

La mesure du bilan énergétique

André Hufty

Volume 19, Number 47, 1975

URI: <https://id.erudit.org/iderudit/021258ar>

DOI: <https://doi.org/10.7202/021258ar>

[See table of contents](#)

Publisher(s)

Département de géographie de l'Université Laval

ISSN

0007-9766 (print)

1708-8968 (digital)

[Explore this journal](#)

Cite this article

Hufty, A. (1975). La mesure du bilan énergétique. *Cahiers de géographie du Québec*, 19(47), 285–310. <https://doi.org/10.7202/021258ar>

Article abstract

The author has gathered together, for the use of geographers, the principal physics equations used to calculate the energy or thermal balance from temperature and humidity gradients near ground level. In addition, he uses the notion of "balance" to explain the aspirated psychrometer theory, variations in evaporation and the comparison between potential evapotranspiration and real evapotranspiration.

LA MESURE DU BILAN ÉNERGÉTIQUE

par

André HUFTY

Département de géographie, université Laval, Québec

Les géographes sont peu habitués à manier les équations et les hypothèses physiques qui permettent de mesurer le bilan énergétique. De plus, la plupart des formules sont disséminées dans de nombreux ouvrages. C'est pourquoi nous pensons qu'il est utile de publier ces équations, indispensables en climatologie physique, et que nous avons rassemblées au cours d'un séjour à l'Institut Agronomique de Versailles grâce à l'aide bienveillante de M. Perrier et ses collaborateurs.*

Les échanges d'énergie entre le sol au sens large et l'atmosphère sont la cause principale des variations climatiques dans l'air. Pour mesurer ces échanges, la méthode dite du bilan d'énergie est applicable à des échelles de temps et d'espace fort différentes, depuis l'échelle planétaire jusqu'au niveau d'une feuille. Dans cet article, on envisage surtout son utilité pour les climats locaux, c'est-à-dire pour des durées de quelques heures et des dimensions d'une parcelle cultivée à une forêt de quelques kilomètres carrés.

Pratiquement, il s'agit d'abord de dresser le bilan de tous les flux de chaleur qui arrivent sur la surface active du sol ou qui la quittent, compte tenu du relief et de la végétation, et, ensuite, d'en déduire les valeurs de l'évaporation et de l'échauffement du sol et de l'air. Il est donc nécessaire d'utiliser et d'adapter à une surface très hétérogène les lois physiques relatives aux échanges thermiques par rayonnement, au transfert de chaleur par conduction et par turbulence, à l'évaporation et à la condensation, voire à la chaleur utilisée pour la photosynthèse. Ces transferts dans l'air impliquent la connaissance préalable de la notion de flux d'énergie, qu'il faut commencer par définir.

* Nous remercions également A. Plamondon, professeur à l'Université Laval, qui a bien voulu relire cet article, et madame Claire Daigle, du département de géographie, qui a effectué la difficile composition du texte.

I. INTRODUCTION

A. La notion de flux

1. Soit un volume d'air contenant par exemple une certaine quantité de poussières P par unité de volume:

soit $C_V = \frac{P}{V}$ = concentration volumique où V désigne le volume

2. Si ce volume se déplace entièrement, il transporte une quantité qui vaut: $C_V \times V$.
3. Supposons que ce volume se déplace de A à B en passant au travers de la surface S (figure 1a).

Le transport de poussières au travers de la surface S vaut donc: $C_V \times V$.

4. Dans la nature, les échanges à travers une surface se font dans les deux sens car il y a des poussières en A et en B. Si on choisit le sens positif de A vers B, le *bilan* final sera:

$$(C_{VA} \times V) - (C_{VB} \times V) = \Delta C_V \times V$$

C_{VA} = concentration dans le volume A

C_{VB} = concentration dans le volume B

$$\Delta C_V = C_{VA} - C_{VB}$$

5. Ces déplacements de matière prennent un certain temps. Si on les ramène à l'unité de temps, on obtient un *flux*:

$$\frac{C_V \times V}{t} = \text{flux au travers de la surface S}$$

où t = *temps* de déplacement du volume

De même $\frac{\Delta C_V \cdot V}{t} = \text{bilan de flux à travers S}$

6. On peut ramener ces quantités à l'unité de surface traversée:

$$[1] F = \frac{\Delta C_V \times V}{t \times S} = \text{bilan de densité de flux au travers de S}$$

7. En réalité, il n'y a pas de coupure brutale de concentration de poussières dans la nature; la concentration varie et nous allons seulement envisager les variations dans le sens de déplacement:

Soit le cas suivant, où la concentration diminue de A vers B (figure 1b).

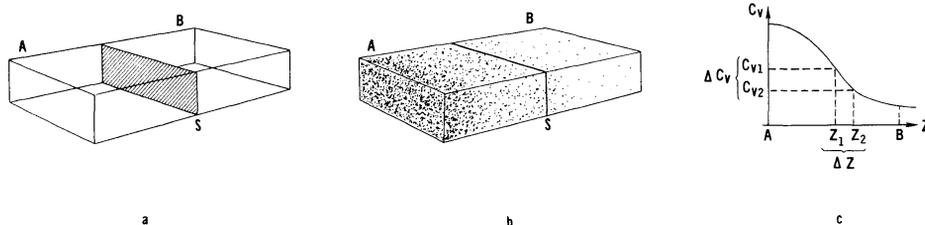


Figure 1

On peut représenter cette diminution sous forme graphique (figure 1c).

En ordonnée les concentrations C_V et en abscisse les distances, perpendiculairement à la surface S.

En se déplaçant de Z_1 à Z_2 , soit d'une petite longueur ΔZ , la concentration passe de C_{V1} à C_{V2} ou change de ΔC_V .

C_V est une fonction de Z. On a:

$$C_{V1} = f(Z_1)$$

et

$$C_{V2} = f(Z_1 + \Delta Z)$$

En appliquant la formule de Taylor¹, on obtient:

$$f(Z + \Delta Z) - f(Z) \sim \Delta Z \cdot \frac{dC_V}{dZ}$$

où $\frac{dC_V}{dZ}$ représente la variation infinitésimale de la concentration

$$C_{V2} - C_{V1} \sim \Delta Z \cdot \frac{dC_V}{dZ}$$

$$C_{V1} - C_{V2} \sim -\Delta Z \cdot \frac{dC_V}{dZ}$$

Retenons la formule:

$$[2] \quad \Delta C_V = -\Delta Z \frac{dC_V}{dZ}$$

¹ Formule de Taylor (voir figure 2).

Soient la courbe de concentration en fonction des distances Z et le triangle rectangle $Y_1, Y_2, Z + \Delta Z$ où : $\Delta C = \Delta Z \operatorname{tg} \alpha$ [1].

Considérons un très petit triangle tangent à la courbe en P, semblable à $Y_2 Y_1 Z + \Delta Z$ avec les dimensions dC et dZ.

on a : $\operatorname{tg} \alpha = \frac{dC}{dZ}$ [2].

De [1] et [2] : $\Delta C = \Delta Z \cdot \frac{dC}{dZ}$ relation approximative si la courbe ne varie pas trop entre Y_1 et Y_2 .

8. Combinons les formules [1] et [2], on obtient:

$$[3] \quad F(Z) = - \frac{V}{t \cdot S} \cdot \Delta Z \frac{dC_V}{dZ} = - K(Z) \frac{dC_V}{dZ}$$

- La première partie de la formule: "K" s'appelle *coefficient de diffusivité*; comme il peut varier avec la distance, il porte la référence à Z : K(Z).

$$\text{En unités, on a: } K = \frac{V \times \Delta Z}{t \cdot S} = \frac{m^3 \cdot m}{\text{sec} \cdot m^2} = \frac{m^3}{\text{sec} \cdot m} \text{ (ou } m^2 \text{sec}^{-1})$$

C'est le volume qui se déplace sur une distance donnée par unité de temps. Ce coefficient indique la facilité avec laquelle le fluide se déplace au travers de la surface.

