



HAL
open science

Developpement et applications du modele MuSICA : etude des échanges gazeux d'eau et de carbone entre une pinède landaise et l'atmosphere

Jérôme Ogée

► **To cite this version:**

Jérôme Ogée. Developpement et applications du modele MuSICA : etude des échanges gazeux d'eau et de carbone entre une pinède landaise et l'atmosphere. Interfaces continentales, environnement. University of Toulouse 3 Paul Sabatier, 2000. Français. NNT: . tel-03670963

HAL Id: tel-03670963

<https://hal.inrae.fr/tel-03670963>

Submitted on 18 May 2022

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Developpement and applications of the *MuSICA* model :

a study of water vapor and CO₂ transfer between a pine stand and the atmosphere

Abstract – We present a multilayer model for mass (water vapor, CO₂) and energy transfer between a forest and the atmosphere over a flat terrain. This model, called *MuSICA*, is particularly adapted to conifers and works at time and space scales as small as the half hour and the hectare, respectively. This work was supported by several experimental results obtained at the « Bray » site situated in the « landes de Gascogne » (south-west of France). This site has been the subject of intensive ecophysiological and micrometeorological studies for many years, notably in the context of the European programme EUROFLUX.

The processes taken into account by *MuSICA* are light penetration and its interception by the vegetation, photosynthesis, stomatal regulation, vertical turbulent transfer, mean wind speed attenuation, soil and bole respiration and heat and water storage in the soil. *MuSICA* distinguishes 6 needle classes in each layer (sunlit/shaded and 1,2 or 3 year-old) and 4 leaf classes in the understorey (sunlit/shaded, dead/alive). It integrates a Lagrangian turbulent transfer model and takes into account the phenological cycles of the vegetation. Whenever possible the various biophysical submodels have been validated separately and can be used for a wide range of climatic conditions.

The *MuSICA* model can separate the different contributions of each vegetation layer (in particular the understorey) to the net fluxes of mass and energy between the forest and the atmosphere. It can also separate the different terms of the carbon budget at a half-hour time scale (including the air storage term). Because this is a mechanistic model, it can be used at different sites or in a climate change scenario. For all these reasons, the *MuSICA* model is well-suited for studying in details the exchanges between terrestrial ecosystems and the atmosphere.

Keywords – soil-vegetation-atmosphere or SVAT models, biosphere, photosynthesis, evaporation, transpiration, roughness sublayer, forest, maritime pine, EUROFLUX.

Ce travail a été effectué dans l'Unité de Bioclimatologie de l'INRA de Bordeaux. Je tiens donc tout d'abord à remercier son directeur Yves Brunet, qui a également encadré ma thèse, pour m'avoir accueilli dans son laboratoire durant ces trois années et pour m'avoir proposé un sujet de recherche aussi ambitieux que diversifié.

Je voudrais manifester ma gratitude envers Paul Berbigier pour les nombreuses discussions, lectures et relectures qu'il ne m'a jamais refusées. Je le remercie également pour m'avoir fait partager la banque de données EUROFLUX qui a constitué la matière première de ce travail.

Je remercie également Eric Lamaud, Dominique Guyon, Patrick Moreau, Mark Irvine et Anne-Marie Bouchon qui ont tous, de près ou de loin, participé à ce travail.

Alexandre Bosc et Annabel Porté doivent être sincèrement salués pour le travail qu'ils ont fourni durant leurs thèses et dont j'ai fait précieux usage.

Je remercie vivement les chercheurs qui contribuèrent aussi à ce travail dans le cadre du « comité pilote » de thèse : Robert Rosset (Aérodologie, Toulouse), Jean-Christophe Calvet (CNRM, Toulouse) et Denis Loustau (INRA-Pierroton). J'associe à ces remerciements Marc Aubinet (Faculté des Sciences Agronomiques-Gembloux) et Serge Rambal (CNRS/CEFE-Montpellier) qui ont accepté d'être les rapporteurs de ce travail.

Merci enfin à Anouk, Jany, Bernard, Kiki, Ben et Isa, à Yan, Juju, Caro, Michka, Fifou, Auré et Luco.

A ma famille qui, malgré mon absence, m'a toujours soutenu.

SOMMAIRE

| | |
|--|-----|
| ■ POSITION DU PROBLEME | 3 |
| ■ PREMIERE PARTIE : PROCESSUS TURBULENTS | 11 |
| Introduction | 13 |
| 1. Modélisation de la dispersion par la turbulence | 15 |
| 1.1 Choix du modèle de dispersion | |
| 1.2 Modèle de dispersion turbulente | |
| 2. Modélisation du vent horizontal moyen | 39 |
| 2.1 Profil de vent moyen | |
| 2.2 Corrections de stabilité | |
| 3. Paramétrisation du modèle de transfert turbulent | 73 |
| 3.1 Profils neutres | |
| 3.2 Corrections de stabilité | |
| ■ DEUXIEME PARTIE : DENSITES DE SOURCES/PUITS | 91 |
| Introduction | 93 |
| 4. Photosynthèse et rayonnement | 95 |
| 4.1 Photosynthèse des rameaux | |
| 4.2 Schéma d'intégration | |
| 5. Modélisation des échanges entre la canopée et l'air | 129 |
| 5.1 Echanges entre les aiguilles et l'air | |
| 5.2 Echanges entre les surfaces ligneuses et l'air | |
| 6. Modélisation des échanges entre le sous-bois, le sol et l'air | 157 |
| 6.1 Echanges entre le sous-bois et l'air | |
| 6.2 Echanges entre le sol et l'air | |
| 6.3 Modélisation du flux de drainage | |
| ■ TROISIEME PARTIE : COUPLAGE DES PROCESSUS | 179 |
| Introduction | 181 |
| 7. Présentation du modèle <i>MuSICA</i> et premières validations | 183 |
| 7.1 Présentation du modèle <i>MuSICA</i> | |
| 7.2 Evaluation du modèle <i>MuSICA</i> | |
| 8. Etude du bilan carboné du site du Bray | 205 |
| 8.1 Production primaire brute | |
| 8.2 Stockages dans l'air et respiration du sol | |
| ■ CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES | 219 |
| ■ BIBLIOGRAPHIE | 223 |
| ■ ANNEXES | 237 |

Première Partie
PROCESSUS TURBULENTS

INTRODUCTION

La végétation échange en permanence des constituants gazeux (vapeur d'eau, CO₂, ozone,...), liquides (pluie) ou solides (aérosols, pollens) avec l'air qui l'entoure. La chaleur (ou la température) peut être assimilée à un constituant « gazeux » dans la mesure où c'est bien l'air qui, au contact des plantes, se réchauffe ou se refroidit.

Dans le cadre de ce travail et compte tenu des objectifs précédemment définis, nous nous sommes limités aux trois constituants « gazeux » que sont la vapeur d'eau, le CO₂ et la température. Le mot « scalaire » désignera l'un quelconque d'entre eux. Avec les rayonnements solaire et thermique, ils représentent les grandeurs essentielles du microclimat d'un organe végétal.

Pour étudier la dispersion d'un de ces scalaires dans l'atmosphère, il est habituel de se représenter le couvert végétal comme une collection de sources ponctuelles de vapeur d'eau, CO₂, ..., réparties dans l'espace, et éventuellement variables dans le temps. Si l'une de ces sources a une contribution négative, nous parlerons plutôt de puits de scalaire. L'ensemble de ces sources est alors représenté par une fonction de l'espace et du temps dont la valeur en un point et à un instant donné est égale à la quantité de scalaire émise par unité de volume et par seconde. L'objectif principal d'un modèle de dispersion est de prédire, à chaque instant, le champ de concentration en scalaire résultant 1/ de ces densités de sources/puits de scalaire et 2/ de l'écoulement de l'air dans le couvert. Ceci permet de reproduire le microclimat - non radiatif - à l'intérieur du couvert.

Il s'agit d'un problème rétroactif car les échanges gazeux au niveau d'un organe végétal dépendent, en grande partie, du microclimat de cet organe. Nous allons par la suite décomposer le problème en trois étapes et 1/ étudier la dispersion d'un scalaire dans un couvert végétal en connaissant la répartition de ses sources/puits, 2/ étudier les mécanismes biologiques conduisant à ces échanges gazeux en connaissant le microclimat dans la végétation et 3/ étudier les interactions entre les deux processus.

