{z=0, t} = q_r = -D \left(\frac{\delta \Theta}{\delta z} \right)_{z=0, t} \quad (\text{II, 11})$$

soit d'après (II, 10) :

$$|q_r| = D \left(\frac{\delta \Theta}{\delta z} \right)_{z=0} = \frac{2D}{L} (\Theta_0 - \Theta_f) \sum_{n=1, 3, 5, \dots}^{\infty} e^{-\frac{n^2\pi^2 Dt}{4L^2}} \quad (\text{II, 12})$$

La quantité totale d'eau évaporée pendant l'intervalle de temps (o, t) par unité de surface est alors :

$$Q_r = - D \int_0^t \left(\frac{\delta \Theta}{z \varrho} \right)_{z=0} dt$$

soit d'après (II, 9) :

$$Q_r = Q_f \left(1 - \frac{8}{\pi^2} \sum_{n=1, 3, 5, \dots}^{\infty} \frac{1}{n^2} e^{-\frac{n^2 \pi^2 D t}{4 L}} \right) \quad (\text{II, 13})$$

avec

$$Q_f = (\Theta_o - \Theta_f)_{z=0} = L (\Theta_o - \Theta_f) \text{ quand } t \rightarrow \infty \quad (\text{II, 14})$$

Q_f a la signification de quantité d'eau évaporable totale lorsque $t \rightarrow \infty$.
Posons $(\bar{\Theta}, \bar{\Theta}_o$ et $\bar{\Theta}_f$ étant les humidités moyennes de la couche 0, L) :

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{\bar{\Theta}_r - \bar{\Theta}_f}{\bar{\Theta}_o - \bar{\Theta}_f} &= \frac{\bar{a} - \bar{a}_f}{\bar{a}_o - \bar{a}_f} = \bar{X} \\ \frac{D t}{L^2} &= w \end{aligned} \right. \quad (\text{II, 15})$$

et cherchons une relation qui lie $|qr|$ à \bar{X} pour toutes les valeurs de $w > 0$.

Remarquons tout d'abord que :

$$\bar{X} = 1 - \frac{Q_r}{Q_f} \quad (\text{II, 16})$$

soit d'après (II, 10) :

$$\bar{X} = \frac{8}{\pi^2} \sum_{n=1, 3, 5, \dots}^{\infty} \frac{1}{n^2} e^{-\frac{n^2 \pi^2}{4} w} \quad (\text{II, 17})$$

On trouvera la représentation graphique de \bar{X} en fonction de $w = \frac{Dt}{L^2}$ en Pl. IV.

Les séries de terme général

$$u_n = \frac{1}{n^2} e^{-\frac{n^2 \pi^2}{4} w}, \quad v_n = e^{-\frac{n^2 \pi^2}{4} w}$$

étant rapidement convergentes, on peut, pour une valeur suffisamment élevée de w ($w > 0,2$ d'après SINE et BENTZ, TABLEAUX I et II) ne prendre que le premier terme :

$$\left\{ \begin{array}{l} w > 0,2 \\ \bar{X} < 0,5 \end{array} \right. \quad (\text{II, 14})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \bar{X} = \frac{8}{\pi^2} e^{-\frac{\pi^2}{4} w} \end{array} \right. \quad (\text{II, 18})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} |q_r| = \frac{2D}{L} (\bar{\theta}_0 - \bar{\theta}_t) e^{-\frac{\pi^2}{4} w} \end{array} \right.$$

pour t infini on a :

$$|q_r| = \frac{2D}{L} (\bar{\theta}_0 - \bar{\theta}_t) e^{-\frac{\pi^2}{4} w}$$

la relation cherchée est alors :

$$|q_r| = \frac{D (\bar{\theta}_0 - \bar{\theta}_t)}{L} \cdot \frac{\pi^2}{4} \cdot \bar{X}$$

pour $w \leq 0,2$, on admet comme artifice de calcul que l'écoulement se fait dans un milieu semi-infini avec les conditions initiales et aux limites :

$$\left\{ \begin{array}{l} \theta(z, 0) = \theta_0 \quad \text{pour } 0 \leq z \\ \theta(0, t) = \theta_t \quad \text{pour } 0 < t \end{array} \right. \quad (\text{II, 19})$$

La solution classique de (II, 8) avec les conditions (II, 19) est alors (CARSLAW et GEIGER) :

$$\left\{ \begin{aligned} \bar{X} &= \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^u e^{-u^2} du \\ u &= \frac{z}{2 \sqrt{Dt}} \end{aligned} \right. \quad \text{(II, 20)}$$

d'où on déduit :

$$Q_r = \frac{2}{L \sqrt{\pi}} \cdot Q_f \sqrt{Dt} \quad \text{(II, 21)}$$

$$|q_r| = \frac{dQ_r}{dt} = \frac{D(\bar{\theta}_0 - \bar{\theta}_t)}{L \sqrt{\pi}} w \cdot \frac{1}{2} \quad \text{(II, 22)}$$

$$|q_r| = \frac{D(\bar{\theta}_0 - \bar{\theta}_t)}{L \sqrt{\pi}} w \cdot \frac{1}{2} \quad \text{pour } t \rightarrow \infty \quad \text{(II, 22)}$$

et

$$\bar{X} = 1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} w \cdot \frac{1}{2} \quad \text{(II, 24)}$$

et la relation cherchée entre $|q_r|$ et \bar{X} s'écrit :

$$\left\{ \begin{aligned} 0 &< w \leq 0,2 \\ 0,5 &\leq \bar{X} < 1 \\ |q_r| &= \frac{D(\bar{\theta}_0 - \bar{\theta}_t)}{L} \cdot \frac{2}{\pi} \cdot \frac{1}{1 - \bar{X}} \end{aligned} \right. \quad \text{(II, 25)'}$$

La courbe donnant l'allure de variation de $|q_r|$ en fonction de \bar{X} est représentée sur la Pl. V. Pour $\bar{X} < 0,5$ elle est assimilable à une droite de coefficiente angulaire $\frac{D(\bar{\theta}_0 - \bar{\theta}_t)}{L} \cdot \frac{\pi^2}{4}$, pour $\bar{X} \geq 0,5$ c'est une branche d'hyperbole ayant pour asymptote la droite $\bar{X} = 1$.

Par la suite, comme il ne peut exister aucune confusion, nous désignerons $|q_r|$ par q_r .

III. Notion de débit spécifique et de débit réel maximal

Remarquons, d'une part, que le coefficient $\frac{D(\bar{\theta}_o - \bar{\theta}_f)}{L}$ est homogène à un débit et il ne dépend que des caractéristiques du corps évaporant : appelons le débit spécifique du sol :

$$q_s = \frac{D(\bar{\theta}_o - \bar{\theta}_f)}{L} = \frac{D}{L^2} Q_r \quad (\text{II, 26})$$

q_s est proportionnel au coefficient de diffusivité capillaire, de la quantité totale d'eau évaporable et inversement proportionnelle au carré de l'épaisseur de ce sol.

D'autre part q_r a la signification d'un débit maximal que peut fournir un sol surmonté d'une atmosphère parfaitement évaporant : autrement dit, l'eau arrivée à la surface évaporante est instantanément transformée à l'état de vapeur qui diffuse ensuite avec une vitesse infinie à travers l'atmosphère de sorte que celle-ci ne soit jamais saturée au voisinage de la surface du corps. Nous savons qu'il n'en est pas ainsi : q_r ne tend pas vers l'infini il est borné supérieurement par la demande climatique qui a toujours une valeur finie q_o .

Si nous reportons donc cette valeur q_o sur l'axe de q de la Pl. IV, la parallèle à l'axe des \bar{X} d'équation. $q = q_o$ coupe la courbe $q = q_s \cdot f(\bar{X})$ en un point d'abscisse \bar{X}_r . Pour $\bar{X}_r \leq \bar{X} < 1$, la vitesse d'évaporation est limitée par la demande climatique q_o , pour $\bar{X} < \bar{X}_r$ elle est limitée par la courbe du débit maximal (l'offre) : $q_r = q_s \cdot f(\bar{X})$.

Ainsi, dans de différentes conditions d'évaporation et pour différents types de sol on a les familles de courbes qui représentent le débit réel maximal du sol. Ce débit réel maximal étant tel que :

$$\begin{cases} \bar{X}_r \leq \bar{X} < 1 \\ q_m = q_o \end{cases}$$

et

$$\begin{cases} \bar{X} = \bar{X}_r \\ q_m = q_r = q_s \cdot f(\bar{X}) \end{cases}$$

Ces différents types de courbes sont représentés sur les FIG. 1, 2, 3 et 4 de la Pl. VI et FIG. 1 et 2 de la Pl. VII. Les courbes correspondent

bien aux courbes expérimentales données par différents auteurs dont GESLIN et SERVY, RINGOET et HALLAIRE, CLOSS et KOLASEV et qui sont représentées sur les Pl. VIII, Pl. IX (FIG. 1, 2 et 3), Pl. X (FIG. 1 et 2) et Pl. XI. Ainsi, à notre avis, la théorie classique de la diffusion capillaire en milieu non saturé est suffisante pour rendre compte des phénomènes naturels.

Les courbes des Pl. VI (FIG. 1, 2, 3 et 4) ou Pl. VII (FIG. 1 et 2) peuvent être reportées sur un système d'axes (Pl. XI) :

$$\left\{ \begin{array}{l} \bar{X} = \frac{\bar{\theta} - \bar{\theta}_r}{\bar{\theta}_0 - \bar{\theta}_r} \\ Y = \frac{q_r}{q_0} \end{array} \right.$$

Si on pose

$$\rho = \frac{q_s}{q_0}$$

ces courbes ont pour équations :

$$\left\{ \begin{array}{l} 0 \leq \bar{X} < 0,5 \\ Y = \frac{\pi^2}{4} \rho \cdot \bar{X} \end{array} \right. \quad (II, 27)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} 0,5 \leq \bar{X} < \bar{X}_r \\ Y = \frac{2}{\pi} \rho \frac{1}{1-\bar{X}} \\ \bar{X}_r \leq \bar{X} < 1 \\ Y = 1 \end{array} \right.$$

A chacune de ces courbes correspond un couple de valeurs (q_0 , q_s) relatif à un certain équilibre offre-demande dépendant d'une part du climat et d'autre part du sol.

Avant d'aller plus loin, il convient d'ajouter les remarques suivantes sur la validité de la loi classique concernant la diffusion capillaire.

1. La loi classique ne prétend que cerner le phénomène à l'échelle macroscopique : le mouvement d'ensemble de l'eau y est considéré comme unidimensionnel, le long de z par exemple, avec une résistance (ou une diffusivité) moyenne statistique résultant de la résistance en tout point de la masse de sol considérée. Elle ne nous donne aucun renseignement sur les trajectoires particulières de chaque particule élémentaire du fluide pourvu qu'il existe un gradient moyen d'humidité, négative dans le sens de la circulation. Et ceci n'empêche pas la recherche d'une théorie qui

puisse traduire l'état de mouvement et de liaison du fluide en chaque point du sol, comme les travaux de DERJAGUIN, de RODE, de TCHAPECK, de PELTIER, de HALLAIRE, de SINE et BENTZ, etc...

2. Une objection plus valable à l'égard de la théorie classique est qu'elle admet à la base que l'on peut faire la transformation (II, 6) qui suppose que la fonction

$$\psi = f(\theta)$$

traduit une relation biunivoque entre ψ et θ . Or, on sait que la courbe du $pF = \lg \psi$ en fonction de θ admet au moins deux déterminations dues aux phénomènes d'hystérésis. Pour un même sol, à une même valeur de θ , il correspond au moins deux valeurs du pF et inversement, selon que le taux d'humidité du sol va dans le sens croissant ou décroissant (Pl. XIII et XIV, d'après SOEIRO). On voit sur les courbes représentées sur ces figures que le sol se réhumecte par diffusion capillaire plus difficilement qu'il ne se dessèche. On peut minimiser cette objection en ne considérant que la détermination correspondant au sens décroissant de θ puisque c'est le cas qui nous concerne.

3. Une troisième remarque est que le coefficient D de diffusivité capillaire pourrait ne pas être constant dans la réalité, ce qui compliquerait la solution mathématique du problème, même si on connaissait la loi de variation de D dans le temps (c'est-à-dire sa loi de variation avec θ). Pl. XIII (FIG. 1, 2 et 3).

4. Lorsque la dessiccation est poussée, un autre phénomène de diffusion entre en ligne de compte, c'est la diffusion de vapeur d'eau dans la couche superficielle du sol, surtout en sol sableux.

5. Il peut sembler étrange que le débit réel q_r ne dépende apparemment plus du gradient d'humidité (de potentiel) ; en fait la valeur moyenne de ce gradient figure dans l'expression (II, 26) du débit spécifique q_s . Il devient évident que $q_r = f(\bar{\theta}_r)$ dépend de $(\bar{\theta}_0 - \bar{\theta}_f)$. En d'autres termes, l'évaporation réelle dépend non seulement de l'humidité moyenne actuelle mais aussi de l'humidité (initiale et finale). Ce fait a déjà été remarqué par de nombreux auteurs dont HENIN, notamment.

IV. Estimation de l'évapotranspiration réelle

Jusqu'à présent nous avons considéré un sol nu, amorphe, parfaitement homogène et d'épaisseur L déterminée, soumis à des conditions d'évaporation constantes dans le temps. Si le sol porte une végétation,

s'il change de structure et de comportement capillaire au cours du dessèchement et s'il est soumis à des conditions d'évaporation variables, nous ne pouvons écrire que la relation suivante :

$$\frac{ETR}{ETP_0} = \frac{f(q_r)}{f(q_0)} \quad (\text{II, 28})$$

La fonction $y = f(q)$ dépend non seulement de q mais aussi, à priori, de la nature, de l'âge de la couverture végétale, de la loi de variation des conditions d'évaporation au cours du temps, des changements de structure du sol avec le dessèchement, de la régulation stomatique, etc... La formulation exacte d'une telle fonction nous semble pour l'instant inaccessible ⁽¹⁾. Mais si nous regardons le phénomène à une certaine échelle : pour un champ suffisamment grand et homogène et pour un intervalle unitaire de temps convenable, il nous semble légitime de raisonner sur un corps évaporant idéal, équivalent au champ réel et placé dans des conditions d'évaporation constantes de même valeur que la moyenne dans l'espace et dans le temps de la demande climatique réelle. Alors nous pouvons poser :

$$\begin{aligned} ETP_0 &= q_0 \\ ETR &= q_r \end{aligned} \quad (\text{II, 29})$$

q_0 et q_r étant relatifs au champ idéal équivalent et au climat idéal équivalent. Donc, pour un couvert végétal donné pour une même époque de l'année et pour un même intervalle unitaire de temps, on a :

$$\frac{ETR}{ETP_0} = Y \quad (\text{II, 30})$$

avec

$$\left\{ \begin{array}{l} 0 \leq \bar{X} < 0,5 \\ Y = \frac{\pi^2}{4} \rho \bar{X} \end{array} \right.$$

$$\left\{ \begin{array}{l} 0,5 \leq \bar{X} < \bar{X}_r \\ Y = \frac{2}{\pi} \rho \frac{1}{1-\bar{X}} \end{array} \right.$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \bar{X}_r \leq \bar{X} < 1 \\ Y = 1 \end{array} \right.$$

(1) voir Annexe II.

et

$$\left\{ \bar{X} = \frac{\bar{\theta} - \bar{\theta}_f}{\bar{\theta}_o - \bar{\theta}_f} = \frac{\bar{\alpha} - \bar{\alpha}_f}{\bar{\alpha}_o - \bar{\alpha}_f} = \frac{\lambda_r - \lambda_f}{\lambda_o - \lambda_f} \right.$$

$\bar{\theta}, \bar{\alpha}$: taux d'humidité réel en volume et en poids (pour la couche 0,L)

$\bar{\theta}_o, \bar{\alpha}_o$: capacité au champ (pour la couche 0,L)

$\bar{\theta}_f, \bar{\alpha}_f$: taux d'humidité hygroscopique (pour la couche 0,L)

$\lambda_{mm} = 10. \bar{\theta} L_{cm} = 10 \bar{\alpha} d. L_{cm}$: lame d'eau, en millimètres du sol.

d : densité apparente du sol.

L : épaisseur du sol, ou épaisseur correspondant à la profondeur de dessèchement maximal sous le climat considéré, ou profondeur de la couche radiculaire, ou profondeur d'humectation pour un sol irrigué.

Au point de flétrissement permanent, ETR est pratiquement nulle : on pourra prendre $\bar{\theta}_f$ et $\bar{\alpha}_f$ correspondant à ce point de flétrissement permanent (Pl. VII, FIG. 1 et 2).

Si on tient compte de la relation (I, 21)', l'évapotranspiration réelle peut s'écrire en fonction de l'évapotranspiration potentielle au sens de BOUCHET :

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{ETR} \geq \text{ETP} \frac{Y}{2 - Y} \\ Y = \frac{\pi^2}{4} \rho \bar{X} \text{ pour } 0 \leq \bar{X} = \frac{\bar{\theta} - \bar{\theta}_f}{\bar{\theta}_o - \bar{\theta}_f} < 0,5 \\ Y = \frac{2}{\pi} \rho \frac{1}{1 - \bar{X}} \text{ pour } 0,5 \leq \bar{X} < \bar{X}_r \\ Y = 1 \text{ pour } \bar{X}_r \leq \bar{X} < 1 \end{array} \right. \quad (\text{II, 31})$$

Telle est la formule qui permettrait de connaître au moins la limite inférieure de l'évapotranspiration réelle à une donnée quand on ne connaît que la courbe d'humidité du sol et la courbe d'évapotranspiration potentielle au sens de BOUCHET (donnée par $(\text{ETP}_o)_2$ d'un corps évaporant standard).

Remarquons cependant que dans cette formule le terme Y est fonction de \bar{X} mais aussi de ETP_o que l'on ne connaît pas. Elle ne semble pas être directement applicable. Nous verrons dans la troisième partie comment contourner cette difficulté.