- La deuxième partie de la formule est le *gradient de concentration*: $\frac{dC_V}{dZ}$ ou le taux de décroissance de la variable avec la distance.

$$\text{En unités, on a: } \frac{\text{Propriété (ici } \equiv \text{ poussières)}}{\text{volume} \cdot \text{longueur}} = P \cdot m^{-4}$$

Remarquons que $C_V = \frac{P}{V} = \frac{P}{\text{masse}} \cdot \frac{\text{masse}}{\text{volume}} = P_m \cdot \rho$:
propriété spécifique par unité de masse $P_m \times$ masse spécifique ou masse volumique ρ .

- F(Z) est la densité du flux de transfert net par diffusion au travers d'un plan, en unités de propriété par m^2 et par seconde:

$$F(Z) = m^2 \text{sec}^{-1} \cdot P \cdot m^{-4} = P \cdot \text{sec}^{-1} \cdot m^{-2}$$

9. Comme $C_V = P_m \times \rho$, on a aussi:

$$[4] \quad F(Z) = - K(Z) \rho \frac{dP_m}{dZ}$$

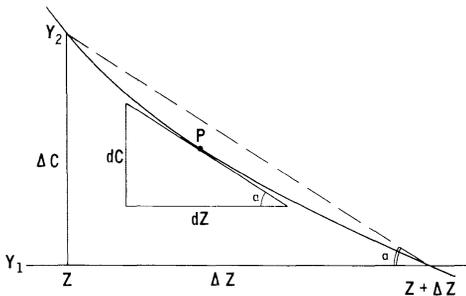


Figure 2

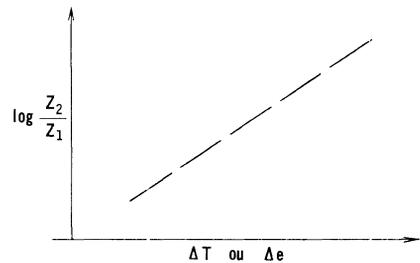


Figure 3

B. Application à l'air

L'air est agité de mouvements désordonnés dans tous les sens. Les petits volumes d'air s'agitent comme les molécules dans un gaz (turbulence) et transportent certaines propriétés. Ce transport dépend des vitesses de déplacement et des gradients de concentration des propriétés. Nous allons nous intéresser à trois propriétés: transport de moment, transport de chaleur sensible et transport de chaleur latente sous forme de vapeur d'eau.

Nous allons de plus envisager les seuls déplacements verticaux, dans les basses couches, causés par la diffusion turbulente.

1. Le *moment d'inertie* (M) vaut la masse x la vitesse

$$C_{VM} = \frac{\text{masse} \cdot \text{vitesse}}{\text{volume}} = \rho \cdot u \quad (u = \text{vitesse})$$

$$F_M(Z) = - K_M(Z) \cdot \rho \cdot \frac{du}{dZ} \quad \text{où } M \text{ se rapporte au moment d'inertie}$$

2. La *chaleur sensible* (S)

Si on apporte ΔQ calories à un gramme de matière, on élève sa température de ΔT . Compte tenu de la chaleur spécifique de cette matière, on a : $\Delta Q = C_p \Delta T$.

Pour une certaine masse de matière, les calories reçues valent: masse . C_p . ΔT .

$$dC_{VS} = \frac{\text{calories}}{\text{volume}} = \frac{\text{masse} \cdot C_p \cdot \text{température}}{\text{volume}} = \rho \cdot C_p \cdot dT$$

et d'après [3] :

$$F_S(Z) = - K_S(Z) \cdot \rho \cdot C_p \frac{dT}{dZ}$$

3. La *vapeur d'eau* et la *chaleur latente*

a. On sait que pour un gaz parfait:

$$p \cdot V = n \cdot R \cdot T \quad \text{où } p = \text{pression}$$

$$p \cdot V = \frac{m}{M} R \cdot T \quad \text{où } V = \text{volume}$$

T = température absolue

n = nombre des môles ou $\frac{m}{M} = \frac{\text{masse totale}}{\text{masse molaire}}$

R = constante universelle des gaz

Pour la vapeur d'eau, on a (si * se rapporte à la vapeur d'eau):

$$p^* = \frac{m^*}{M^*} \cdot \frac{R \cdot T}{V^*} \quad \text{ou} \quad \frac{m^*}{V^*} \cdot \frac{R \cdot T}{M^*}$$

$$\text{comme } \frac{m^*}{V^*} = C_{V^*}, \text{ on a : } C_{V^*} = p^* \cdot \frac{M^*}{R \cdot T} \text{ ou } e \cdot \frac{M^*}{R \cdot T}$$

où e est la pression partielle de vapeur d'eau.

$$\text{L'équation du flux devient: } F^*(Z) = - K^*(Z) \cdot \frac{M^*}{R \cdot T} \cdot \frac{de}{dZ}$$

b. Le flux de vapeur d'eau transporte de la chaleur sous forme latente, qui vaut : $F_L = L \times F^*$: le flux de chaleur latente est égal au produit de la chaleur de condensation (L) par le flux de vapeur d'eau.

$$F_L(Z) = - K^*(Z) \cdot \frac{L \cdot M^*}{R \cdot T} \cdot \frac{de}{dZ}$$

C. *Flux de chaleur sensible et latente dans la couche d'air proche du sol*

1. Deux hypothèses vont permettre la résolution des formules précédentes. Il faut d'abord admettre que les coefficients de diffusion turbulente sont les mêmes: $K^* = K_m = K$. Il faut ensuite considérer que dans un faible intervalle de temps, il n'y a pas d'accumulation de chaleur limitée à un niveau à cause du brassage d'air par la turbulence, c'est-à-dire que les flux sont constants depuis la surface du sol jusqu'au sommet de la couche turbulente proche de la surface.
2. On peut alors intégrer les équations précédentes, depuis le niveau du sol jusqu'au sommet de la couche turbulente, ou entre deux hauteurs données à l'intérieur de cette couche. Envisageons seulement les flux de chaleur et laissons le flux de moment pour le chapitre qui traite de la méthode aérodynamique; soient les deux formules, sous forme simplifiée:

$$F_S(Z) = \varphi_S = - K(Z) \cdot \rho \cdot C_p \cdot \frac{dT}{dZ}$$

$$F_L(Z) = \varphi_L = - K(Z) \cdot \frac{L \cdot M}{R \cdot T} \cdot \frac{de}{dZ}$$

ou, sous forme différentielle:

$$\varphi_S \frac{dZ}{K(Z)} = - \rho \cdot C_p \cdot dT \quad \text{etc.}$$

3. *Flux de chaleur sensible*

$$\int_0^Z \varphi_S \cdot \frac{dZ}{K(Z)} = - \int_{T_0}^{T_z} \rho \cdot C_p \cdot dT \quad \text{ou}$$

$$\varphi_S \int_0^Z \frac{dz}{K(z)} = \rho \cdot C_p \cdot (T_0 - T_z)$$

Si on désigne la valeur $\int_0^Z \frac{dz}{K(z)}$ par r_a ou résistance à la diffusion turbulente ou $\frac{1}{D}$ si D désigne la diffusion turbulente, on obtient:

$$[5] \quad \varphi_S = \rho \cdot C_p (T_0 - T_z) \cdot r_a^{-1} = \rho \cdot C_p \cdot D \cdot \Delta T$$

4. *Flux de chaleur latente*

La même intégration donne:

$$[6] \quad \varphi_L = \frac{LM}{RT} D (e_0 - e_z) = \frac{LM}{RT} D \Delta e = \frac{LM}{RT} \Delta e r_a^{-1}$$

Dans ces équations², les bornes d'intégration sont: T_0 et e_0 , c'est-à-dire la température et la pression partielle de la surface du sol et T_z et e_z ou les mêmes paramètres pour le sommet de la couche limite.

5. *Calcul du flux de chaleur latente avec des mesures psychrométriques à deux niveaux*

L'appareillage le plus simple pour mesurer l'humidité est une série de psychromètres à aspiration. De plus, comme le flux est constant entre la surface du sol et le sommet de la couche limite, on peut mesurer l'humidité à deux niveaux quelconques à l'intérieur de la couche limite.

