

CHAPITRE 2

Méthodes d'estimation de l'ETR et des flux turbulents sous l'hypothèse d'homogénéité horizontale en atmosphère stationnaire - Présentation et discussion du choix d'une approche méthodologique.

Le but de ce chapitre est de présenter les principales méthodes utilisées actuellement pour estimer l'évapotranspiration et les flux turbulents en conditions horizontales homogènes. Les approches méthodologiques se rapportant au cas des situations hétérogènes feront l'objet du chapitre 4. On se focalisera principalement sur la couche limite de surface dans laquelle sont effectuées la plupart des observations météorologiques.

Cet inventaire permettra de sélectionner une approche qui se fonde sur la théorie de similitude de Monin-Obukhov et sur l'équation du bilan des flux d'énergie en surface. Ainsi que cela a déjà été indiqué au chapitre précédent, cette théorie est largement utilisée pour estimer les flux turbulents. Les relations de similitude se réfèrent à des situations d'équilibre, stationnaires. Elles permettent d'estimer les profils des valeurs moyennes et certains moments des variables turbulentes en fonction de la hauteur ou de la position. Ce chapitre entend présenter cette approche et la situer vis-à-vis d'autres approches méthodologiques existantes. Nous présenterons d'abord la théorie de Monin-Obukhov telle qu'elle peut être appliquée aux mesures des valeurs moyennes des variables météorologiques observées à l'aide de senseurs à temps de réponse lent. Nous regroupons dans une deuxième partie les principales méthodes utilisables lorsque l'on dispose de mesures à pas de temps très courts des variables turbulentes grâce à l'emploi de senseurs à temps de réponse rapide. Enfin, nous passerons en revue quelques méthodes exploitant la mesure du bilan d'énergie. Nous terminerons par une discussion générale en justifiant le choix de l'approche méthodologique qui sera développée et appliquée au chapitre suivant.

Chaque méthode a fait l'objet d'une réflexion personnelle. La discussion fera apparaître les avantages et inconvénients de chacune d'elles afin de faire émerger l'intérêt de l'approche sélectionnée pour fournir des estimations des flux turbulents et de l'évapotranspiration réelle sur base des données disponibles dans le réseau de stations automatiques de l'IRM récemment installé. Le texte de ce chapitre s'inspire notamment des ouvrages de Monin et Yaglom (1971, 1975), Brutsaert (1982), De Moor (1983), Stull

(1988) et Garratt (1992). D'autres références seront néanmoins introduites aux endroits appropriés dans le texte.

Notons que l'axe x du système de coordonnées sera supposé orienté dans le sens du vent moyen et que dès lors, la valeur moyenne de la vitesse du vent sera notée $\bar{u}$.

II.1 Méthodes basées sur la mesure des valeurs moyennes et sur les hypothèses de similitude

La théorie de similitude de Monin et Obukhov (voir Obukhov, 1946; Monin et Obukhov, 1954 et les travaux précurseurs de Prandtl, 1932) fournit une description largement acceptée des valeurs moyennes des variables caractérisant l'écoulement du fluide atmosphérique au-dessus des surfaces uniformes dans la couche limite de surface. Cette méthode est décrite dans de très nombreux ouvrages tels Lumley et Panofsky (1964), Panofsky et Dutton (1984) et les ouvrages mentionnés au paragraphe précédent. **Les flux sont décrits comme des proportions des gradients verticaux des valeurs moyennes** comme nous le verrons aux expressions (2.20) à (2.22). Les coefficients de proportionnalité sont des fonctions de la stabilité atmosphérique. Le principe de la méthode est resté inchangé depuis sa formulation initiale, mais la méthode s'est précisée au cours du temps (expression en terme de la température potentielle et de l'humidité spécifique, prise en compte de l'humidité dans l'estimation de la stabilité, estimation des paramètres et des fonctions de stabilité). Le texte ci-dessous présente une synthèse des équations utiles à notre propos dans la version actualisée de la théorie de Monin-Obukhov. Les équations seront largement utilisées au chapitre suivant. Nous nous limitons dans cette partie du texte aux aspects relatifs à l'estimation des valeurs moyennes. Nous mentionnerons quelques informations ayant trait aux estimations des variances au point II.2.B.

La méthodologie suivie par les théories de similitude ont été introduites au chapitre précédent (voir le I.2.F). Dans leur théorie pour la CLS, Monin et Obukhov retiennent comme variables pertinentes z , $\overline{w'u'}$, $\overline{w'\theta'}$, $\overline{w'q'}$ et $\beta_0 = g / \overline{\theta_{v0}}$ (voir par exemple De Moor (1983), section 7.4). La prise en compte de la force de Coriolis n'est pas pertinente dans la CLS. Par ailleurs, l'effet des paramètres moléculaires est négligeable dès que l'on s'écarte de la surface. La variable β_0 désigne la valeur prise, à proximité de la surface, par le coefficient de flottabilité (1.38). Elle figure, tout comme z , dans les équations de base. Les flux $\overline{w'u'}$, $\overline{w'\theta'}$, $\overline{w'q'}$, constants dans la CLS, sont choisis pour caractériser l'interaction de l'écoulement avec la surface sous-jacente.

Monin et Obukhov construisent les variables d'échelle suivantes:

$$u_* = \left| \overline{w'u'} \right|^{1/2} \quad (2.1)$$

échelle de vitesse, encore dénommée **vitesse de frottement**;

$$\theta_* = \frac{\overline{w'\theta'}}{u_*} \quad (2.2)$$

échelle de température;

$$q_* = \frac{\overline{w'q'}}{u_*} \quad (2.3)$$

échelle d'humidité;

Partant des définitions introduites au chapitre précédent (voir relations 1.25 et 1.26), les flux turbulents de chaleur sensible et de chaleur latente, indépendants de l'altitude dans la couche limite de surface, peuvent donc s'exprimer en terme des variables d'échelles par

$$H = \rho c_p u_* \theta_* \quad (2.4)$$

$$LE = \rho L_v u_* q_* \quad (2.5)$$

La vitesse de frottement est liée au flux de quantité de mouvement ($\tau = -\rho \overline{w'u'}$) par

$$\tau = -\rho u_*^2 \quad (2.6)$$

Monin et Obukhov introduisent la variable sans dimension, fondamentale dans leur théorie,

$$\zeta = \frac{z - d}{L_{MO}} \quad (2.7)$$

où L_{MO} est une échelle de longueur caractéristique dénommée "**longueur de Monin-Obukhov**" donnée par

$$L_{MO} = \frac{-|\overline{w'u'}|^{3/2}}{k\beta_0 \overline{w'\theta'_v}} \quad (2.8)$$

le signe - étant conventionnel et k étant la constante de von Kármán (voir aussi relations (2.11) à (2.13) ci-dessous) introduite historiquement dans l'expression de L_{MO} .

Dans (2.7), le paramètre d , appelé **hauteur de déplacement**, a été ajouté par rapport à la version initiale de la théorie. Il doit être pris en considération au-dessus de végétations hautes ou de tout ensemble d'irrégularités de la surface pour lequel on ne peut pas considérer que la vitesse du vent s'annule près de l'altitude $z=0$ (voir aussi relations (2.25) et (2.37) ci-dessous pour une interprétation plus précise).

La longueur de Monin-Obukhov est liée à la stabilité de l'atmosphère, à l'instar du nombre de Richardson introduit au point I.2.E du chapitre précédent. Elle fait intervenir d'une part le flux de quantité de mouvement au numérateur et d'autre part le coefficient de flottabilité et le flux "de température virtuelle" au dénominateur c.-à-d. le terme de production d'énergie cinétique due aux forces de flottabilité. La longueur de Monin-Obukhov est négative en atmosphère instable et positive en atmosphère stable. Elle est singulière en atmosphère neutre tandis que le paramètre de stabilité ζ s'annule dans ce cas.

Le flux $\overline{w'\theta'_v}$ ne fait pas en pratique l'objet d'une détermination directe, mais est estimé par une relation approchée, obtenue en utilisant la définition de la température potentielle virtuelle (voir relation 1.12b au chapitre 1)

$$\overline{w'\theta'_v} = \overline{w'\theta'} + 0,608 \overline{\theta} \overline{w'q'} \quad (2.9a)$$

En introduisant les définitions des variables d'échelles (relations 2.2 et 2.3) ou l'expression en terme des flux turbulents, on obtient

$$\overline{w'\theta'_v} = u_*\theta_* + 0,608\bar{\theta}u_*q_* \quad (2.9b)$$

$$\overline{w'\theta'_v} = \frac{1}{\rho c_p} \left(H + 0,608\bar{\theta}\gamma LE \right) \quad (2.9c)$$

avec la “constante” psychrométrique

$$\gamma = c_p / L_v \quad (2.10)$$

En raison de l'expression (2.9c), le flux de température virtuelle est encore appelé par certains auteurs “flux de chaleur sensible virtuel” ou “effectif”. Pour $\bar{\theta} = 280\text{K}$, le facteur $0,608\bar{\theta}\gamma = 0,07$ ce qui indique qu'en dehors des cas où H est lui-même faible, le deuxième terme dans les expressions (2.9a à c) est généralement faible par rapport au premier et est considéré de ce fait comme une “correction d'humidité” vis-à-vis du flux de chaleur sensible qui intervient généralement comme terme dominant. Les relations (2.9a à c) sont utilisées dans la relation (2.8) pour fournir différentes expressions équivalentes de L_{MO} .

Dans la CLS, sous l'hypothèse de stationnarité et d'homogénéité horizontale, les flux sont constants et uniquement conditionnés par les gradients verticaux des variables moyennes. Les moments statistiques à un point (rappelons que nous ne considérons ici que les valeurs moyennes) dans la théorie de Monin et Obukhov sont rendus sans dimension à l'aide des variables d'échelle et sont exprimés en terme de fonctions universelles de ζ à définir expérimentalement

$$\frac{k(z-d)}{u_*} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = \phi_{sm}(\zeta) \quad (2.11)$$

$$\frac{-k_h(z-d)}{\theta_*} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} = \phi_{sh}(\zeta) \quad (2.12)$$

$$\frac{-k_v(z-d)}{q_*} \frac{\partial \bar{q}}{\partial z} = \phi_{sv}(\zeta) \quad (2.13)$$

Dans ces dernières expressions, les indices sont conventionnels et ont la signification suivante: “s” (“surface”) se réfère à la couche limite de surface, l'indice “m” (“momentum”) au flux de quantité de mouvement, l'indice “h” (“heat”) au flux de chaleur sensible et l'indice “v” (“vapour”) au flux de chaleur latente.

Pour déterminer les fonctions de stabilité $\phi_{si}(\zeta)$, avec $i = m, h$ ou v , il faut à la fois mesurer les flux et les profils. Des campagnes de mesures spécifiques ont dû être organisées, tout d'abord en Nouvelle Galles du Sud (Australie) en 1967 et 1970 (Dyer et Hicks, 1970) et dans une région agricole du Kansas (Etats-Unis) au cours de l'été 1968 (Businger *et al.*, 1971). Comme nous le verrons au chapitre 3, les fonctions de stabilité ont fait, et font encore, l'objet de nombreuses déterminations expérimentales, visant à affiner leur précision et leur domaine d'application. Elles sont liées à la détermination de la valeur de k qui intervient dans les trois relations ci-dessus avec $k_h = a_h k$ et $k_v = a_v k$ (a_h et a_v étant des constantes actuellement considérées comme étant égales à 1).