Revenons sur notre hypothèse du début de ce paragraphe : à savoir la possibilité de considérer un corps idéal placé dans des conditions idéales équivalentes,

et demandons-nous si cette hypothèse reste apte à traduire les faits agronomiques. De nombreux auteurs dont RINGOET et de PARCEVAUX qui cite aussi STOCKER ont mis en évidence une importante réduction de l'évapotranspiration réelle aux heures les plus chaudes et les plus sèches de la journée. (Cette dépression de midi n'a d'ailleurs été mise en évidence jusqu'à présent que sur la transpiration végétale par la méthode des rameaux coupés de STOCKER). On trouvera la représentation graphique de ce phénomène en fonction du temps sur les Pl. XV, (FIG. 1, 2, 3 et 4) et Pl. XVI. Pour expliquer ce phénomène HALLAIRE estime qu'il y a alors déséquilibre entre l'évaporation et la pression de succion critique de la feuille, l'évaporation entrant en ligne de compte par l'intermédiaire de la notion de potentielle efficace du sol (ce potentiel dépendrait non seulement du potentiel capillaire mais aussi de la vitesse de dessèchement et quelques autres paramètres caractéristiques du sol). D'après de PARCEVEAU et BOUCHET, cette évaporation serait le résultat de l'effet d'oasis du champ sur son feuillage. Autrement dit, le phénomène de régulation stomatique était dû à l'augmentation de $(ETP)_1$ par rapport à $(ETP)_0$, par suite de la réduction de $(ETR)_1$. Cette accélération de la fermeture stomatique par interaction entre $(ETR)_1$ et $(ETP)_1$, serait par conséquent un mécanisme complexe.

Portons nos courbes $Y = f(\bar{X})$ d'équation (11, 15) pour différentes valeurs de ρ et repérons les par des numéros 1, 2, 3... (voir Pl. XI). Supposons que l'humidité du champ pour la journée varie de \bar{X}_r' à \bar{X}_r . Nous voyons que $Y = \frac{ETR}{ETP}$ peut prendre n'importe quelle valeur de 0 à 1 suivant la variation de ETP_0 au cours de la journée. Y reste constamment égal à l'unité si ETP_0 correspond aux courbes 1, 2, 3, 4, Y subit une dépression de plus au plus forte si ETP_0 au cours de la journée correspond aux courbes de numéro de plus en plus élevé (n° 5 et suivants). Ainsi à notre avis, le moteur essentielle du phénomène est ETP_0 , et notre point de vue permet d'expliquer d'une manière simple et pour l'ensemble du champ (et l'ensemble du feuillage) ce qui a été mis en évidence en chaque point particulier de ce feuillage. Il n'y a pas de déséquilibre, mais un déplacement du point figuratif sur différentes courbes d'équilibre offre-demande. Notre hypothèse du champ équivalent permet donc de saisir la réalité agronomique.

Les mesures de PARCEVAUX ayant toujours montré une certaine réduction de l'évaporation au niveau des feuilles alors que le champ est apparemment bien alimenté en eau, BOUCHET en a conclu que les débits élémentaires étaient additifs alors que l'évapotranspiration potentielle $(ETP)_1$ régnait sur chaque feuille de sorte qu'un déséquilibre existe à l'échelle de la feuille. Nous avons déjà dit dans la première partie que l'effet d'oasis du champ sur son feuillage ne peut pas être considéré.

Et si nous admettons la relation (I, 21), écrite à l'échelle du champ :

$$(ETP)_1 + (ETR)_1 = 2(ETP)_0$$

elle s'écrit encore

$$2(ETP)_0 - (ETR)_1 = (ETP)_1 \quad (\text{II, 32})$$

soit encore

$$\frac{2(ETP)_0}{\sigma} - \frac{(ETR)_1}{\sigma} = \frac{(ETP)_1}{\sigma} \quad (\text{II, 33})$$

σ étant la surface interne évaporante par unité de surface horizontale du champ. Comme nous admettons en outre que $(ETR)_1$ et $(ETP)_0$ est le résultat de la sommation des débits élémentaires [les symboles correspondent à l'évapotranspiration élémentaire et moyenne évaluées sur la surface σ]:

$$(ETR)_1 = \Sigma (e_r)_1 = \sigma (\bar{e}_r)_1$$

$$(ETP_o)_1 = \Sigma (e_o)_1 = \sigma (\bar{e}_o)_1 \quad (\text{II, 34})$$

en remplaçant ces valeurs de $(ETR)_1$ et $(ETP_o)_1$ dans (II, 18) :

$$2(\bar{e}_o)_1 - (\bar{e}_r)_1 = \frac{(ETP)_1}{\sigma} \quad (\text{II, 35})$$

Si nous admettons que la surface interne évaporante du champ est une surface homogène, c'est-à-dire ayant partout le même comportement vis-à-vis de l'évapotranspiration et suivant les mêmes lois de réduction de cette évapotranspiration, nous pouvons dire qu'il n'y a pas d'effet d'oasis d'une surface élémentaire sur une autre, la relation (II, 32) est encore valable à l'échelle de cette surface (elle traduit simplement le principe de la conservation de l'énergie).

$$2(\bar{e}_o)_1 - (\bar{e}_r)_1 = (\bar{e}_p)_1 \quad (\text{II, 36})$$

on en déduit avec (II, 35) que :

$$(ETP)_1 = \sigma (\bar{e}_p)_1 = \Sigma (e_p)_1 \quad (\text{II, 37})$$

L'évapotranspiration potentielle au sens de BOUCHET jouit également de la propriété d'additivité.

La relation (II, 32) s'écrit encore :

$$(ETP_o)_1 - (ETR)_1 = (ETP)_1 - (ETP_o)_1$$

soit

$$1 - \frac{(ETR)_1}{(ETP_o)_1} = \frac{(ETP)_1}{(ETP_o)_1} - 1 \quad (\text{II, 38})$$

or d'après (II, 19) et (II, 22) on a :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{(ETR)_1}{(ETP_o)_1} = \frac{(\bar{e}_r)_1}{(\bar{e}_o)_1} \\ \frac{(ETP)_1}{(ETP_o)_1} = \frac{(\bar{e}_p)_1}{(\bar{e}_o)_1} \end{array} \right. \quad (\text{II, 39})$$

La relation (II, 38) s'écrit encore :

$$1 - \frac{(ETR)_1}{(ETP_o)_1} = \frac{(ETP)_1}{(ETP_o)_1} - 1 = 1 - \left(\frac{\bar{e}_r}{\bar{e}_o}\right)_1 = \left(\frac{\bar{e}_p}{\bar{e}_o}\right)_1 - 1 = G \quad (\text{II, 40})$$

La quantité G qui représente le taux de réduction de l'évapotranspiration, c'est-à-dire le déséquilibre entre l'offre et la demande, est la même à l'échelle de la feuille et à l'échelle du champ et celui-ci est parfaitement homogène.

Pour un champ hétérogène, et seulement pour un tel champ qui comporte généralement une surface bien évaporante constituée par le feuillage et une autre moins évaporante constituée par le sol il y a effet d'oasis d'une catégorie de surface sur l'autre. Nous reviendrons sur les conséquences agronomiques de cet effet dans la troisième partie. Disons seulement que cette dernière remarque permet d'expliquer ces résultats expérimentaux de de PARCEVAUX.

V. Conclusion

En revenant à la théorie classique sur la diffusion capillaire de l'eau en milieu poreux et en remarquant simplement que la demande climatique a toujours une intensité finie, nous avons pu retrouver les faits expérimentaux cités par différents auteurs, notamment le fait que pour une certaine humidité suffisamment près de la capacité de rétention, l'évaporation reste constante, elle a alors pour valeur la demande climatique ; en dessous d'un seuil d'humidité, l'évaporation suit une loi de décroissance donnée par la théorie classique de diffusion, ce qui signifie qu'elle est alors limitée par le débit maximal que le sol peut fournir à un instant donné. Ce seuil d'humidité dépend d'un couple de valeurs (q_s , q_o) représenté par le rapport.

$$\rho = \frac{q_s}{q_o}$$

où q_o est la demande climatique et q_s le débit spécifique du sol :

$$q_s = \frac{DQ_f}{L^2}$$

D étant le coefficient de diffusion capillaire, Q_f la quantité d'eau totale évaporable du sol et L^2 le carré de l'épaisseur du sol (ou profondeur de dessèchement de ce sol sous un climat donné).

Nous avons ensuite appliqué cette même loi de diffusion à un champ réel suffisamment homogène en considérant un corps évaporant idéal équivalent, placé dans des conditions atmosphériques uniformes et identiques dans le temps. Cet artifice de calcul nous permet cependant de trouver une relation donnant l'évapotranspiration réelle du champ en fonction de l'humidité actuelle de ce champ.

Une telle relation permettra de connaître $(ETP_o)_1$ que nous cherchions dans la première partie, elle permettra également d'estimer le déficit de saturation en fonction du temps par une méthode donnée à la fin de la troisième partie. L'artifice du corps idéal équivalent, nous permet en outre de retrouver le phénomène de la réduction de l'évapotranspiration aux heures chaudes et sèches de la journée. Mais il ne nous permet pas de saisir les effets d'oasis internes pour un champ hétérogène qui est le cas le plus général. Ces advections internes qui ont d'importantes conséquences sur la production végétale seront reprises dans la troisième partie de cette étude.

TROISIEME PARTIE

APPLICATIONS AGRONOMIQUES

I. Introduction

Dans la première partie nous avons examiné la demande climatique par l'intermédiaire de l'évapotranspiration potentielle au sens de THORNTHWAITE, c'est-à-dire la quantité d'eau perdue à l'état de vapeur dans l'atmosphère par un sol parfaitement évaporant en tout point de sa surface. Dans la seconde partie nous avons considéré un champ parfaitement homogène dans l'espace, dont les caractéristiques en regard de la diffusion capillaire (D le coefficient de diffusion capillaire, L l'épaisseur du dessèchement) restent identiques dans le temps et nous avons cherché une loi de variation de l'évapotranspiration réelle de ce champ avec le temps (avec l'humidité de ce champ). Ces deux cas idéaux nous ont permis de dégager les principes simples, cohérents et en accord avec les résultats expérimentaux obtenus par différents auteurs.

Il reste qu'un champ réel n'est généralement pas justiciable de ces hypothèses d'homogénéité d'où découle le principe de la non interaction entre les surfaces évaporantes élémentaires : il se produit constamment des phénomènes d'homogénéisation qui sont appelés les effets d'oasis. Il ne nous est plus loisible de considérer un certain champ 1, de dimension arbitraire et pouvant se subdiviser d'une manière quelconque en champs partiels de plus en plus petits et dont l'évapotranspiration se trouve sur la même courbe d'équation $\frac{ETR}{ETP} = \text{fonction de l'humidité}$, que le champ initial. Il nous faut introduire la notion d'échelle : les effets d'oasis entre deux surfaces dépendant de la dimension et de la nature de ces surfaces.

Le champ de référence ne pourra pas être choisi de dimensions arbitraires, mais suivant les délimitations soit naturelles soit agronomiques et tel que les changements d'état évapotranspiratoire soient perceptibles par les instruments de mesures météorologiques placés sous abri à 2 m au-dessus du sol.

Le fait que le climat d'une région agricole peut être différent de celui à l'échelle de la plante ou de la feuille est très important sur le plan agronomique où la plante est la vraie unité de travail. C'est à cette

échelle même qu'il conviendrait d'améliorer le climat par des techniques culturales que nous allons examiner.

Nous donnerons enfin une méthode de détermination du déficit en eau du sol en ne connaissant que la courbe des pluies et la courbe de l'évapotranspiration potentielle au sens de BOUCHET. Le déficit en eau du sol à un instant donné est la quantité d'eau perdue en évaporation par un champ initialement à sa capacité de rétention capillaire, ou si on veut la quantité d'eau qu'il faut apporter au sol pour que celui-ci revienne à sa capacité de rétention (ou de sa capacité au champ). Ce déficit vient du fait que l'apport naturel d'eau est mal réparti, de sorte que pendant une certaine époque de l'année il reste inférieur à la demande climatique. La connaissance de la variation de ce déficit avec le temps et de l'évapotranspiration potentielle au sens de THORNTHWAITE est à la base même de l'irrigation telle qu'elle est pratiquée habituellement.

II. Notion d'échelle climatique

Ce n'est pas sans raison que les climatologues ont défini depuis longtemps le climat en fonction des unités géographiques et temporelles : les macro, méso et microclimats correspondent à des unités de plus en plus petites et nous pouvons ajouter à la suite des Bioclimatologues de Versailles le climat ponctuel et instantané.

Soit, dans une première étape du raisonnement, un champ évapotranspirant potentiellement au sens de THORNTHWAITE à l'instant initial ; sous l'effet même de cette évapotranspiration, le sol se dessèche et nous avons vu que son évapotranspiration suit la courbe d'équilibre :

$$\left\{ \begin{array}{ll} (\text{ETR})_1 = \frac{2}{\pi} q_{s1} (\text{ETP}_0)_1 \cdot \frac{1}{1 - \bar{X}} & \text{pour } 0,5 \leq \bar{X} < \bar{X}_1 \\ (\text{ETR})_1 = \frac{\pi^2}{4} q_{s1} (\text{ETP}_0)_1 \cdot \bar{X} & \text{pour } 0 \leq \bar{X} < 0,5 \\ (\text{ETR})_1 = (\text{ETP}_0)_1 & \text{pour } \bar{X}_1 \leq \bar{X} \end{array} \right.$$

q_{s1} étant le débit spécifique du champ 1. Cette courbe serait suivie en tout point du champ si celui-ci était homogène. Or il n'en est rien, en particulier : le sol ayant envers l'eau une conduction moindre que celle des vaisseaux capillaires de la plante, voit son débit décroître plus vite que celui de la plante. Il en résulte un échauffement de sa surface, qui est communiqué à l'atmosphère par conduction — convection et au feuillage par rayonnement, d'où une élévation de l'énergie reçue par le feuillage qui se traduit par une élévation du débit maximal q_s feuille et

un déplacement vers la droite de \bar{X}_{feuille} . Tout se passe comme si, dès lors que $(ETP_o)_{\text{sol}}$ devient $(ETR)_{\text{sol}}$, $(ETP_o)_{\text{feuille}}$ du feuillage était devenu $(ETP)_{\text{sol}}$.

Ce schéma est naturellement simplifié. Il existe un effet d'oasis inverse du feuillage sur le sol, de sorte que

$$\rho_{\text{sol}} = \frac{q_{\text{s sol}}}{(ETP_o)_{\text{sol}}}$$

et

$$\rho_{\text{feuille}} = \frac{q_{\text{s feuille}}}{(ETP_o)_{\text{feuille}}}$$

se réajustent constamment. Dans ce sens on peut parler d'un état d'équilibre statistique moyen du champ représenté par ρ . Le coefficient ρ , lui, est constant dans le temps (avec le dessèchement) puisque la quantité d'énergie que reçoit globalement le sol et le feuillage est égale à R_g de la voûte céleste. En effet, si on néglige les termes Q_1 et Q_p , on peut écrire le bilan énergétique :

$$(ETP_o)_1 = (1 - a)R_g - N - K$$

$$(ETR)_1 = (1 - a')R_g - N' - K' < (ETP_o)_1$$

d'où

$$a'R_g + R'_s - (1 - a'_n)R'_a + K' > aR_g + R_s - (1 - a_n)R_a + K$$

ce qui veut dire que l'énergie perdue par le sol sous forme de rayonnement et d'échanges conductifs, est plus grande dans le cas de réduction de l'évapotranspiration qu'initialement, tandis que l'énergie reçue est constante et égale à R_g .

La quantité nette d'énergie reçue par le champ pour l'évapotranspiration (R_g moins pertes) est bornée à sa limite supérieure par $(ETP_o)_1$ et ne saurait être en aucun cas égal à $(ETP)_1 > (ETP_o)_1$ comme on aurait tendance à le croire du fait que l'atmosphère est devenu plus aride.

Si on considère maintenant une grande région naturelle constituée par des zones de sols nus, de plans d'eau, de forêts et de sols cultivés, on voit d'après le même raisonnement qu'il existe par l'intermédiaire des mécanismes de compensation de la pression atmosphérique des effets d'oasis dus aux vents d'intensité et de persistance variables. Le champ agricole ne peut pas être considéré comme un champ fermé sur sa frontière extérieure, l'énergie qu'il reçoit est constituée d'une part par R_g et d'autre part par l'énergie advective de la région. Comme en général l'état évapotranspiratoire d'une telle région nous échappe — elle nous

échappe d'autant plus que la région est vaste et hétérogène — l'énergie d'advection qui circule ainsi d'une zone à l'autre constitue un élément fondamental du climat. Alors $(ETP_o)_1$ de notre champ est par définition ETP de la région régnant en ce point : soit ETP macroclimatique, soit ETP mésoclimatique selon l'ampleur de la région et l'unité de temps considérée.

De ce qui précède, on voit d'une part qu'avant de vouloir mesurer l'évapotranspiration potentiel, il faudra définir à quel domaine elle se rapporte et dans quel sens on l'entend, d'autre part qu'il faudra définir une méthode et se donner un corps évaporométrique adapté à l'échelle et au type de région (homogène, hétérogène, humide ou aride...).

III. Techniques d'amélioration culturale

Nous ne nous étendrons pas sur les techniques d'améliorations culturales proposées par les différents auteurs pour améliorer l'efficacité de l'eau (pour augmenter la quantité de matière sèche produite par gramme d'eau consommée). Disons dans l'optique de notre exposé que ces techniques reposent sur trois grands principes :

1. Réduction de $(ETP_o)_{feuille} = (ETP)_{sol}$

- irrigation du champ ;
- cultures associées, voir BALDY : augmentation de la surface foliaire et diminution de la surface du sol nu.

2. Réduction de $(ETP_1)_1 = (ETP)_{regional}$

- élargissement des zones boisées, cultivées et irriguées (réduction par conséquent de zones à sols nus) ;
- brise-vents, voir GUYOT et un récent rapport de l'OMM et de la FAO : diminution de la vitesse du vent, $(ETP_o)_1$ étant fonction croissante de E_a elle-même fonction croissante de u la vitesse du vent dans la formule (I, 18) de PENMAN ;
- irrigation par aspersion à grande fréquence pour réduire le déficit de saturation de l'air.

3. Augmentation du débit spécifique du champ

C'est-à-dire diminution du seuil \bar{X}_r en dessous duquel $(ETR)_1$ $(ETP_o)_1$.

— augmentation du coefficient moyen de diffusivité capillaire D du champ par augmentation de la densité racinaire (cultures associées, en particulier) ;

— augmentation de la quantité d'eau totale évaporable Q_t (l'eau utile) par amélioration de la structure du sol et de sa capacité au champ.

(Voir une synthèse récente de HALLAIRE (1964)).