Cette première partie du mémoire est consacrée à l'étude de la dispersion d'un scalaire dans un couvert végétal en supposant que la distribution spatio-temporelle des densités de sources/puits est connue (première étape).

Le premier chapitre est consacré à la présentation du modèle de dispersion retenu pour notre étude. Ce modèle est spécialement conçu pour les couverts végétaux. Connaissant l'intensité des sources/puits de scalaire que constituent la végétation et la nature de l'écoulement atmosphérique, il permet d'estimer le champ de concentration atmosphérique d'un scalaire à l'intérieur et au-dessus du couvert végétal.

Dans le deuxième chapitre, nous décrivons plus précisément les caractéristiques de l'écoulement atmosphérique dans un tel milieu puis proposons un modèle de vent horizontal moyen original que nous utiliserons dans le modèle MuSICA.

Le troisième chapitre est consacré au paramétrage du modèle de dispersion car le vent moyen ne suffit pas à caractériser l'écoulement atmosphérique et d'autres grandeurs turbulentes sont requises par ce modèle. Bien que la démarche adoptée ici s'inspire fortement de travaux antérieurs, certains résultats sont assez originaux. La nouveauté principale est l'adaptation des paramètres à différentes conditions climatiques, i.e. différents régimes de stabilité.

Le travail présenté dans cette partie s'est appuyé sur les résultats de plusieurs campagnes de mesures menées sur le site du Bray entre 1989 et 1999. Cependant, les résultats gardent un caractère générique qui rendent les différents modèles facilement exportables.

1 **MODELISATION DE LA DISPERSION PAR LA TURBULENCE**

Un modèle de dispersion atmosphérique permet d'estimer le champ de concentration d'un scalaire (vapeur d'eau, gaz carbonique, méthane, ozone, ...) qui émane d'une collection de sources (végétation, lisier, pots d'échappement, cheminées d'usine,...) connaissant la nature et l'intensité de l'écoulement. La symétrie de l'écoulement et celle de la distribution spatiale des sources déterminent le type de modèle à utiliser.

Le site du Bray est une parcelle homogène de Pin maritimes présentant une dénivellation négligeable (Annexe A). Si l'étendue horizontale du site était infinie, la distribution spatiale des sources et l'écoulement auraient une symétrie plane, ce qui réduirait le problème à une dispersion unidimensionnelle. Un couvert végétal n'est jamais infini dans la pratique. Nous verrons cependant que, dans le cas du site du Bray, un modèle de dispersion à une dimension s'avère suffisant pour répondre aux questions posées.

Plusieurs modèles de dispersion à une dimension adaptés à l'étude des couverts végétaux existent dans la littérature (Goudriaan, 1977 ; Norman, 1979 ; Finnigan, 1985 ; Meyers et Paw U, 1987 ; Wilson et al., 1981a, b ; Raupach, 1989a ; Leclerc et al., 1988 ; Baldocchi, 1992). Tous ont leurs avantages et leurs inconvénients. Nous avons donc cherché lequel de ces modèles était le mieux adapté pour notre étude. L'objet de ce chapitre est de présenter ce modèle de dispersion unidimensionnelle et d'en justifier son choix.

1.1 Choix du modèle de dispersion

■ DEFINITION DU MICRO - ENVIRONNEMENT

Variables du problème. La liste des variables climatiques que nous serons amenés à considérer sont les composantes de la vitesse de vent u , v et w selon trois directions x , y et z , la température potentielle θ , la teneur en vapeur d'eau q et en CO_2 c de l'air. En l'absence de relief, z est choisi suivant la verticale au sol. La température potentielle est donnée par l'équation de l'adiabatique pour un gaz parfait (Brutsaert, 1988, p. 44) :

$$\theta = T(p_0/p)^\gamma \quad \text{avec} \quad \gamma \approx \frac{R}{M_d C_p} \quad \text{Eq. 1.1.1}$$

$p_0 = 10^5$ Pa est la pression de référence et p et T sont la pression et la température de l'air. $R = 8.31441$ J mol⁻¹ K⁻¹ est la constante des gaz parfaits, $M_d = 0.028996$ kg mol⁻¹ est la masse molaire de l'air sec et $C_p = 1010$ J kg⁻¹ K⁻¹ est la chaleur massique de l'air sec. Ce serait donc la température de l'air si on l'amenait à la pression p_0 par une transformation adiabatique. On utilise classiquement θ plutôt que T , l'écoulement atmosphérique étant considéré comme un écart à un écoulement de référence supposé adiabatique (de Moor, 1983, p.59).

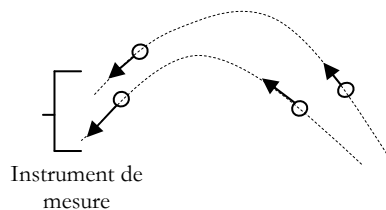


Figure 1.1.1 : représentation de la signification physique d'une grandeur eulérienne.

Les six variables précédentes sont des grandeurs eulériennes, *i.e.* des champs scalaires (concentration) ou vectoriels (vitesse du vent) qui décrivent un état du fluide en tout point (x, y, z) et à tout instant t . De façon plus pragmatique, disons que la valeur d'un champ (scalaire ou vectoriel) en un point et à un instant donné correspond à ce que « voit » un instrument de mesure ou un organe végétal placé au point et au moment considérés ; toutes les « particules » d'air qui passeront devant l'appareil participeront à la valeur de ce champ (Figure 1.1.1).

Nous entendons par particule d'air un volume d'air dont les dimensions linéaires sont très grandes devant le libre parcours moyen moléculaire ($\sim 0.1 \mu\text{m}$) mais inférieures à la plus petite taille des tourbillons (Katul *et al.*, 1997 ; Tennekes et Lumley, 1972, p. 237-41). Celle-ci est donnée par la micro- échelle de Kolgomorov η_K :

$$\eta_K = (\nu^3 / \langle \epsilon \rangle)^{1/4} \quad \text{Eq. 1.1.2}$$

où ν est la viscosité cinématique de l'air et $\langle \epsilon \rangle$ est le taux moyen de dissipation de l'énergie cinétique turbulente (définie plus bas). η_K est généralement considéré de l'ordre de 1 mm (Kaimal et Finnigan, 1994, p. 35). Des mesures de $\langle \epsilon \rangle$ effectuées en soufflerie indiquent un ordre de grandeur inévitablement plus faible et variant avec la hauteur de 0.15 mm à $6h$, à 0.1 mm à h et 0.2 mm plus bas dans le couvert (Brunet *et al.*, 1994).

Considérons une particule de fluide. A un instant t donné, u , v et w peuvent être perçues comme les composantes de la vitesse instantanée de notre particule de fluide se trouvant alors au point (x, y, z) et θ , q et c comme sa température et sa teneur en vapeur d'eau et en CO_2 respectivement. Ces 6 variables définissent alors le microclimat - non radiatif – instantané d'un organe végétal élémentaire placé au point (x, y, z) .

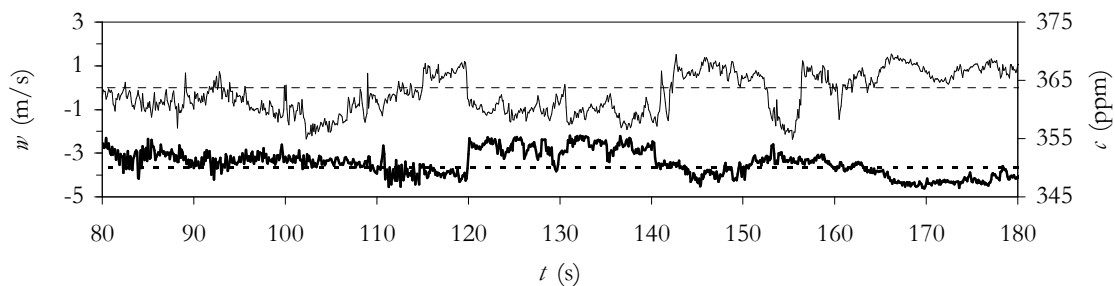


Figure 1.1.2 : variations temporelles de la vitesse verticale (trait fin) mesurée à l'aide d'un anémomètre sonique 3D placé à 25 m au dessus du Bray et de la teneur en CO_2 (trait gras) au même niveau (6/08/93, 10h30-10h40 TU, 10Hz).