Nous citerons à titre d'exemple les relations célèbres de Businger *et al.* (1971) et Dyer (1974)

en atmosphère instable:

$$\text{- Businger et al. (1971):} \quad k=0,35 \quad \phi_{sm}(\zeta) = (1 - 15\zeta)^{-\frac{1}{4}} \quad (2.14a)$$

$$\phi_{sh}(\zeta) = 0,74(1 - 9\zeta)^{-\frac{1}{2}} \quad (2.14b)$$

$$\text{- Dyer (1974):} \quad k=0,41 \quad \phi_{sm}(\zeta) = (1 - 16\zeta)^{-\frac{1}{4}} \quad (2.15a)$$

$$\phi_{sh}(\zeta) = (1 - 16\zeta)^{-\frac{1}{2}} \quad (2.15b)$$

en atmosphère stable:

$$\text{- Businger et al. (1971):} \quad k=0,35 \quad \phi_{sm}(\zeta) = 1 + 4,7\zeta \quad (2.16a)$$

$$\phi_{sh}(\zeta) = 0,74 + 4,7\zeta \quad (2.16b)$$

$$\text{- Dyer (1974):} \quad k=0,41 \quad \phi_{sm}(\zeta) = 1 + 5\zeta \quad (2.17a)$$

$$\phi_{sh}(\zeta) = \phi_{sm}(\zeta) \quad (2.17b)$$

Il faut noter qu'en raison de la difficulté de mesurer de manière précise les profils et les flux d'humidité, peu d'études se sont focalisées sur la détermination précise de $\phi_{sv}(\zeta)$. On suppose généralement que $\phi_{sv}(\zeta) = \phi_{sh}(\zeta)$, cette relation paraissant bien vérifiée dans les limites des possibilités expérimentales. Nous reviendrons au chapitre suivant sur l'importance du choix des fonctions de stabilité en présentant d'autres fonctions obtenues plus récemment. Disons dès à présent que la valeur $k=0,40$ est bien acceptée actuellement après de nombreux débats dans la littérature (voir par exemple Högström, 1985; Frenzen et Vogel, 1995; Högström, 1996) et que les fonctions de stabilité doivent être uniformisées en conséquence.

Notons que les relations (2.11) à (2.13) peuvent être utilisées pour obtenir une relation entre le paramètre de stabilité ζ et le nombre de Richardson de gradient R_i défini en (1.52). En utilisant la définition (1.12b) de la température virtuelle potentielle, on obtient la relation (approchée) suivante d'usage courant pour R_i

$$R_i = \left(\frac{g}{\theta} \right) \frac{\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} + \frac{0,608}{1 + 0,608q} \frac{\partial \bar{q}}{\partial z}}{\left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right)^2} \approx \left(\frac{g}{\theta} \right) \frac{\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} + 0,608 \frac{\partial \bar{q}}{\partial z}}{\left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right)^2} \quad (2.18)$$

En introduisant les relations (2.11) à (2.13) dans (2.18) et tenant compte des définitions (2.7) et (2.8) ainsi que de la relation (2.9b), il vient

$$R_i = \zeta \frac{\phi_{sh}(\zeta)}{\phi_{sm}^2(\zeta)} \quad (2.19)$$

Substituant les relations (2.14) à (2.17) ci-dessus dans (2.19), on peut voir qu'en atmosphère stable, le nombre de Richardson R_i (positif) augmente avec l'altitude z croissante (augmentation de la stabilité) ce qui contribue à laminariser l'écoulement. En atmosphère instable au contraire, R_i est négatif et diminue avec l'altitude z (augmentation de l'instabilité). En atmosphère neutre et à proximité de la surface, R_i tend vers zéro.

Si l'on se réfère à l'expression (1.48) des flux en terme des gradients pour une atmosphère horizontalement homogène et aux définitions du flux de quantité de mouvement et des flux turbulents, on peut écrire

$$\tau = -\rho K_M \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \quad (2.20)$$

$$H = -\rho c_p K_H \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} \quad (2.21)$$

$$LE = -\rho L_v K_E \frac{\partial \bar{q}}{\partial z} \quad (2.22)$$

les flux H et LE étant définis positifs dans le sens des altitudes z croissantes. On obtient en tenant compte des relations (2.1) à (2.3) et (2.11) à (2.13) les expressions suivantes pour la viscosité turbulente

$$K_M = k u_* \frac{(z-d)}{\phi_{sm}(\zeta)} = k u_* \frac{\zeta L_{MO}}{\phi_{sm}(\zeta)} \quad (2.23)$$

et pour les diffusivités turbulentes thermiques et de la vapeur d'eau

$$K_H = k_h u_* \frac{(z-d)}{\phi_{sh}(\zeta)} = k_h u_* \frac{\zeta L_{MO}}{\phi_{sh}(\zeta)} \quad (2.24)$$

$$K_E = k_v u_* \frac{(z-d)}{\phi_{sv}(\zeta)} = k_v u_* \frac{\zeta L_{MO}}{\phi_{sv}(\zeta)} \quad (2.25)$$

avec $K_E = K_H$ dès que l'on suppose $\phi_{sv}(\zeta) = \phi_{sh}(\zeta)$ et $k_h = k_v$. Dans la théorie de Monin et Obukhov, les flux peuvent donc s'exprimer en terme des gradients verticaux au moyen de (2.20) à (2.22) à condition d'exprimer les coefficients d'échange à l'aide des relations (2.23) à (2.25).

En pratique, la plupart des stations météorologiques n'effectuent des mesures qu'à un seul niveau et un nombre très limité de stations sont équipées pour réaliser des mesures en quelques niveaux (2 ou 3 la plupart du temps). Les gradients verticaux sont donc difficiles à évaluer directement et l'on préfère souvent, lorsque l'on ne dispose que d'un nombre restreint de mesures, utiliser une forme intégrée (selon la verticale) des relations ci-dessus. Le cas le plus fréquent est celui où deux niveaux de mesure successifs, notés "1" et "2" dans le sens des z croissants, peuvent être utilisés. En intégrant (2.20) à (2.22) compte tenu de (2.23) à (2.25), on obtient

$$\bar{u}_2 - \bar{u}_1 = \frac{u_*}{k} \left[\ln \left(\frac{\zeta_2}{\zeta_1} \right) - \Psi_{sm}(\zeta_2) + \Psi_{sm}(\zeta_1) \right] \quad (2.26)$$

$$\bar{\theta}_1 - \bar{\theta}_2 = \frac{H}{k_h \rho c_p u_*} \left[\ln \left(\frac{\zeta_2}{\zeta_1} \right) - \Psi_{sh}(\zeta_2) + \Psi_{sh}(\zeta_1) \right] \quad (2.27)$$

$$\bar{q}_1 - \bar{q}_2 = \frac{LE}{k_v \rho L_v u_*} \left[\ln \left(\frac{\zeta_2}{\zeta_1} \right) - \Psi_{sv}(\zeta_2) + \Psi_{sv}(\zeta_1) \right] \quad (2.28)$$

avec (Panofsky, 1963)

$$\Psi_{si}(\zeta) = \int_{\zeta_{0i}}^{\zeta} [1 - a_i \phi_{si}(\eta)] \frac{d\eta}{\eta} = \Psi_{si}^*(\zeta) - \Psi_{si}^*(\zeta_{0i}) \quad (2.29)$$

$$\zeta_{0i} = z_{0i} / L_{MO} \quad (2.30)$$

et $i = m, h$ ou v ($a_i = 1$ pour $i = m$).

La notation $\Psi_{si}^*(\zeta)$ est introduite ici afin d'éviter toute confusion avec $\Psi_{si}(\zeta)$, ces deux termes n'étant équivalents que lorsque l'on peut négliger $\Psi_{si}^*(\zeta_{0i})$. La longueur de rugosité z_{0m} a déjà été mentionnée au chapitre précédent et est utilisée ici comme borne inférieure dans l'intégration (2.29). Son rôle apparaît clairement dans la relation (2.38) ci-après où l'on peut voir qu'il s'agit de la hauteur, au-dessus de la hauteur de déplacement d , à laquelle le vent moyen s'annule en atmosphère neutre. Les paramètres de rugosité z_{0h} et z_{0v} apparaissent quant à eux dans les relations (2.39) et (2.40). Notons cependant que pour ce qui est de l'utilisation des relations (2.26) à (2.28), les valeurs prises par les paramètres de rugosité z_{0i} sont sans importance puisque les contributions $\Psi_{si}^*(\zeta_{0i})$ s'y compensent.

Les relations (2.26) à (2.28) indiquent que les profils ont une forme logarithmique qui doit être corrigée de l'effet de stabilité de l'atmosphère. Dans le cas des fonctions de stabilité du type de celle proposées par Businger et Dyer (relations 2.14 à 2.17) ayant, en atmosphère *instable*, la forme

$$\phi_{sm} = (1 - b_m \zeta)^{-1/4} \quad (2.31)$$

$$\phi_{sh} = \phi_{sv} = a_h^{-1} (1 - b_h \zeta)^{-1/2} \quad (2.32)$$

on obtient, après intégration (2.29),

$$\Psi_{sm}(\zeta) = \ln \left[\frac{(1 + x_m)^2 (1 + x_m^2)}{(1 + x_{0m})^2 (1 + x_{0m}^2)} \right] - 2 \arctg x_m + 2 \arctg x_{0m} \quad (2.33a)$$

$$\Psi_{sh}(\zeta) = \Psi_{sv}(\zeta) = 2 \ln \left[\frac{(1 + x_h^2)}{(1 + x_{0h}^2)} \right] \quad (2.33b)$$

$$\text{avec } x_i = (1 - b_i \zeta)^{1/4} \quad (2.34a)$$

$$x_{0i} = (1 - b_i \zeta_{0i})^{1/4}. \quad (2.34b)$$

La borne inférieure d'intégration ζ_{0i} dans (2.29) est habituellement petite (valeur absolue couramment comprise entre 0 et 10^{-2} pour une surface de gazon ou un site agricole). Lorsqu'on la remplace par zéro, les relations (2.33a) et (2.33b) se simplifient pour donner les relations approchées suivantes

$$\Psi_{sm}(\zeta) = 2 \ln \left[\frac{(1 + x_m)}{2} \right] + \ln \left[\frac{(1 + x_m^2)}{2} \right] - 2 \arctg x_m + \frac{\pi}{2} \quad (2.35a)$$

$$\Psi_{sh}(\zeta) = \Psi_{sv}(\zeta) = 2 \ln \left[\frac{(1 + x_h^2)}{2} \right]. \quad (2.35b)$$

En atmosphère *stable*, les diverses fonctions ϕ_{si} proposées par Businger et Dyer sont de la forme

$$\phi_{si} = a_i^{-1} (1 + c_i \zeta) \quad (2.36)$$

où c_i est une constante et l'intégration (2.29) conduit à

$$\Psi_{si} = -c_i (\zeta - \zeta_{0i}) \quad (2.37)$$

Nous verrons au chapitre suivant qu'il est courant de rencontrer les expressions (2.26) à (2.28) dans lesquelles on a supposé que le **niveau 1 correspond à la "surface"** (et est dénoté par l'indice "s"), le niveau 2 étant représenté par les variables non-indicées. En pratique, les relations ci-dessus ne permettent pas de définir les profils jusqu'au niveau $z=0$. Le niveau 1 est choisi pour les profils de la vitesse moyenne du vent, de la température moyenne et de l'humidité moyenne, comme étant respectivement égal à $z_{0m} + d$, $z_{0h} + d$ et $z_{0v} + d$. Le paramètre de stabilité ζ de l'atmosphère tendant vers zéro à proximité de la surface, les valeurs des fonctions de stabilité intégrées deviennent négligeables ($\Psi_{si}(\zeta_1 \rightarrow 0) \rightarrow 0$) et les relations (2.26) à (2.28) s'expriment alors par

$$\bar{u} = \frac{u_*}{k} \left[\ln \left(\frac{z-d}{z_{0m}} \right) - \Psi_{sm}(\zeta) \right] \quad (2.38)$$

$$\bar{\theta}_{aéro,s} - \bar{\theta} = \frac{H}{k_h \rho c_p u_*} \left[\ln \left(\frac{z-d}{z_{0h}} \right) - \Psi_{sh}(\zeta) \right] \quad (2.39)$$

$$\bar{q}_{aéro,s} - \bar{q} = \frac{LE}{k_v \rho L_v u_*} \left[\ln \left(\frac{z-d}{z_{0v}} \right) - \Psi_{sv}(\zeta) \right] \quad (2.40)$$

En atmosphère neutre $\Psi_{sm}(0) = 0$, le profil du vent donné par (2.38) est logarithmique et la vitesse du vent à la hauteur z est d'autant plus élevée que la rugosité z_{0m} est faible. Cette propriété correspond bien à l'observation et est par exemple déjà mentionnée dans Prandtl (1932). La relation (2.38) est souvent utilisée pour déterminer les valeurs des paramètres z_{0m} et d . Notons encore que dans (2.38), la vitesse du vent s'annule au niveau 1, c'est-à-dire au niveau $z = z_{0m} + d$.