A partir des formules psychrométriques, les pressions partielles de vapeur d'eau à deux niveaux 1 et 2 s'obtiennent comme suit:

$$\begin{aligned} e_1 &= e_{w1} - \gamma (T_1 - T_{w1}) \\ e_2 &= e_{w2} - \gamma (T_2 - T_{w2}) \\ \Delta e &= e_1 - e_2 = \Delta e_w - \gamma (\Delta T - \Delta T_w) \end{aligned}$$

Comme e_w est une fonction de la température, donc que $e_{w2} = f(T_w)$ et $e_{w1} = f(T_w + \Delta T_w)$, la formule de Taylor permet d'écrire:

$$\Delta e_w = e_{w1} - e_{w2} = [f(T_w + \Delta T_w) - f(T_w)] = f'(T_w) \cdot \Delta T_w = \Delta \cdot \Delta T_w$$

où Δ est la dérivée de la courbe des pressions partielles à saturation en fonction de la température, pour la température $(T_{w1} + T_{w2}) / 2$.

² On rencontre souvent dans la littérature d'autres formes de la formule du flux de chaleur latente:

a) en fonction de la pression atmosphérique et de la différence de pression partielle entre deux niveaux:

- on sait que: $C_A = P_A \cdot \frac{M_A}{R \cdot T}$ où A se rapporte à l'air sec
- comme C_A est la masse d'air pour un volume donné, il équivaut à la densité ou la masse volumique ρ_A . Comme les densités de l'air sec et du mélange d'air sec et d'air humide sont voisines, on peut remplacer ρ_A par ρ
- de même P_A peut être considéré comme équivalent à p : $P_A = p - e \sim p$ parce que e (pression partielle de vapeur d'eau) est très petit par rapport à p (pression totale de l'air)

$$\text{donc } C_A = \rho = p \frac{M_A}{R \cdot T} \quad \text{et} \quad R \cdot T = \frac{p}{\rho} M_A \quad [1]$$

- si on considère la vapeur d'eau seule (* se rapporte à la vapeur) :

$$C^* = p^* \cdot \frac{M^*}{R \cdot T} = e \cdot \frac{M^*}{R \cdot T} \quad [2]$$

- de [1] et [2], on déduit:

$$\text{On obtient : } \Delta e = [\Delta \cdot \Delta T_w - \gamma (\Delta T - \Delta T_w)]$$

En reportant cette valeur dans l'équation du flux [6] :

$$[7] \quad \varphi_L = \frac{LM}{RT} D [\Delta \cdot \Delta T_w - \gamma (\Delta T - \Delta T_w)]$$

II. LE BILAN ÉNERGÉTIQUE

S'il n'y a pas d'apports latéraux de chaleur dans la couche turbulente et si on néglige la consommation éventuelle d'énergie pour la photosynthèse et la chaleur apportée par les précipitations, le bilan énergétique peut s'écrire simplement sous la forme algébrique suivante:

$$[8] \quad R_n + \varphi_o + \varphi_s + \varphi_L = 0$$

Les apports thermiques sous forme de rayonnement: R_n se dissipent dans l'air par convection: φ_s et par évaporation: φ_L/L et, dans le sol ou la végétation, par conduction: φ_o .

Cette équation se rapporte à une surface (la surface dite active qui se confond souvent avec le sommet de la végétation) et non à un volume, d'où la somme algébrique de tous les termes est nulle. On peut convenir qu'un flux qui est dirigé vers la surface active est positif et qu'un flux qui la quitte est négatif.

$$C^* = e \cdot \frac{M^*}{M_A} \cdot \frac{\rho}{p} = e \cdot \frac{18,016}{28,966} \cdot \frac{\rho}{p} = 0,622 e \frac{\rho}{p}$$

- d'où la formule du flux :

$$\varphi_L = 0,622 L \frac{\rho}{p} \cdot D \cdot \Delta e$$

b) En fonction des températures des points de rosée aux deux niveaux, on avait:

$$\varphi_L = \frac{LM}{RT} D (e_o - e_z)$$

Au point de rosée, l'air est à saturation et la pression de vapeur saturante $P(T_d)$ est identique à la pression réelle de vapeur d'eau dans l'air: $e = P(T_d)$

$$\varphi_L = \frac{LM}{RT} D [P(T_{do}) - P(T_{dz})]$$

Suivant la formule de Taylor, on a:

$$P(T_{do}) - P(T_{dz}) = \Delta \cdot (T_{do} - T_{dz}) \quad \text{ou} \quad (e_o - e_z) = \Delta(T_{do} - T_{dz})$$

$$\varphi_L = \frac{LM}{RT} D \cdot \Delta(T_{do} - T_{dz}) \quad \text{ou} \quad \varphi_L = \frac{LM}{RT} D \cdot \Delta(T_s - T_d)$$

où T_{do} et T_{dz} sont les températures du point de rosée au niveau o et au niveau z. si le sol est humide,

$$\text{ou} \quad \varphi_L = 0,622 \frac{L\rho}{p} D \cdot \Delta \cdot \Delta T_d$$

formule qui se compare aisément avec celle du flux de chaleur sensible:
 $\varphi_s = \rho C_p D \Delta T$.

A. *Bilan de rayonnement total* = R_n

Il se mesure avec un bilanmètre placé à un mètre au-dessus du sol ou du gazon dans les stations normales ou à une certaine hauteur au-dessus de la surface active dans le cas d'une forêt ou d'une zone urbaine. On peut également le calculer en tenant compte séparément du rayonnement global incident et des échanges dans les infrarouges.

B. *Flux de chaleur* φ_0

Il se mesure avec fluxmètre placé à faible profondeur ou il s'évalue en fonction de la capacité thermique du sol et du gradient de température. S'il y a une végétation touffue, il faut tenir compte de l'accumulation de chaleur dans les tiges et les feuilles.

C. *Flux de chaleur latente et sensible*

Pour les calculer, il faut soit connaître le coefficient D, qui peut être évalué par la méthode aérodynamique, soit l'éliminer en combinant les équations de φ_s et φ_L . Nous allons utiliser ce dernier procédé de deux manières, en suivant des expériences mises au point au laboratoire de l'Institut National de Recherches Agronomiques à la Minière (Versailles).

1. On dispose des mesures de température sèche et humide à deux niveaux, internes à la couche turbulente: ΔT et ΔTw .

Rappelons les équations:

$$-(R_n + \varphi_0) = \varphi_s + \varphi_L$$

$$[5] \quad \varphi_s = D \cdot \rho \cdot C_p \cdot \Delta T$$

$$[8] \quad \varphi_L = D \cdot \frac{L \cdot M}{R \cdot T} \cdot [\Delta \cdot \Delta Tw - \gamma (\Delta T - \Delta Tw)]$$

On peut calculer D:

$$D = \frac{-(R_n + \varphi_0)}{\rho C_p \Delta T + \frac{LM}{RT} \Delta Tw - \frac{LM}{RT} \gamma \Delta T + \frac{LM}{RT} \gamma \Delta Tw}$$

Sachant que $\gamma = \frac{\rho C_p R T}{LM}$ (cf. psychromètre), le dénominateur devient:

$$\rho C_p \Delta T + \frac{LM}{RT} \Delta \cdot \Delta Tw - \rho C_p \Delta T + \rho C_p \Delta Tw = \Delta Tw (\rho C_p + \Delta \cdot \frac{LM}{RT})$$

$$D = \frac{-(R_n + \varphi_0)}{\Delta T_w (\rho C_p + \Delta \cdot \frac{LM}{RT})}$$

$$[9] \quad D = \frac{-(R_n + \varphi_0)}{\Delta T_w \cdot \rho C_p (1 + \frac{\Delta}{\gamma})}$$

Les équations [5] et [9] donnent:

$$\varphi_s = -(R_n + \varphi_0) \cdot \frac{\rho C_p}{\rho C_p (1 + \frac{\Delta}{\gamma})} \cdot \frac{\Delta T}{\Delta T_w}$$

$$[10] \quad \text{D'où } \varphi_s = -(R_n + \varphi_0) \frac{\Delta T}{\Delta T_w} \cdot \frac{\gamma}{\gamma + \Delta}$$

2. Les auteurs anglais passent fréquemment par le "Bowen Ratio" où le rapport $\frac{\varphi_s}{\varphi_L} = B$

L'équation du bilan vaut: $R_n + \varphi_0 + \varphi_L + B\varphi_L = 0;$

$$\varphi_L = \frac{-(R_n + \varphi_0)}{1 + B}$$

Reprenons les équations de base, pour calculer B:

$$\varphi_s = -\rho C_p K(z) \frac{dT}{dz} \quad \varphi_L = -\frac{LM}{RT} K(z) \frac{de}{dz}$$

Admettons, comme hypothèse, que $K(z) = Z \cdot f(u)$ où $u =$ vitesse du vent³; en intégrant les expressions, on obtient:

$$T_2 - T_1 = \frac{\varphi_s}{\rho C_p f(u)} (\log Z_2 - \log Z_1)$$

ou $Z_2 - Z_1 = \frac{\varphi_s}{\rho C_p f(u)} e^{(T_2 - T_1)}$

ou $\varphi_s = \Delta T \cdot \rho C_p \cdot f(u) \cdot \log \frac{Z_2}{Z_1}$

³ Introduction à la méthode aérodynamique: si on dispose des mesures de température et d'humidité à plusieurs niveaux et à des moments différents, on peut étudier les variations de $f(u)$ en fonction de la vitesse du vent, de R_n et de φ_s et φ_L . C'est une introduction expérimentale à la méthode aérodynamique et à l'évaluation de la diffusion turbulente dans l'air.