Moyenne spatio-temporelle. Pendant la mesure, un grand nombre de particules passent devant l'appareil de mesure et leurs propriétés peuvent être très différentes et impossibles à connaître précisément : on dit que l'écoulement est chaotique et que les variables climatiques sont fortement intermittentes. Ceci est illustré sur la Figure 1.1.2 : la composante verticale du vent semble varier de manière aléatoire autour d'une valeur moyenne approximativement nulle. De telles variations nécessitent un traitement statistique car seuls les moments statistiques (moyenne, écart-type,...) de cette vitesse semblent avoir un comportement déterministe. Il est donc nécessaire d'effectuer une moyenne temporelle sur les équations de la mécanique des fluides.

Dans un couvert, les variables climatiques varient également fortement dans l'espace parce que les éléments végétaux, qui jouent le rôle de sources/puits de matière et de quantité de mouvement, sont répartis dans tout le couvert. Ceci a conduit certains auteurs à introduire en plus une moyenne spatiale afin de décrire le microclimat « moyen » autour des organes végétaux (Wilson and Shaw, 1977 ; Raupach et Shaw, 1982 ; Finnigan, 1985 ; Raupach et al., 1986 ; Brunet et al., 1994). Dans l'optique de modéliser les interactions entre la végétation et l'atmosphère, l'application d'une telle moyenne spatiale suppose que l'activité biologique d'un élément végétal ne dépend que de l'environnement *moyen* autour de cet organe.

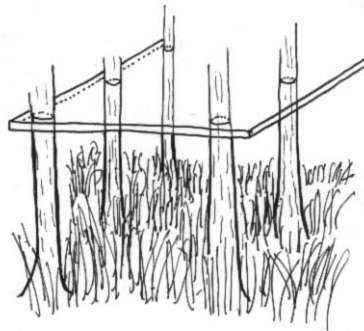


Figure 1.1.3 : le volume d'intégration pour la moyenne spatiale est un espace à multiples connexités.

L'utilisation explicite d'une moyenne spatiale (en plus de la moyenne temporelle) pour étudier les transferts turbulents au sein d'un couvert est assez récente mais est désormais reconnue et standardisée. Le volume d'intégration utilisé pour la moyenne spatiale doit englober au moins un élément végétal (tige). Dans le cas d'un couvert plat et homogène, le volume d'intégration approprié est une fine couche de végétation parallèle au sol et englobant plusieurs éléments végétaux (Finnigan, 1985 ; Raupach, 1986). Dans un souci pratique, l'épaisseur de la couche ne devra pas être inférieure aux dimensions des instruments de mesure (Kaimal et Finnigan, 1994, p. 84). Par exemple, nous écrirons pour la composante horizontale u du vent :

$$u = \bar{u} + u' = (\langle \bar{u} \rangle + \bar{u}'') + u' \quad \text{Eq. 1.1.3}$$

La barre horizontale signifie « moyenne temporelle », le prime est l'écart à cette moyenne, les crochets signifient « moyenne spatiale » (de la moyenne temporelle) et le double prime est l'écart à cette moyenne. Le volume d'intégration reste limité à l'air qui entoure les plantes ; c'est donc un espace à multiples connexités (Figure 1.1.3). Ceci rend les opérateurs de moyenne et de différentiation spatiale (et temporelle si on considère que les éléments végétaux ne sont pas fixes) non commutatifs (Finnigan, 1985).

Cette distinction entre variable moyenne et fluctuante permet d'introduire une autre variable importante, l'énergie cinétique turbulente e :

$$e = \frac{1}{2}(u'^2 + v'^2 + w'^2) \quad \text{Eq. 1.1.4}$$

L'équation de « conservation » de cette quantité énergétique fait apparaître un terme de dissipation $\langle \epsilon \rangle$ lié à la viscosité de l'air (*cf.* Chapitre 2). C'est ce taux de dissipation qui est utilisé pour définir l'échelle de longueur des plus petits tourbillons qui sont ceux qui participent à la dissipation de l'énergie cinétique (Kaimal et Finnigan (1994), p. 36).

Les valeurs moyennes du vent, de la température, de l'humidité et de la teneur en CO_2 de l'air définissent le microclimat non radiatif *moyen* d'un organe végétal. L'objet d'un modèle de dispersion est de décrire ce microclimat dans tout le domaine d'étude.

■ RESTRICTION DU DOMAINE D'ETUDE

Notion de couche « en équilibre ». La parcelle du Bray et celles qui l'entourent peuvent être assimilées à un couvert végétal plat et homogène par morceaux (Figure 1.1.4). Elles constituent donc une mosaïque de sources de scalaires d'intensités et de « rugosités » (hauteur du couvert, densités d'arbres,...) différentes.



Figure 1.1.4 : photo aérienne du site du Bray et de ses alentours dans la direction perpendiculaire au rangs (sud-est) (photo J. Ogée).

Cet ensemble de parcelles est à l'origine de la formation d'une couche limite « de surface » (*CLS*) dans l'atmosphère qui le surplombe (*cf.* Kaimal et Finnigan (1994) pour une introduction récente et complète à l'étude de la *CLS*).

L'écoulement dans cette couche limite est modifié à chaque changement de rugosité et s'ajuste à la nouvelle surface de manière progressive. A chaque transition de rugosité ou d'intensité des sources perpendiculaire à l'écoulement moyen, nous pouvons observer la formation d'une couche limite « interne » (*CLI*) à l'intérieur de laquelle l'écoulement dépend des caractéristiques des parcelles en amont et en aval de l'écoulement (*cf.* Garratt (1990) pour une introduction aux écoulements dans la *CLI*). Cependant, au-dessus de chaque parcelle, il existe une zone de l'atmosphère appelée couche « en équilibre » (*CE*), où l'écoulement *moyen* et les flux de matière et d'énergie au-dessus du couvert sont uniformes horizontalement et conditionnés uniquement par la géométrie et l'activité biophysique de la parcelle en aval (Figure 1.1.5).

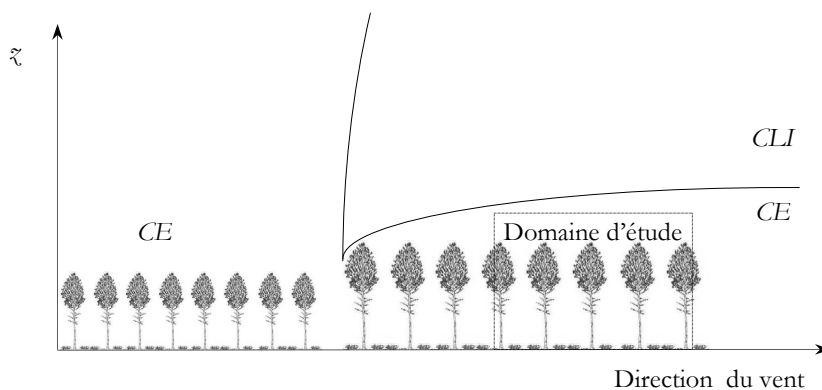


Figure 1.1.5 : Couche limite interne (*CLI*) et couche en équilibre (*CE*) à la transition entre deux parcelles homogènes.

L'épaisseur de la *CE* augmente avec la distance à la bordure et représente typiquement 10 % de celle de la *CLI* (Rao *et al.*, 1974 ; Garratt, 1990). La loi de croissance de la *CLI* est généralement écrite sous forme d'une fonction puissance (Kaimal et Finnigan, 1994, p. 470) :

$$\delta \propto (x/z')^n \quad n \leq 1 \quad \text{Eq. 1.1.5}$$

x est la distance à la transition dans la direction de l'écoulement, z' est la hauteur ramenée à la hauteur de déplacement (≈ 0.75 fois la hauteur du couvert, voir plus bas), δ est l'épaisseur de la *CLI* et n est un exposant empirique.