Nous remarquons que dans les relations (2.39) et (2.40), les valeurs des variables en "surface" sont des extrapolations jusqu'au niveau 1 des profils (2.27) et (2.28) dans la couche limite de surface. Nous qualifions d' "**aérodynamiques**" ces variables extrapolées en les distinguant des variables réelles de surface. Ainsi, la relation (2.39) définit la **température aérodynamique de surface** et la relation (2.40), l'**humidité spécifique aérodynamique de surface**. Cette précision sera utile au chapitre 4 lorsque nous discuterons les méthodes dans lesquelles on substitue la température radiative à la température aérodynamique.

Nous avons vu au chapitre précédent que la limite inférieure de la couche limite de surface se situe approximativement à une hauteur égale à deux ou trois fois celle des obstacles. Lorsque l'on s'intéresse aux profils des variables météorologiques à proximité immédiate de la surface, il y a donc lieu d'utiliser les expressions établies pour la **couche limite interfaciale** ou raccordant les profils observés dans la CLS et dans cette couche. Ainsi, considérant un niveau de référence r dans la CLS, les profils raccordés sont souvent exprimés formellement par des expressions qualifiées de "globales" ("bulk" en anglais)

$$H = \rho c_p C_h \bar{u}_r (\bar{\theta}_s - \bar{\theta}_r) \quad (2.41)$$

$$LE = \rho L_v C_e \bar{u}_r (\bar{q}_s - \bar{q}_r) \quad (2.42)$$

Dans ces expressions, $\bar{\theta}_s$ et $\bar{q}_s$ sont respectivement les valeurs moyennes de la température potentielle et de l'humidité spécifique réelles de l'air en surface, c'est-à-dire à la limite inférieure de la couche interfaciale. Sur le plan conceptuel, il s'agit de variables différentes

de leurs analogues “aérodynamiques”. Les coefficients de transferts Ch_r (appelé “nombre de Stanton”) et Ce_r (appelé “nombre de Dalton”) sont des fonctions dont la forme n’est pas établie d’une manière générale et qui doivent faire intervenir un grand nombre de paramètres destinés à traduire l’incidence des propriétés de la surface sur la forme des profils dans la couche interfaciale (voir par exemple Brutsaert, 1982). En général, $\bar{\theta}_s$ et $\bar{q}_s$ sont inconnus et les relations (2.41) et (2.42) ne sont pas d’un grand intérêt en pratique dans la couche limite interfaciale. Lorsque cette formulation est étendue à la CLS, les variables de surfaces doivent être identifiées aux variables aérodynamiques.

Notons enfin que les relations (2.26) à (2.28) (ou 2.20 à 2.25) permettent de déterminer les flux turbulents sur la base de la seule mesure des valeurs moyennes des profils (ou de leur gradients verticaux). Les relations (2.26) à (2.28) constituent des équations implicites en u_* , H et LE puisque ces dernières interviennent également dans la définition (2.8) de L_{MO} . Elles peuvent être résolues par une procédure itérative. Nous reviendrons en détails sur ce point au chapitre suivant.

Cette “**méthode des profils**” a été peu utilisée lors de campagnes de mesures (ex: HAPEX-MOBILY, André *et al.*, 1986, 1988 ou MUREX, Calvet *et al.*, 1999). Elle est au contraire pratiquée en quelques sites bien instrumentés pour les mesures à long terme comme par exemple à Cabauw au Pays-Bas (Beljaars et Bosveld, 1997) ou sur le site de la campagne Nopex en Suède (Halldin *et al.*, 1999).

Nous avons vu que des mesures simultanées et indépendantes des profils et des flux sont nécessaires pour déterminer la forme des fonctions de stabilité dont il a été question ci-dessus. La mesure des valeurs moyennes intervenant dans les profils peuvent être effectuées à l’aide de senseurs “lents” par opposition aux senseurs “rapides” utilisés pour estimer les moments d’ordre supérieurs des variables turbulentes. Nous indiquons ci-dessous quelques approches utilisées pour déterminer les flux turbulents à l’aide de senseurs rapides.

Discussion

La méthode de Monin et Obukhov nous paraît attrayante. Des incertitudes subsistent cependant quant au choix des fonctions de stabilité et des valeurs des paramètres spécifiques aux sites de mesure (longueur de rugosité et hauteur de déplacement). Elles devraient se répercuter sur la précision de la méthode.

Par ailleurs, les fonctions de stabilité ne sont pas bien établies pour les situations de très forte stabilité ou instabilité. Les conditions stables se produisent la plupart du temps en condition nocturne ou lorsque le flux radiatif est peu élevé pendant la journée. Les flux turbulents devraient être faibles ou négligeables pour ces situations. La nécessité d’utiliser une procédure itérative pourrait induire dans certains cas des problèmes de convergence de la méthode.

Cette méthode nous paraît cependant très intéressante par le fait de sa capacité de prendre en compte la stabilité de l’atmosphère et son application aux valeurs moyennes des variables météorologiques, généralement relativement faciles à acquérir sur le plan opérationnel.

II.2 Méthodes basées sur la mesure des fluctuations des variables turbulentes.

Les méthodes qui font appel à des mesures fournies par les senseurs rapides sont couramment regroupées sous l'appellation de méthodes de "mesure de la turbulence". Les perturbations estimées peuvent être utilisées pour calculer des variances, des covariances et des moments d'ordre supérieurs des variables observées, ainsi que des spectres ou distributions de probabilité permettant de caractériser la turbulence. Ces méthodes ont la particularité commune sur le plan pratique d'exiger un système de traitement des données ("data-logger") capable d'ingérer à cadence particulièrement élevée les données observées et de disposer d'une importante capacité de stockage. Les principales caractéristiques de quelques méthodes seront succinctement décrites ci-après.

II.2.A Méthode des covariances

Les relations (1.25) et (1.26) ($H = \rho c_p \overline{w'\theta'}$ et $LE = \rho L_v \overline{w'q'}$) constituent la base de la "**méthode des covariances**" encore dénommée "eddy covariance method" ou "eddy correlation method" dans la littérature anglo-saxonne. Cette méthode repose sur la mesure des fluctuations turbulentes w' , θ' , q' à l'aide de senseurs caractérisés par des temps de réponse rapide (de 1 à 50 ou 100 Hz et typiquement de l'ordre de 20 Hz). La valeur moyenne des mesures effectuées sur des périodes de l'ordre de 30 min est soustraite des mesures individuelles afin de produire la série chronologique des perturbations entrant dans le calcul des covariances qui figurent dans les relations précitées. Un filtrage préalable des valeurs observées est parfois nécessaire (élimination de valeurs aberrantes inhérentes à l'appareillage utilisé (senseur ou alimentation), suppression des périodicités élevées ne pouvant être correctement prises en compte du fait de la longueur limitée de la série traitée, et/ou enlèvement des tendances reflétant l'évolution moyenne de la variable considérée sur des laps de temps supérieurs à ceux sur lesquels l'opération de moyenne est effectuée).

Dans la CLS, les tourbillons ont tendance à être de plus petite taille que plus haut dans la CLA et par conséquent, les temps de réponse des senseurs utilisés dans cette partie de la CLA doivent être particulièrement courts. Les senseurs, de petites tailles pour ne pas perturber l'écoulement, sont assez complexes et délicats. Il n'était pas rare, au début des années 1980, qu'une campagne d'observation ne dure que quelques jours (voir par exemple Shuttleworth *et al.*, 1984). La survie de ces senseurs sur le terrain, où ils sont soumis au vent, au rayonnement, à la pollution et aux intempéries, n'était comprise au cours de la décennie écoulée, qu'entre quelques jours et quelques mois selon leur type. Cette durée s'est allongée ces dernières années avec la mise au point d'instruments plus robustes. Les senseurs exigent néanmoins une maintenance très suivie et sont relativement coûteux. Par ailleurs, la précision de l'estimation des flux turbulents par cette méthode est liée à celle du positionnement horizontal et à l'orientation des senseurs (une erreur d'inclinaison de 1 % pouvant conduire à une erreur de 5 à 10 % sur le flux H , la précision recommandée de positionnement est généralement de 0,1 degré par rapport à l'horizontale).

Wyngaard (1990) rappelle la campagne de mesure du Kansas en 1968 et les difficultés rencontrées pour obtenir des résultats semblables à partir d'anémomètres

soniques pourtant distants de moins d'un mètre les uns des autres. Il constate la difficulté d'obtenir des résultats précis à partir des méthodes de mesure de la turbulence. La méthode des profils présentée au point II.1 lui paraît fournir des résultats plus représentatifs. Une précision de 20 % semble être une limite difficile à améliorer.

Des tests de qualité des données sont proposés par Foken et Wichura (1996). Diverses corrections sont discutées par Paw U (2000) et en particulier des corrections portant sur la réponse en fréquence par Horst (2000).

Lors des campagnes de mesures de ces quinze dernières années, l'instrumentation utilisée pour la méthode des covariances a fréquemment été choisie comme méthode fournissant des valeurs de références des flux turbulents, préférentiellement à d'autres méthodes dont il sera question plus loin dans ce chapitre. Nous reparlerons de ces campagnes de mesure au chapitre 4, mais nous pouvons citer quelques exemples de campagnes ayant privilégié cette technique: FIFE au Kansas (Kanemasu *et al.*, 1992), EFFEDA en Espagne (Bolle *et al.*, 1993), HAPEX-Sahel (Prince *et al.*, 1995; Gash *et al.*, 1997), BOREAS au Canada (Sellers *et al.*, 1995, 1997), NOPEX en Suède (Halldin *et al.*, 1998, 1999).

Depuis quelques années cette méthode a été sélectionnée en vue de réaliser des mesures à long terme en quelques sites de recherche: stations de référence des sites agricole et forestier du programme à long terme de NOPEX (Halldin *et al.*, 1999; Lundin *et al.*, 1999), sites EUROFLUX destinés à échantillonner les flux au-dessus des forêts européennes (Valentini *et al.*, 1999). Localement, plusieurs années de résultats commencent à pouvoir être analysées (Wilson et Baldocchi, 2000).