Pointons graphiquement les valeurs successives de ΔT ou de Δe en fonction des logarithmes des hauteurs correspondantes (voir figure 3).

La pente vaut $A = \frac{\Delta T}{\log \frac{Z_2}{Z_1}} = \frac{\varphi_s}{\rho C_p f(u)}$ ou $f(u) = \frac{\varphi_s}{A \cdot \rho C_p}$

$$C = \frac{\Delta e}{\log \frac{Z_2}{Z_1}} = \frac{\varphi_L}{\frac{LM}{RT} f(u)} \quad \text{ou} \quad f(u) = \frac{\varphi_L}{C \cdot \frac{LM}{RT}}$$

N.B. Le papier logarithmique est à base 10. Ces équations font appel à des log. népériens d'où $A = \Delta T / 2,3 \log Z_2 / Z_1$ si ces derniers sont mesurés sur papier.

De même:

$$\varphi_L = \Delta e \cdot \frac{LM}{RT} \cdot f(u) \cdot \log \frac{Z_2}{Z_1}$$

Comme $f(u)$ est identique pour les deux flux et que $RT \frac{\rho C_p}{LM} = \gamma$, on obtient:

$$[11] \quad B = \frac{\varphi_s}{\varphi_L} = \gamma \frac{\Delta T}{\Delta e}$$

ou, de manière plus pratique:

$$B = \left[\left(\frac{\Delta}{\gamma} + 1 \right) \frac{\Delta T_w}{\Delta T} - 1 \right]^{-1}$$

D. Remarques

1. Dans certains cas, ces équations du bilan sont difficilement applicables:
 - si $R_n + \varphi_0$ donnent des valeurs faibles, notamment au lever et au coucher du soleil, les erreurs sur les flux deviennent trop grandes; sans compter le fait que, pour des faibles hauteurs sur soleil, l'erreur sur R_n peut dépasser 20%;
 - il faut que les valeurs de ΔT et ΔT_w soient assez proches pour que le rapport se rapproche de l'unité; si ΔT_w tend vers 0 ou si $\Delta e = -\gamma \Delta T$, les valeurs des flux calculés tendent vers l'infini;
 - quand les valeurs du rayonnement net sont faibles et se rapprochent de celles de φ_0 , notamment en hiver, il faut mesurer ce dernier avec grande précaution; l'équation est valable pour le sommet de la couche active, par exemple au-dessus des arbres; φ_0 est mesuré au sol; il faut alors évaluer la valeur φ_0 entre la couche active et le sol, valeur qui peut être de signe contraire à φ_0 au sol.
2. On mesure les valeurs instantanées des paramètres mais les flux sont des moyennes calculées sur une période d'une dizaine de minutes. Les calculs de flux sur des moyennes des paramètres calculées sur plusieurs heures conduisent à des erreurs trop importantes.

III. APPLICATIONS DU BILAN ÉNERGÉTIQUE

A. L'équation psychrométrique

Dans le cas particulier du *psychromètre à aspiration*, le bilan énergétique se ramène aux deux composantes φ_L et φ_S . Cet appareil comporte un thermomètre sec et un thermomètre entouré d'une mousseline humide. Il est en équilibre thermique avec l'air ambiant: $\varphi_0 = R_n = 0$ et $\varphi_L = \varphi_S$: le thermomètre humide perd de la chaleur par évaporation; cette perte est compensée par un gain de chaleur sensible qu'on peut mesurer par la différence de température entre les deux thermomètres.

<u>équations</u>	<u>explications</u>
$- \rho \cdot C_p \cdot D \cdot \Delta T = \frac{LM}{RT} \cdot D \cdot \Delta e$	- voir plus haut, flux de chaleur sensible et latente, où D est la diffusion turbulente.
$- \frac{\Delta e}{\Delta T} = \rho \cdot C_p \cdot \frac{RT}{LM} = \gamma$	- γ : constante psychrométrique qui varie un peu avec T et la pression atmosphérique.
$\Delta e = e_w - e_a \text{ et } \Delta T = T_w - T_a$	- T_a : température du thermomètre sec T_w : température du thermomètre humide e_a : pression partielle de vapeur d'eau dans l'air e_w : même notion, à saturation.

B. L'évaporation

1. Rappel: pour connaître l'eau évaporée, il faut diviser le flux de chaleur latente par la chaleur de condensation:

$$E = \frac{\varphi_L}{L}$$

Pratiquement:
$$\text{Evaporation (mm/heure)} = \varphi_L \times 145 \times 10^{-5} \cdot (\varphi_L \text{ en } W \text{ m}^{-2})^4$$

⁴ Rappelons que $L = 2,47 \cdot 10^6$ joules Kg^{-1} , que φ_L est mesuré en watts m^{-2} ou en joules $sec^{-1} m^{-2}$.

On a donc:
$$\frac{\varphi_L}{L} = \frac{W \cdot m^{-2}}{2,47 \cdot 10^6 \text{ J } K^{-1}} = \frac{1}{2,47} \cdot 10^{-3} \text{ gr} \cdot m^{-2} \text{ sec}^{-1}$$

soit, pour 1 heure et par cm^2 :
$$\frac{1}{2,47} \cdot 10^{-3} \text{ gr} \cdot 10^{-4} \text{ cm}^{-2} \cdot 3600 \cdot \text{sec}^{-1}$$

$$= \frac{1}{2,47} \cdot 0,036 \text{ gr} \cdot \text{cm}^{-2} \text{ h}^{-1}$$

soit, en hauteur d'eau en mm:
$$\frac{0,36}{2,47} = 0,145 \text{ mm } \text{cm}^{-2} \text{ h}^{-1}$$

2. Arrangeons les équations précédentes pour pouvoir discuter des variations possibles de l'évaporation, en partant cette fois du bilan le plus fréquent, avec les signes ajustés et en négligeant φ_0 . On se sert donc de l'équation:

$$[12] \quad R_n = \varphi_S + \varphi_L$$

- a) Compte tenu du signe, une des équations précédentes [9] nous donne:

$$D = \frac{R_n}{\Delta T_w \cdot \rho C_p \left(1 + \frac{\Delta}{\gamma}\right)}$$

ou comme $D = r_a^{-1}$, on obtient:

$$[13] \quad R_n \frac{\gamma}{\gamma + \Delta} = \Delta T_w \frac{\rho C_p}{r_a}$$

- b) Si ΔT est la différence de température entre deux niveaux, donc que $\Delta T = T_o - T_z$, on voit, d'après la figure 5 que

$$\begin{aligned} \Delta T &= (T_{wo} + \Delta_o) - (T_{wz} + \Delta_z) \\ &= (T_{wo} - T_{wz}) + (\Delta_o - \Delta_z) \\ [14] \quad &= \Delta T_w + \Delta_D \end{aligned}$$

c) On sait que: $\varphi_s = \frac{\rho C_p}{r_a} \Delta T$

Avec [14], on obtient donc: $\varphi_s = \frac{\rho C_p}{r_a} \Delta T_w + \frac{\rho C_p}{r_a} \Delta_D$

Avec [13], cela donne:

$$[15] \quad \varphi_s = R_n \frac{\gamma}{\gamma + \Delta} + \frac{\rho C_p}{r_a} \Delta_D$$