Domaine d'étude. Nous supposons par la suite que le domaine d'étude de notre modèle est entièrement compris dans cette couche en équilibre. L'écoulement *moyen* et les flux de matière et d'énergie au-dessus du couvert sont alors uniformes horizontalement et les sources/puits de scalaires qui en sont à l'origine sont toutes issues du même type de végétation que celui de notre domaine d'étude (Figure 1.1.5). Nous donnerons plus bas un ordre de grandeur de ce domaine dans le cas du site du Bray.

■ EQUATIONS DE CONSERVATION ET APPROCHE EULERIENNE

Hypothèses sur l'écoulement. L'écoulement à l'intérieur du domaine d'étude est supposé incompressible et l'air est assimilé à un fluide newtonien (*i.e.* les inhomogénéités du champ instantané des vitesses sont faibles à l'échelle du libre parcours moyen, ce qui permet d'écrire le tenseur visqueux des contraintes comme fonction linéaire des dérivées du champ de vitesse) (*cf.* Monin et Yaglom (1971) pour un ouvrage de référence sur les écoulements turbulents). De plus, les approximations de la *CLS* sont applicables : les forces de Coriolis sont négligeables devant les forces d'inertie et de viscosité (*cf.* de Moor (1983) pour une introduction complète à l'établissement des équations régissant les écoulements dans la couche limite atmosphérique).

Equations de conservation d'un scalaire. L'application de la moyenne spatio-temporelle permet de faire de nouvelles hypothèses simplificatrices (Raupach *et al.*, 1986): nous supposons que l'écoulement *moyen* est stationnaire (sur la durée de la mesure) et qu'il ne dépend plus que de z (à l'intérieur de la *CE*). L'écoulement étant incompressible, l'équation de continuité nous permet de dire que le vent *moyen* est uniquement horizontal ; nous choisissons alors l'axe des x « parallèle » au vent *moyen* (nous négligeons les phénomènes de cisaillement). L'établissement des équations de conservation de la chaleur et de la matière peut être trouvé dans Finnigan (1985) et Brunet *et al.* (1994) :

$$-\frac{\partial}{\partial z} \left(\langle \overline{w'\theta'} \rangle + \langle \overline{w''\theta''} \rangle - v_\theta \frac{\partial \langle \overline{\theta} \rangle}{\partial z} \right) + \langle \overline{\sigma_\theta} \rangle = 0 \quad \text{Eq. 1.1.6}$$

$$-\frac{\partial}{\partial z} \left(\langle \overline{w'q'} \rangle + \langle \overline{w''q''} \rangle - v_q \frac{\partial \langle \overline{q} \rangle}{\partial z} \right) + \langle \overline{\sigma_q} \rangle = 0 \quad \text{Eq. 1.1.7}$$

$$-\frac{\partial}{\partial z} \left(\langle \overline{w'c'} \rangle + \langle \overline{w''c''} \rangle - v_c \frac{\partial \langle \overline{c} \rangle}{\partial z} \right) + \langle \overline{\sigma_c} \rangle = 0 \quad \text{Eq. 1.1.8}$$

σ_θ , σ_q et σ_c sont les densités de sources de chaleur sensible, de vapeur d'eau et de CO_2 respectivement. L'équation de conservation de la matière a été explicitement écrite pour la vapeur d'eau et le CO_2 . L'opérateur de moyenne fait apparaître plusieurs moments d'ordre 2 liés au caractère intermittent et inhomogène de l'écoulement et dus à la non linéarité des équations de conservation :

$\langle \overline{w'\theta'} \rangle$, $\langle \overline{w'q'} \rangle$ et $\langle \overline{w'c'} \rangle$ sont les flux turbulents (de chaleur et de matière) et $\langle \overline{w''\theta''} \rangle$, $\langle \overline{w''q''} \rangle$ et $\langle \overline{w''c''} \rangle$ sont les flux « dispersifs » (Wilson et Shaw, 1977).

Au-dessus du couvert, nous pouvons nous attendre à ce que les flux dispersifs soient négligeables devant les flux turbulents (Raupach *et al.*, 1986). C'est le cas tant que nous restons dans la couche en équilibre (c'est même un critère de définition de cette couche). Dans le couvert ces flux ont rarement été estimés du fait de la difficulté à installer des instruments près des plantes. Cependant, dans le cas d'un couvert végétal homogène, on peut penser qu'ils le sont (Finnigan et Raupach, 1987).

Les termes de diffusion moléculaire sont généralement plus petits que les flux turbulents de plusieurs ordres de grandeur : c'est parce que l'écoulement est à fort nombre de Péclet. Par exemple, pour la chaleur, on a :

$$Pé_{\theta} = \frac{\overline{w'\theta'}}{v_{\theta} \partial \langle \theta \rangle / \partial z} \approx \frac{\mathbf{U} \mathbf{L}_{\theta}}{v_{\theta}} \quad \text{Eq. 1.1.9}$$

où \mathbf{L}_{θ} est l'échelle de variation de la température potentielle et \mathbf{U} est une échelle de vitesse. La conductivité thermique de l'air sec vaut $0.025 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$ à 10° C (de Vries, 1975). En prenant $\mathbf{L}_{\theta} = 1 \text{ m}$ et $\mathbf{U} = 0.5 \text{ m s}^{-1}$, nous obtenons un nombre de Péclet de 20, ce qui peut être considéré comme une limite inférieure. En conclusion, nous pouvons négliger les flux dispersifs et la diffusion moléculaire, au moins dans le haut du couvert. Les 3 équations précédentes prennent alors la forme générique suivante :

$$\frac{\partial F}{\partial z} = S \quad \text{Eq. 1.1.10}$$

F est le flux turbulent moyen et S la densité de sources/puits de scalaire moyenne.

Relations de fermeture. Même en négligeant le flux dispersifs et la diffusion moléculaire, le problème reste ouvert car le flux turbulent n'est pas connu. De nouvelles équations, dites « de fermeture », doivent être proposées pour fermer le système. Le modèle le plus simple considère que le gradient de concentration de scalaire est à l'origine de ce flux : au premier ordre (au sens du développement en série), ceci se traduit par une relation linéaire entre le gradient de concentration et le flux turbulent. Par exemple :

$$\overline{w'\theta'} = -K_{\theta} \frac{\partial \langle \theta \rangle}{\partial z} \quad \text{Eq. 1.1.11}$$

où K_{θ} est alors appelée diffusivité turbulente parce qu'une telle relation de fermeture conduit à

une équation de diffusion pour la température potentielle moyenne. Le signe « moins » a été rajouté parce que K_θ est nécessairement positive dans l'hypothèse d'une relation de cause (gradient) à effet (flux). Malheureusement, une telle relation est régulièrement violée dans les couverts forestiers, généralement dans la région juste en-dessous des houppiers, où des flux à contre gradient sont souvent observés, conduisant à des diffusivités négatives (Denmead et Bradley, 1985).

Ceci a amené certains auteurs à abandonner la relation flux-gradient pour fermer le problème et à construire des modèles de dispersion turbulente dits « d'ordre supérieur » parce qu'ils consistent à paramétrer non plus le flux directement mais un de ses moments d'ordre supérieur (Wilson et Shaw, 1977 ; Meyers et Paw U, 1986, 1987 ; Meyers et Baldocchi, 1988). Cependant, pour tous ces modèles sans exception, des hypothèses relationnelles locales similaires aux relations flux-gradients doivent être faites à un moment ou à un autre pour résoudre le problème de fermeture inhérent à ce type d'approche (Deardoff, 1978 ; Raupach, 1987, 1988).