II.2.B Méthode des variances

La **méthode des variances** (ou de la déviation standard), apparue dans les années 1970 (Tillman, 1972), a pris son essor une vingtaine d'années plus tard (voir par exemple de Bruin *et al.*, 1993; Padro, 1993; Katul *et al.*, 1996). Elle fait appel à la théorie de similitude de Monin-Obukhov (voir point II.1 ci-dessus) pour les variances: en utilisant les variables d'échelle θ_* et q_* introduites plus haut (voir relations 2.2 et 2.3), les fonctions de similitudes ϕ_w , ϕ_θ , ϕ_q sont définies par

$$\phi_w = \frac{\sigma_w}{u_*} \quad (2.43)$$

$$\phi_\theta = \frac{\sigma_\theta}{\theta_*} \quad (2.44)$$

$$\phi_q = \frac{\sigma_q}{q_*} \quad (2.45)$$

Diverses fonctions $\phi_w = \phi_w(\zeta)$, $\phi_\theta = \phi_\theta(\zeta)$, $\phi_q = \phi_q(\zeta)$ peuvent être trouvées dans la littérature. La théorie de Monin-Obukhov semble assez bien suivie, surtout en atmosphère instable. De nombreuses équipes notent cependant une dispersion assez importante des valeurs observées lorsqu'il s'agit d'ajuster les fonctions de similitude ou la

nécessité de prendre en compte la nature de la surface lors de ces ajustements (ex: Sivaramakrishnan *et al.*, 1992; de Bruin *et al.*, 1993; Padro, *et al.*, 1993 ...). Dans le cas de la convection libre locale dans la CLS (mais également pour des instabilités modérées), les relations suivantes ("loi en puissance 1/3") sont assez bien vérifiées expérimentalement (Monin et Yaglom, 1971; Kader et Yaglom, 1990):

$$\phi_w = C_w (-\zeta)^{1/3} \quad (2.46)$$

$$\phi_\theta = C_\theta (-\zeta)^{-1/3} \quad (2.47)$$

$$\phi_q = C_q (-\zeta)^{-1/3} \quad (2.48)$$

où C_w, C_θ, C_q sont des constantes à déterminer expérimentalement.

Partant de (2.4) et (2.5), les flux turbulents peuvent s'exprimer par les relations suivantes:

$$H = \rho c_p \frac{\sigma_w \sigma_\theta}{\phi_w \phi_\theta} \quad (2.49)$$

$$LE = \rho L_v \frac{\sigma_w \sigma_q}{\phi_w \phi_q} \quad (2.50)$$

Sur le plan pratique, cette méthode requiert donc la mesure des paramètres de variance $\sigma_w, \sigma_\theta, \sigma_q$ et la connaissance des fonctions de similitude $\phi_w = \phi_w(\zeta), \phi_\theta = \phi_\theta(\zeta), \phi_q = \phi_q(\zeta)$. On parle parfois de cette technique comme de la méthode de "**variance - corrélation**" en raison de la définition du coefficient de corrélation linéaire (cf. 1.20 au chapitre précédent). Ici, $r_{w\theta} = (\phi_w \phi_\theta)^{-1}$ et $r_{wq} = (\phi_w \phi_q)^{-1}$. En admettant certaines approximations, il y a en outre moyen d'obtenir des relations ne faisant intervenir qu'une seule variance dans l'expression des flux turbulents. Par exemple, en substituant le flux cinématique H_c au flux $w'\theta'_v$ dans l'expression (2.8) de la longueur de Monin-Obukhov (ce qui revient à négliger la correction d'humidité dans 2.9c), et dans le cas où les relations (2.46) et (2.47) sont d'application, Asanuma et Brutsaert (1999) obtiennent deux relations d'estimation du flux de chaleur sensible:

$$H = \rho c_p \left(\frac{\sigma_w}{C_w} \right)^3 (k\beta z)^{-1} \quad (2.51)$$

ou

$$H = \rho c_p \left(\frac{\sigma_\theta}{C_\theta} \right)^{3/2} (k\beta z)^{1/2} \quad (2.52)$$

qu'ils dénomment "**méthode de la loi de puissance**".

La méthode de variance reste à ce jour une méthode expérimentale peu intégrée dans le programme des campagnes de mesures et à *fortiori* des stations de mesures à long terme.

II.2.C Méthode de dissipation

L'équation de l'énergie cinétique turbulente (1.45) constitue un exemple d'équation de bilan des variances pour la vitesse du vent. La **méthode de dissipation** (Champagne *et*

al., 1977; Brutsaert, 1982; Fairall et Larsen, 1986) est basée sur les équations de bilan des variances obtenues en appliquant la procédure décrite au point I.2.D du chapitre précédent également à la température et l'humidité. En introduisant dans ces équations les relations (2.11 à 2.13) et quelques simplifications (on néglige par exemple la divergence verticale des flux verticaux de variances de scalaires tels $\partial(w'q'^2)/\partial z$), on obtient:

$$u_* = \left[\frac{k(z-d)}{R_m} \varepsilon \right]^{1/3} \quad (2.53)$$

$$H = \rho c_p \left[\frac{ku_*(z-d)}{\phi_{sh}} \varepsilon_\theta \right]^{1/2} \quad (2.54)$$

$$LE = \rho L_v \left[\frac{ku_*(z-d)}{\phi_{sv}} \varepsilon_q \right]^{1/2} \quad (2.55)$$

où $\varepsilon, \varepsilon_\theta, \varepsilon_q$ désignent respectivement les taux de dissipation visqueuse de l'énergie cinétique turbulente et de dissipation des variances de la température et de l'humidité; le dénominateur R_m dépend des approximations consenties dans l'équation de l'énergie cinétique turbulente et est généralement paramétrisé en fonction de ζ . Les équations (2.53) à 2.55) ci-dessus constituent trois équations implicites en u_*, H et LE qui peuvent être résolues de manière itérative après détermination des taux de dissipation $\varepsilon, \varepsilon_\theta, \varepsilon_q$. Plusieurs techniques existent pour cette détermination préalable.

La **méthode directe de dissipation des variances** faisant appel à la définition des taux de dissipation, à l'hypothèse de Taylor (dont il a été question au chapitre précédent) et à des facteurs de correction rendus nécessaires du fait même de l'utilisation de cette hypothèse. Cette méthode, qui ne sera pas détaillée ici, fait intervenir les dérivées temporelles des fluctuations u', θ' et q' , ce qui en pratique est très exigeant sur le plan expérimental; la fréquence de scrutation de l'ordre de 10^3 Hz requiert des senseurs à temps de réponse très courts et à très faible niveau de bruit. Selon Höglström (1996), aucune tentative de mesure directe n'a aboutit de manière totalement indiscutable.

Moins contraignante expérimentalement que la précédente, la technique la plus fréquemment appliquée pour déterminer les taux de dissipation est sans doute celle faisant appel à l'analyse spectrale. En effet, selon la théorie de Kolmogorov énoncée en 1941 (Monin et Yaglom, 1975), les densités spectrales à une dimension sont telles que

$$F_u(\kappa) = \alpha_u \varepsilon^{2/3} \kappa^{-5/3} \quad (2.56a)$$

$$F_\theta(\kappa) = \beta_\theta \varepsilon^{-1/3} \varepsilon_\theta \kappa^{-5/3} \quad (2.56b)$$

$$F_q(\kappa) = \beta_q \varepsilon^{-1/3} \varepsilon_q \kappa^{-5/3} \quad (2.56c)$$

pour une gamme de nombre d'onde κ définissant le sous-domaine dit "inertiel" des spectres. La plage de fréquences utilisable en pratique dépend aussi des caractéristiques du senseur utilisé. Champagne *et al.* (1977) indiquent par exemple que des fréquences de quelques Hz à quelques dizaines d'Hz sont exploitables dans le cas du spectre d'humidité. Les constantes α_u, β_θ et β_q sont les constantes de Kolmogorov. Elles ont fait l'objet de nombreuses déterminations, mais leurs valeurs restent incertaines. L'estimation des taux de dissipation se fait par ajustement d'une droite de pente -5/3 sur la partie inertielle des spectres observés représentés en axes logarithmiques ou par intégration des spectres et

identification du résultat avec la variance observée. On parle de cette approche comme étant la **méthode inertielle de dissipation** (ou **méthode de la densité spectrale**). Le lecteur intéressé trouvera dans Frisch (1995) un exposé des développements modernes de la théorie de la turbulence faisant suite aux travaux initiaux de Kolmogorov. Cet ouvrage ne se focalise néanmoins pas sur la turbulence atmosphérique et n'aborde pas les aspects expérimentaux utiles à l'estimation des flux dans la CLS. Henjes (1998) vérifie l'applicabilité des relations (2.56a à c) dans l'atmosphère et en déduit quelques recommandations d'ordre expérimental.

Les applications de la méthode inertielle de dissipation sont encore peu nombreuses. Cette méthode requiert un équipement similaire à celui de la méthode des covariances mais est moins sensible à l'exactitude de positionnement des capteurs ce qui la rend particulièrement attractive en mer. Edson *et al.* (1991) appliquent cette méthode lors d'une campagne de mesures à partir d'une plate-forme en Mer du Nord. Ils obtiennent une précision qu'ils estiment similaire à celle de la méthode des covariances. Kiely *et al.* (1998) proposent la relation

$$H = \rho c_p 0,12^{-3/5} \beta^{1/5} (kz)^{4/5} \varepsilon_\theta^{3/5} \quad (2.57)$$

pour estimer le flux de chaleur latente en atmosphère instable ($-10 \leq \zeta < 0$). Cette relation découle de la détermination expérimentale de la fonction de stabilité $\phi_{\varepsilon_\theta}(\zeta)$ intervenant dans la relation prévue par la théorie de Monin et Obukhov

$$\varepsilon_\theta = \frac{\theta_*^2 u_*}{kz} \phi_{\varepsilon_\theta}(\zeta). \quad (2.58)$$

II.2.D Méthode du paramètre de structure

La **fonction de structure** d'ordre n de séries chronologiques ou spatiales de la variable χ est donnée par

$$D_{\chi\chi}^n(l) = \overline{(\chi_k - \chi_{k+j})^n} \quad (2.59a)$$

où $l = t = j\Delta t$ dans le cas d'une série chronologique (j correspond au rang des observations et Δt représente l'intervalle de temps écoulé entre deux mesures successives);

$l = r = j\Delta r$ dans le cas d'une série spatiale (Δr représente l'espacement entre deux mesures successives).

Le **paramètre de (la fonction de) structure** de la variable χ est relié à la fonction de structure par

$$C_{\chi\chi}^n = \frac{D_{\chi\chi}^n(l)}{r^{n/3}} \quad (2.59b)$$

où r est remplacé par $\bar{u}\Delta t$ lorsque l'hypothèse de Taylor (cf. chapitre 1) est utilisée.

Pour deux variables χ et η des fonctions de structure croisées peuvent encore être définies. Par exemple, la fonction croisée du premier ordre sera donnée par

$$D_{\chi\eta}^1(l) = \overline{(\chi_k - \chi_{k+j})(\eta_k - \eta_{k+j})}. \quad (2.59c)$$

Dans le sous-domaine inertiel du spectre, les paramètres de structure peuvent s'exprimer comme des puissances des taux de dissipation (Obukhov, 1949). La **méthode du paramètre de structure** est donc directement liée à la méthode de dissipation vue au point précédent. Elle fait appel à la théorie de similitude de Monin-Obukhov et nécessite des observations obtenues à l'aide de senseurs rapides (5-25 Hz). Utilisant des arguments de similitude, Wyngaard *et al.* (1971) montrent que le paramètre de structure $C_{\theta\theta}^2$ peut être combiné à l'échelle de température θ_* pour former une variable sans dimension s'exprimant en terme d'une fonction universelle du paramètre de stabilité ζ . En atmosphère instable, de Bruin *et al.* (1993) exploitent par exemple la relation suivante

$$H = \rho c_p \left[\left(\frac{C_{\theta\theta}^2}{c_1} \right)^3 k \beta z^2 \left(\frac{1 - c_2 \zeta}{-\zeta} \right) \right]^{1/2} \quad (2.60)$$

c_1 et c_2 étant des paramètres constants.