- d) De [9] et [15], on tire la valeur de φ_L :

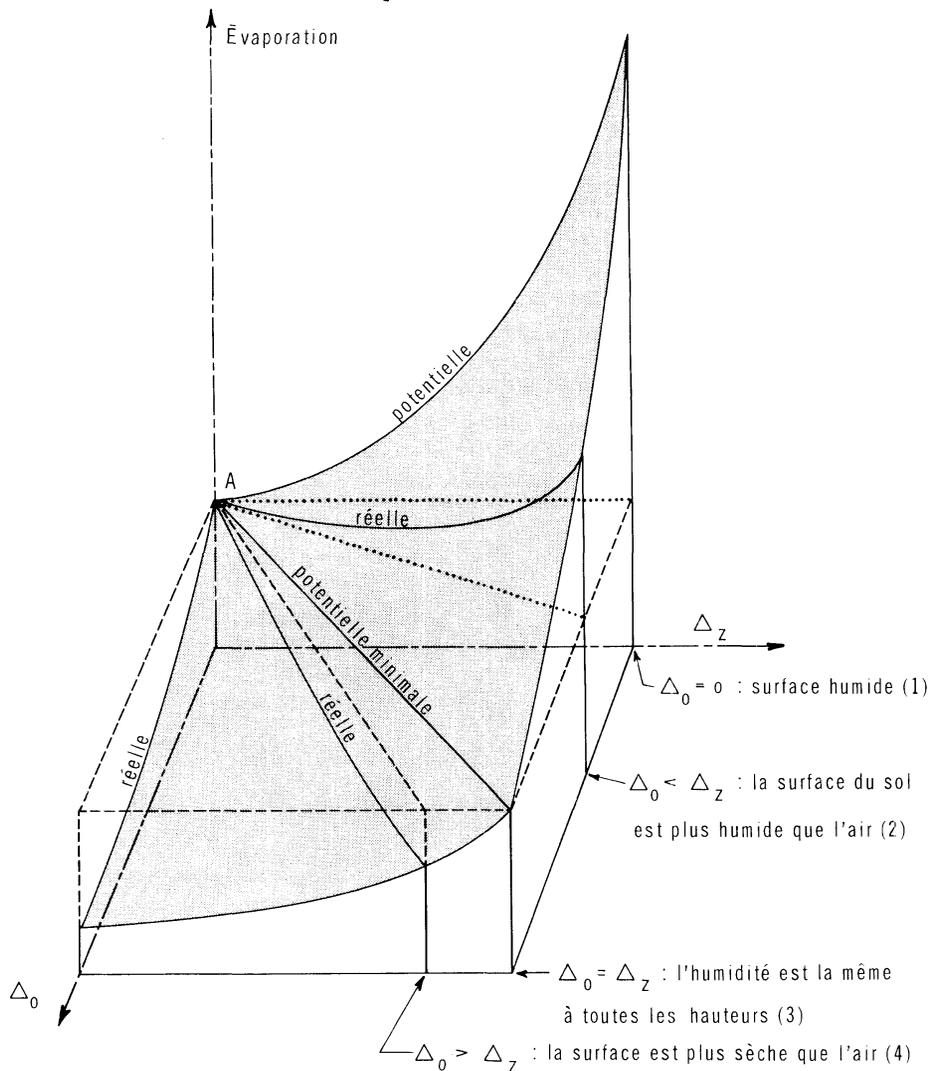
$$\varphi_L = R_n \left[1 - \frac{\gamma}{\gamma + \Delta}\right] - \frac{\rho C_p}{r_a} \Delta_D$$

ou

$$[16] \quad \varphi_L = R_n \frac{\Delta}{\gamma + \Delta} - \frac{\rho C_p}{r_a} (\Delta_o - \Delta_z)$$

La figure 4 permet de discuter les cas possibles qui peuvent se présenter:

ÉVAPORATION EN FONCTION DES DIFFÉRENCES DE TEMPÉRATURE PSYCHROMÉTRIQUE À DEUX HAUTEURS



$$\text{ÉVAPORATION : } \varphi_L = R_n \frac{\Delta}{\gamma + \Delta} - \frac{\rho C_p}{r_a} (\Delta_0 - \Delta_z)$$

- (1) et (2) : L'évaporation augmente avec le vent (r_a diminue) : 2e terme positif.
 (3) : L'évaporation est indépendante du vent et ne dépend que du rayonnement.
 (4) : L'évaporation diminue avec le vent : 2e terme négatif.

Note: au point A, l'évaporation vaut: $R_n \frac{\Delta}{\gamma + \Delta}$

Figure 4

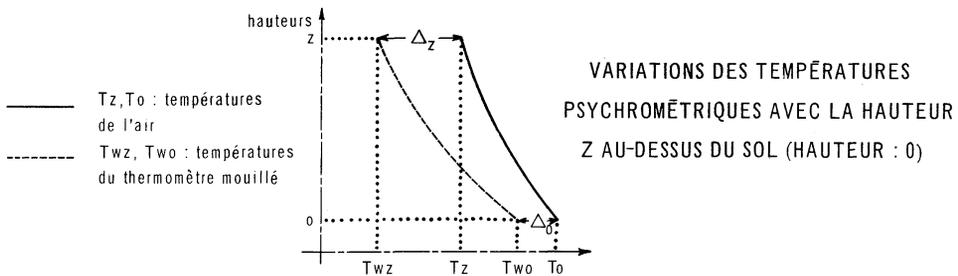


Figure 5

- (a) La surface est bien pourvue en eau ($\Delta_0 = 0$) , l'équation [16] devient:

$$\varphi_L = R_n \frac{\Delta}{\gamma + \Delta} + \frac{\rho C_p}{r_a} \Delta_z .$$

Cette formule permet de calculer théoriquement l'évapotranspiration potentielle. On peut remarquer que cette dernière dépend de deux termes indépendants: le premier est fonction du bilan de rayonnement et le second varie avec le pouvoir asséchant de l'air (Δ_z augmente quand la sécheresse de l'air augmente) et avec la résistance à la diffusion (r_a) , elle-même inversement proportionnelle au vent.

- (b) La surface est plus humide que l'air; il faut employer l'équation [16] au complet. L'évaporation réelle cette fois augmente toujours avec une hausse du bilan de rayonnement et avec un accroissement du pouvoir asséchant de l'air et de la vitesse du vent.
- (c) L'humidité est la même à tous les niveaux; c'est le cas d'un brouillard ou d'une masse d'air aussi humide que l'équation [16] se réduit à: $\varphi_L = R_n \frac{\Delta}{\gamma + \Delta}$. On voit que l'évaporation devient indépendante de la vitesse du vent et ne dépend plus que du rayonnement. On peut parler d'évapotranspiration potentielle minimale possible.
- (d) De l'air humide vient au-dessus d'une surface sèche. On peut rencontrer ce cas près d'un lac, d'une oasis ou d'une forêt. Le deuxième terme de l'équation est négatif, ce qui signifie que l'évaporation réelle diminue avec une hausse de la turbulence et du vent et cela d'autant plus fort que l'air est humide et le sol sec.

3. Remarquons qu'il est pratiquement impossible d'employer la formule précédente pour calculer l'évaporation réelle φ_L . En effet, il faudrait connaître la valeur de Δ_o , c'est-à-dire mesurer la température du thermomètre humide d'un sol non saturé d'eau, ce qui est pratiquement fort difficile. On a d'ailleurs déjà vu plus haut qu'en considérant les flux énergétiques constants à l'intérieur de la couche limite, il était possible d'éviter ce problème en faisant des mesures à deux niveaux internes à cette couche limite.

C. *Evapotranspiration potentielle (EP) et évapotranspiration réelle (φ_L)*

L'évaporation réelle est inférieure à sa valeur potentielle dès qu'il y a une résistance à la migration de l'eau, par exemple par la fermeture des stomates des plantes. Il est fort intéressant de calculer ces résistances supplémentaires et d'évaluer le rapport entre φ_L et EP.