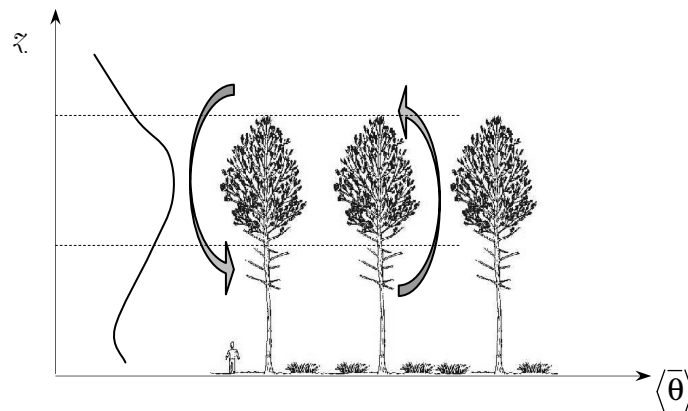


Figure 1.1.6 : représentation et mise en évidence de la cohérence des structures turbulentes dans un couvert végétal par rapport au profil de température potentielle.

La cohérence des structures turbulentes (*i.e.* leur grande taille) dans un couvert végétal est désormais incontestée, car mise en évidence par un grand nombre de campagnes de mesures. Les échelles intégrales de temps des vitesses horizontale et verticale en un point donné sont définies comme le temps de décorrélation temporelle de ces vitesses. En multipliant ces échelles de temps par le vent moyen local, nous obtenons des échelles de longueur qui, malgré l'intermittence de la turbulence, sont de bons indicateurs de la taille des tourbillons « énergétiques » (Kaimal et Finnigan, 1994, p. 81) :

$$\mathbf{L}_u = \bar{u} \int_0^\infty ds \overline{u'(t)u'(t+s)} / \overline{u'^2} \quad \text{Eq. 1.1.12}$$

$$\mathbf{L}_w = \bar{u} \int_0^\infty ds \overline{w'(t)w'(t+s)} / \overline{w'^2} \quad \text{Eq. 1.1.13}$$

Dans le haut du couvert, L_u et L_w sont de l'ordre de b et $0.3b$ respectivement (Kaimal et Finnigan, 1994, p. 81 ; Raupach, 1988). Ainsi, les structures turbulentes sont cohérentes et de taille de l'ordre de la hauteur du couvert et donc supérieures aux échelles de variation verticale de la température potentielle moyenne (Figure 1.1.6). Le gradient de scalaire ne peut donc pas être à l'origine du flux turbulent (Cowan, 1968). Ceci conduit à l'échec de l'approche eulérienne pour décrire la turbulence dans le couvert (Kaimal et Finnigan, 1994, p.89-94). Jusqu'à ce jour, aucune relation de « fermeture » n'a été tout à fait satisfaisante pour fermer le système d'équations donnant le microclimat moyen à l'intérieur d'un couvert végétal.

■ APPROCHE LAGRANGIENNE

Notion de particules « passives ». Nous avons vu que, dans l'air, la diffusion moléculaire était partout négligeable devant les autres modes de transport (convection, diffusion turbulente) sauf peut-être au niveau des surfaces d'échange (feuilles, sol...). C'est parce que l'écoulement y est toujours à fort nombre de Péclet. Ceci nous permet de dire que le transfert de matière (gazeuse) et de chaleur entre la végétation et l'air qui l'entoure se fait par l'intermédiaire de particules d'air « passive » ou « traceurs » qui voyagent dans l'atmosphère après avoir été « marquées » au contact des surfaces d'échange.

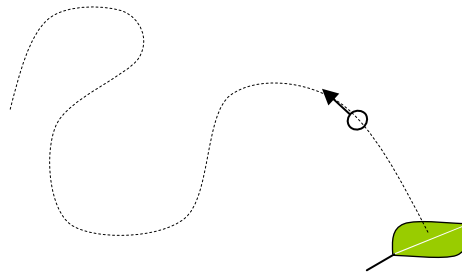


Figure 1.1.7 : représentation du point de vue lagrangien pour étudier la dispersion d'un scalaire dans un couvert.

Principe de superposition. Le fait que la diffusion moléculaire soit négligeable dans l'air libre du couvert et que donc la teneur en scalaire soit une quantité conservée par les particules d'air, permet d'établir le principe de superposition des sources/puits :

« Dans un couvert végétal, le champ de concentration d'un scalaire est égal à la somme (algébrique) des champs de concentrations résultant de chacune des sources/puits de scalaire contenues dans le couvert. »

Ce principe est à la base de l'approche lagrangienne qui consiste, en fin de compte, à décrire le « nuage » (*i.e.* le champ de concentration) résultant de la dispersion de toutes les particules qui

sont issues d'un point source donné (Figure 1.1.7) et à sommer algébriquement ces différents champs de concentration. La moyenne appropriée dans ce cas est la moyenne d'ensemble sur l'ensemble des particules issues du même point source. Une telle approche est également possible - et même nécessaire - pour l'étude de la dispersion de composés chimiquement réactifs dans l'air et donc avec un temps de vie limité. Pour la quantité de mouvement, ce principe de superposition n'est pas applicable parce que la quantité de mouvement d'une particule de fluide ne se conserve pas dans l'air (forces de pression, viscosité,...) et les lois de variations de la quantité de mouvement d'une particule d'air ne sont pas simplement des fonctions du temps de parcours. Ainsi, l'approche lagrangienne ne permet pas de prédire le champ des vitesses parce que le principe de superposition n'est pas applicable. Quoiqu'il en soit, la forte non-linéarité des équations du mouvement explicitées dans le référentiel local (Monin et Yaglom, 1971, p. 531-2) en rendent la résolution difficile. Les caractéristiques statistiques concernant la quantité de mouvement (vitesse moyenne, écart-type...) d'un nuage de particules devront donc être données *a priori*.

Un modèle lagrangien de dispersion d'un scalaire dans un couvert végétal consiste donc à 1/ décrire le champ de turbulence dans le formalisme eulérien et établir les correspondances entre grandeurs eulériennes et lagrangiennes et 2/ décrire la dispersion d'un scalaire issu d'un point source instantané (puis, par application du principe de superposition, d'une collection de sources étendues dans le temps et l'espace). L'avantage de l'approche lagrangienne sur l'approche eulérienne réside dans la prise en compte explicite de « l'histoire » des particules d'air lors de leur « voyage » dans l'espace libre du couvert végétal ; ceci permet de tenir compte de la cohérence des structures turbulentes dans la végétation pour traiter du problème de la diffusion turbulente. Pour décrire correctement la dispersion d'un scalaire au site du Bray, un modèle lagrangien nous a donc paru indispensable.

Moyenne d'ensemble. Pour plus de clarté, les grandeurs lagrangiennes seront distinguées des grandeurs eulériennes par un tilde. Soient $\tilde{\mathbf{x}}$ et $\tilde{\mathbf{u}}$ la position et la vitesse instantanées d'une particule de fluide qui était en $\tilde{\mathbf{x}}_0$ à t_0 . Nous avons :

$$\begin{cases} \tilde{\mathbf{x}}(t) = \tilde{\mathbf{x}}_0 + \int_{t_0}^t \tilde{\mathbf{u}}(s) ds & \text{Eq. 1.1.14} \\ \tilde{\mathbf{u}}(t) = \mathbf{u}(\tilde{\mathbf{x}}(t), t) & \text{Eq. 1.1.15} \end{cases}$$

avec $\mathbf{u} = (u, v, w)$. Nous supposons donc que la vitesse de la particule de fluide est égale à la valeur - eulérienne - du champ des vitesses en ce point ; notre modèle de dispersion ne pourra donc pas s'appliquer aux aérosols avec une vitesse de sédimentation non nulle.