IV. Estimation de l'évapotranspiration réelle et du déficit de saturation en eau du sol

Jusqu'à présent, pour évaluer qualitativement le bilan hydrique du sol on se fonde sur les valeurs de ETP et de la pluviométrie ⁽¹⁾. RIQUIER a proposé une méthode plus quantitative (voir PLANCHE XX, FIG. 2) en utilisant ETR d'après la formule :

$$\frac{ETR}{ETP} = \frac{\bar{\Theta}}{\bar{\Theta}_o} = \frac{\bar{a}}{a_o} = \frac{\lambda_r}{\lambda_o}$$

De ce qui a été dit dans la seconde partie nous voyons qu'une telle formule ne saurait être générale. Par ailleurs la construction de RIQUIER ne semble pas être correcte. Dans l'équation précédente il y a quatre paramètres dont deux seulement sont donnés, il n'est donc pas possible de déterminer rigoureusement les deux autres, à savoir l'humidité du sol et l'évapotranspiration réelle. Aussi, proposons-nous la méthode (par approximations successives) suivante :

Soit une grande étendue naturelle, donnée, d'épaisseur L de sol (profondeur maximale de dessèchement sous le climat considéré, ou profondeur maximale de pénétration racinaire) de coefficient moyen de diffusion D et de quantité d'eau totale évaporable Q_t lorsque le sol est à la capacité de rétention. Son évapotranspiration réelle est liée à l'humidité par la relation :

$$\begin{aligned} ETR &= \frac{2}{\pi} \frac{DQ_t}{L^2} \frac{1}{1 - \bar{X}} & 0,5 \leq \bar{X} \leq 1 \\ ETR &= \frac{\pi^2}{4} \frac{DQ_t}{L^2} \bar{X} & 0 \leq \bar{X} < 0,5 \end{aligned} \quad \text{(III, 1)}$$

De plus ETR est limitée par la demande climatique ETP_o régnant à cette époque. Faisons une approximation en confondant cette demande

(1) Méthode de THORNTHWAITE.

climatique avec ETP ⁽¹⁾. A chaque décade, ou à chaque mois de l'année il correspond une valeur moyenne y_1, y_2, y_3, \dots d'ETP. Portons les parallèles à l'axe de X d'ordonnées y_1, y_2, y_3 (voir Pl. XVII) elles coupent la courbe d'équation (III, 1) en des points d'abscisse $\bar{X}_1, \bar{X}_2, \bar{X}_3, \dots$ Si à la $i^{\text{ème}}$ décade l'humidité du sol est telle que :

$$\text{si } \bar{X} \geq \bar{X}_i \text{ alors } \text{ETR} = y_i$$

$$\text{si } \bar{X} < \bar{X}_i, \text{ ETR suit la courbe (III, 1) Pl. XVIII.}$$

Ainsi, à chaque moment on peut connaître ETR si on connaît l'humidité du sol.

Le coefficient moyen de diffusion apparente D peut être obtenu comme il suit; on laisse le sol se dessécher jusqu'à une valeur de $X < X_i$, on mesure ETR, connaissant L et Q_f on obtient D. Il s'en suit que l'on peut tracer la courbe (III, 1) pour chaque type de sol. L'emploi des cuves lysimétriques montées sur bascule, dynamomètre ou manomètre à enregistrement continu ou non, rendra plus aisé le tracé de ces courbes.

La construction graphique suivante, comme celle de RQUIER, ne repose que sur la connaissance de la courbe des pluies, de celle de l'évapotranspiration potentielle au sens de BOUCHET et en plus de la connaissance du tracé de la courbe (III, 1) pour le sol considéré.

Soit t_0 la date à laquelle l'évapotranspiration potentielle (au sens de BOUCHET) décadaire du mensuelle égale puis dépasse l'intensité de la pluie pendant le même intervalle de temps. On construit à partir de cette date les courbes cumulatives de la quantité totale d'eau apportée par la pluie (voir Pl. XVIII).

$$S_1 = \sum_i (P)_i$$

et de la quantité totale d'eau évapotranspirée potentiellement, quantité fictive qui peut être beaucoup plus grande que celle réellement évapotranspirée :

$$S_2 = \sum_i (\text{ETP})_i$$

(1) Voir remarque 1, page 54.

Les différences $(S_2 - S_1)_i$ reportées sur l'axe des quantités d'eau exprimées en lame de λ mm d'épaisseur) à partir de la droite λ_0 engendrent la courbe des λ'_r (fictifs) telles que :

$$(\lambda'_r)_i \leq (\lambda_r)_i$$

ou

$$\bar{X}' = \frac{(\lambda'_r)_i - \lambda_f}{\lambda_0 - \lambda_f} \leq \frac{(\lambda_r)_i - \lambda_f}{\lambda_0 - \lambda_f}$$

en reportant X' sur l'axe de X de la courbe (III, 1) Pl. XVIII ont lit $(ETR)'$, fictive, telle

$$(ETR)'_i \leq (ETR)_i$$

On construit la courbe :

$$S_3 = \sum_i (ETR)'_i$$

on a

$$(S_3 - S_1)_i = (\lambda_0 - \lambda''_r)_i$$

avec

$$(\lambda_r)_i \leq (\lambda''_r)_i$$

On lit de nouveau ETR'' sur la courbe (III, 1). Et on construit de nouveau :

$$S_4 = \sum_i (ETR)''_i$$

avec

$$(S_4 - S_1)_i = (\lambda_0 - \lambda'''_r)_i$$

et

$$(\lambda'''_r)_i \leq (\lambda_r)_i$$

ainsi de suite de manière que :

$$(\lambda'_r)_i \leq \dots \leq (\lambda^{n-1}_r)_i \leq (\lambda_r)_i \leq (\lambda^n)_i \leq \dots \leq (\lambda''_r)_i$$

On arrête les opérations lorsque les différences $(\lambda^n - \lambda^{n-1})$ deviennent négligeables. On peut aussi s'arrêter à un moment quelconque, à la seconde opération par exemple et prendre

$$(\lambda_r)_i = \frac{(\lambda'_r)_i + (\lambda''_r)_i}{2}$$

On déduit de la courbe (III, 1), les valeurs au cours du temps de ETR.

La surface comprise entre les courbes ETP' et ETR est égale au segment $M\lambda^{\circ}_m$, valeur qui nous donne la quantité d'eau à apporter au sol lorsque celui-ci est au maximum de son dessèchement.

En réalité, on ne peut pas laisser le sol se dessécher jusqu'au point λ°_m sans que les plantes en souffrent, si cette valeur λ°_m est trop faible. On pourrait donc utiliser cette valeur comme critère écologique. Le déficit théorique constitue un critère climatique [H. GESLIN et R. BOUCHET [18] (voir Pl. XXIII, FIG. 1 et 2)].

Pour déterminer les dates et les doses d'irrigation on pourra procéder comme il suit :

1. On porte sur le système d'axe (λ, t) les différentes valeurs de $\lambda^{\circ}_1, \lambda^{\circ}_2 \dots \lambda^{\circ}_1 \dots$ correspondantes à $\bar{X}^{\circ}_1, \bar{X}^{\circ}_2 \dots \bar{X}^{\circ}_1 \dots$ abscisses des points de rencontre de la courbe (III, 1) avec les parallèles à l'axe des X_1 d'ordonnées $ETP_{o1}, ETP_{o2} \dots ETP_{oi}$. La date de la première irrigation est l'abscisse du point de rencontre de la courbe des λ°_{th} ⁽¹⁾ et de celle des λ°_1 ⁽²⁾. L'irrigation ayant ramené le sol à la capacité au champ λ_o , le sol se dessèche alors suivant une parallèle à λ°_{th} menée à partir du point a, la seconde date est déterminée par le point de rencontre de cette parallèle $(\lambda^{\circ}_{th})_1$ avec la courbe des λ°_1 et ainsi de suite jusqu'à ce que la parallèle $(\lambda^{\circ}_{th})_n$ ne rencontre plus la courbe des λ°_1 (Pl. XIX). Les doses d'irrigation sont données par la longueur des segments $\overline{a'b} \overline{b'c} \dots$ dont la somme donne la dose totale. Remarquons que cette somme est supérieure au segment $M\lambda^{\circ}_m$ et légèrement inférieure ou égale à l'aire comprise entre la courbe de ETP_o et celle des pluies. Cette aire représente la dose que l'on aurait apportée au sol en quantités très petites et à fréquence infinie pour que le sol reste constamment à la capacité au champ (l'eau évaporée au totale pour la période considérée si on avait maintenu une nappe phréatique proche de la surface). C'est une valeur limite au-delà de laquelle tout apport supplémentaire entraîne une perte inutile, sinon nuisible, par percolation vers la profondeur ou ruissellement superficiel. Ainsi, il est possible d'irriguer d'une façon discontinue sans que l'évapotranspiration potentielle au sens de THORNTHWAITTE subisse une diminution notable.

Si on se fixe un seuil d'humidité inférieur à celui représenté par le paramètre \bar{X}° cité plus haut, il faut recommencer toutes les opérations

(1) La courbe des λ_{th} ou λ théoriques est déduite du bilan successif ETP moins pluies (déficit théorique). Voir remarques en page 54.

(2) On peut se fixer une cote d'alerte λ°_1 constante dans le temps (Pl. XX, FIG. 1).

comme on a fait à partir de la date t_0 après chaque irrigation (Pl. XVIII).

2. Pour une culture soumise à des conditions climatiques uniformes et pour un même seuil d'humidité (cote d'alerte) que l'on s'est fixé, il existe une corrélation inverse entre la fréquence et la dose unitaire, telle que (Pl. XX, FIG. 2) :

$$(\text{Dose} \times \text{Fréquence})_1 = (\text{Dose} \times \text{Fréquence})_2 = (\text{Dose totale}) \bar{x}$$

La relation n'est évidemment plus valable si la cote d'alerte n'est pas la même dans tous les cas envisagés, la dose totale étant d'autant plus faible que la cote d'alerte est basse.

3. La contribution du sol vis-à-vis des besoins en eau des plantes est représentée par son déficit en eau à la fin de la culture, le déficit dépend de la cote d'alerte que l'on s'est fixée (Pl. XXII).

$$\begin{aligned} \text{ou} \quad \text{Déficit} &= \overline{AB} \\ &= A_1 B_1 \end{aligned}$$

On peut aussi évidemment se fixer une cote d'alerte variable dans le temps pour que le dessèchement soit progressif.

Remarques

Si la mesure de l'évapotranspiration potentielle (au sens de BOUCHET ou au sens de THORNTHWAITE) considérée comme une donnée purement climatique peut être objet d'une normalisation méthodologique et instrumentale acceptable, elle ne semble pas précisément être indépendante de l'instrument c'est-à-dire de l'espèce végétale employée. Or, pour que cette mesure donne des chiffres qui reflètent la réalité agronomique, il faudra chaque fois prendre comme référence le végétal qui nous intéresse, chaque espèce ayant des besoins spécifiques, globalement et à chaque stade de son cycle végétatif. Autrement dit, la notion de demande climatique doit être corrigée par un terme caractéristique de la physiologie de chaque espèce agricole. Notre méthode d'estimation des doses d'irrigation est entâchée d'une incertitude qu'il faudra naturellement lever dans un autre stade d'étude. C'est dans ce sens que le service de la recherche et des expérimentations de l'Office Nationale des Irrigations au Maroc a dirigé ses investigations. On trouvera également des résultats intéressants dans une récente publication de DUPRIEZ, (Pl. XXIV et XXV).

Dans le même ordre d'idée que précédemment, ROBELIN avance l'idée intéressante que le concept de l'évapotranspiration potentielle au sens de THORNTHWAITE, prise comme donnée climatique de base d'un lieu, pour être valable, devrait ressortir comme une valeur maximale

absolue de toutes les valeurs fournies par les divers types de végétaux pouvant exister en ce lieu à une époque donnée. En d'autres termes la courbe ETP₀ en fonction du temps doit être prise comme une courbe enveloppe de toutes les courbes particulières obtenues sur différents couverts végétaux. Sous le climat relativement humide de Clermont-Ferrand en France, cette courbe est donnée par une cuve évapotranspirométrique couverte en cultures prairiales, de luzerne ou à base de fétuque des prés.

Remarquons cependant qu'une telle couverture végétale peut ne pas exister sous d'autres climats. Au Congo - Léopoldville, DUPRIEZ trouve que le gazon standard (*Paspalum notatum*) avait en saison sèche une intensité évapotranspiratoire très inférieure à celle des cultures vivrières. Cette impossibilité — même temporaire ou éventuelle — à trouver une plante de référence à fort coefficient évapotranspiratoire tout au long de l'année entrave naturellement toute tentative de standardisation de la mesure de l'évapotranspiration potentielle.

Si par ailleurs, on remplaçait la courbe ETP donnée par le gazon standard par une courbe enveloppe des courbes expérimentales obtenues sur des plantes principales du calendrier agricole, on poserait alors un important problème dans la mesure pratique de ETP. De plus, l'évapotranspiration potentielle traduit la demande climatique qui comprend d'une part l'intensité énergétique reçue par la strate végétale et d'autre part la vitesse d'évacuation par l'atmosphère de la quantité de vapeur d'eau produite. Or, l'énergie reçue dépend de l'albédo de la surface évaporante et la vitesse d'évacuation de la vapeur d'eau dépend de l'importance de la surface de contact de la strate avec l'atmosphère, c'est-à-dire de l'architecture de la plante et de sa surface foliaire totale. Cela veut dire que la demande climatique n'est pas indépendante des caractéristiques internes de la strate végétale considérée. Cette demande n'a un sens que si l'on a indiqué sur quel corps elle s'exerce.

V. Résumé

Après avoir examiné le cas général d'un champ hétérogène, nous avons conclu que des effets d'oasis internes peuvent se produire entre les éléments du champ mais non l'effet d'oasis du champ sur chacun de ses éléments, l'état évapotranspiratoire du champ n'est, par définition, qu'un état moyen statistique des états élémentaires.

Nous avons ensuite, à la lumière de la théorie exposée, préconisé les techniques d'amélioration culturale qui ont déjà été proposées par différents auteurs, leur justification semble ici être plus cohérente.

Nous avons donné enfin, une méthode d'estimation de l'évapotranspiration réelle et du déficit en eau du sol au cours du temps. La méthode se reposant sur plusieurs approximations, pourrait cependant être intéressante pour les projets d'irrigation ou pour donner un canevas aux études plus approfondies sur les doses et sur les périodes.

ANNEXE I

LE PROFIL HYDRIQUE

Considérons un sol homogène soumis à une atmosphère évaporant de caractéristiques uniformes dans le temps (ventilation, température, hygrométrie).

La théorie classique de diffusion de l'eau du sol de la profondeur vers la surface, en régime transitoire, permet d'affirmer qu'il n'existe qu'un seul profil hydrique possible valable pour tous les sols, à un instant donné, pourvu que les variables entrant dans l'équation du profil soient choisies de manière judicieuse.

I. Couche d'épaisseur finie, d'humidité initiale uniforme

Nous avons vu que, moyennant les transformations suivantes des variables :

$$\frac{\Theta - \Theta_f}{\Theta_o - \Theta_f} = X$$

$$\frac{Dt}{L^2} = w$$

$$\frac{z}{L} = Z$$

Où Θ , Θ_t , Θ_o étant respectivement l'humidité en un point de profondeur z à l'instant considéré, l'humidité en surface en équilibre avec l'air et l'humidité initiale (on pourrait dans la pratique considérer $\Theta_f =$ point de flétrissement permanent, $\Theta_o =$ capacité au champ)

D coefficient de diffusion capillaire de l'eau dans le sol considéré

L épaisseur de la tranche de sol humectée

t le temps

le profil hydrique est déterminé à chaque instant par l'équation :

$$X_{t,z} = \sum_{n=1,3,5,\dots}^{\infty} \frac{4}{n\pi} \sin \frac{n\pi}{2} Z \exp \left\{ - \left(\frac{n\pi}{2} \right)^2 w \right\}$$

Voir (Pl. XXVI). On voit qu'il n'existe pas de point où l'humidité va croissante, au contraire, le sol se dessèche dès les premiers instants sur tout le profil.

La validité de cette théorie à l'échelle du champ peut être établie par les observations de profils hydriques faites par HALLAIRE (1953). Cet auteur a représenté l'humidité de chaque horizon en fonction de l'humidité moyenne du profil. Cette représentation est conforme à celle établie par la théorie (Pl. XXVII, FIG. 1)

$$X_{t,z} = \frac{\pi}{2} \frac{\sum_{n=1,3,5,\dots}^{\infty} \frac{1}{n} \sin \frac{n\pi}{2} Z \exp \left\{ - \left(\frac{n\pi}{2} \right)^2 w \right\}}{\sum_{n=1,3,5,\dots}^{\infty} \frac{1}{n^2} \exp \left\{ - \left(\frac{n\pi}{2} \right)^2 w \right\}} X$$

Cette concordance est encore plus visible lorsqu'on représente l'humidité de trois horizons successifs en fonction de l'horizon médiane (Pl. XXVII, FIG. 2 et Pl. XXVIII, FIG. 1).

II. Couche d'épaisseur infinie, d'humidité initiale uniforme

Le profil hydrique est déterminé à chaque instant par les équations :

$$\begin{cases} X = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^u e^{-u^2} du \\ u = \frac{z}{2\sqrt{Dt}} \end{cases}$$

Connaissant D, on construit par point la courbe

$$\begin{cases} X = f(z) \\ z = f^{-1}(X) \end{cases}$$

pour l'instant $t = 1$. Les courbes correspondant aux autres instants t se déduisent de la précédente par une affinité orthogonale $i \sqrt{t}$, étant le vecteur unitaire de l'axe Oz.

Les valeurs de x en fonction de u étant tabulées, nous donnons ici quelques valeurs, à titre d'illustration :

u	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1	2	3	∞
X	0.112	0.223	0.329	0.428	0.520	0.604	0.678	0.742	0.797	0.843	0.995	0.999	1

III. Stabilité d'un profil due aux phénomènes d'hystérésis. Circulation à contre gradient

La courbe ψ (ou $\log \psi = pF$) en fonction de l'humidité admet deux déterminations suivant qu'on l'obtient en condition de séchage ou de mouillage du sol.

Ces deux branches forment une boucle d'hystérésis. Du fait de l'existence de cette boucle d'hystérésis, un sol présentant un gradient d'humidité, isolée de toute action extérieure, peut garder indéfiniment le même profil hydrique (voir HALLAIRE).

En effet, pour qu'il y ait tendance à la redistribution de l'humidité il faut que la couche $(z+dz)$ se dessèche au détriment de la couche $(z-dz)$, ou que :

$$(\psi_{z-dz})_h > (\psi_z + dz)_s$$

C'est-à-dire que le point figuratif de la couche $(z+dz)_s$ soit à droite du point B (Pl. XXVIII, FIG. 2). De plus, la redistribution n'est généralement pas totale, il suffit que

$$(\psi_{z-dz})_h = (\psi_z + dz)_s$$

Pour que le profil atteigne le gradient d'équilibre. A plus forte raison, si initialement le point figuratif de la couche $(z+dz)_s$ est à gauche de B, le profil sera stable.