Une particularité de cette approche vient de la possibilité d'estimer le paramètre de structure de manière optique à l'aide de mesures réalisées par scintillographie (voir Wang *et al.*, 1978; Andreas, 1989; Hill *et al.*, 1992; Thiermann and Grassl, 1992; Hill, 1997). Le scintillomètre est un instrument composé d'un émetteur et d'un récepteur. Le récepteur enregistre les fluctuations de l'indice de réfraction de l'air causées par la turbulence. D'une manière générale, le paramètre de structure de l'indice de réfraction est une fonction des paramètres de structures de la température $C_{\theta\theta}^2$, de l'humidité C_{qq}^2 et de la valeur croisée $C_{\theta q}^1$. Dans le domaine optique, il est principalement liée à $C_{\theta\theta}^2$. Dans le domaine des fréquences radio (> 1 mm), il est surtout influencé par la fonction de structure de l'humidité C_{qq}^2 . Selon les types de scintillomètres et les dispositifs expérimentaux adoptés, deux ou trois fréquences peuvent être utilisées simultanément, des mesures peuvent être réalisées à plusieurs hauteurs et la distance séparant l'émetteur du récepteur peut aller de quelques centaines de mètres à environ dix kilomètres. La précision obtenue semble comparable à celle de la méthode de covariance. Des essais ont été réalisés tant au-dessus de surfaces homogènes qu'hétérogènes. La possibilité d'obtenir des valeurs de flux H ou LE au-dessus de surfaces hétérogènes est particulièrement attractive pour la validations des modèles dont nous parlerons au chapitre 4 (voir Watts *et al.* (2000) qui présente une première comparaison avec un modèle exploitant des données satellitales). Actuellement, l'usage du scintillomètre est encore expérimental et réservé à quelques centres spécialisés. Des essais pour le faire fonctionner en mode opérationnel sont cependant en cours (Beyrich *et al.*, 2002; Kohsiek *et al.*, 2002).

II.2.E Méthodes de l'échantillonnage conditionnel et du renouvellement

Nous présentons brièvement dans cette section la description de deux autres méthodes de mesure de la turbulence encore en développement et d'usage peu répandu.

La méthode de l'**échantillonnage conditionnel**, correspondant aux dénominations "conditional sampling" ou "eddy accumulation" dans la littérature anglo-saxonne, a été

proposée par Desjardin (1977) mais est restée quasi inexplorée jusqu'au début des années 1990s. Elle se rapproche de la méthode de covariance mais présente la particularité de calculer la valeur du flux turbulent moyen comme la somme de la composante correspondant aux mouvements verticaux ascendants et descendants considérés séparément. Cette méthode n'est pas dénuée de difficultés expérimentales.

Une variante, qualifiée de méthode "**relaxée**", a été proposée par Businger et Oncley (1989) et appliquée par exemple par Katul *et al.* (1994). Elle demande l'étalonnage préalable d'un paramètre empirique β mais présente l'avantage de ne nécessiter ensuite que la mesure des valeurs moyennes (et non à pas de temps très court) de la variable c (où c désigne par exemple la température, l'humidité, ...).

$$\overline{w'c'} = \beta \sigma_w (\overline{c_+} - \overline{c_-}) \quad (2.61)$$

Les valeurs moyennes $\overline{c_+}$ et $\overline{c_-}$ sont mesurées dans deux récipients différents qui collectent respectivement l'air montant et descendant. Un senseur rapide reste nécessaire pour mesurer les fluctuations selon la verticale de la vitesse du vent. L'intérêt et les difficultés de cette approche sont discutés par Kramm *et al.* (1999) et Backer (2000).

La méthode du **renouvellement** ("renewal" en anglais) repose sur la constatation de la forme "en dents de scie" ("ramp structure"), des séries chronologiques de la température à pas de temps très court (inférieur à la seconde). La méthode de renouvellement se base sur une interprétation de cette forme en terme de transport turbulent de la chaleur par des tourbillons de petite et de grande extension. En atmosphère instable, pour une dent de scie typique, la température va avoir tendance à croître lentement dans un premier temps sous l'effet du transport turbulent à petite échelle à partir de la surface qui se réchauffe. Ensuite, elle va brusquement décroître sous l'effet du "renouvellement" de l'air chaud par de l'air plus froid environnant provoqué par l'occurrence d'un tourbillon de plus grande extension. En atmosphère stable, la température subira une alternance de diminutions progressives et d'augmentations brusques. La méthode de renouvellement a été introduite par Paw U *et al.* (1995). Elle paramétrise le flux de chaleur sensible H en fonction de la hauteur de mesure z au-dessus de la surface et des caractéristiques des dents de scie (amplitude du changement de la température, durée correspondant à une dent). Les paramètres peuvent être estimés à partir des fonctions de structure d'ordre 2, 3 et 5 de la température (Snyder *et al.*, 1996). Des comparaisons avec la méthode de covariance pour quelques journées montrent une bonne correspondance (Chen *et al.*, 1997b). Spano *et al.* (1997) obtiennent des écarts de l'ordre de 50 W m^{-2} par rapport à la méthode de covariance et Castellvi et Martínez-Cob (2005) des valeurs d'écarts quadratiques moyens comprises entre 30 et 40 W m^{-2} en atmosphère instable (entre 20 et 30 W m^{-2} pour toutes les conditions de stabilité confondues). Selon la hauteur de mesure utilisée, il peut être nécessaire d'introduire un paramètre d'étalonnage comme le montrent Spano *et al.* (2000) et Zapata et Martínez-Cob (2001) dans le cas de végétations éparées. Cette méthode ne nécessite pas de mesure de la vitesse du vent.

Discussion

Six méthodes de "mesure de la turbulence" ont succinctement été décrites ci-dessus (méthodes de la covariance, de la déviation standard, de dissipation, du paramètre de structure, de l'échantillonnage conditionnel et du renouvellement). Elles font encore l'objet

de recherches et ne sont utilisées qu'en un nombre restreint de stations de mesures ou lors de campagnes de mesures limitées dans le temps et l'espace. Elles sont mises en oeuvre par des centres spécialisés disposant en suffisance de techniciens qualifiés pour assurer la maintenance d'une instrumentation particulièrement délicate.

Au cours des dernières années, il faut cependant noter que certaines approches examinées dans cette classe de méthodes ont fait de grands progrès sur le plan de la robustesse de l'instrumentation, permettant de commencer une exploitation en routine. Ainsi la méthode de covariance est-elle utilisée depuis la fin 1996 en Europe dans le réseau EUROFLUX et la scintillométrie commence-t-elle à être utilisée sur des périodes pluri-annuelles.

En pratique ces méthodes ne sont pas encore utilisées dans les réseaux de mesures habituels des instituts météorologiques. Ceux-ci en effet, s'occupent de la gestion à long terme de réseaux de mesures s'étendant sur le territoire national auquel ils sont liés. Ils privilégient dès lors des instruments plus robustes à l'usage et demandant une maintenance moins suivie.

II.3 Méthodes faisant appel au bilan d'énergie

Pour rappel (voir relation (0.3) au chapitre introductif) le bilan d'énergie en surface s'exprime généralement par

$$R_n - H - LE - G = 0 \quad (2.62)$$

où R_n désigne le flux net radiatif (ou "rayonnement net"), H est le flux de chaleur sensible, LE est le flux de chaleur latente et G est le flux de conduction de la chaleur dans le sol.

Le flux net radiatif est constitué par la somme des contributions radiatives dans le domaine "courtes longueurs d'ondes" (rayonnement solaire, visible) et "grandes longueurs d'ondes" (rayonnement thermique, infra-rouge terrestre et atmosphérique), tel que

$$R_n = (1 - r) K\downarrow + L\downarrow - L\uparrow \quad (2.63)$$

où r est l'albédo, $K\downarrow$ est le flux radiatif solaire incident au niveau de la surface ("rayonnement solaire global"), $L\downarrow$ est le flux radiatif infrarouge incident au niveau de la surface issu de l'émission par l'atmosphère et $L\uparrow$ est le flux radiatif infrarouge émis par la surface.

Notons la **convention habituelle de signe** qui veut que les flux radiatifs incidents (R_n , $K\downarrow$, $L\downarrow$) soient comptés positivement dans le sens des z décroissants (contrairement aux autres flux intervenant dans 2.62 et 2.63 qui sont comptés positivement vers le haut). Avec cette convention, les différents flux sont en général positifs pendant la période diurne, ce qui facilite la comparaison de leurs valeurs et leur représentation graphique.

Un terme supplémentaire, représentant le flux d'énergie consommée par l'activité photosynthétique, pourrait être considéré dans (2.62); il reste généralement inférieur à 1% de R_n (avec un maximum de 4%) et est de ce fait habituellement négligé. Lorsque la relation (2.62) est vérifiée expérimentalement, on parle de "**fermeture**" du **bilan d'énergie**. Cette vérification n'est pas nécessairement acquise en raison de l'existence

d'erreurs de mesures et des aires parfois différentes des surfaces sources influençant les différents instruments employés. Ce cas se produit notamment pour les stations placées dans un environnement comprenant des surfaces de nature hétérogène. Nous reviendrons sur cette question au chapitre 4.

Comme nous allons le montrer ci-après, plusieurs méthodes d'estimation des flux turbulents font appel aux mesures des différents termes du bilan radiatif (2.62) comme source d'information complémentaire.

II.3.A méthodes mixtes

Lorsque, pour des raisons de disponibilité des données observées, seul un des flux H ou LE peut être estimé par l'une des méthodes présentées ci-dessus (en II.1 ou II.2), l'autre de ces deux flux peut être déduit de l'équation (2.62) du bilan d'énergie pour autant que des mesures ou des estimations existent pour les autres termes intervenant dans cette équation. On parle de "**méthode résiduelle**".

Ainsi, la mesure précise de l'humidité de l'air s'avère souvent délicate et il n'est pas toujours possible de disposer de mesures des fluctuations d'humidité ou de profils d'humidité suffisamment précis. Dans ce cas, le flux de chaleur latente est très fréquemment déduit de (2.62).

Au contraire, lorsque tous les flux turbulents peuvent être mesurés et que de surcroît le flux de rayonnement net est également disponible, ces différents types de résultats peuvent être pris en compte dans une "**méthode variationnelle**" ayant pour but d'optimiser l'estimation de paramètres en réduisant l'effet d'erreurs de mesures. Xu et Qui (1997) ont appliqué cette technique pour minimiser une fonction de coût dans le cas de la méthode des profils et dans celui de la méthode du rapport de Bowen qui sera décrite ci-dessous.

II.3.B Méthode du rapport de Bowen

Le rapport de Bowen est défini par

$$B = \frac{H}{LE} \quad (2.64)$$

En combinant (2.64) et (2.62), on obtient

$$H = \frac{B(Rn - G)}{(1 + B)} \quad (2.65)$$

et

$$LE = \frac{(Rn - G)}{(1 + B)} \quad (2.66)$$

qui permettent de déduire les flux H et LE pour autant que $(Rn - G)$ et le rapport de Bowen soient connus. Les relations (2.65) et (2.66) présentent une singularité en $B = -1$, situation qui peut se produire au lever et au coucher du Soleil ou occasionnellement pendant la nuit.