De même, si nous appelons \tilde{c} sa teneur en CO_2 (ce serait pareil pour tout autre scalaire), nous avons :

$$\tilde{c}(t) = c(\tilde{\mathbf{x}}(t), t) \quad \text{Eq. 1.1.16}$$

Nous considérons tout d'abord le cas d'une source élémentaire (*i.e.* ponctuelle) placée en \mathbf{x}_0 qui émet un panache de CO_2 de manière instantanée à t_0 . Une telle source « marquée » les particules de fluide situées en ce point à cet instant par une concentration \tilde{c}_0 en CO_2 , puis ces particules gardent cette concentration au cours de leur voyage dans l'atmosphère, au moins pendant le temps de l'expérience (ou de la mesure) :

$$\frac{d\tilde{c}}{dt} = 0, t > t_0 \quad \text{soit} \quad \tilde{c}(t) = \tilde{c}_0 \quad \text{Eq. 1.1.17}$$

Le champ de concentration $c(\mathbf{x}, t)$ en \mathbf{x} à t qui résulte d'une telle source élémentaire est nul partout en dehors du nuage constitué par l'ensemble des particules marquées. Compte tenu du caractère fortement intermittent de la turbulence, les positions et vitesses de toutes les particules de fluide varient de manière aléatoire et seules les grandeurs moyennes peuvent être déterminées. Le champ de concentration moyen des particules en \mathbf{x} à t est donné par :

$$[\tilde{c}]_{\mathbf{x}}(\mathbf{x}, t) = P(\mathbf{x}, t | \mathbf{x}_0, t_0) \sigma_c(\mathbf{x}_0, t_0) d\mathbf{x}_0 dt_0 \quad \text{Eq. 1.1.18}$$

où $\sigma_c(\mathbf{x}_0, t_0) d\mathbf{x}_0 dt_0$ est la quantité totale de CO_2 émise par la source et $P(\mathbf{x}, t | \mathbf{x}_0, t_0)$ représente la « probabilité de transition » d'une particule de fluide : c'est la probabilité pour qu'une particule située en $\tilde{\mathbf{x}}_0 = \mathbf{x}_0$ à t_0 se trouve en $\tilde{\mathbf{x}} = \mathbf{x}$ à t . L'équation précédente peut servir de définition à $P(\mathbf{x}, t | \mathbf{x}_0, t_0)$.

Cette probabilité de transition ne dépend plus que des caractéristiques moyennes de l'écoulement mais la moyenne utilisée est alors une moyenne d'ensemble (repérée par des crochets) sur l'ensemble des particules du nuage marqué (ou, de façon équivalente, sur une particule dans plusieurs expériences identiques par leur écoulement moyen). La théorie ergodique nous dit qu'il y a correspondance entre moyenne d'ensemble et moyenne spatio-temporelle si l'écoulement est stationnaire par rapport aux coordonnées de temps et d'espace ; dans ce cas $P(\mathbf{x}, t | \mathbf{x}_0, t_0)$ ne dépend que de $|t - t_0|$ et $\|\mathbf{x} - \mathbf{x}_0\|$. C'est le cas en turbulence homogène, gaussienne et stationnaire. Nous avons alors :

$$[\tilde{u}]_{\mathbf{x}} = \langle \bar{u} \rangle = U \quad \text{Eq. 1.1.19}$$

Si nous considérons une source étendue (dans l'espace et le temps) comme une superposition de sources élémentaires et instantanées, nous pouvons écrire de façon générale, par linéarité de l'équation de conservation de la matière :

$$[\tilde{c}]_{\mathbf{x}}(t) = \int_{-\infty}^t \iiint_{\text{espace}} P(\mathbf{x}, t | \mathbf{x}_0, t_0) \sigma_c(\mathbf{x}_0, t_0) d^3 \mathbf{x}_0 dt_0 \quad \text{Eq. 1.1.20}$$

C'est le principe de superposition formalisé. Dans la pratique, l'intégration spatio-temporelle est limitée dans l'espace. De plus, seules les moyennes spatio-temporelles des densités de sources/puits et du champ de turbulence dans lequel se déplacent les particules sont accessibles, de telle sorte que l'équation précédente doit être modifiée.

Le domaine d'étude étant entièrement compris dans la *CE*, la probabilité qu'une particule émanant d'une source en amont de l'écoulement moyen et en dehors de la parcelle parvienne à l'intérieur du domaine d'étude est négligeable. Il en est de même si la source est située en aval. Le domaine d'intégration sur x_0 dans l'équation précédente est donc l'intervalle $[0 ; x]$.

De plus, l'écoulement moyen étant dans la direction des x , la probabilité de transition est une fonction très piquée de y de sorte que l'intégration sur y est inutile.

Enfin, si Δt est l'intervalle de temps utilisé pour la moyenne temporelle et sur lequel l'écoulement est supposé stationnaire, nous supposons que les particules de fluide en \mathbf{x} à t ont eu une vitesse à peu près constante sur l'intervalle de temps $[t - \Delta t; t]$. Nous avons alors :

$$\begin{aligned} |x - x_0| &= [\tilde{u}]_{\mathbf{x}}(t) \times |t - t_0| \\ &\approx \langle \tilde{u} \rangle(\bar{z}) \times |t - t_0| \quad t_0 \geq t - \Delta t \end{aligned} \quad \text{Eq. 1.1.21}$$

P ne dépend donc pas explicitement de $|x - x_0|$. Pour $x_0 \geq 0$ et $t_0 \geq t - \Delta t$, la densité de probabilité de transition à 1 particule prend alors la forme :

$$\begin{aligned} P(\mathbf{x}, t | \mathbf{x}_0, t_0) &= P(x, \bar{z}, t | x_0, \bar{z}_0, t_0) \\ &= P(|x - x_0|, \bar{z} | \bar{z}_0, |t - t_0|) \\ &= P(\bar{z} | \bar{z}_0, |t - t_0|) \quad x_0 \geq 0, t_0 \geq t - \Delta t \end{aligned} \quad \text{Eq. 1.1.22}$$

Nous pouvons faire l'hypothèse que P est nulle pour $t_0 < t - \Delta t$. Cette condition dépend de la hauteur \bar{z} (Figure 1.1.8) car le vent moyen varie avec \bar{z} . Cependant, comme P est nulle pour $x_0 < 0$, nous pouvons toujours choisir Δt assez grand pour que ce soit le cas quelque soit \bar{z} .

Dans la pratique, nous prenons $\Delta t \approx 1800$ s et Eq. 1.1.20 s'écrit alors :

$$\begin{aligned}
 [\tilde{c}]_{\tilde{z}} &= \int_0^b d\tilde{z}_0 \int_{t-\Delta t}^t dt_0 P(\tilde{z}|\tilde{z}_0, |t-t_0|) \int_0^\infty dx_0 \sigma_c(x_0, \tilde{z}_0, t_0) \\
 &= \int_0^b d\tilde{z}_0 \int_{t-\Delta t}^t dt_0 P(\tilde{z}|\tilde{z}_0, |t-t_0|) \langle \sigma_c \rangle(\tilde{z}_0, t_0) \\
 &\approx \int_0^b d\tilde{z}_0 \langle \overline{\sigma_c} \rangle(\tilde{z}_0) \int_{t-\Delta t}^t dt_0 P(\tilde{z}|\tilde{z}_0, |t-t_0|) \\
 &= \int_0^b d\tilde{z}_0 S_c(\tilde{z}_0) \int_0^{\Delta t} dt'_0 P(\tilde{z}|\tilde{z}_0, |t'_0|) = C_a(\tilde{z})
 \end{aligned}
 \tag{Eq. 1.1.23}$$

Nous avons fait l'hypothèse que la densité de sources était stationnaire sur l'intervalle de temps $[t - \Delta t; t]$ et nous avons posé $[\tilde{c}]_{\tilde{z}} = C_a(\tilde{z})$. b est la hauteur du couvert. L'approche lagrangienne consiste à proposer une expression pour $P(\tilde{z}|\tilde{z}_0, |t-t_0|)$.

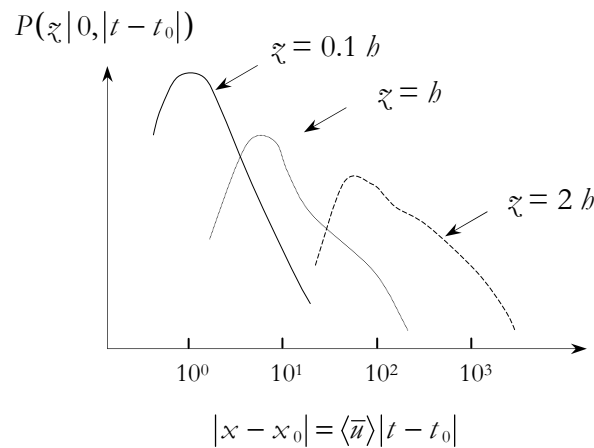


Figure 1.1.8 : variations de la probabilité de transition avec la distance en amont pour une source au sol dans un couvert de hauteur $b = 16$ m. D'après Baldocchi (1997).