Le sol étant initialement isolé et présentant un profil d'équilibre, avec par exemple un gradient d'humidité décroissant du haut vers le bas, on le soumet à une atmosphère évaporant par sa face supérieure. Comme, d'après le paragraphe I, le sol se dessèche dès les premiers instants sur toute sa profondeur, on voit qu'une circulation à contre gradient peut s'établir : c'est une interférence du phénomène d'hystérésis sur la diffusion capillaire en régime transitoire. (Voir Pl. XXIX, FIG. 1 et 2).

ANNEXE II

FORMULES D'EVAPOTRANSPIRATION REELLE

Nous avons dit que la relation empirique, avec la forme linéaire :

$$\frac{ETR}{ETP} = \frac{\bar{\theta}}{\theta_0} = \frac{\bar{a}}{a_0} = \frac{\lambda}{\lambda_0}$$

proposée par RIQUIER ne peut convenir que pour des cas particuliers et ne saurait être envisagée sous différents climats et pour différents types de sol. Appliquée sur sol de Hamri en cases lysimétriques, sous le climat de Rabat, cette relation donne une valeur de ETR de 3 à 4 fois plus élevée que celle donnée par le bilan hydrique.

Les relations donnant les courbes semblables à la nôtre sont celles de GESLIN-SERVY, de VISSER et de RIJTEMA.

La relation de GESLIN-SERVY, d'origine empirique exige la détermination de trois paramètres, sa représentation graphique est donnée en PLANCHE VII.

La relation de VISSER, basée sur la loi de Darcy peut s'écrire :

$$(ETP - ETR)^{n-1} (a \theta^m - ETR) = b$$

a, b = constantes caractéristiques du sol et de la plante

m, n = paramètres ayant pour valeurs approximatives de 3 et 2 respectivement

En posant :

$$ETR/ETP = Y$$

$$a/ETP = A$$

$$b/ETP^2 = B$$

$$(\theta^3 - B/A)^{1/3} = \omega$$

Cette relation peut encore s'écrire :

$$\omega^3 = \frac{Y}{A} \left(1 + \frac{B}{1-Y} \right)$$

La présentation graphique est donné en Pl. XXX. On remarque cependant que dans sa forme la plus générale, il faut quatre paramètres (a,b,m,n) pour pouvoir la déterminer, d'autre part, la transpiration relative

n'y devient égale à l'unité que pour ω infini, c'est-à-dire quand le sol est à saturation ou au-delà (et non pas quand il est à sa capacité au champ).

La relation de RIJTEMA, provenant d'une analyse très détaillée, peut s'écrire :

$$\text{ETR} = \frac{\Delta + \gamma (1 + ab)}{\Delta + \gamma (1 + ab + bR)} \text{ETP}$$

a : résistance apparente à la diffusion opposée par la strate végétale et en relation avec l'intensité lumineuse

b : paramètre purement aérodynamique

$R = f(B, \text{ETR} + \omega)$: résistance apparente à la diffusion opposée par la strate végétale en relation avec la pression de succion dans les feuilles

f : une fonction à déterminer expérimentalement

B : une constante caractéristique du sol et de la plante

ω : le potentiel capillaire moyen de la couche de sol explorée par les racines

En posant $B \cdot \text{ETR} + \psi = \psi_r$

$$B \cdot \text{ETP} + \psi = \psi_o$$

RIJTEMA donne les courbes de $R = g(\psi_o)$ et $\psi_o = h(\psi)$ qui peuvent respectivement avoir pour équations (voir PL. XXXI, FIG. 1 et 2)

$$R = k \psi_o^n (1 + k_1 \psi_o + k_2 \psi_o^2 + \dots)$$

$$\psi_o = \psi_r (1 + k'_1 \psi_r + k'_2 \psi_r^2 + \dots)$$

d'où :

$$R = \psi_r^m (1 + h_1 \psi_r + h_2 \psi_r^2 + \dots)$$

En supposant que l'humidité ne soit pas trop faible ($B \cdot \text{ETR} + \psi$ faible) et que la lumière ne soit pas un facteur limitant ($a = 0$) et en posant

$$k B^n \text{ETP}^n \frac{b \gamma}{\Delta + \gamma} = A$$

La relation initiale de RIJTEMA s'écrira alors, en ne prenant que le premier terme du développement de R :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{1 - Y}{A Y} = \left(\frac{1}{B} + Y \right)^n \\ 0 \leq B \\ 0 \leq \psi \\ 0 \leq Y \leq 1 \end{array} \right.$$

dans ces conditions on doit avoir

$$0 \leq A \leq 1$$

alors la relation de RIJTEMA pourra s'écrire (voir PL. XXXII, FIG. 1,2,3)

$$\psi = B \left[\left(\frac{1-Y}{A Y} \right)^{1/n} - Y \right]$$

avec trois possibilités :

$$0 < A < 1 \left\{ \begin{array}{l} 0 \leq \psi \\ 0 \leq Y \leq Y_0 < 1 \end{array} \right\} \text{avec } A Y_0^{n+1} + Y_0 - 1 = 0$$

$$A = 1 \left\{ \begin{array}{l} 0 \leq \psi \\ 0 \leq Y \leq Y_1 \leq 1 \end{array} \right\} \text{avec } Y_1^{n+1} + Y_1 - 1 = 0$$

$$A = 0 \quad Y_0 \equiv 1$$

Ainsi, sans entrer dans le détail de l'établissement de la formule de RIJTEMA, on peut affirmer qu'elle présente les inconvénients suivants :

1°) Si $R = f(\psi_r)$ n'est pas ajustée à une fonction simple, la détermination de la courbe évapotranspiration relative — humidité du sol dépendra de beaucoup de paramètres et sera trop laborieuse.

2°) Si on peut ajuster $R = f(\psi_r)$ à une parabole du n^e degré, il ne restera plus que trois paramètres à déterminer, mais dans ce cas il y aura trois objections :

la courbe

$$\left. \begin{array}{l} Y = \text{fonction } (\psi) \\ \psi = \text{fonction } (Y) \end{array} \right\}$$

n'est valable que pour A compris entre 0 et l'unité.

— Si A n'est pas nul, Y ne peut jamais atteindre l'unité, sauf si B devient nul. Ceci provient du fait que B n'est pas un paramètre indépendant de ψ .

— Y n'atteint sa valeur maximale (Y_1 , H_0 ou 1) que pour $\psi = 0$. C'est la même objection que pour la courbe de VISSER.

Quant à la relation de BOUCHET :

$$ETR = \epsilon \frac{1 + \lambda}{1 + \epsilon \lambda} ETP \text{ avec } \epsilon \leq 1$$

elle introduit un coefficient ϵ dû à la régulation stomatique. Si, comme il est logique, on admet que ϵ est une fonction de l'humidité du sol et de l'évapotranspiration potentielle.

$$\epsilon = f(X, \text{ETP})$$

ou \bar{X} est la variable adimensionnelle liée à l'humidité du sol, le problème consistera alors à déterminer f . on peut remarquer que la formule de BOUCHET peut encore s'écrire.

$$\begin{aligned}
 & Y = \epsilon [1 + (1 - \epsilon) \lambda - (1 - \epsilon) \epsilon \lambda^2 + (1 - \epsilon) \epsilon^2 \lambda^3 - \dots] \\
 & \left\{ \begin{array}{l} \epsilon \rightarrow 1 \\ Y - \epsilon \simeq (1 - \epsilon) \frac{\epsilon \lambda}{1 + \epsilon \lambda} \rightarrow 0 \\ Y = \epsilon [(1 + \lambda) - (1 + \lambda) \lambda \epsilon + (1 + \lambda) \lambda^2 \epsilon^3 - \dots] \\ \epsilon \rightarrow 0 \\ Y \simeq (1 + \lambda) \epsilon \rightarrow 0 \end{array} \right.
 \end{aligned}$$

ce qui montre que $Y - \epsilon$ et Y sont respectivement des infiniment petits du même ordre que $1 - \epsilon$ et ϵ lorsque ϵ tend vers 1 ou vers 0. Il y a donc tout lieu de croire qu'une détermination expérimentale de

$$\epsilon = f(\bar{X}, \text{ETP})$$

soit, à une fonction de la température près, très analogue à notre courbe :

$$Y = F(\bar{X}, \text{ETP})$$

Il serait dans ces conditions plus avantageux de déterminer directement la fonction F qui n'exige que la connaissance d'un seul paramètre, ρ .

D'après les résultats des mesures de CHARREAU sur deux sols sableux du Sénégal (observations des variations du profil hydrique au cours du temps) on a :

$$\epsilon \text{ ETR} = a \log t - c$$

$$\text{ou } \text{ETR} = \frac{a}{t}$$

$$\text{et } \bar{X} = \frac{1}{1 + bt}$$

d'où en éliminant le temps entre ces deux dernières équations :

$$ETR = ab \frac{\bar{X}}{1 - \bar{X}}$$

cette équation est proche de notre équation dans la zone de la RFU.

$$\left\{ \begin{array}{l} ETR = \frac{2}{\pi} q_s \cdot \frac{1}{1 - \bar{X}} \\ 0.5 \leq \bar{X} \leq 1 \end{array} \right.$$

Manuscrit déposé en juillet 1965

TABLEAU I

Valeur de X en fonction de $W = \frac{D_t}{L^2}$

W	\bar{x}	\bar{x}_1	\bar{x}_2
0	1.00	0.81	1.00
0.05	0.75	0.72	0.75
0.10	0.64	0.63	0.64
0.15	0.56	0.56	0.56
0.2	0.50	0.49	0.50
0.3	0.39	0.39	0.38
0.4	0.30	0.30	0.29
0.5	0.24	0.24	0.20
0.6	0.18	0.18	0.13
0.7	0.14	0.14	0.06
0.8	0.11	0.11	0.01
0.9	0.09	0.09	—
	0.07	0.07	—
∞	0.00	0.00	$-\infty$

$$\bar{X} = \frac{8}{\pi^2} \sum_{n=1,3,5,\dots}^{\infty} \frac{1}{n^2} e^{-\frac{4}{n^2 \pi^2} w}$$

$$\bar{X}_1 = \frac{8}{\pi^2} e^{-\frac{\pi^2}{4} w}$$

$$\bar{X}_2 = 1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} w^{\frac{1}{2}}$$

TABLEAU II
Valeur de q_r en fonction de W

W	S	S_1	S_2	\bar{X}
0	∞	1.00	∞	1.00
0.05	1.26	0.88	1.26	0.75
0.10	0.89	0.78	0.89	0.64
0.15	0.73	0.69	0.73	0.56
0.2	0.62	0.61	0.63	0.50
0.3	0.48	0.48	0.515	0.39
0.4	0.37	0.37	0.45	0.30
0.5	0.29	0.29	0.40	0.24
0.6	0.23	0.23	0.36	0.18
0.7	0.18	0.18	0.34	0.14
0.8	0.14	0.14	0.32	0.11
0.9	0.11	0.11	0.30	0.09
1.0	0.08	0.08	0.28	0.07
∞	0.00	0.00	0.00	0.00

$$q_r = \frac{D(\bar{\theta}_0 - \bar{\theta}_r)}{L} \cdot S$$

$$S = \sum_{n=1,3,5,\dots}^{\infty} e^{-\frac{n^2 \pi^2}{4} w}$$

$$S_1 = e^{-\frac{\pi^2}{4} w}$$

$$S_2 = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{1}{\pi}} w^{-\frac{1}{2}}$$

ملخص

كان هدف هذه المذكرة هو الجمع في اختبار نقدي وفي مجموعة متلاحمة الأشغال العديدة التي سمحت للدراسات البيوكاليميا توجيهية بإبعاد عدد من التحديدات للاستغلال ماء النباتات، سواء من الناحية النوعية او العددية. وبفضل معرفة جيدة للقوانين التي تظهر هذه الالية، فانه كان في الامكان الاطناب على تقنيات زراعية وسقوية اساسية قصد استغلال فعال للماء.

RÉSUMÉ

Le but de ce mémoire a été de réunir dans un examen critique et dans une synthèse qui se veut cohérente les nombreux travaux qui ont permis aux bioclimatologues de dégager, tant du point de vue qualitatif que quantitatif, un certain nombre de déterminismes dans la consommation en eau des plantes. Grâce à une meilleure connaissance des lois qui régissent ce mécanisme, il a été possible de préconiser des techniques culturales et d'irrigation rationnelle pour une utilisation plus efficiente de l'eau.

RESUMEN

Evapotranspiración y déficit del agua del suelo

El objeto de este estudio es someter a un examen crítico y agrupar en una síntesis coherente los numerosos trabajos que han permitido a los bioclimatólogos despejar unos determinismos cualitativos y cuantitativos concerniente el consumo de agua por las plantas. Gracias al conocimiento mejorado de las leyes que rigen este mecanismo, se pueden recomendar razonables técnicas de cultivo y riego para una utilización más eficiente del agua.

SUMMARY

Evapotranspiration and soil Water Deficit

In this report the author aims at gathering in a critical survey and in a sunthesis meant to be coherent the extensive research work allowing bioclimatologists to bring out a number of qualitative and quantitative

determinisms in water utilization by plants. Thanks to an improved knowledge of the laws governing this mechanism, it has become possible to recommend rational cultivation and irrigation techniques for a more efficient water utilization.

BIBLIOGRAPHIE

1. BAVER, L.D. — 1963. Soils physics. — John Willey & sons Inc., New-York, London, Third edition, 489 p.
2. BERNARD, E.A. — 1956. Le déterminisme de l'évaporation dans la nature. Etude des aspects géophysique et écologique du problème dans le cadre du bilan énergétique. — Première partie : Généralités théoriques, INEAC, Série scientifique n° 68, 162 p.
3. BOUCHET, R.J. — 1962. Evaporation sous abri et évapotranspiration potentielle. Recherches sur la zone aride. — Actes du colloque de Madrid, UNESCO, Paris, t. XVI, pp. 27-32.
4. — 1964. Evapotranspiration réelle, évapotranspiration potentielle et production agricole. — L'eau et la production végétale, INRA, Paris, pp. 151-232.
5. BOUCHET, R.J., S. DE PARCEVEAUX et J. ARNOUX — 1964. Amélioration du rendement des végétaux par abaissement de l'évapotranspiration potentielle. — In l'eau et la production végétale, INRA, Paris, pp. 233-241.
6. CARSLAW, H.S. et J.C. JAEGER — 1948. Conduction of heat in solids. — Oxford Univ. Press.
7. CLOSS, R.L. — 1958. Transpiration from plants with a united water supply. Recherches sur la zone aride. — Actes du Colloque de Canberra, UNESCO, Paris, t. XI, pp. 168-171.
8. COLLIS, G., S. HENIN & J.A. KELLY — 1963. Etude du mécanisme de la dessiccation des sols par évaporation. — C.R. Acad. Sci., Paris, t. 257, n° 1.
9. DEACON, E.L., GH. B. PRIESLEY & W.C. SWINBANK — 1958. Evaporation et bilan hydrique. Recherches sur la zone aride. — Compte rendu recherches, UNESCO, Paris, t. X, pp. 9-39.

10. GARDNER, W.R. — 1961. Les relations entre le sol et l'eau dans les climats arides et semi-arides. — *Compte rendu de recherches*, UNESCO, Paris, t. XV, pp. 41-68.
11. GESLIN, H. & J. SERVY. — 1937. Pluies, humidité du sol et climat du point de vue agronomique. — *Ann. Agron.*, Nouvelle série, t. VII, pp. 85-101.
12. GESLIN, H. & R.J. BOUCHET — 1959. La sécheresse de l'année 1959 dans la moitié nord de la France. — *G.R. Acad. Agr. de France*, N° 15, pp. 723-728.
13. HALLAIRE, M. — 1953. Diffusion capillaire dans le sol et répartition de l'humidité en profondeur dans sols nus et cultivés. — Thèse d'Ingénieur - docteur de la Fac. des sci. de l'université de Paris et *Ann. Agron.*, INRA, Série A, vol. 4, N° 2.
14. — 1960. Mécanisme de la diffusion de l'eau dans le sol vers une surface d'évaporation. — Réunion d'information sur l'eau dans les corps poreux, *Cahiers de la recherche théorique et expérimentale sur les matériaux et les structures*, Paris, N° 10, pp. 69-93.
15. — 1960. Le problème du potentiel de l'eau dans le sol et de la disponibilité de l'eau pour la végétation. — *Ann. de physiol. végét.*, INRA, livraison N° 2, pp. 119-130.
16. — 1960. Circulation de l'eau dans le sol sous l'effet de l'évapotranspiration. — VI^e Journée de l'hydraulique : Hydraulique souterraine, Nancy, Ouest, II, rapport N° 1.
17. — 1962. La circulation de l'eau dans le sol sous l'effet de l'évapotranspiration et l'utilisation des réserves profondes. Recherche sur la zone aride. — Actes du colloque de Madrid, UNESCO, Paris, pp. 49-56.
18. HALLAIRE, M. & CH. BALDY — 1963. Potentiel matriciel de l'eau dans le sol et tension superficielle de l'eau. — *Ann. Agron.* (INRA) Série A, vol. 14, n° 4.
19. — 1963. Le potentiel efficace de l'eau dans le sol en régime de dessèchement. — *Ann. Agron.*, INRA, série A, vol. 14, N° 4.
20. — 1964. L'eau et la production végétale. — *Bull. Techn. d'inform. des Ingén. des Serv. Agric.*, Paris, pp. 319-344.