Elles sont moins sensibles à une erreur sur B , et donc plus précises, lorsque B est positif ou proche de zéro. Perez *et al.* (1999) déterminent les valeurs des gradients d'humidité et de B proches de la valeur -1 à exclure pour éliminer les valeurs de flux inacceptables. Ils sont amenés à supprimer 40 % de leur données correspondant au lever ou au coucher du Soleil, à des situations nocturnes, à des événements de précipitation ou correspondant à des périodes d'irrigation.

Une estimation du rapport de Bowen peut être obtenue en combinant (2.64) avec (2.27) et (2.28). En supposant $\Psi_{sv}(\zeta) = \Psi_{sh}(\zeta)$, on arrive à

$$B = \gamma \frac{(\bar{\theta}_1 - \bar{\theta}_2)}{(\bar{q}_1 - \bar{q}_2)} \quad (2.67)$$

où γ a été défini en (2.10). Notons qu'une approximation équivalente peut être faite sur les équations à utiliser dans la couche limite interfaciale (déjà évoquées en II.1 plus haut) et conduit également à (2.67). Ainsi, la méthode du rapport de Bowen est souvent appliquée assez près de la surface (mesures à 2 niveaux entre 0,5 et 1,5 m au-dessus du gazon par exemple) afin de faciliter la mesure des gradients de température et d'humidité qui y sont plus élevés. Elle ne peut cependant pas être utilisée à proximité immédiate de la surface où elle serait par trop influencée par les sources et puits de chaleur et d'humidité associés aux différents éléments rugueux considérés individuellement. La hauteur minimale à considérer est de l'ordre de 3 à 5 fois la hauteur des obstacles rugueux, soit aux environs de la limite entre la base de la couche limite de surface et le sommet de la couche interfaciale.

Une forme approchée de (2.67) est souvent utilisée en pratique avec $q \approx 0,622 e/p$ (voir 1.4b) et $\theta \approx T$ (cf. 1.10):

$$B = \gamma' \frac{(\bar{T}_1 - \bar{T}_2)}{(\bar{e}_1 - \bar{e}_2)} \quad (2.68)$$

$$\text{où } \gamma' = \gamma \frac{p}{0,622} = \frac{c_p p}{0,622 L_v} \quad (2.69)$$

est également appelée "constante psychrométrique" dans la littérature.

La méthode du rapport de Bowen a souvent été sélectionnée pour estimer les flux turbulents lors de campagnes de mesure comme par exemple les campagnes HAPEX - MOBILHY en France (André *et al.*, 1986, 1988), FIFE au Kansas (Kanemasu *et al.*, 1992), HAPEX-Sahel (Lloyd *et al.*, 1997) ou REKLIP dans la partie supérieure de la vallée du Rhin (Kalthoff *et al.*, 1999). Tattari *et al.* (1995) font cependant état de difficultés de mise en oeuvre de cette méthode sur de longues périodes: biais systématiques des mesures de gradients de température et vulnérabilité de l'instrumentation lorsque les conditions sont très humides. Les gradients d'humidité sont particulièrement difficiles à mesurer à cause des dépôts d'humidité qui se produisent dans les tubes et filtres de l'instrumentation et persistent plusieurs heures après des épisodes de pluie ou de rosée.

Cette méthode est aussi utilisée pour estimer le flux de chaleur latente LE lorsqu'on dispose d'une estimation du flux de chaleur sensible H via une autre approche (la méthode de covariance par exemple). L'estimation du rapport de Bowen par (2.67) ou (2.68) permet alors de déduire LE de (2.64) (voir par exemple Liu et Foken, 2001).

Discussion

La méthode du rapport de Bowen nous paraît intéressante de par sa simplicité. Elle demande cependant que des mesures précises des gradients de température et d'humidité soient disponibles. Les problèmes numériques auxquels il faut s'attendre lorsque le rapport de Bowen approche de la valeur -1 constituent cependant un point faible de cette méthode.

II.3.C Méthode de Penman - Monteith (ETP, ETR et méthodes basée sur les résistances)

Le but de Penman (1948) est d'obtenir une expression de l'évapotranspiration pour les surfaces saturées en humidité en terme d'un seul niveau de mesure. Il réécrit (2.68) en prenant pour premier niveau la surface (indiqué avec "s") et pour second niveau la hauteur standard des abris météorologiques (indiqué avec "a" pour indiquer qu'il s'agit de l'air et le différencier clairement de la surface)

$$B = \gamma' \frac{(\overline{T_s} - \overline{T_a})}{(\overline{e_s} - \overline{e_a})} \quad (2.70)$$

$$\text{Il introduit la notation } \Delta' = \frac{e_s^* - e_a^*}{\overline{T_s} - \overline{T_a}} \quad (2.71)$$

$$\text{et l'approximation } \Delta' = \left(\frac{\partial e^*}{\partial T} \right)_{T_a} \quad (2.72)$$

où $e^* = e^*(\overline{T})$ est la tension de vapeur saturante à la température $\overline{T}$ (voir 1.6), $e_s^* = e^*(\overline{T_s})$ et $e_a^* = e^*(\overline{T_a})$. En supposant la surface saturée en humidité ($\overline{e_s} = e_s^*$) la relation (2.70) peut se réécrire

$$B = \frac{\gamma'}{\Delta'} \left[1 - \frac{(e_a^* - \overline{e_a})}{(\overline{e_s} - \overline{e_a})} \right] \quad (2.73)$$

En substituant (2.73) dans (2.66) on obtient

$$Rn - G = \left(1 + \frac{\gamma'}{\Delta'} \right) LE - \frac{\gamma'}{\Delta'} \left(\frac{e_a^* - \overline{e_a}}{\overline{e_s} - \overline{e_a}} \right) LE \quad (2.74)$$

Penman introduit alors le "pouvoir évaporant de l'air" E_A donné par

$$E_A = f(\overline{u_r})(e_a^* - \overline{e_a}) \quad (2.75)$$

et la "fonction du vent" $f(u_r)$ telle que

$$LE = L_v f(\overline{u_r})(\overline{e_s} - \overline{e_a}) \quad (2.76)$$

où $\overline{u_r}$ est la vitesse du vent mesuré à un niveau de référence r de 2 m. Introduisant (2.76) dans le deuxième terme du second membre de (2.74), on obtient

$$LE_p = \frac{\Delta'(Rn - G) + \gamma' L_v E_A}{\Delta' + \gamma'} \quad (2.77a)$$

et, en divisant par L_v , on aboutit à la relation équivalente pour l'évapotranspiration dénommée "**formule de Penman** (1948)"

$$E_p = \frac{\frac{\Delta'}{L_v}(Rn - G) + \gamma' E_A}{\Delta' + \gamma'} \quad (2.77b)$$

Dans (2.77a et b) un indice “*P*” a été ajouté afin de rappeler que ces relations fournissent respectivement des estimations du flux de chaleur latente et de l'**évapotranspiration potentielle** c'est-à-dire les valeurs maximales que peuvent prendre ces grandeurs dans le cas d'une surface saturée en permanence en humidité. La formule de Penman sera largement exploitée dans de nombreux domaines nécessitant le calcul de l'évapotranspiration à proximité de la surface, et ce surtout à partir des années 1970 et encore jusqu'à ce jour.

Dans (2.76), Penman (1948) propose une forme linéaire pour la fonction du vent

$$f(\overline{u_r}) = a + b\overline{u_r} \quad (2.78)$$

dont les paramètres ont fait l'objet d'étalonnages dans le monde entier. C'est généralement la mesure des variations du niveau d'eau d'un bac évaporatoire qui a été utilisée. Cette manière de procéder s'est révélée satisfaisante lorsque l'on souhaite évaluer l'évaporation potentielle au pas de temps journalier ou sur des pas de temps plus longs. En Belgique, les questions relatives au bac évaporatoire ont été étudiées par Bultot et Dupriez (1968, 1973) et une procédure d'estimation de l'évapotranspiration potentielle des surfaces naturelles a été proposée par Bultot et Dupriez (1974) et Bultot *et al.* (1983). Cette procédure, appliquée à une douzaine de stations du réseau de l'IRM pour une période de 20 ans d'observations, a été commentée et illustrée par Gellens-Meulenberghs et Gellens (1992). Malek (1994) effectue quant à lui un étalonnage avec la méthode du rapport de Bowen (II.3.B). Pour les pas de temps courts, il y a lieu de prendre en compte la stabilité de l'atmosphère. Cela peut se faire en rapprochant (2.76) de (2.28) ou (2.40) et en tenant compte de (1.4b) (voir par exemple Katul et Parlange, 1992).

En pratique, les surface naturelles ne sont généralement pas saturées en humidité, même lorsque le sol et la végétation sont bien pourvus en eau. Les relations (2.77a et b) ne sont donc pas applicables de manière générale. Penman et Schofield (1951), Monteith (1963, 1965), Thom (1972) préconisent alors une approche en terme de paramètres de résistance, par analogie avec les circuits électriques. Diverses variantes ont été proposées. Nous adopterons ici la réécriture de (2.41) et (2.42) sous la forme

$$H = \rho c_p \frac{(\overline{\theta_s} - \overline{\theta_a})}{r_{ah}} \quad (2.79)$$

$$LE = \rho L_v \frac{(\overline{q_s} - \overline{q_a})}{r_{av}} \quad (2.80)$$

$$\text{avec } r_{ah} = (Ch_r \overline{u_r})^{-1} \quad (2.81)$$

$$r_{av} = (Ce_r \overline{u_r})^{-1} \quad (2.82)$$

dénommées respectivement “**résistances aérodynamiques**” à la température et à la vapeur d'eau. Pour traduire le fait que l'humidité spécifique en surface q_s diffère de la valeur à saturation q_s^* à la température de surface, on définit la **résistance stomatale** r_{st} telle que

$$LE = \rho L_v \frac{(\overline{q_s^*} - \overline{q_s})}{r_{st}} \quad (2.83)$$

et, compte tenu de (2.80)

$$\frac{(\overline{q_s} - \overline{q_a})}{r_{av}} = \frac{(\overline{q_s^*} - \overline{q_a})}{(r_{st} + r_{av})} \quad (2.84)$$

avec une relation identique en terme de la tension de vapeur, compte tenu de (1.4b).

En reprenant le même raisonnement que précédemment, (2.73) et (2.74) deviennent respectivement

$$B = \frac{\gamma'}{\Delta'} \left(\frac{r_{st} + r_{av}}{r_{av}} \right) \left[1 - \frac{(\overline{e_a^*} - \overline{e_a})}{(\overline{e_s^*} - \overline{e_a})} \right] \quad (2.85)$$

$$Rn - G = \left[1 + \frac{\gamma'}{\Delta'} \left(\frac{r_{st} + r_{av}}{r_{av}} \right) \right] LE - \frac{\gamma'}{\Delta'} \left(\frac{r_{st} + r_{av}}{r_{av}} \right) \left(\frac{\overline{e_a^*} - \overline{e_a}}{\overline{e_s^*} - \overline{e_a}} \right) LE \quad (2.86)$$

Substituant (2.80) à la place de (2.76) dans le deuxième terme de (2.86) et compte tenu de (2.84) et (1.4b) on aboutit à

$$LE = \frac{\Delta' (Rn - G) + \rho c_p (\overline{e_a^*} - \overline{e_a}) / r_{av}}{\Delta' + \gamma' (1 + r_{st} / r_{av})} \quad (2.87a)$$

et, en divisant par L_v , on arrive à la “**formule de Penman-Monteith**”

$$E = \frac{\Delta' (Rn - G) + \rho c_p (\overline{e_a^*} - \overline{e_a}) / r_{av}}{L_v [\Delta' + \gamma' (1 + r_{st} / r_{av})]} \quad (2.87b)$$

Les résistances aérodynamiques sont généralement estimées en identifiant respectivement (2.79) et (2.80) à (2.39) et (2.40), c'est-à-dire en supposant que la température de surface peut être identifiée à la température aérodynamique de surface. La résistance stomatale quant à elle doit être étalonnée ou paramétrisée en fonction de la nature de la surface et du degré d'humidité du sol. Dans le Projet MARS du Centre Commun de Recherche à Ispra (Italie) seule la formulation de Penman a été sélectionnée (Choisnel *et al.*, 1992). La méthode de Penman-Monteith semble plus recommandable mais est restée longtemps difficile à mettre en oeuvre en pratique à grande échelle (Seguin, 1998) à cause de la nécessité d'évaluer la résistance stomatale pour une surface quelconque. La formulation de Monteith avec une résistance stomatale correspondant à une “couche” de végétation a été généralisée à plusieurs strates dans des modèles multi-couches de végétations et de sols (voir par exemple Lhomme, 1988, 1991 pour un survol de l'état de la question il y a une quinzaine d'années). Nous reparlerons au chapitre 4 de ces **schémas “sol-végétation-atmosphère”**, désignés par l'acronyme “**SVATs**” dans la littérature anglo-saxonne, et utilisés pour paramétriser les flux des surfaces hétérogènes dans les modèles climatiques (Dickinson *et al.*, 1991) et à mésoéchelle (Mascart *et al.*, 1991).