Ordre de grandeur de la CE. La Figure 1.1.8 qui est une représentation schématique d'une étude théorique de Baldocchi (1997) nous permet d'avoir un ordre de grandeur de l'épaisseur de la *CE* au site du Bray. Cette étude révèle qu'à $\tilde{z} = b$, un instrument de mesure perçoit des particules d'air provenant de sources situées à 200-300 m en amont, ce qui correspond à un temps de parcours de 250 s, *i.e.* très inférieur au temps d'intégration. Placé à $\tilde{z} = 2b$, ce même instrument recevrait des particules provenant de sources situées en majorité à 200-300 m en amont mais aussi beaucoup plus loin jusqu'à 3 km. Une telle distance correspond à un temps de parcours de 1000 s, ce qui est du même ordre de grandeur que le temps d'intégration Δt . Appliqué au Bray, ces résultats signifient que $\tilde{z} = 2b$ est sans doute une altitude critique au-dessus de laquelle les approximations de la *CE* ne sont plus valables.

Modèles lagrangiens et turbulence. A fort nombre de Reynolds, les composantes de la vitesse d'une particule d'air peuvent être décrites comme un processus markovien continu, analogue au mouvement brownien au niveau moléculaire (van Dop *et al.*, 1985 ; Sawford, 1986 ; Thomson, 1987). Dans un couvert, l'écoulement est toujours à fort nombre de Reynolds. La vitesse d'une particule d'air vérifie donc une équation analogue à l'équation de Langevin, avec un terme de forçage qui varie aléatoirement et dont seules les propriétés statistiques sont connues (*cf.* Rodean, 1996, pour une revue assez complète des modèles lagrangiens stochastiques appliqués à la diffusion turbulente).

Taylor (1921), bien que ne faisant aucune référence au mouvement brownien, a été le premier à appliquer les concepts lagrangiens à la diffusion turbulente. Faisant l'hypothèse d'une turbulence homogène, gaussienne et stationnaire, Taylor montre que la cohérence des structures jouait un rôle important dans les problèmes de diffusion à 1 dimension et à 1 particule.

Cependant, nous savons désormais que la turbulence dans un couvert végétal est non seulement cohérente (avec des échelles de temps finies) mais aussi 1/ inhomogène, et 2/ non-gaussienne, avec un facteur d'asymétrie (moment d'ordre 3 normalisé) pour la vitesse verticale en deçà de -1 (Kaimal et Finnigan, 1994 ; Raupach, 1988). Un bon modèle de transfert turbulent doit pouvoir reproduire ces caractéristiques ou au moins en tenir compte. Nous avons vu la difficulté des modèles eulériens d'ordre supérieurs à prendre en compte la cohérence des structures turbulentes dans le couvert. Le modèle lagrangien de Taylor ne peut tenir compte ni de l'inhomogénéité de la turbulence, ni de son écart à la distribution gaussienne. Plus récemment, plusieurs auteurs ont développé des modèles lagrangiens numériques permettant de simuler la trajectoire d'une particule de fluide dans un champ de turbulence 1/ inhomogène (Horst et Weil, 1992 ; Leclerc et Thurtell, 1990 ; Leclerc *et al.*, 1988 ; Thomson, 1987 ; Sawford, 1985 ; Ley et Thomson, 1983 ; Wilson *et al.*, 1981a,b) et 2/ non-gaussienne (Sawford, 1986, 1993 ; Flesh et Wilson, 1992 ; Wilson et Flesh, 1993). Cependant, parce que le nombre de lancers de particules et d'intervalles de temps nécessaires pour chaque simulation est très grand, de tels modèles nécessitent des temps de calcul longs et souffrent de bruit numérique. De plus, il existe certains problèmes mathématiques non résolus en turbulence fortement non-gaussienne, qui rendent de tels modèles moins fiables qu'un modèle gaussien (Wilson et Sawford, 1995 ; Flesh and Wilson, 1992).

Théorie « LNF ». La théorie du champ proche localisé (théorie « LNF » pour « localized near-field ») de Raupach (1989a) est intermédiaire entre la solution analytique de Taylor (1921) en turbulence gaussienne homogène et stationnaire et ces modèles numériques complexes, tant du point de vue des hypothèses émises que du point de vue de la robustesse du modèle. En effet, la théorie LNF permet de prendre en compte la persistance de la turbulence et son inhomogénéité, à condition

que celle-ci ne soit pas trop forte. De plus, comme en turbulence homogène, elle admet une solution analytique. Par contre, la distribution des vitesses doit être nécessairement gaussienne. Raupach (1989a) a montré que l'effet d'une asymétrie du profil de la vitesse verticale sur les profils de concentrations était faible en général (*i.e.* pour $Sk_w \geq -1$ où Sk_w désigne le moment d'ordre 3 normalisé de la vitesse verticale) et que, par conséquent, l'hypothèse gaussienne était justifiée pour l'étude de la dispersion d'un scalaire dans un couvert végétal.

La théorie du champ proche localisé est désormais largement reconnue et utilisée dans des modèles de végétation multicouches (Raupach, 1989c ; Raupach *et al.*, 1992 ; Kaimal et Finnigan, 1994 ; Katul *et al.*, 1997 ; Leuning, 1999). Pour sa simplicité d'utilisation et sa capacité à décrire correctement le micro-environnement de chaque strate de la végétation, la théorie « LNF » de Raupach a été retenue pour servir de modèle de transfert turbulent.

1.2 Modèle de dispersion turbulente

■ THEORIE « LNF » (RAUPACH, 1989a)

Introduction. Raupach part des résultats de Taylor (1921) en turbulence stationnaire, homogène (*i.e.* stationnaire par rapport aux coordonnées d'espace) et gaussienne avec une vitesse verticale nulle en moyenne. Sous ces hypothèses, on montre que (Batchelor, 1949 ; Raupach, 1987) :

$$P(|z - z_0|, |t - t_0|) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_z(|t - t_0|)} \exp\left\{-\frac{(z - z_0)^2}{2\sigma_z^2(|t - t_0|)}\right\} \quad \text{Eq. 1.2.1}$$

avec :

$$\sigma_z^2(|t - t_0|) = 2\sigma_w^2 T_L \times \{|t - t_0|/T_L - 1 + \exp(-|t - t_0|/T_L)\} \quad \text{Eq. 1.2.2}$$

où σ_w et T_L sont l'écart-type et l'échelle de temps d'autocorrélation de la vitesse verticale $\tilde{w} = \tilde{w}_3$ d'une particule de fluide :

$$\begin{cases} \sigma_w^2 \equiv [\tilde{w}^2] \\ T_L \equiv \int_0^\infty ds [\tilde{w}(s)\tilde{w}(s+t)]/\sigma_w^2 \end{cases} \quad \text{Eq. 1.2.3}$$

Lumley (1962) a démontré l'identité entre la distribution des vitesses eulériennes et lagrangiennes : $\sigma_w^2 = \overline{w'^2}$. Raupach (1989a) distingue 2 cas limites : le champ « proche » et le champ « lointain » définis par :

$$\begin{aligned} \sigma_{\tilde{x}} &\rightarrow \sigma_w \times |t - t_0| & |t - t_0|/T_L &\rightarrow 0 \\ \sigma_{\tilde{x}} &\rightarrow \left\{ 2\sigma_w^2 T_L (|t - t_0| - T_L) \right\}^{1/2} & |t - t_0|/T_L &\rightarrow \infty \end{aligned} \quad \text{Eq. 1.2.4}$$

Ainsi, un nuage de scalaire émis par une source ponctuelle et instantanée plongée dans un champ de turbulence stationnaire, homogène et gaussienne croît d'abord proportionnellement au temps puis, dans la limite des longs temps de parcours, croît comme $(t - (t_0 + T_L))^{1/2}$, ce qui est caractéristique d'un nuage diffusif qui aurait été émis à $t_0 + T_L$ et non t_0 .