21. ILANTZIS, A. — 1960. Sur l'évaporation de l'eau dans les prismes de mortier. — Réunion d'information sur l'eau dans les corps poreux, Cahiers de la recherche théorique et expérimentale sur les matériaux et les structures, Paris, N° 10, pp. 109-142.
22. INRA — 1964. L'eau et la production végétale. — Paris, 455 p.
23. KELLY, J.A. et S. HENIN — 1964. Etudes sur le dessèchement des sols par évaporation. — Science du sol, n° 2, pp. 69-75.
24. KOLASEV, F.E. — 1956. Mobility of water in soils and some means to regulate it. — Rapp. au VI^e congr. intern. de la science du sol, 1^{re} comm. Phys. du sol, Moscou, pp. 169-177.
25. MILTHORPE, F.L. — 1961. L'apport et la déperdition d'eau dans les zones arides et semi-arides. Recherche sur la zone aride. — Compte rendu de recherches, UNESCO — Paris, t. XV, pp. 9-40.
26. OMM (WMO) — 1964. Winbreaks and shelterbelts. — Technical note, n° 59, 188 p., Genève.
27. PARCEVEAUX, S. de — 1964. Transpiration végétale et production de matière sèche. Essai d'interprétation en fonction des facteurs du milieu. — L'eau et la Production végétale, INRA, Paris, pp. 63-150.
28. PELTIER, R. — 1960. Esquisse d'une théorie moléculaire de l'adsorption et de la capillarité. — Réunion d'information sur l'eau dans les corps poreux, Cahiers de la recherche théorique et expérimentale sur les matériaux et les structures, Paris, n° 10, pp. 7-28.
29. PENMAN, H.L. — 1948. Natural evaporation from open water base soil and grass. — Proc. Roy. Soc., London, A, vol. 193, n° 1 032, pp. 120-145.
30. RINGOET, A. — 1952. Recherche sur la transpiration et le bilan d'eau de quelques plantes tropicales. — INEAC. Série scientifique, n° 56, 139 p.
31. RIQUIER J. — 1963. Formules d'évaporation. — Cahiers de l'ORSTOM, Paris, Pédologie, n° 4, pp. 33-50.
32. ROBÉLIN, M. — 1962. Evaporation réelle de différents couverts végétaux bien alimentés en eau et évapotranspiration poten-

- tielle. Détermination expérimentale. — Ann. Agron. INRA, Paris, série A, vol. 13, n° 6, pp. 493-522.
33. SHERWOOD, T.K. — 1936. Trans. Amer. Inst. Chemi Engineers. — Vol. 32, p. 150.
34. SINE, L. & A. BENTZ — 1963. Note sur la mesure de la conductivité capillaire des sols (cas des faibles tensions). — Bull. de l'Inst. Agron. et des Stat. de Rech. de Gembloux, t. XXX, n° 31, pp. 222-358.
35. SOEIRO, F.S. — 1960. Mouvement de l'eau dans les sols. Réunion d'information sur l'eau dans les corps poreux. — Cahiers de la recherche théorique et exper. sur les matériaux et les structures, Paris, n° 10, pp. 29-68.
36. — 1964. Contribution à l'étude du mouvement de l'humidité dans les milieux poreux isothermes. — Eyrolles Ed., Paris, Cahier de la recherche, n° 18, 92 p.
37. SUTTON, O.G. — 1953. Micrométéorology. A study of physical processes in the lowest layers of the earth's atmosphere. — Mc Graw-Hill Book Company Inc, New-York, Toronto, London, 333 p.
38. TAYLOR, R.J. — 1958. The automatic, direct measurement of natural evaporation. Recherche sur la zone aride — Actes du Colloque de Canberra, UNESCO, Paris, T. XI, pp. 42-44.
39. THORNTHWAITE, C.W. — 1948. An approach towards a rational classification of climate. — Geophys. Rev., vol. 38, pp. 55-94.
40. THORNTHWAITE, C.W. & B. HOLZMAN — 1939. The determination of evaporation from land and water surfaces. — Monthly weather rev., vol. 67, n° 1, pp. 4-11.
41. TSCHAPEK, M.W. — 1960. Concerning the forces of water retention by soil. — C.R. du VII^e Congrès de la Science du sol, Madison I.8.
42. UNESCO — 1958. Recherches sur la zone aride. — 1958. Climatologie. — Compte rendu de recherches, t. X, 210 p., Paris.
43. — 1958. Climatologie et microclimatologie. — Actes du Colloque de Canberra, t. XI, 255 p.

44. — 1961. Echanges hydriques des plantes en milieu aride et semi-aride. — *Compte rendu de recherches*, t. XV, 250 p.
45. — 1962. Echanges hydriques des plantes en milieu aride ou semi-aride. — *Actes du Colloque de Madrid*, t. XVI, 352 p.
46. — 1962. Les problèmes de la zone aride. — *Actes du Colloque de Paris*, t. XVIII, 519 p.

PLANCHES

PLANCHE I

Illustration des relations

$$\begin{cases} (ETP_o)_2 + (ETR)_1 = 2 (ETP_o)_1 \\ (ETP)_1 + (ETR)_1 = 2 (ETP_o)_1 \end{cases}$$

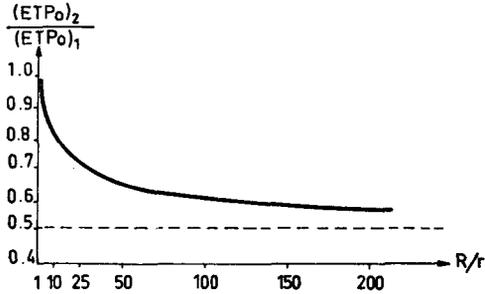


FIG. 1 — Variation relative de l'évapotranspiration en fonction des dimensions de l'anneau de garde R, placé autour de la zone de mesure de dimensions pour uniformiser les conditions de milieu. Courbe théorique donnée par la formule de SUTTON.

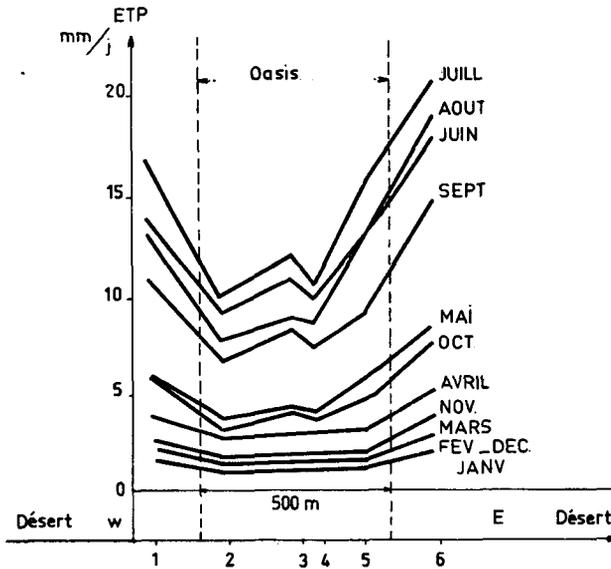
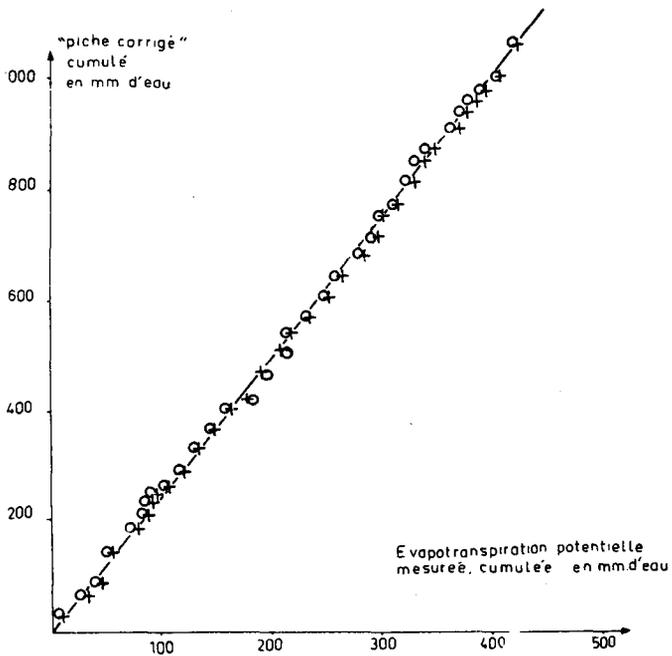


FIG. 2 — Evapotranspiration potentielle calculée par la méthode du Piche sous abris (formule de BOUCHET) dans une oasis du Bas Sahara. Les numéros 1, 2, ... correspondant à l'emplacement des postes météorologiques sur la coupe W E. On voit qu'au milieu de l'oasis ETP est moitié de sa valeur dans le désert où l'évapotranspiration réelle est nulle (GIRARD et BALDY).

PLANCHE II

**Relation expérimentale entre l'évapotranspiration potentielle
mesurée et celle calculée par la formule de BOUCHET**

$$\begin{cases} \text{ETP} = [1 + \lambda(t^*)] E_{\text{piche}} \\ \alpha = 0,408 \end{cases}$$



Droite obtenue à Versailles (France) du 15.4 au 27.11.58. L'évapotranspiration potentielle était évaluée à partir de deux cuves de 4 m² couverts de gazon, entourés d'un anneau de garde, le plan d'eau étant à 0,60 m de profondeur. Les données météorologiques entrant dans la formule étaient relevées sous abri anglais à persiennes (BOUCHET).

PLANCHE III

Variation du coefficient de diffusivité

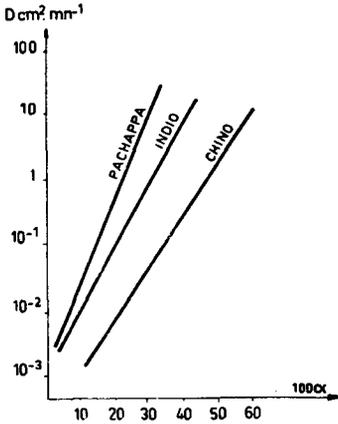


FIG. 1 — Variation du coefficient de diffusivité en fonction de l'humidité pour trois sols (GARDNER).

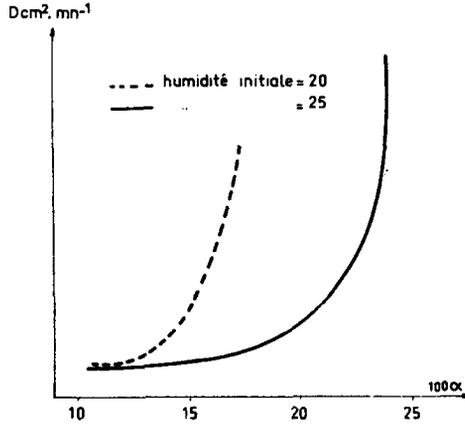


FIG. 2 — Variation de D en fonction de l'humidité sur limon de Versailles (HALLAIRE).

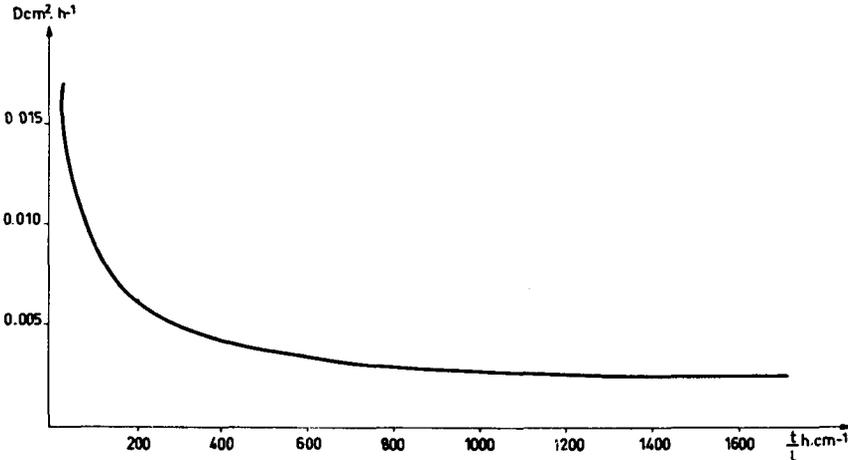
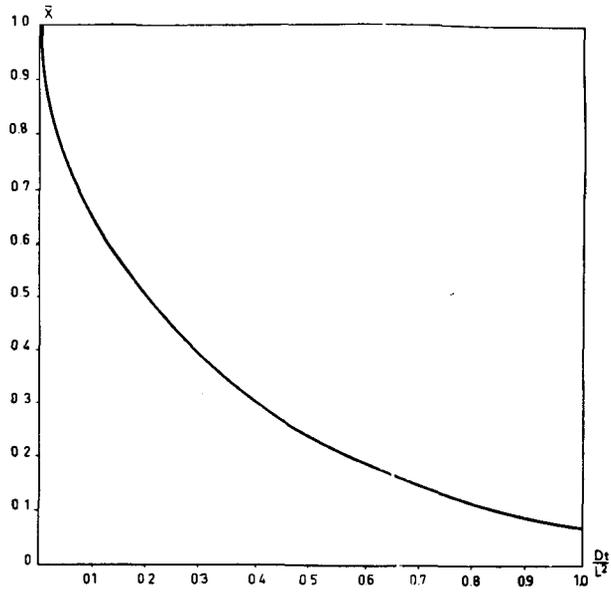


FIG. 3 — Variation de D en fonction du temps de dessèchement et de l'épaisseur de l'échantillon. Courbe obtenue sur mortier Rilam (ILANTZIZ).

PLANCHE IV

Variation théorique de l'humidité du sol en fonction du temps



$$\bar{X} = \frac{\bar{\theta} - \bar{\theta}_f}{\bar{\theta}_o - \bar{\theta}_f} = 1 - \frac{Q_r}{Q_f}$$

$$\bar{X} = \frac{8}{\pi^2} \sum_{n=1, 3, 5}^{\infty} \frac{1}{n^2} e^{-\frac{n^2 \pi^2}{4} \frac{Dt}{L^2}}$$

PLANCHE V

Variation du débit d'évaporation en fonction de l'humidité du sol

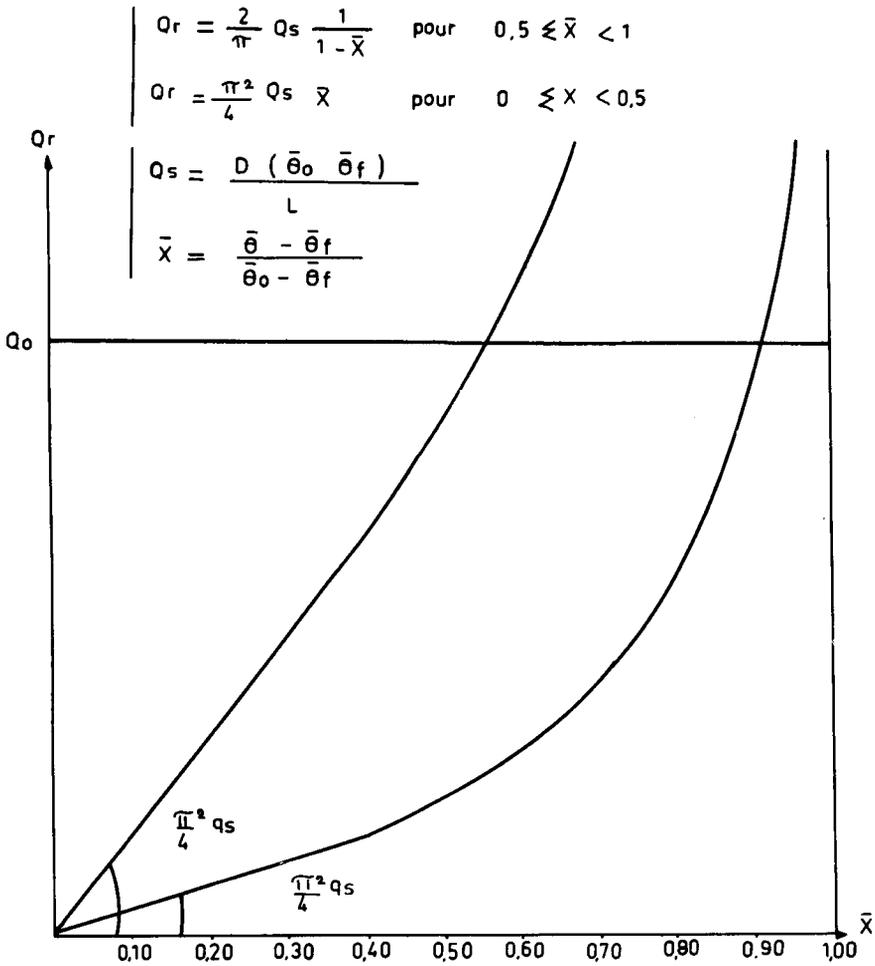


PLANCHE VI

Courbes théoriques d'évaporation en fonction de l'humidité du sol

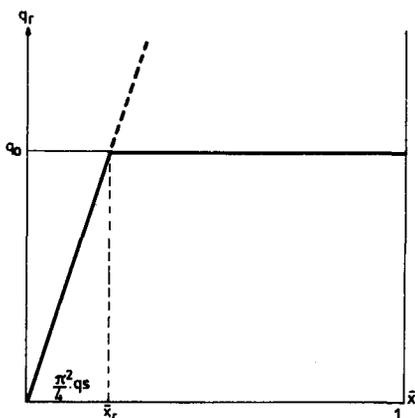


FIG. 1 — Sol très conducteur.

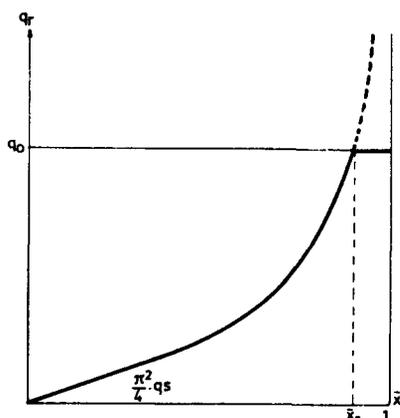


FIG. 2 — Pour un même pouvoir évaporant de l'atmosphère, sol peu conducteur.

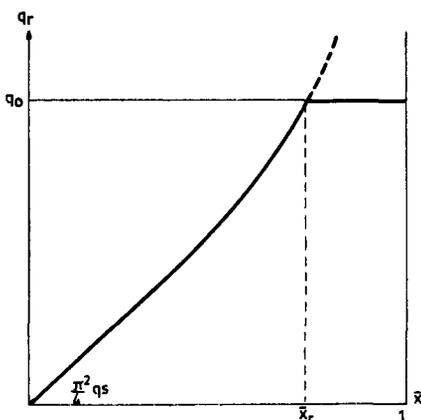


FIG. 3 — Atmosphère très évaporante.

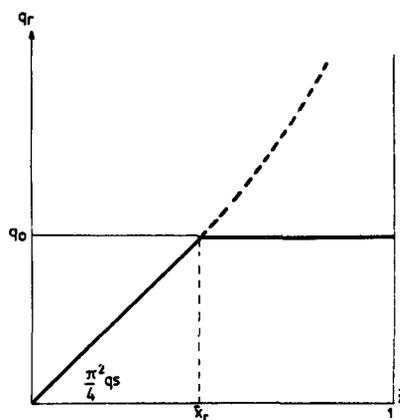


FIG. 4 — Pour un même sol atmosphère peu évaporante.