Plaçons-nous dans le cas où la surface du sol n'est pas humide, ou à la surface d'une feuille qui évapore. Les paramètres suivants sont employés:

air	:	e, T_a, T_d
surface	:	e_o, T_s
niveau humide sous la surface	:	e_s, T_s

L'air a une température T_a , un point de rosée T_d , une pression partielle de vapeur e ; la température T_s est à peu près la même en surface et en profondeur; e_o désigne la pression de vapeur à la surface et e_s la pression de vapeur saturante du niveau humide. Désignons par r_s la résistance nécessaire à l'eau pour fluer du niveau humide vers la surface et r_a la résistance à la diffusion dans l'air.

$$\text{On a : } \varphi_L = \frac{LM}{RT} r_s^{-1} (e_s - e_o) = \frac{LM}{RT} r_a^{-1} (e_o - e)$$

On ne sait pas mesurer e_o et il faut le supprimer des formules en écrivant:

$$(e_s - e_o) r_s^{-1} = (e_o - e_s + e_s - e) r_a^{-1}$$

$$(e_s - e_o) (r_s^{-1} + r_a^{-1}) = (e_s - e) r_a^{-1}$$

$$\frac{e_s - e}{e_s - e_o} = \frac{r_s^{-1} + r_a^{-1}}{r_a^{-1}} = \frac{r_s^{-1}}{r_a^{-1}} + 1 = \frac{r_a}{r_s} + 1 = \frac{r_a + r_s}{r_s}$$

$$(e_s - e_o) r_s^{-1} = (e_s - e) (r_a + r_s)^{-1}$$

L'évaporation devient : $\varphi_L = \frac{LM}{RT} (e_s - e) (r_a + r_s)^{-1}$

Transformons cette équation: (voir note 2b)

$$e_s - e = \Delta (T_s - T_d)$$

et $\varphi_L = \frac{LM}{RT} \Delta \frac{T_d - T_s}{r_a + r_s} = \frac{LM}{RT} \Delta \frac{T_d - T_a}{r_a + r_s} + \frac{LM}{RT} \Delta \frac{T_a - T_s}{r_a + r_s}$

Comme $\varphi_s = -\rho C_p \frac{T_s - T_a}{r_a}$, le bilan énergétique égale:

$$-(R_n + \varphi_o + \varphi_L) = \rho C_p \frac{T_a - T_s}{r_a} = -\varphi_s$$

$$T_a - T_s = -\frac{(R_n + \varphi_o + \varphi_L)}{\rho C_p} r_a$$

d'où $\varphi_L = \frac{LM}{RT} \Delta \frac{T_d - T_a}{r_a + r_s} - \frac{LM}{RT} \frac{r_a}{r_a + r_s} \frac{\Delta}{\rho C_p} (R_n + \varphi_o + \varphi_L)$

$$\varphi_L \left(1 + \frac{LM}{RT} \frac{\Delta}{\rho C_p} \frac{r_a}{r_a + r_s}\right) = \frac{LM}{RT} \frac{\Delta}{r_a + r_s} (T_d - T_a) - \frac{\Delta}{\gamma} \frac{r_a}{r_a + r_s} (R_n + \varphi_o)$$

$$\begin{aligned} \varphi_L \left(1 + \frac{\Delta}{\gamma} \frac{r_a}{r_a + r_s}\right) &= \frac{LM}{RT} \cdot \frac{\Delta}{\gamma} \cdot \frac{r_a}{r_a + r_s} \left(\frac{T_d - T_a}{r_a} \cdot \gamma - \frac{\Delta}{\gamma} \frac{r_a}{r_a + r_s} (R_n + \varphi_o)\right) \\ &= \frac{\Delta}{\gamma} \frac{r_a}{r_a + r_s} \left[-(R_n + \varphi_o) - \gamma \frac{LM}{RT} \frac{T_a - T_d}{r_a}\right] \end{aligned}$$

$$\varphi_L \left(1 + \frac{\Delta - r_a}{\gamma} \frac{r_a}{r_a + r_s}\right) = -\frac{1 - r_a}{\gamma} \frac{r_a}{r_a + r_s} (\Delta + \gamma) \left[\frac{\Delta}{\Delta + \gamma} (R_n + \varphi_o) + \frac{\Delta}{\gamma} \frac{LM}{RT} \frac{T_a - T_d}{r_a (\Delta + \gamma)}\right]$$

La partie entre crochets du 2e terme représente l'évapotranspiration potentielle⁵

⁵ Nous avons vu plus haut la formule : $EP = R_n \frac{\Delta}{\gamma + \Delta} + \frac{\rho C_p}{r_a} \Delta Z$

Elle peut s'écrire : $EP = R_n \frac{\Delta}{\gamma + \Delta} + \gamma \frac{LM}{RT} \frac{T_a - T_w}{r_a}$

On peut montrer que $T_a = T_w = (T_a - T_d) \frac{\Delta}{\Delta + \gamma}$. En effet:

a) $T_a - T_w = \frac{e_w - e_a}{\gamma}$

b) $e_w - e_a = (e_{w0} - e_w) - (e_o - e) = \Delta (T_{w0} - T_w) - \Delta (T_{do} - T_d)$

Comme le niveau 0 est saturé, $T_{w0} \equiv T_{do}$ et $e_w - e_a = \Delta (T_w - T_d)$

c) $T_a - T_w = \frac{\Delta T_w}{\gamma} - \frac{\Delta T_d}{\gamma}$ ou

$$\varphi_L \left(1 + \frac{\Delta}{\gamma} \frac{r_a}{r_a + r_s}\right) = \frac{\Delta + \gamma}{\gamma} \cdot \frac{r_a}{r_a + r_s} \cdot EP$$

$$\varphi_L = \frac{EP (\Delta + \gamma)}{\gamma \frac{r_a + r_s}{r_a} \left(1 + \frac{\Delta}{\gamma} \frac{r_a}{r_a + r_s}\right)} = \frac{EP (\Delta + \gamma)}{\gamma \frac{r_a + r_s}{r_a} + \Delta}$$

$$[17] \quad \varphi_L = \frac{(\Delta + \gamma) EP}{(\Delta + \gamma) + \gamma \frac{r_s}{r_a}} = \frac{EP}{1 + \frac{\gamma}{\Delta + \gamma} \frac{r_s}{r_a}}$$

et

$$[18] \quad r_s = r_a \left(1 + \frac{\Delta}{\gamma}\right) \left(\frac{EP}{\varphi_L} - 1\right)$$

En mesurant EP (champ humide), φ_L (champ sec), r_a , on peut évaluer r_s et le mettre en rapport avec le degré d'humidité du sol.

IV. IMPORTANCE DU BILAN ÉNERGÉTIQUE D'UNE SURFACE EN CLIMATOLOGIE

Remarquons d'abord que la notion de bilan peut s'appliquer à des échelles d'espace et de temps fort différentes.

A très petite échelle, il s'agit de microclimatologie: bilan d'une feuille, d'un insecte, d'une peau, de la surface d'une roche. Il s'agit souvent de bioclimatologie où les phénomènes physiologiques interviennent, par exemple l'ouverture des stomates d'une feuille, où il faut tenir compte du métabolisme d'un organisme, par exemple les variations de température sur l'activité d'un insecte. Il y a deux domaines où les géographes sont plus directement intéressés: les effets directs du bilan sur la peau de l'homme, qui conduisent à la notion très controversée de confort humain et l'adaptation aux climats et l'importance géomorphologique des variations du bilan thermique sur différentes roches et dans le sol.

$$^s \text{ (suite)} \quad T_a = T_w \left(1 + \frac{\Delta}{\gamma}\right) - T_d \frac{\Delta}{\gamma} = T_w \frac{\Delta + \gamma}{\gamma} - T_d \frac{\Delta}{\gamma} \frac{\Delta + \gamma}{\Delta + \gamma}$$

$$T_a \left(\frac{\gamma}{\gamma + \Delta}\right) = T_w - T_d \frac{\Delta}{\gamma + \Delta}$$

$$T_a \left(\frac{\Delta}{\Delta + \gamma}\right) = T_a \left(\frac{\Delta + \gamma - \Delta}{\Delta + \gamma}\right) = T_a \left(1 - \frac{\Delta}{\Delta + \gamma}\right)$$

$$T_a \left(1 - \frac{\Delta}{\Delta + \gamma}\right) = T_w - T_d \frac{\Delta}{\Delta + \gamma}$$

$$T_a - T_w = \frac{\Delta}{\Delta + \gamma} (T_a - T_d)$$

L'échelle moyenne est celle d'une parcelle cultivée, d'une forêt, d'un versant ou d'un quartier d'une ville. C'est celle du climat local. On peut dire que le bilan énergétique varie d'heure en heure sous l'effet de facteurs largement indépendants du site précis au-dessus duquel on mesure le bilan, ou en décalage de phase avec les réactions de ce site, et de facteurs qui dépendent étroitement de la surface qui limite le site.