L'application “locale” (aux observations de stations de mesure) des formules de Penman et Penman-Monteith, quant à elle, a été intensivement étudiée dans la littérature. Nous en citerons quelques exemples. Paw U (1992) remplace (2.71) par une expression

polynomiale (cubique ou quadratique) et montre que les estimations sont améliorées dans les conditions “extrêmes” c’est-à-dire lorsque la température est inférieure à 20 °C, la résistance aérodynamique élevée (supérieure à 50 s m⁻¹) et l’humidité de l’air élevée. Huntingford (1995) propose une formulation sans dimension de (2.87b) en vue d’évaluer plus aisément l’importance relative des différents termes. Il applique cette forme à deux types de surfaces contrastées (forêt de pin et savane) et indique que la formulation initiale est préférable dans certains cas pour des raisons numériques. De Bruin et Stricker (2000) montrent que la formule classique de Penman (2.77b) fournit de bonnes estimations des valeurs journalières de l’évapotranspiration d’une pelouse, lorsque le sol y est bien alimenté en eau, dans le bassin expérimental du Hupselse Beek aux Pays-Bas. Vogel *et al.* (1995) utilisent pour un court échantillon de quatre jours de données mesurées au-dessus d’un champ irrigué de céréales. Ils obtiennent de bons résultats pour la comparaison, avec un pas de temps de 30 minutes, du flux de chaleur latente estimé d’une part par la méthode de Penman-Monteith et d’autre part par la méthode de covariance.

Discussion

Sans doute, l’approche de Penman et Monteith peut-elle fournir des estimations utiles de référence du flux d’évapotranspiration dans la pratique opérationnelle lorsqu’un bon étalonnage a été effectué préalablement. Elle se justifie notamment lorsqu’aucune autre estimation plus précise n’est disponible en routine. Cette approche présente cependant une part d’empirisme lorsque la fonction du vent est paramétrisée comme dans (2.78) dans le cas de la formulation de Penman, ou lorsque la résistance stomatale est paramétrisée dans la relation de Monteith.

Par ailleurs, la formule de Penman ne permet d’estimer que l’évapotranspiration potentielle ce qui ne correspond pas à notre objectif. Elle ne nous paraît donc utile qu’à des fins de comparaisons avec l’évapotranspiration réelle qui devrait être estimée par une méthode spécifique et pour faire le lien avec les estimations obtenues à l’IRM par le passé et évoquées au chapitre d’introduction.

La formule de Penman-Monteith quant à elle est restée longtemps difficile à mettre en oeuvre en pratique à cause de la nécessité d’estimer la résistance stomatale. De nouvelles paramétrisations ont été récemment tirées des campagnes de mesures comme nous le verrons aux chapitres 4 et 5.

II.3.D méthode de Priestley-Taylor

Priestley et Taylor (1972) proposent une autre approche semi-empirique partant des deux relations approchées suivantes:

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} = \frac{\partial \bar{T}}{\partial z} + \Gamma_d \quad (2.88)$$

(où $\Gamma_d = g / c_p = 0,0098$ K/m est le gradient adiabatique de l’air sec) et

$$\frac{\partial \bar{q}}{\partial z} = \Delta \frac{\partial \bar{T}}{\partial z} \quad (2.89)$$

$$\text{où } \Delta = \frac{\partial q^*}{\partial T} \quad (2.90)$$

est défini de manière similaire à (2.72) avec $q^* = q^*(\bar{T})$ est l'humidité spécifique à saturation à la température $\bar{T}$. Pour pouvoir utiliser (2.89), la surface est supposée saturée en humidité.

La relation (2.67) exprimant le rapport de Bowen devient

$$B = \frac{\gamma}{\Delta} \left(1 + \frac{\Gamma_d}{\frac{\partial T}{\partial z}} \right) \quad (2.91)$$

Soient les trois nouvelles variables B' , H' et LE' définies par

$$B' = \frac{\gamma}{\Delta} \quad (2.92)$$

$$H' = \frac{B'(Rn - G)}{(1 + B')} = \frac{\gamma}{\Delta + \gamma} (Rn - G) \quad (2.93)$$

$$LE' = \frac{(Rn - G)}{(1 + B')} = \frac{\Delta}{\Delta + \gamma} (Rn - G) \quad (2.94)$$

et le "coefficient de Priestley-Taylor" α_{PT} tel que

$$LE = \alpha_{PT} LE' \quad (2.95)$$

Pour que (2.62) soit vérifié, le flux de chaleur sensible doit être tel que

$$H = \frac{[\Delta(1 - \alpha_{PT}) + \gamma]}{(\Delta + \gamma)} (Rn - G) \quad (2.96)$$

tandis que (2.94) et (2.95) se combinent pour donner

$$LE = \alpha_{PT} \frac{\Delta}{(\Delta + \gamma)} (Rn - G) \quad (2.97)$$

L'évapotranspiration obtenue en divisant (2.97) par la chaleur latente de vaporisation L_v a été qualifiée dans la littérature d'évapotranspiration "**de presque'équilibre**" et LE' d'évapotranspiration "**d'équilibre**". En effet, on peut remarquer que (2.94) correspond au premier terme de (2.77a) puisque $\Delta/(\Delta + \gamma) \approx \Delta'/(\Delta' + \gamma')$ (étant donné 1.4.b). Après un long parcours au-dessus d'une surface saturée en humidité, l'air a tendance à devenir lui-même saturé et le deuxième terme de (2.77a) tend à s'annuler. Le premier terme, purement radiatif, est alors interprété comme une limite inférieure "d'équilibre". L'expression (2.97) correspondant à l'évapotranspiration de "presque'équilibre" est supposée valable lorsque le deuxième terme de (2.77a) est non nul ce qui se produit lorsque la situation s'écarte des conditions dites d'équilibre. Rappelons que l'on n'envisage ici que le cas d'advection à grande échelle au-dessus de surfaces homogènes horizontalement, conditions qui sont qualifiées de "conditions d'advection minimale" dans le cadre de la méthode de Priestley-Taylor. Vu sous cet angle, la méthode de Priestley-Taylor peut être considérée comme une simplification de la méthode de Penman, bien qu'elle ait été à l'origine déduite de la méthode du rapport de Bowen.

Le coefficient de Priestley-Taylor introduit dans (2.95) est destiné à compenser l'approximation $B' \approx B$ introduite en (2.93) et (2.94) et à utiliser la méthode en conditions non-saturées. Priestley et Taylor (1972) ont obtenu une valeur moyenne $\alpha = 1,26$ au-dessus de surfaces d'eau (lac, océans) ou de sols bien alimentés en eau. De nombreux autres auteurs sont arrivés à des valeurs comprises entre 1,26 et 1,28 pour des végétations courtes telles le gazon bien alimenté en eau mais non maintenu à saturation (voir par exemple Brutsaert, 1982). Ce résultat assez inattendu a priori a fait penser pendant un certain temps que le coefficient de Priestley-Taylor était une sorte de "constante universelle". Eichinger *et al.* (1996) et Lhomme (1997) dérivent des expressions analytiques pour le coefficient de Priestley-Taylor et montrent que des valeurs proches de 1,26 doivent être attendues pour des conditions ordinaires de température et d'humidité prévalant au-dessus d'une surface humide. D'autres valeurs peuvent cependant être obtenues. Par exemple, De Bruin (1983) et Mawdsley et Ali (1985) utilisent des données météorologiques journalières au-dessus du gazon et de deux types de céréales (orge et seigle). Ils obtiennent des valeurs de α_{PT} assez dispersées lorsqu'ils ajustent le coefficient sur des mesures lysimétriques. Owe et Van de Griend (1990) montrent que α_{PT} présente une variation diurne et que ses valeurs moyennes journalières sont liées à l'humidité du sol.

La méthode de Priestley-Taylor a largement été utilisée dans le contexte de **l'hypothèse de complémentarité** de Bouchet (1963). Selon cette hypothèse, tout incrément de l'évapotranspiration potentielle est compensé par une diminution en quantité égale de l'évapotranspiration réelle (et vice-versa) telle que

$$E + E_p = 2E_w \quad (2.98)$$

Dans cette expression, E_p est l'évapotranspiration potentielle calculée par la formule de Penman (2.77b) et E_w correspond au concept d'évapotranspiration de presque-équilibre donné par la méthode de Priestley-Taylor (Brutsaert et Stricker, 1979). Les écarts entre E et E_p sont fonction de l'advection d'air à grande échelle et constituent une mesure du caractère "aride" de l'atmosphère. Cette approche est dénommée **méthode d'advection-aridité**. Elle a été appliquée au pas de temps mensuel et défendue avec ténacité par Morton (1978, 1980, 1983, 1988, 1991 pour ne citer que quelques exemples). Plusieurs auteurs se sont essayés à des applications au pas de temps annuel, mensuel et journalier (Ben-Asher, 1981; Byrne *et al.*, 1988; Leydecker et Melak, 2000) avec une certaine satisfaction exprimée par les auteurs. L'utilisation de cette approche a été encouragée par quelques uns avec des variantes d'interprétation ou de formulation (Kovács, 1987; Nash, 1989; Granger, 1989; Granger et Gray, 1990; Parlange et Katul, 1992). Cette approche a cependant été estimée non fondée et donc remise en cause par d'autres (Le Drew, 1979; Calder, 1986; Mawdsley et Ali, 1986). Qualls et Gultekin (1997) constatent d'importants biais par rapport à l'estimation de l'évapotranspiration déduite du bilan d'énergie et de l'estimation par la méthode de covariance du flux de chaleur sensible. Sans vouloir trancher définitivement le débat, ils préconisent une investigation plus approfondie des différentes sources d'erreurs possibles. Crago et Crowley (2005) comparent plusieurs variantes de cette approche et les appliquent à des données disponibles au pas de temps compris entre 10 et 30 minutes. Dans certains cas, les résultats sont satisfaisants ce qui mène les auteurs à conclure que la méthode reste viable.