PLANCHE VII

Courbes théoriques d'évapotranspiration en fonction de l'humidité du sol

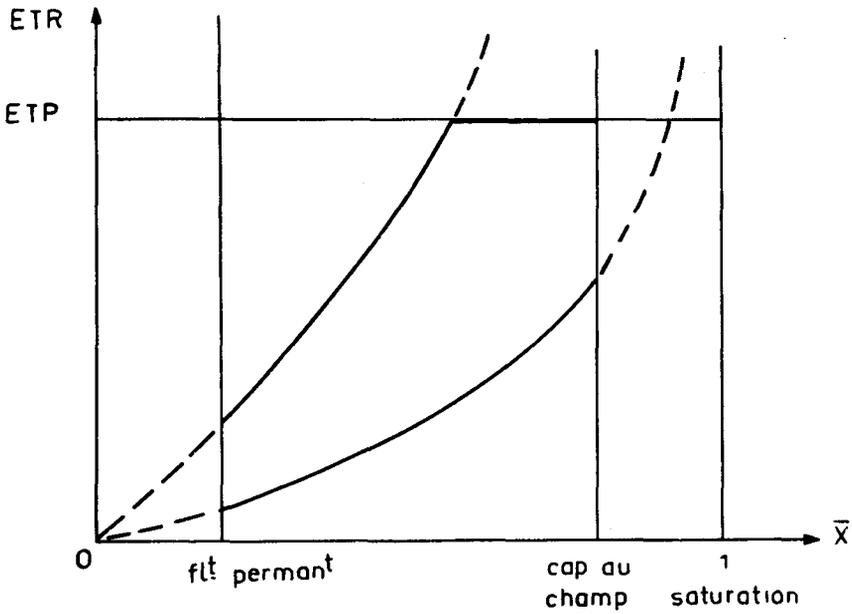


FIG. 1 — Deux complexes sol — végétation différents soumis à une même atmosphère évaporante.

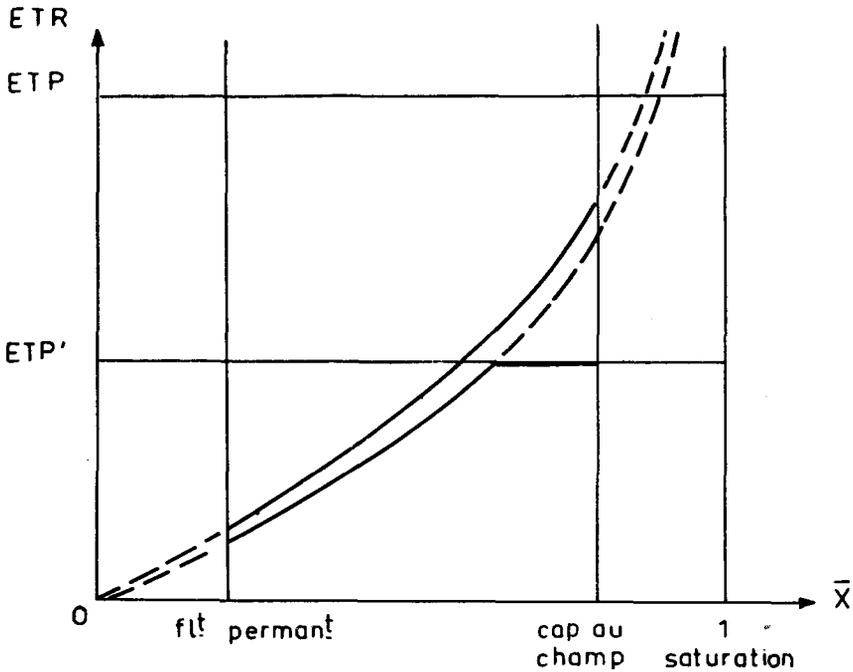
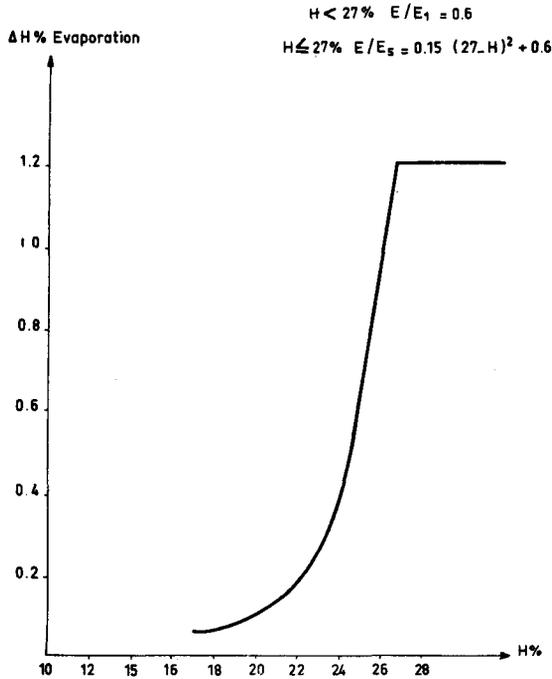


FIG. 2 — Un même complexe sol — végétation soumis à deux conditions d'évapotranspiration différentes.

PLANCHE VIII

**Courbe de Geslin Servy donnant l'évaporation en fonction
de l'humidité du sol**



Cette courbe a été obtenue sur terre de limon à Versailles (France) pour la couche 0-45 cm et tracée pour une valeur supposée constante de $E = 0,75\%$.

LÉGENDE : $H\%$ = Humidité moyenne du sol.

$E_s = C^{te} \times \Delta H$ évaporation du sol.

E = évaporation du Piche sous abri météorologique.

PLANCHE IX

Courbe expérimentale de transpiration et d'évapotranspiration en fonction de l'humidité du sol

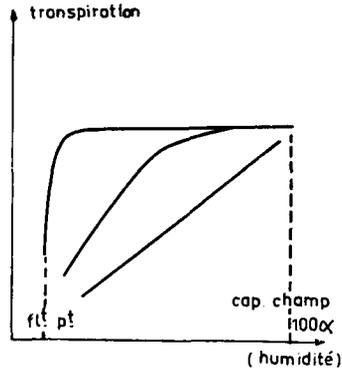
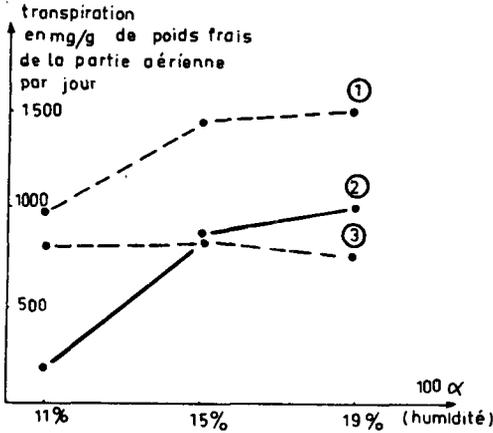


FIG. 1 — Essais en pots à Yanguambie (Congo-Léopold.)

FIG. 2 — Réseau de courbes obtenues par différents auteurs (HALLAIRE).

1. Caféier sous abri vitré légèrement ombragé.
2. Palmier à huile en plein soleil.
3. Cacaoyer en enceinte formée par de la toile de jute (RINGOET).

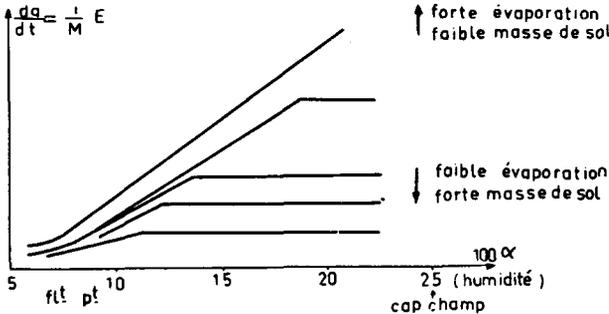


FIG. 3 — Réseau de courbes obtenues dans les essais en pots (blé d'hiver) sous différentes conditions d'évaporation et pour différentes masses de sol (HALLAIRE).

PLANCHE X

Courbes expérimentales de transpiration et d'évaporation en fonction de l'humidité du sol (*suite*)

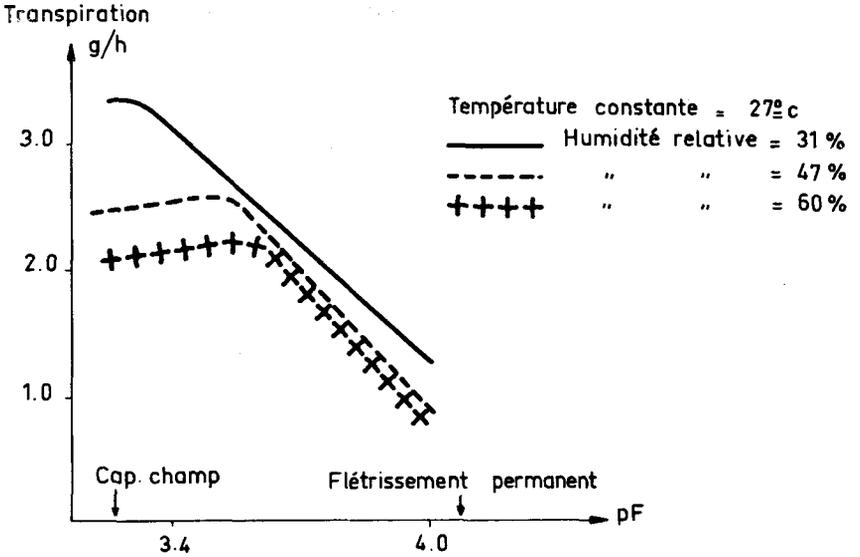


FIG. 1 — Courbes obtenues par expérimentation en pots sur plantes de moutarde à différentes conditions d'évaporation (CLOSS).

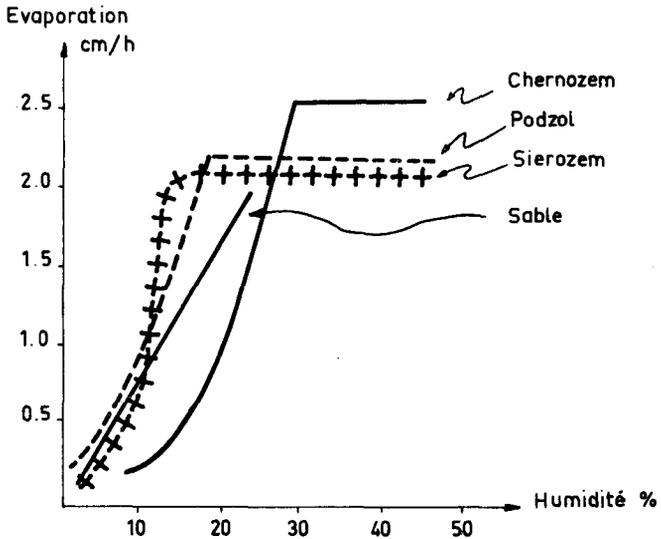
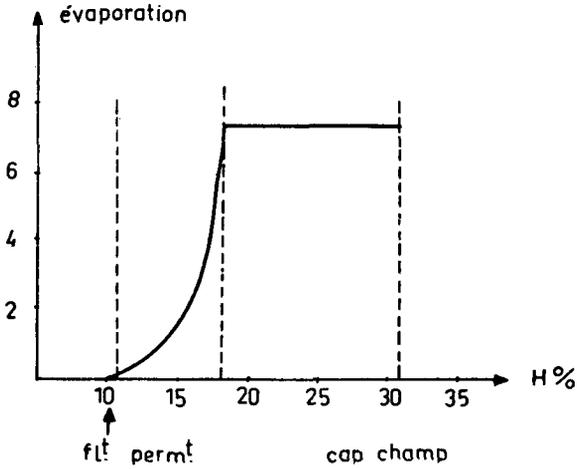


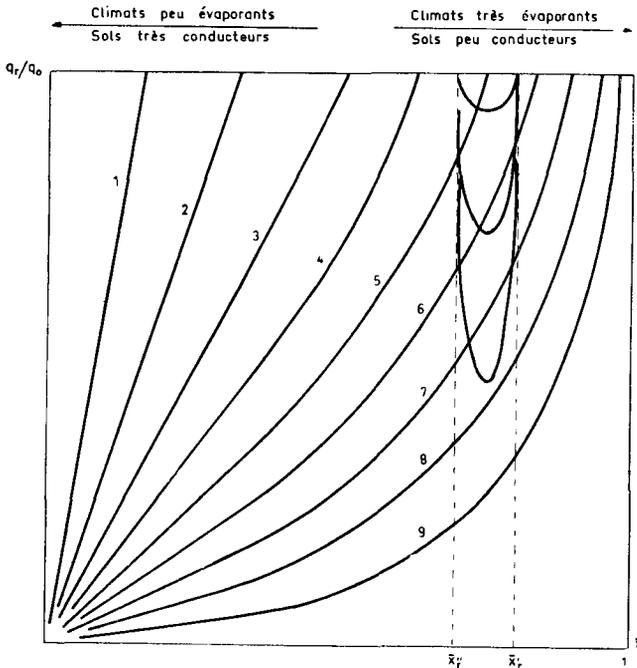
FIG. 2 — Taux de dessiccation de quatre types de sols dans des conditions uniformes de température, de pression de vapeur et de vitesse du vent dans une soufflerie (KOLASEV cité par MILTHORPE).

PLANCHES XI et XII

Courbes expérimentales d'évaporation en fonction de l'humidité du sol (*suite*)



Courbe obtenue sur sol châtain foncé de la rive gauche du Volga (URSS) en plein champ et pour la couche 0-100 cm (MICHURIN cité par KOLAZEV).



Réseau théorique de courbes d'évaporation relative en fonction de l'humidité du sol.

PLANCHE XV

Variation de la transpiration au cours de la journée

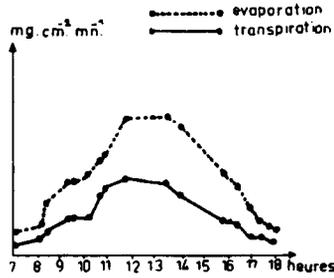
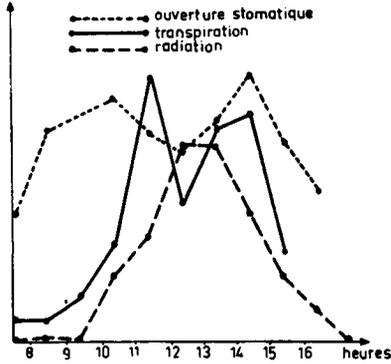


FIG. 1 — Courbes obtenues sur palmier à huile à Yangambi (Congo Léopold.). La radiation est mesurée du Bellanni à boule bleue (RINGOET).

FIG. 2 — Variation journalière de l'évaporation et de la transpiration d'une famille de bananier à Sao-Paulo dans une culture bien alimentée en eau (MORELLO dans de PARCEVAUX).

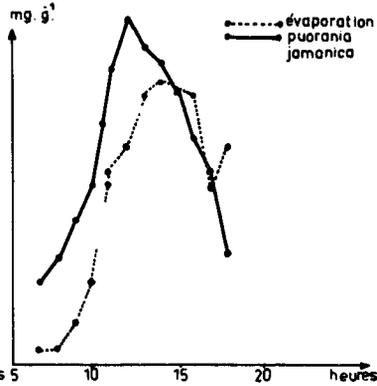
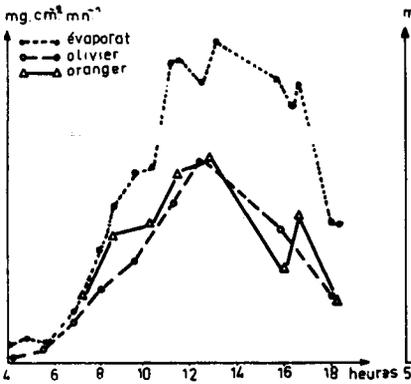
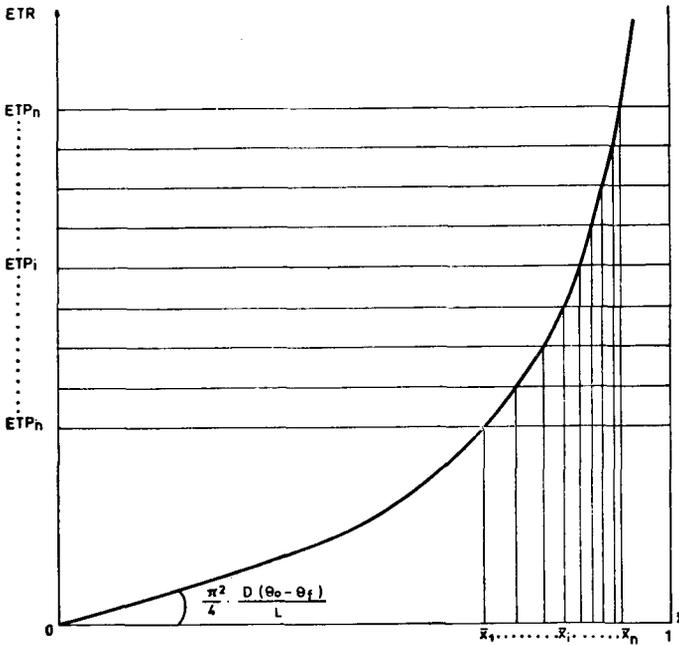


FIG. 3 — Courbes obtenues à Tunis (de PARCEVAUX).

FIG. 4 — Variation journalière de la transpiration et de l'évaporation (RINGOET).

PLANCHE XVII

Abaque donnant l'évapotranspiration réelle en fonction de l'évapotranspiration potentielle et de l'humidité du sol



Exemple : pour une évapotranspiration potentielle égale à ETP_i , l'évapotranspiration réelle ETR reste égale à ETP_i depuis la capacité au champ ($\bar{X} = 1$) jusqu'à \bar{X}_i , en dessous de cette valeur ETR s'accroît d'une manière curvilinéaire. Conséquence : au-dessus de \bar{X}_i , si ETP décroît, si ETP croît ETR croît jusqu'à une valeur donnée par intersection de la courbe avec une parallèle à l'axe des ETR et passant par \bar{X} ; par contre en dessous de \bar{X}_i , ETR sera inélastique vis-à-vis d'une augmentation de ETP.