Considérons d'abord les facteurs indépendants: les masses d'air se déplacent à une certaine vitesse et possèdent une température et une humidité qui ne se modifient que lentement sous l'action des surfaces survolées. C'est en gros ce que mesurent les abris météorologiques et les anémomètres des stations synoptiques. Le rayonnement solaire est influencé par la nébulosité et le trouble de l'air qui dépendent du climat et de la situation météorologique.

On peut considérer l'albédo et la température du sol comme facteurs liés à la surface et dont dépendent les échanges radiatifs; il en est de même de la rugosité du sol qui varie avec l'état de la végétation.

Une grosse difficulté provient cependant du fait que l'effet de certains facteurs liés à la surface dépend des facteurs extérieurs: la rugosité du sol par exemple est différente suivant le vent synoptique et l'instabilité de la masse d'air. De plus, les advections locales, par exemple d'air froid le long d'un versant, d'air humide sur une lisière lacustre..., tous les "effets d'oasis" se font à des échelles proches de celle de la couche limite.

S'il est relativement facile d'étudier le bilan énergétique d'une surface plane et gazonnée de plusieurs hectares, par beau temps anticyclonique, il devient beaucoup plus malaisé de travailler par temps variable et dans des milieux hétérogènes. C'est là un domaine de travail pour des géographes qui ont l'habitude de comparer des phénomènes qui évoluent dans le temps et l'espace. A condition cependant de savoir utiliser les instruments mis au point par des physiciens.

Enfin, nous citerons pour mémoire les études de bilan à l'échelle régionale ou planétaire où se posent des problèmes de transports horizontaux qui n'ont pas été envisagés ici.

V. CONCLUSION

Rappelons les principales formules employées:

a) le bilan d'énergie:

$$R_n + \varphi_0 + \varphi_s + \varphi_L = 0$$

b) calcul de φ_s :

$$\varphi_s = - (R_n + \varphi_0) \frac{\Delta T}{\Delta T_w} \cdot \frac{\gamma}{\gamma + \Delta}$$

c) évapotranspiration potentielle:

$$EP = R_n \frac{\Delta}{\Delta + \gamma} + \frac{\rho C_p}{r_a} (T_a - T_{wa})$$

d) rapport entre évapotranspiration potentielle et réelle:

$$E = EP \frac{1}{1 + \frac{\gamma}{\Delta + \gamma} \cdot \frac{r_s}{r_a}}$$

RÉFÉRENCES

- PERRIER, A. (1971) *Net Radiation and Energy Budget of a Surface or a Plant Canopy*. Colloque franco-israélien sur le bilan des rayonnements et l'agriculture, polycopié.
- PERRIER, A. et SÉGUIN, B. (1970) "Méthode et technique de détermination des coefficients de transfert et de flux dans l'air", in *Techniques d'étude des facteurs physiques de la biosphère*. Institut national de la recherche agronomique, Versailles, pp. 425-445.
- DAVIES, J.A. (1972) Actual, potential and equilibrium evaporation from a beanfield in Southern Ontario. *Agricultural Meteorology*, sept. 1972 : 331-348.
- MONTEITH, J.L. (1965) "Evaporation and Environment", in *The State and Movement of Water in Living Organisms*. Cambridge, Symposia of the Society for Experimental Biology, n° XIX.
- DAUDET, F. et PERRIER, A. (1968) Etude de l'évaporation ou de la condensation à la surface d'un corps à partir du bilan énergétique. *R.G.T.*, Paris, n° 76, avril 1968 : 353-363.
- SELLERS (1965) *Physical Climatology*. Chicago, 272 p.

Ordres de grandeur de certains paramètres:

$$\begin{array}{rcl}
 D & = & 20 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1} \\
 \rho \text{ air} & = & 1,2 \text{ Kg} \cdot \text{m}^{-3} \\
 M \text{ air sec} & = & 28,9 \cdot 10^{-3} \text{ Kg mol}^{-1} \\
 M \text{ vapeur d'eau} & = & 18,10 \cdot 10^{-3} \text{ Kg mol}^{-1} \\
 \\
 L & \sim & 2,5 \text{ J} \cdot \text{Kg}^{-1} \\
 R & \sim & 8,3 \text{ J} \cdot \text{mol}^{-1} \cdot \text{Kg}^{-1} \\
 C_p \text{ air} & \sim & 1010 \text{ J} \cdot \text{Kg}^{-1} \cdot \text{°C}^{-1} \\
 \gamma & \sim & 66 \text{ pascals } \text{°C}^{-1}
 \end{array}
 \quad
 \begin{array}{l}
 e_w \left\{ \begin{array}{lll} 0\text{°C} & 10\text{°C} & 20\text{°C} \\ 611 & 1227 & 2337 \end{array} \right. \text{ pascals} \\
 \\
 \Delta \left\{ \begin{array}{lll} 0\text{°C} & 10\text{°C} & 20\text{°C} \\ 43,9 & 81,4 & 143,5 \end{array} \right. \text{ pascals}
 \end{array}$$

APPENDICE I

Notations employées

F	:	bilan de densité de flux (en abrégé = flux)
R_n	:	bilan de rayonnement total (flux)
φ_s	:	flux de chaleur sensible
φ_L	:	flux de chaleur latente
φ_o	:	flux de chaleur dans le sol
K	:	coefficient de diffusivité
D	:	diffusion turbulente
r_a	:	résistances à la diffusion, de l'air ou du sol
r_s	:	
C_v	:	concentration volumique
ρ	:	masse volumique (densité)
M	:	masse moléculaire
L	:	chaleur latente de vaporisation
R	:	constante des gaz
C_p	:	chaleur spécifique
γ	:	constante psychrométrique
e	:	pression de vapeur d'eau
e_w	:	pression de vapeur saturante
Δ	:	dérivée de la variation de pression de vapeur en fonction de la température
Z	:	hauteur en mètres (m)
X_z	:	le z se rapporte à une certaine hauteur
X_o	:	le o se rapporte au sol
T	:	température absolue ou temps
T_a	:	température de l'air
T_d	:	point de rosée
T_w	:	température humide
B	:	rapport de Bowen

N.B. Les flux sont en watts par mètre carré ($w \cdot m^{-2}$), les températures en degrés Celcius ou en degrés Kelvin (K) et les pressions en Pascals.

APPENDICE II

La Méthode aérodynamique

1) *Introduction: transport par diffusion turbulente*

Une fumée qui s'élève est agitée de mouvements en tous sens. Chaque petite bouffée d'air est tantôt en avance, tantôt en retard ou sur le côté, par rapport au déplacement moyen vers le haut. Ces déviations anarchiques, par rapport au mouvement moyen, s'appellent la *turbulence*.

Les volumes élémentaires d'air contiennent des quantités variables de particules de fumée. Le déplacement turbulent de bouffées d'air chargées de concentrations différentes provoque un transport de matière, dit transport turbulent, qui se superpose au transport moyen vers le haut.