Discussion

En ce qui nous concerne, nous reconnaissons que la méthode de Priestley-Taylor présente un certain intérêt sur le plan de l'estimation opérationnelle de l'évapotranspiration de surfaces gazonnées lorsque seul un nombre limité de mesures sont disponibles. Cette approche n'en reste pas moins empirique et son interprétation en terme d'advection minimale et d'évapotranspiration de presque équilibre nous paraît assez obscure. Des approches mieux fondées nous paraissent souhaitables. Il paraît actuellement évident que le paramètre de Priestley-Taylor n'est pas constant pour des pas de temps inférieurs à la journée et varie en fonction des conditions d'humidité du sol. La recherche de paramétrisations plus complexes n'enlèverait rien au caractère empirique de cette approche tout en lui ôtant son principal avantage, sa simplicité.

La méthode "advection-aridité" quant à elle ne nous paraît pas justifiable. Pourquoi les fluctuations des évapotranspirations réelle et potentielle devraient-elles se compenser exactement ? Et ce d'autant plus que l'évapotranspiration potentielle est une grandeur purement conceptuelle. Il nous semble que le fait que ce débat perdure encore aujourd'hui devrait s'expliquer principalement par la difficulté encore bien réelle de disposer de bonnes estimations de référence de l'évapotranspiration réelle par des approches alternatives mieux fondées physiquement.

II.4 Autres méthodes

Nous ne détaillerons pas quelques autres méthodes qui nous paraissent de prime abord moins intéressantes ou ayant peu de chance de pouvoir être appliquées à moyen terme dans le cadre du réseau de mesure de l'IRM. Citons succinctement

- les méthodes empiriques du type de celles préconisées par la FAO ("Food and Agriculture Organization").

Elles s'appliquent au départ aux pas de temps supérieurs à la journée (décades, mois) et concernent l'évapotranspiration des cultures (Doorenbos et Pruitt, 1976). Les versions les plus anciennes calculent l'évapotranspiration comme une proportion de l'évapotranspiration d'une nappe d'eau libre ou de l'évapotranspiration potentielle. Le coefficient de proportionnalité, appelé coefficient cultural, est tabulé en fonction du type et du lieu de culture (qui influencent la longueur de la période de croissance et les périodes de semis et de récolte). Dès le début des années 1990s, la FAO a recommandé de modifier cette approche en adoptant la méthode de Penman-Monteith pour fournir les valeurs de référence auxquelles s'appliquent les coefficients culturaux (Smith, 1991); les pas de temps journaliers et horaires sont prévus dans la procédure actuelle de calcul (Allen *et al.*, 1998);

- les méthodes de similitudes appliquées à l'ensemble de la CLA.

Moins bien établies que pour la couche limite de surface, les méthodes de similitudes sont appliquées aux profils des valeurs moyennes sur l'ensemble de la couche limite atmosphérique. En pratique, ce sont le plus souvent les mesures

(instantanées) réalisées par sondage qui sont exploitées (Brutsaert and Mawdsley, 1976; Sugita and Brutsaert, 1992; Brutsaert, 1999) à défaut d'autres données expérimentales disponibles. Les profils enregistrés à travers l'ensemble de la CLA sont influencés par la surface sous le vent (fetch, voir chapitre 1) s'étendant sur des distances de l'ordre de la dizaine de kilomètres. De ce fait, les estimations des flux obtenues par cette méthode sont davantage représentatives des conditions régionales que locales.

- les méthodes de bilan hydrique dans la CLA.

Ces méthodes nécessitent, pour calculer des bilans hydriques à partir de profils dans la couche limite atmosphérique, des sondages atmosphériques très rapprochés dans le temps (par exemple toutes les deux heures), ce qui ne peut être envisagé sur un plan opérationnel en raison des coûts. Les recherches en la matière sont peu nombreuses et ne semblent pas avoir à ce jour amené de résultats très concluants (Strong, 1993, Barr et Betts, 1997).

II.5 Choix d'un modèle en terme de la disponibilité des données d'entrée

Examinons à présent les possibilités d'applications des différentes méthodes reprises ci-dessus en terme des observations effectivement disponibles.

Les observations des variables météorologiques (telles la température, la vitesse du vent, l'humidité de l'air, ...) de l'IRM sont disponibles, selon le type de station de mesure dans lequel elles sont effectuées, avec des pas de temps journaliers, tri-horaires, horaires ou de 10 minutes. Dans ce dernier cas, à l'exception des mesures de précipitations, les mesures ne sont effectuées que depuis peu d'années en un nombre restreint de stations automatiques équipées progressivement. Des observations avec des pas de temps plus courts ne sont pas disponibles actuellement, ce qui pour nous, élimine d'emblée la possibilité d'utiliser l'une ou l'autre "méthode de mesure de la turbulence" présentée au point II.2.

Le flux net radiatif est mesuré en plusieurs stations, des mesures à pas de temps fin (10 minutes) étant disponibles dans les stations automatiques. Les méthodes décrites en II.3 sont donc applicables à priori. Les méthodes de Penman-Monteith et de Taylor ne constituent pas de prime abord des candidats idéaux. En effets, elles nécessitent des paramétrisations (voir discussions spécifiques aux points II.3.C et D) et doivent donc être étalonnées sur base de valeurs de référence fournies par une autre approche. La méthode du rapport de Bowen quant à elle ne sera pas applicable dans le réseau de l'IRM tant que de bonnes mesures des gradients d'humidité ne seront pas disponibles.

Il n'est pas davantage possible d'appliquer actuellement la méthode de Monin-Obukhov aux profils d'humidité de l'air pour calculer le flux de chaleur latente. Des mesures de la température et de la vitesse du vent réalisées à deux niveaux devraient cependant permettre de calculer le flux de chaleur sensible. Nous proposons donc, dans le chapitre suivant, de calculer ce dernier par la méthode de Monin-Obukhov et de déduire le

flux de chaleur latente du bilan d'énergie (2.62). Une estimation approximative du flux de conduction dans le sol devra cependant être consentie tant que cette variable ne sera pas obtenue directement à l'aide de fluxmètres.

II.6 Discussion

Au terme de l'analyse des diverses méthodes exploitées à l'heure actuelle pour estimer les flux turbulents dans la couche limite de surface, il est légitime de se demander comment, malgré les progrès de la physique de la turbulence au cours de ces 30 dernières années, on soit amené à opter pour une théorie datant de 50 ans. Mais, devrait-on par ailleurs rejeter une théorie pour le seul motif de l'ancienneté de sa première formulation ?

Les modèles de transport turbulent s'exprimant en terme des gradients des valeurs moyenne ont eu de tout temps leurs détracteurs. Ainsi, déjà dans les années 70, Corrsin (1974) s'exprimait-il de manière clairement négative et déclarait en substance que "la proportionnalité des gradients, souvent, cela marche, mais on se demande pourquoi". Ce succès serait fortuit et cette approche ne serait pas fondée physiquement bien qu'elle fut la seule utilisée en pratique à cette époque, notamment à des fins qualifiées de "technologiques" comme la prévision météorologique. Remarquons que la question était évidemment posée en toute généralité et non spécifiquement pour ce qui est de la simulation des flux turbulents dans la CLS, dont nous avons mis en évidence certaines particularités au chapitre précédent. Notons encore que cette critique fondamentale s'adresse aux modèles linéaires des gradients moyens parmi lesquels ne figure pas la théorie de Monin-Obukhov qui est par essence non-linéaire.

Toujours est-il que c'est effectivement la théorie de Monin-Obukhov qui est aujourd'hui la seule qui soit utilisée pour représenter la CLS des modèles atmosphériques, qu'ils soient appliqués à l'échelle globale ou à méso-échelle, à des fins de recherche climatique ou de prévision du temps. Stull (1998) résume le principe des théories de similitudes: il s'agit d'analyses dimensionnelles étalonnées sur base de données expérimentales. On peut s'étonner du succès incontestable de théories basées sur aussi peu de science. Néanmoins, ces théories se sont avérées être universelles puisqu'elles s'appliquent quel que soit le lieu ou le moment choisi. La raison de ce succès vient de ce que ces théories incorporent les processus physiques fondamentaux et les contraintes qui agissent sur l'écoulement atmosphérique au moyen des variables d'échelle. Chaque situation doit être traitée avec les échelles appropriées au régime d'écoulement et au domaine d'altitude considéré au-dessus de la surface. C'est ainsi que la longueur de Monin-Obukhov convient extraordinairement bien dans la CLS, mais qu'au contraire, pour décrire la couche de mélange, il est clair qu'on ne peut se passer de prendre en compte la hauteur de la CLA.

Aujourd'hui, les recherches se poursuivent notamment dans le sens de propositions de nouvelles relations de fermeture. Nous en citerons quelques exemples au chapitre suivant mais nous verrons aussi que c'est la théorie de Monin-Obukhov qui fait référence pour valider ces nouveaux modèles.

Citons cette fois Brutsaert (1998) qui disait “En réalité, le choix en la matière [le nombre d’approches théoriques existantes] n’est pas écrasant, et à moins d’un changement drastique et improbable de conception dans le futur proche de la description de la turbulence à, et près de, la surface terrestre, la théorie de similitude est encore le principal, si pas le seul, outil pratique disponible”.

Il est étonnant que malgré les nouveaux développements de la théorie de la turbulence, aucune voie alternative ne semble encore avoir trouvé d’aboutissement dans le cadre général de la modélisation des flux turbulents dans la CLA et, pour ce qui nous intéresse plus spécifiquement, dans la CLS. Sans doute ce cadre est-il d’une grande complexité et s’accommode-t-il mal, comme nous l’avons vu au chapitre précédent, des analogies et des hypothèses par trop réductrices susceptibles de s’appliquer aux dispositifs de laboratoire.

Wyngaard (1998) nous livre son analyse de cette question au terme d’un atelier réunissant les plus grands spécialistes de la modélisation de la couche limite atmosphérique et commémorant 30 années de recherches depuis les expériences du Kansas. Il dénonce tout d’abord les préjugés qui accorderaient aux modèles de fermeture d’ordre élevé une qualité supérieure aux modèles plus simples. Selon lui, des modèles de différents types peuvent avoir les mêmes performances pour autant qu’ils soient bien étalonnés. Or, les modèles de turbulence actuels ne sont pas généraux et, s’ils sont par exemple étalonnés pour simuler la turbulence d’origine dynamique (due au cisaillement de la vitesse d’écoulement), ils ne seront pas aptes à la simulation de la convection. Des expériences de laboratoire pourraient apporter un éclairage utile si elles étaient réalisées dans des conditions représentatives de l’atmosphère, c’est-à-dire pour de grands nombres de Reynolds. Dans le domaine de la dispersion atmosphérique qui intéresse en particulier Wyngaard, il n’y aurait rien eu de bien neuf depuis l’expérience de Willis et Deardorff (1974). Autre cause évoquée par Wyngaard (1998), la communauté des modélisateurs de la CLA souffre du mal de la simulation numérique. Les résultats des modèles LES ont remplacé les observations et les modélisateurs en viennent à oublier que ces modèles eux-mêmes auraient bien besoin d’être validés, notamment dans les régions de la couche limite où se produisent les gradients verticaux les plus prononcés (la CLS et la zone d’entraînement au sommet de la CLA). Or de telles validations ne pourraient s’envisager qu’en développant de nouveaux moyens de mesures, à l’aide de senseurs conventionnels ou non (télédétection), des variables “résolvables” et “sous-grille” intervenant dans ces modèles. Wyngaard (1998) va même jusqu’à préconiser une diminution momentanée des activités de modélisation au profit d’un examen détaillé de l’atmosphère réelle, sur base d’observations.

Nous maintiendrons donc pour l’heure notre choix en faveur de la théorie de Monin-Obukhov et nous nous proposons d’examiner comment la mettre en oeuvre pour simuler, pour la première fois, les flux turbulents aux sites de stations météorologiques de l’IRM.