PLANCHE XVIII

Méthode de détermination par approximations successives
de l'humidité moyenne instantanée du sol

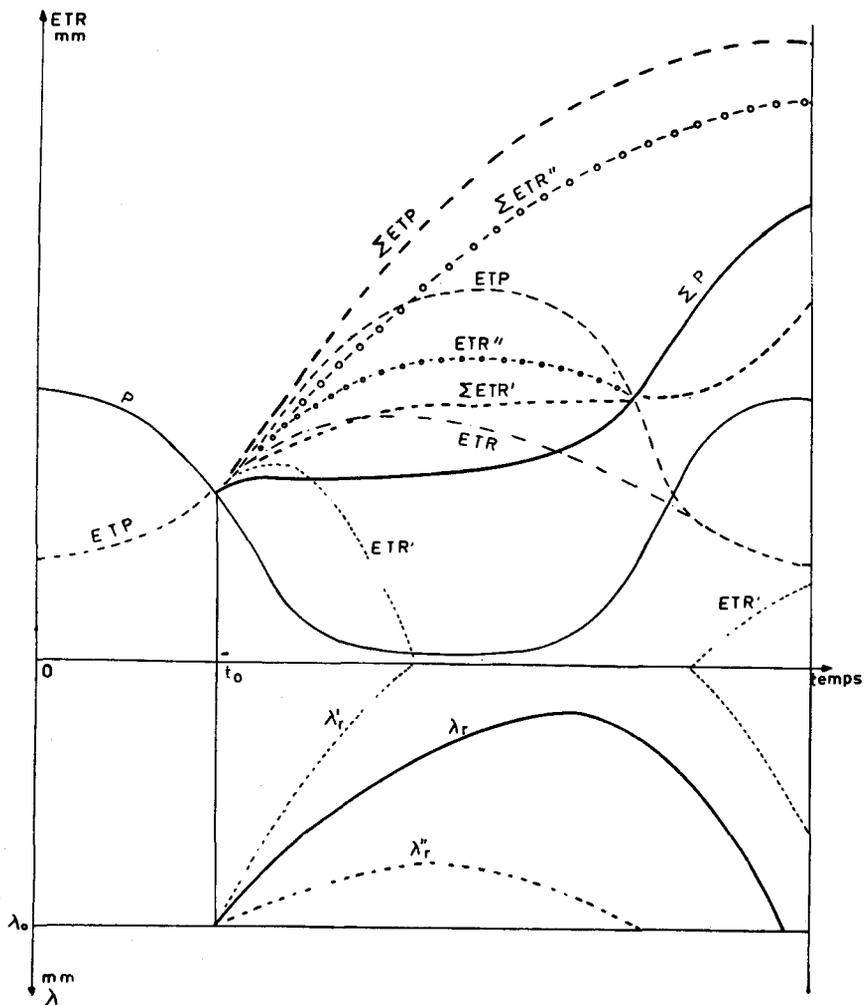


PLANCHE XIX

Prévision des dates et des doses d'irrigation (doses unitaires variables)

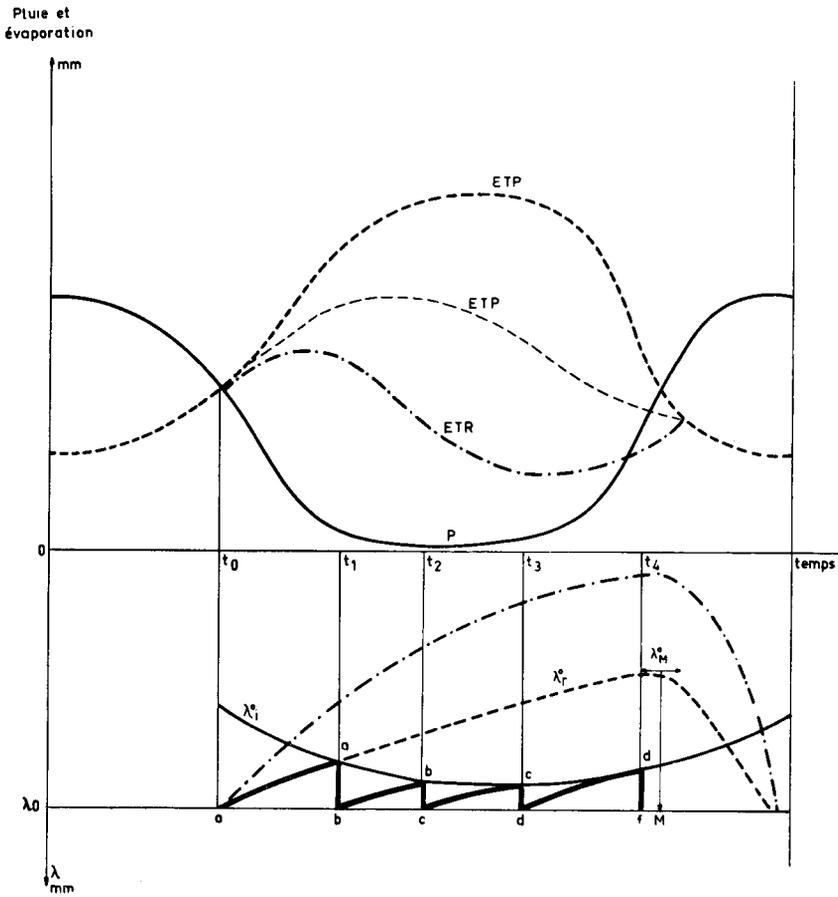


PLANCHE XX

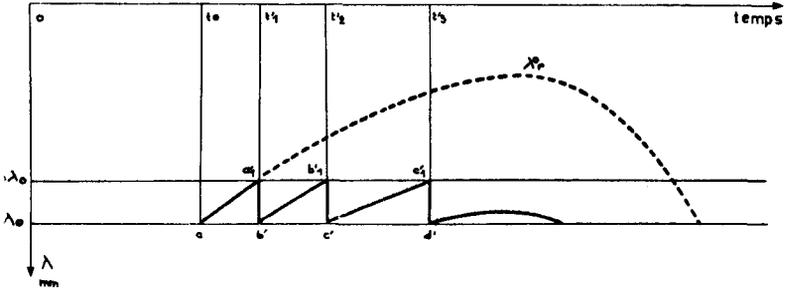


FIG. 1 — Prédiction des dates et des doses d'irrigation (dose unitaire constante).

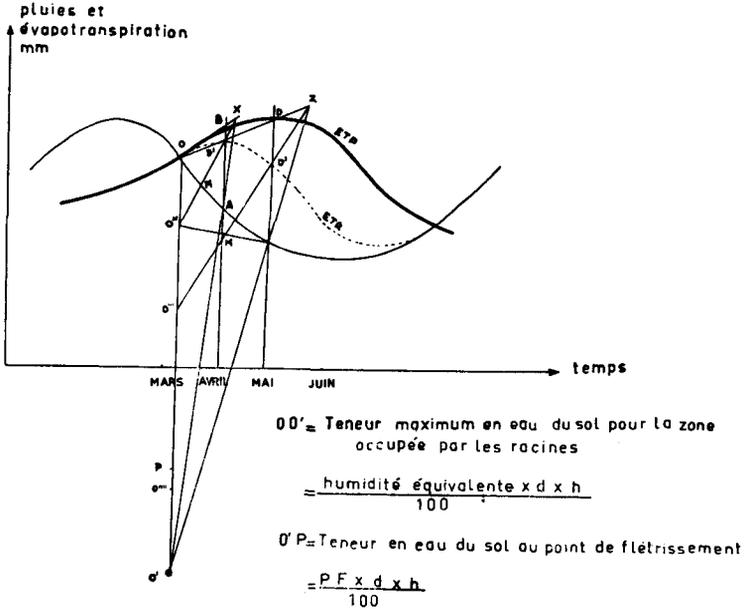


FIG. 2 — Méthode par construction géométrique de RIQUIER.

PLANCHE XXI

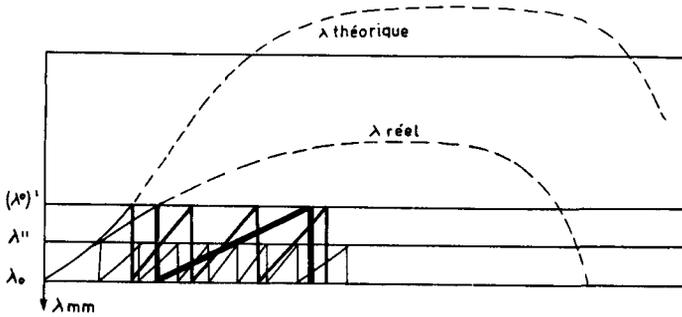


FIG. 1 — Pour le seuil λ^0 il n'y a pas réduction de l'évapotranspiration, on se base sur la courbe λ théorique déduite du bilan théorique (ETP - Pluies) pour 1 seuil d'humidité $(L^0)'$ que l'on fixe $(\lambda^0)' < \lambda^0$, on peut soit utiliser la courbe λ théorique qui donne une dose totale par excès, soit utiliser la courbe λ réelle qui donne une dose totale par défaut.

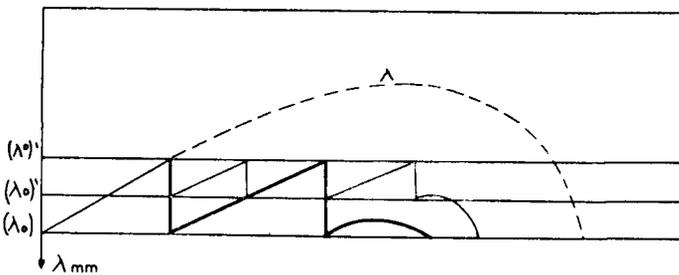
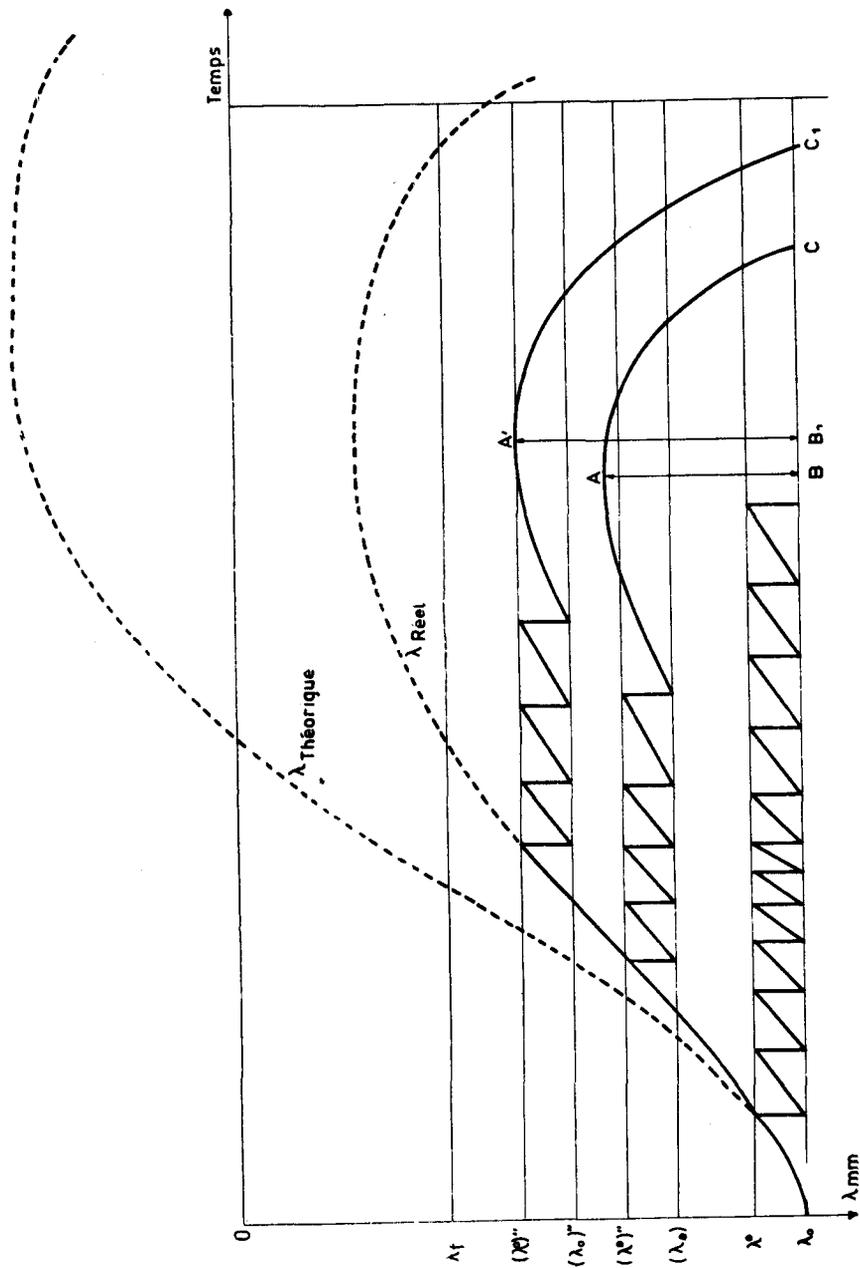


FIG. 2 — Corrélation entre les doses unitaires et la fréquence des irrigations pour un même seuil $(\lambda^0)'$ et une même dose totale.

PLANCHE XXII
 Consommation en eau d'irrigation : contribution du sol



Les segments \overline{AB} et $\overline{A_1 B_1}$ représentent la contribution du sol, respectivement pour les seuils $(\lambda^0)'$ et $(\lambda^0)''$.

PLANCHE XXIII

Variation du déficit théorique au cours du temps

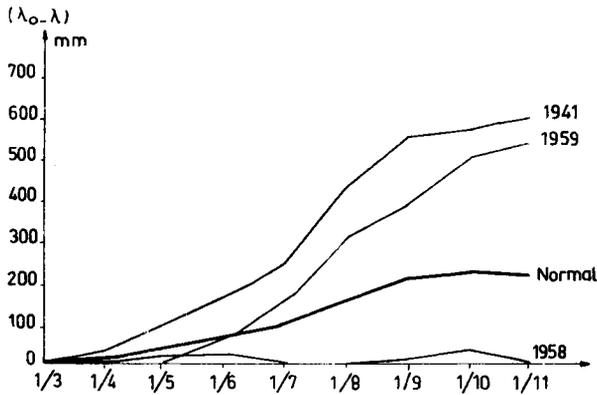


FIG. 1 — Déficit théoriques cumulés à Versailles (mars-octobre) (GESLIN et BOUCHET).

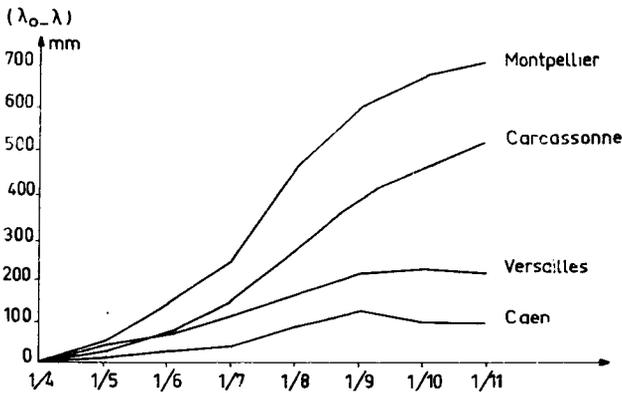


FIG. 2 — Déficit théoriques moyens cumulés (avril-octobre) pour quelques régions de France (GESLIN et BOUCHET).

PLANCHE XXIV

Facteurs correctifs physiologiques pour le riz et les haricots

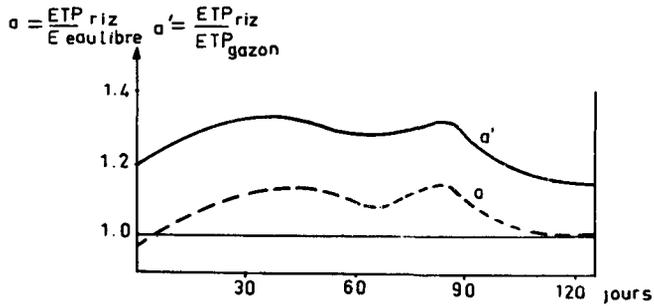


FIG. 1 — Evolution de l'évapotranspiration potentielle d'une culture de riz au cours de son cycle de développement au Congo-Léopold. (DUPRIEZ).

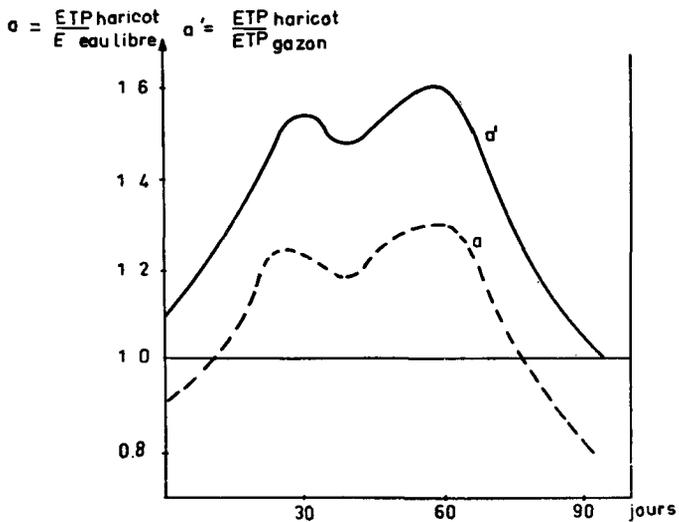


FIG. 2 — Evolution de l'évapotranspiration potentielle d'une culture de haricots au cours de son cycle de développement au Congo-Léopold, (DUPRIEZ).

PLANCHE XXV

Facteurs correctifs physiologiques pour le maïs et l'arachide

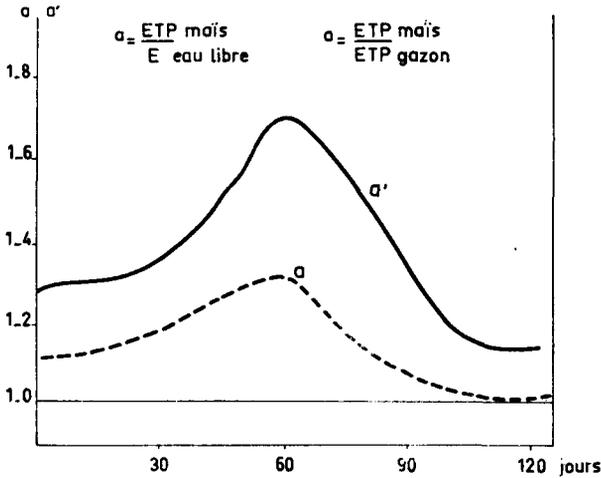


FIG. 1 — Evolution de l'évapotranspiration potentielle d'une culture de maïs au cours de son cycle de développement au Congo-Léopold. (DUPRIEZ).