Un exemple nous fera mieux comprendre les différences entre transport (ou flux) moyen et transport (ou flux) turbulent:

Supposons des petits cubes d'air dont la vitesse moyenne est 10 mètres par seconde mais dont les vitesses instantanées varient de 7 à 13 sec^{-1} . Chaque petit cube transporte une certaine charge en poussières C_v . Cette concentration volumique varie de 6 à 14 unités mais la moyenne est de 10.

cubes	charge=C	ΔC	vitesse=U	ΔU	flux=C x U	$\Delta C \cdot \Delta U$
1	6	-4	7	-3	42	12
2	10	0	10	0	100	0
3	13	+3	12	+2	156	6
4	7	-3	8	-2	56	6
5	14	+4	13	+3	182	12
total	50	0	50	0	536	36
moyenne	$\bar{C} = 10$	$\overline{\Delta C} = 0$	$\bar{U} = 10$	$\overline{\Delta U} = 0$	$\overline{CU} = 107,2$	$\overline{\Delta C \cdot \Delta U} = 7,2$

flux =
 $\frac{C_v \times V}{T \times S}$
 $C_v \times V_i =$
 $C \times U$

On constate que $\bar{C} \times \bar{U}$ est différent de \overline{CU} . En effet, une charge instantanée C_v vaut $\bar{C} + |\Delta C|$ (par exemple, pour le cube 3: $13 = 10 + 3$); de même $U = \bar{U} + |\Delta U|$. Un flux instantané vaut:

$$C \times U = (\bar{C} + \Delta C) (\bar{U} + \Delta U) = (\bar{C} \times \bar{U}) + (\Delta U \times \Delta C) + (\bar{C} \times \Delta U) + (\bar{U} \times \Delta C)$$

Si on fait la moyenne d'un certain nombre de $C \times U$, l'équation se réduit comme suit:

$$\overline{C \times U} = \bar{C} \times \bar{U} + \overline{\Delta U \Delta C} \quad \text{puisque} \quad \overline{\Delta U} \text{ et } \overline{\Delta C} = 0$$

(1) (2) (3)

C'est-à-dire que le flux réel (1) = flux moyen (2) + flux turbulent (3). Remarquons que le flux turbulent est d'autant plus important que les déviations sont fortes et qu'il y a une bonne corrélation entre les déviations de charge et de vitesse.

2) Cas de l'air dans les basses couches

a) généralités

Nous allons étudier un transport *vertical* grâce à la turbulence du vent. Négligeons les effets horizontaux de la turbulence et plaçons-nous dans le cas d'une atmosphère à deux dimensions: horizontale ou direction du vent supposée constante et verticale ou distance au sol.

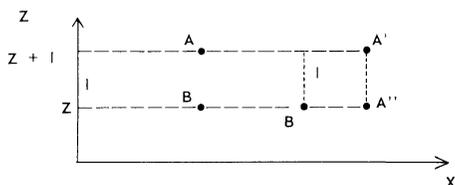


Figure 6

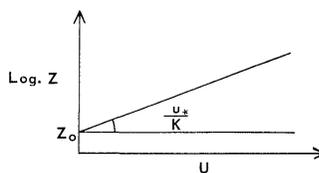


Figure 7

A chaque instant, des particules se déplacent d'un niveau à l'autre en transportant au niveau d'arrivée la vitesse acquise au départ. A cause de ces échanges, la vitesse instantanée du vent à une hauteur donnée fluctue sans cesse autour de la moyenne. De plus, la vitesse des couches d'air diminue avec l'altitude à cause du frottement au sol.

Par analogie avec la diffusion moléculaire, on admet que les déplacements des particules sont limités car elles se mélangent avec l'air ambiant. La longueur parcourue sans se mélanger est appelée longueur de mélange l .

La figure 6 nous montre deux niveaux séparés par une hauteur l . La différence de vitesse du vent entre les deux niveaux égale ΔU . Si une particule A se déplace vers le bas pendant le temps t d'une longueur l , elle se retrouve A'' au lieu d'aboutir en A' si sa direction ne s'était pas modifiée. Par rapport au point B, qui va moins vite et arrive en B', elle a une avance de l car la longueur de mélange est la même dans tous les sens. Elle a parcouru la distance l avec une vitesse verticale $\Delta w = \frac{l}{t}$ et la même vitesse horizontale. Cette dernière n'est autre que la différence de vitesse du vent entre les deux niveaux, soit ΔU .

D'après la formule de Taylor, on a: $\Delta U = f(z+l) - f(z) = l \frac{dU}{dz}$ puisque U est une fonction de z . Par analogie $\Delta w = l \frac{dU}{dz}$.

Une particule qui est emportée par le vent transporte avec elle une certaine quantité de mouvement ρU . En déviant, elle apporte à la couche où elle arrive une quantité $\rho \Delta U$. Il y a donc un *transport vertical* d'une couche à l'autre d'une quantité de mouvement. Le flux vaut, comme dans le cas étudié plus haut: une vitesse x une propriété transportée, c'est-à-dire, dans le cas présent: $\varphi_m = \overline{\Delta w \cdot \rho \Delta U}$.

En remplaçant Δw et ΔU par leur valeur:

$$\varphi_m = -\rho l^2 \overline{\left(\frac{dU}{dz}\right) \left(\frac{dU}{dz}\right)} = \rho l^2 \overline{\left(\frac{dU}{dz}\right)^2}$$

b) transformation de cette équation

Pour pouvoir la résoudre, on a été amené à poser des hypothèses supplémentaires (notamment de Prandtl)

on admet que le flux φ_m est constant dans la couche voisine du sol:

$$\varphi_m(z) = \varphi_m(0) = \text{cte}$$

comme ρ est également constant dans les basses couches, on peut écrire

$$\frac{\varphi_m}{\rho} = \text{cte}$$

Pour les besoins des équations, on pose $\frac{\varphi_m}{\rho} = u_*^2$ (2)

On a choisi le symbole u_* puisqu'on obtient des mètres par seconde, ou une vitesse, appelée vitesse de frottement, d'où de (1) et (2), on tire:

$$\frac{\varphi_m}{\rho} = u_*^2 = l^2 \overline{\left(\frac{dU}{dz}\right)^2} \text{ ou } \frac{dU}{dz} = \frac{u_*}{l} \quad (3)$$

On a constaté que, pour un gradient de température neutre, on avait, pour le vent:

$$\frac{U_2 - U_1}{\log Z_2 - \log Z_1} = \text{constante} \quad (4)$$

En prolongeant le profil logarithmique, le vent s'annule à une certaine hauteur Z_0 ; on a:

$$\frac{U}{\log \frac{Z}{Z_0}} = \text{cte}$$

ou : $U(z) = \text{cte} (\log Z - \log Z_0)$

En dérivant cette expression:

$$\frac{dU}{dz} = \frac{1}{z} \cdot \text{cte} \quad (5)$$

En comparant (3) et (5) : $\frac{u^*}{l} = \frac{\text{cte}}{z}$, on est amené à poser une hypothèse supplémentaire: $l = k \cdot z$ où k est la constante de proportionnalité de Von Karmann et vaut environ 0,4.

$$\text{cte} = \frac{u^*}{k} \frac{dU}{dz} = \frac{u^*}{kz} \quad (6)$$

Note : L'expression 4 peut se transformer en:

$$\frac{U}{\log Z - \log Z_0} = \frac{u^*}{k} \text{ ou } \log Z = \frac{u^*}{k} \cdot U + \log Z_0 \quad (7)$$

On peut déterminer expérimentalement Z_0 et $\frac{u^*}{k}$ (pente)

- c) Les relations précédentes permettent d'évaluer le coefficient de diffusion K_m .

On a déjà vu que $\varphi_m = K_m \rho \frac{dU}{dz}$

On sait, par les hypothèses précédentes, que:

$$\frac{\varphi_m}{\rho} = u_*^2 \quad \frac{dU}{dz} = \frac{u_*}{k \cdot Z} \quad u_* = \frac{U}{\log \frac{Z}{Z_0}}$$

d'où on tire:

$$K_m = k^2 \cdot U \cdot Z \cdot (\log \frac{Z}{Z_0})^{-1}$$

RÉSUMÉ

HUFTY, André : La mesure du bilan énergétique

L'auteur a rassemblé, pour des géographes, les principales équations physiques qui permettent de calculer le bilan énergétique (ou thermique) à partir des mesures des gradients de température et d'humidité au-dessus du sol. De plus, il utilise la notion de bilan pour expliquer la théorie du psychromètre à aspiration, les variations de l'évaporation, la comparaison entre l'évapotranspiration potentielle et l'évapotranspiration réelle.

MOTS-CLÉS: Climatologie, bilan énergétique, évapotranspiration, équation psychrométrique.

ABSTRACT

HUFTY, André : The measure of thermal balance

The author has gathered together, for the use of geographers, the principal physics equations used to calculate the energy or thermal balance from temperature and humidity gradients near ground level. In addition, he uses the notion of "balance" to explain the aspirated psychrometer theory, variations in evaporation and the comparison between potential evapotranspiration and real evapotranspiration.

KEY WORDS: Climatology, thermal balance, evapotranspiration, psychrometric equation.