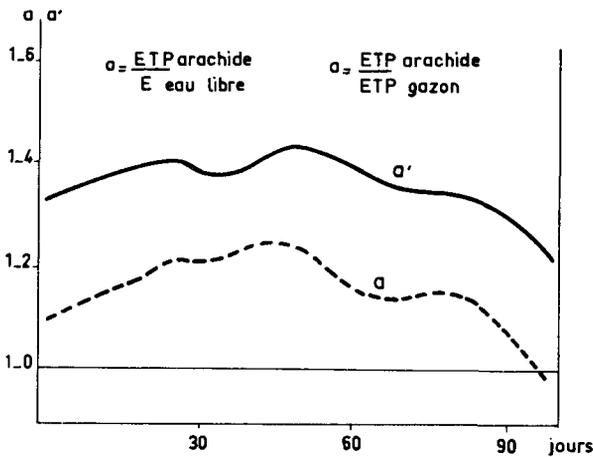
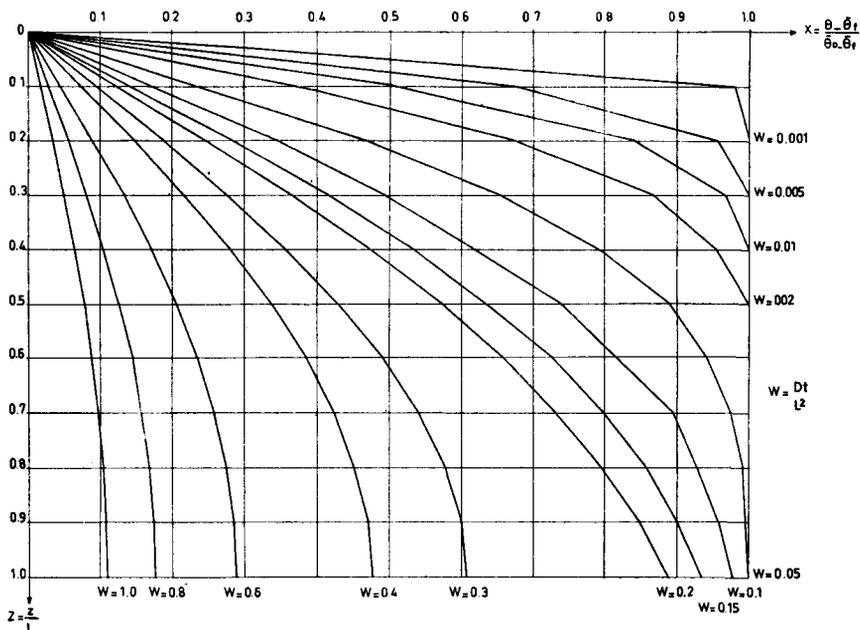


FIG. 2 — Evolution de l'évapotranspiration potentielle d'une culture d'arachide au cours de son cycle végétatif au Congo-Léopold. (DUPRIEZ).

PLANCHE XXVI

Sol d'épaisseur finie, homogène, d'humidité initiale uniforme
Variation du profil hydrique au cours du temps (allure
approximative)



On voit que :

1. Si on a bien choisi les axes de coordonnées et si on a convenablement transformé la variable temps, tous les sols présentent les mêmes profils de dessèchement successifs que les profils théoriques tracés plus haut.

2. Dans un temps initial ($w < 0.2$) le dessèchement est plus intense dans les couches superficielles que dans les couches profondes par la suite, la contribution au dessèchement est apportée surtout par les couches profondes.

3. Le bilan d'entrée et de sortie d'eau est toujours déficitaire et à tous les niveaux du profil, sauf évidemment aux niveaux $z = 1$ et $z = 0$ où il est nul.

Signalons par ailleurs que le saut du profil $w = 0.2$ à $w = 0.3$ n'est dû qu'aux approximations dans les calculs numériques.

PLANCHE XXVII

Relations indépendantes du temps entre les humidités des différents horizons
(sol homogène d'épaisseur finie d'humidité initiale uniforme)

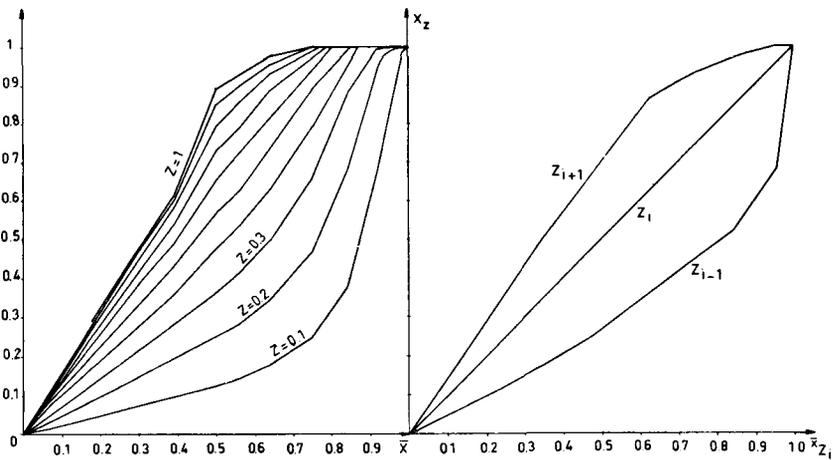


FIG. 1 — Le profil hydrique est parfaitement déterminé par la connaissance de l'humidité moyenne (portée en abscisses) ou par la connaissance de l'humidité de l'une quelconque de ces horizons. Le mauvais raccordement de la branche $\bar{x} < 0.5$ avec la branche $\bar{x} \geq 0.5$ provient des approximations dans les calculs numériques.

FIG. 2 — Courbes tracées pour les trois premières couches : on retrouve l'allure des courbes citées par HALLAIRE. La comparaison de la pente des courbes z_{i-1} et z_{i+1} avec 1, indique la vitesse relative de dessèchement de ces couches avec la couche médiane z_i .

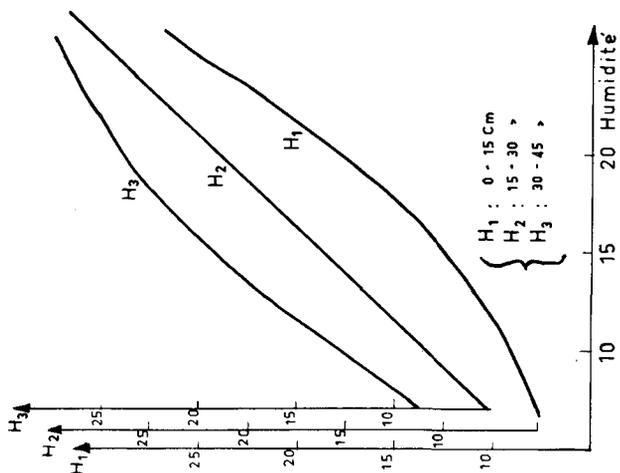


FIG. 1 — Si le point représentatif de la couche sèche est A, et celui de la couche humide est M, le profil ne peut se modifier que si H est en M_1 , si M est en B ou en M_2 le profil sera stable malgré l'existence d'un gradient d'humidité.

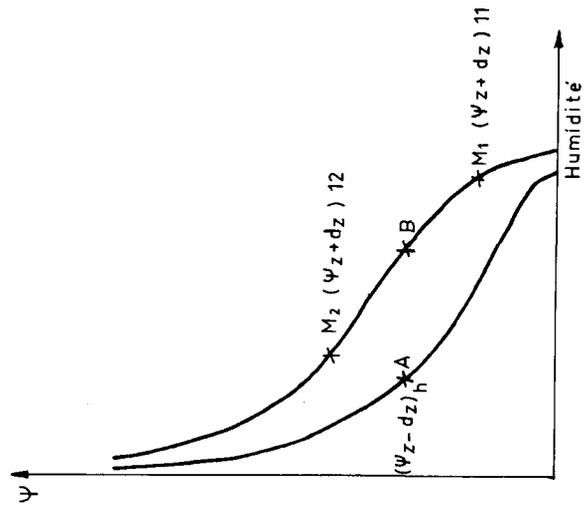


FIG. 2 — Relation entre les humidité H aux différents niveaux dans le limon de Versailles obtenues sur sol nu et sol cultivé (HALLAIRE 1953).

PLANCHE XXIX

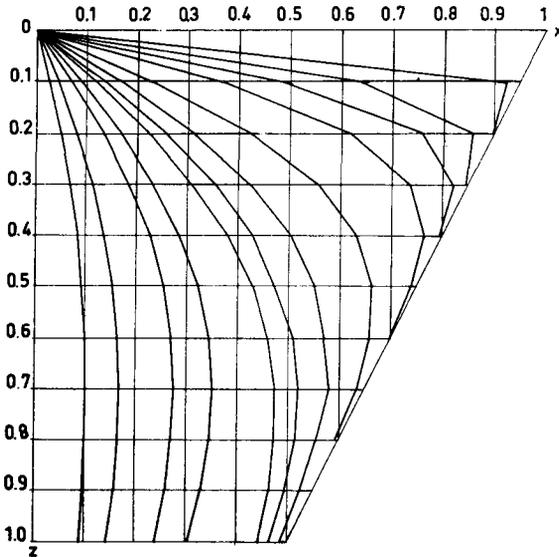


FIG. 1 — Dessèchement théorique d'un profil présentant initialement un contre-gradient dû à l'hystérésis.

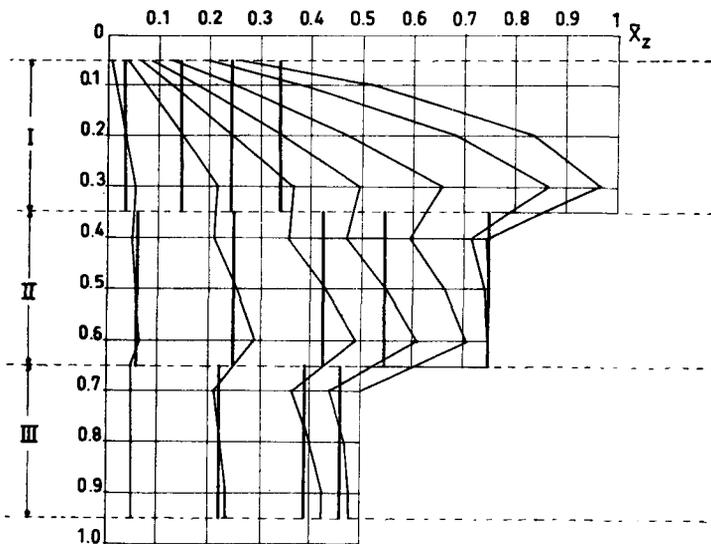
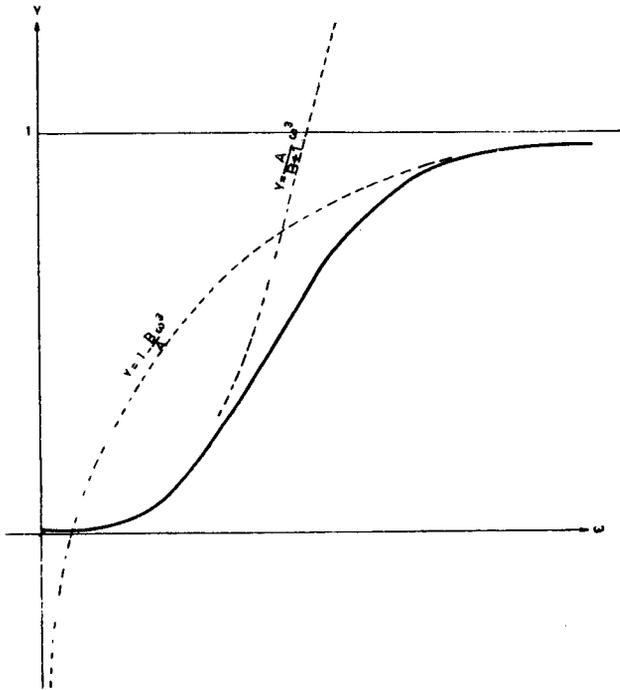


FIG. 2 — Dessèchement théorique d'un profil en escalier inversé : tentative d'explication de l'expérience d'HALLAIRE sur la circulation à contre-gradient.

PLANCHE XXX

Courbe de VISSER



$$\left\{ \begin{array}{l} (ETP-ETR)^{n-1} (a \theta^m + ETR) = b \\ m = 3, n = 2 \\ w^3 = \frac{Y}{A} \left(1 + \frac{B}{1-Y} \right) \end{array} \right.$$

ou

$$\left\{ \begin{array}{l} Y = ETR/ETP, A = a/ETP, B = b/ETP^2 \\ w = (\theta^3 - B/A)^{1-3} \end{array} \right.$$

PLANCHE XXXI

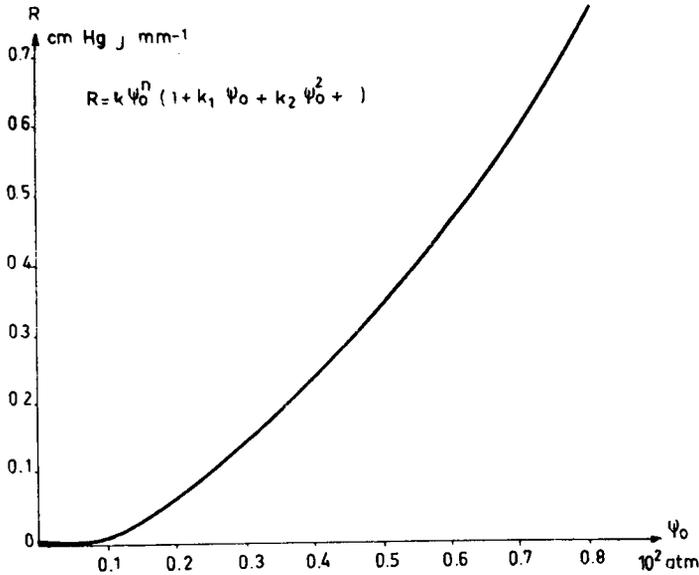


FIG. 1 — Relation entre la résistance apparente de la strate végétale en fonction du potentiel de suction dans les feuilles. Courbe obtenue pour le gazon sur trois sols différents. RIJTEMA (1965).

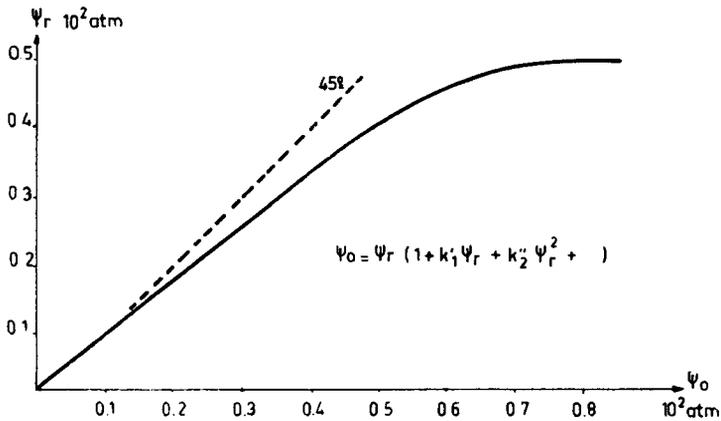


FIG. 2 — Relation entre les valeurs calculées de la pression réelle de suction ψ_0 dans les feuilles. Courbe obtenue pour le gazon sur trois sols différents. RIJTEMA (1965).

PLANCHE XXXII

Courbes de RIJTEMA

$$\left\{ \begin{aligned} ETR &= \frac{\Delta + \gamma (1+ab)}{\Delta + \gamma (1+ab+bR)} ETP \\ R &= k (B ETR + \psi)^n \left\{ 1 + k_1 (B ETR + \psi) + k_2 (B ETR + \psi)^2 \right\} \end{aligned} \right.$$

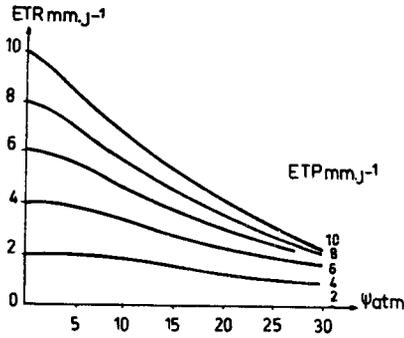


FIG. 1 — Gazon sur sable limoneux.

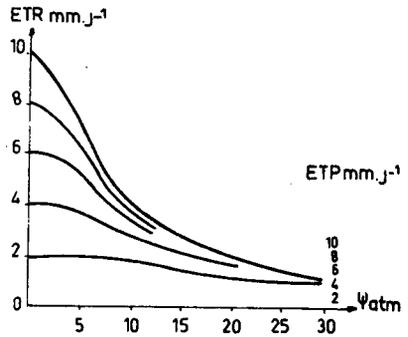


FIG. 2 — Gazon sur argile lourde.

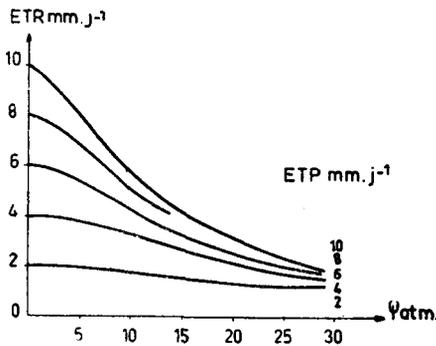


FIG. 3 — Gazon sur tourbe. Courbes calculées pour a = 0 et b = 1 donnant l'évapotranspiration réelle en fonction du potentiel de l'eau dans la zone radiculaire et pour diverses valeurs de l'évapotranspiration potentielle. RIJTEMA (1965).

ACHEVÉ D'IMPRIMER SUR LES PRESSES
DES « EDITIONS MAROCAINES ET INTERNATIONALES »
11, AV. DE RABAT A TANGER
LE 31 DÉCEMBRE 1966

محتويات العدد

—

- 1 ا. فاندرفيين و ا. لدرجيريير - اختبار محاليل التطهير البرتقال
- 31 ا. فاندرفيين - فيشوفطو اسراكاي على الحوامض بالمغرب
- 35 ز. ب. بركي - مدخل لدراسة مرض فساد القمح
- 69 ف. و. هيس و ا. كتاب و ع. انصيري و ج. سميث - تجربة على انواع قصب السكر - النتائج الاولى
- 77 ط. يونسكو و ش. سوفاج و تى. سلود و ا. ستفنسكو - تفسير خريطة انواع النبات واستغلال الاراضي بالمغرب
- 89 ط. يونسكو و تى. سلود - استغلال الصور الجوية لوضع خرائط نباتية بالمغرب
- 103 ط. نكويين مين - تبخير ونقص الماء من الارض

فيما يخص جميع المعلومات حول : انجازات البحث
الزراعي وكذا مجلة العوامية، اكتبوا الى .
قسم الطبع والنشر والتوزيع
المعهد الوطني للبحث الزراعي
صندوق البريد 415 الرباط البريد المركزي

الاداء عن الحساب الجاري بالبريد تحت عنوان « مصلحة الموارد قسم الطبع والنشر والتوزيع بالمعهد الوطني
للبحث الزراعي بالرباط » الحساب الجاري رقم 45288

المملكة المغربية

18



العوامية

مجلة مغربية للبحث الزراعي



المعهد الوطني للبحث الزراعي

- الرباط -

يناير 1966