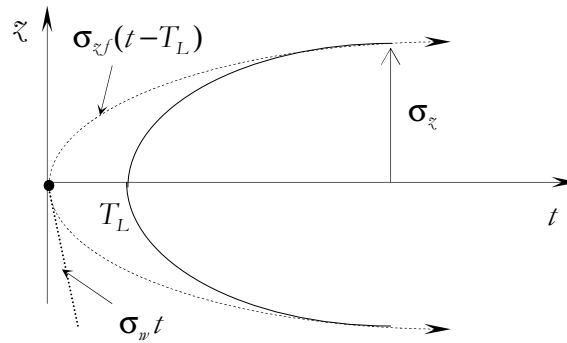


Figure 1.2.1 : nuage diffusif et nuage réel en turbulence gaussienne, stationnaire et homogène.

Un tel nuage est caractérisé par une probabilité de transition qui vérifie l'équation de la diffusion :

$$\frac{\partial P_f}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial \tilde{x}} \left\{ K_f \times \frac{\partial P_f}{\partial \tilde{x}} \right\} \quad \text{Eq. 1.2.5}$$

avec $K_f = \sigma_w^2 T_L$. On a alors :

$$P_f \left(|\tilde{x} - \tilde{x}_0|, |t - (t_0 + T_L)| \right) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_{\tilde{x}f}} \left(|t - (t_0 + T_L)| \right)} \exp \left\{ \frac{-(\tilde{x} - \tilde{x}_0)^2}{2\sigma_{\tilde{x}f}^2 \left(|t - (t_0 + T_L)| \right)} \right\} \quad \text{Eq. 1.2.6}$$

où $\sigma_{\tilde{x}f} = \left\{ 2K_f (|t - (t_0 + T_L)|) \right\}^{1/2}$. Les formes du nuage diffusif, retardé de T_L , et du nuage réel en turbulence stationnaire, homogène et gaussienne sont représentées sur la Figure 1.2.1. Dans le champ proche, le nuage réel s'étale moins vite que le nuage diffusif. C'est cette persistance de la forme du nuage qui conduit à l'échec de l'approche eulérienne évoquée plus haut.

Exposé de la théorie. Dans la réalité, la turbulence dans un couvert végétal est inhomogène au moins verticalement (*i.e.* non stationnaire par rapport à z). Pour élaborer sa théorie, Raupach (1989a) s'appuie sur le résultat de Thomson (1987) qui dit que :

« la transition de probabilité à une particule satisfait l'équation de la diffusion (Eq. 1.2.5) avec une diffusivité $K_f = \sigma_w^2 T_L$ si $T_L \rightarrow 0$ ou $\min(t, \mathbf{T}_H) \rightarrow \infty$ où \mathbf{T}_H est l'échelle de temps d'inhomogénéité vue par une particule de fluide ».

C'est le cas en turbulence homogène et faiblement inhomogène où $\mathbf{T}_H = \infty$ et $\mathbf{T}_H \gg T_L$ respectivement. Sawford (1984) suivi par Raupach (1989a) donnent un critère d'inhomogénéité :

$$\mathbf{I}_H \equiv \frac{d(\sigma_w T_L)}{dz} \leq 0.4 \quad \text{Eq. 1.2.7}$$

Dans un couvert végétal, \mathbf{I}_H est de l'ordre de 0.4 (Raupach, 1988). Les résultats de Raupach et Legg (1983) pour lesquels $\mathbf{I}_H = 0.3$ confirment que l'approximation par un nuage diffusif est correcte dans le champ lointain. Raupach (1989a) fait donc une première hypothèse :

Hypothèse n°1 : pour de longs temps de parcours $|t - t_0|$, la probabilité de transition $P(z|\xi_0, |t - t_0|)$ à une particule approche la probabilité de transition P_f d'un nuage diffusif retardé de $T_{L0} = T_L(\xi_0)$ et satisfait donc à l'équation de la diffusion:

$$\frac{\partial P_f}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\sigma_w^2(z) T_L(z) \frac{\partial P_f}{\partial z} \right)$$

Ainsi $P(z|\xi_0, |t - t_0|) \rightarrow P_f(z|\xi_0, |t - (t_0 + T_{L0})|)$ pour $(t - t_0)/T_{L0} \rightarrow \infty$. L'auteur décompose alors P en deux parties: une partie diffusive (retardée) de champ lointain P_f et une partie non-diffusive de champ proche P_n :

$$P(z, t|\xi_0, t_0) = P_f(z, t|\xi_0, t_0 + T_{L0}) + P_n(z, t|\xi_0, t_0) \quad \text{Eq. 1.2.8}$$

de telle sorte que:

$$\begin{cases} P \rightarrow P_f & \text{et} & P_n \rightarrow 0 & \text{quand} & (t - t_0)/T_{L0} \rightarrow \infty \\ P_f = 0 & \text{et} & P_n = P & \text{quand} & (t - t_0)/T_{L0} < 1 \end{cases} \quad \text{Eq. 1.2.9}$$

La partie non-diffusive n'est importante que pour des temps de parcours très courts pendant lesquels les particules n'ont pas tellement le temps de s'éloigner de la source (nous verrons plus loin les ordres de grandeurs de T_L). Si la turbulence n'est pas trop inhomogène, on peut faire l'hypothèse suivante, qui constitue la seconde hypothèse de la théorie:

Hypothèse n°2 : $P_n(z, t|z_0, t_0)$ peut être approximée par sa valeur en turbulence homogène, les caractéristiques de la turbulence étant les caractéristiques locales $\sigma_w(z_0)$ et $T_L(z_0)$.

Connaissant les expressions de P et P_f en turbulence homogène, celle de P_n est immédiate.

De la même façon, l'auteur décompose C_a en une partie diffusive $C_{f,a}$ et une partie non-diffusive $C_{n,a}$:

$$C_a(z, t) = C_{f,a}(z, t) + C_{n,a}(z, t) \quad \text{Eq. 1.2.10}$$

$C_{f,a}$ est donnée par l'équation flux-gradient inhérente à l'équation de la diffusion Eq. 1.2.5. Si nous supposons que les densités de sources sont stationnaires sur l'intervalle de temps $[t - \Delta t; t]$, $C_{f,a}$ ne dépend pas du temps (dernière égalité de Eq. 1.1.23). Nous écrivons donc, après intégration de la relation flux-gradient entre z et un niveau de référence z_r :

$$C_{f,a}(z) - C_{f,a}(z_r) = \int_{z_r}^z \frac{1}{\sigma_w^2(z') T_L(z')} \left\{ \int_0^{z'} S_c(z'') dz'' + F_{c,g} \right\} dz' \quad \text{Eq. 1.2.11}$$

où $F_{c,g} = \overline{w'c'}_g$ est le flux moyen de scalaire au sol. Quant à $C_{n,a}$, il est donné par Eq. 1.1.23 et Eq. 1.2.8 :

$$\begin{aligned} C_{n,a}(z) &= \int_0^b dz_0 S_c(z_0) \int_0^{\Delta t} dt_0 P_n(z|z_0, |t_0) \\ &= \int_0^b dz_0 S_c(z_0) \left\{ \int_0^{\Delta t} dt_0 P(z|z_0, |t_0) - \int_{T_{L0}}^{\Delta t} dt_0 P_f(z|z_0, |t_0) \right\} \end{aligned} \quad \text{Eq. 1.2.12}$$

où P et P_f sont données par Eq. 1.2.1 et Eq. 1.2.6. En fait, les probabilités de transition P et P_f en turbulence homogène étant des fonctions rapidement décroissantes du temps, Raupach (1989a) suggère de prendre la limite $\Delta t \rightarrow \infty$, et écrit :

$$C_{n,a}(z) = \int_0^b dz_0 \frac{S_c(z_0)}{\sigma_w(z_0)} \left[k_{\eta} \left(\frac{z - z_0}{\sigma_w(z_0) T_L(z_0)} \right) + k_{\eta} \left(\frac{z + z_0}{\sigma_w(z_0) T_L(z_0)} \right) \right] \quad \text{Eq. 1.2.13}$$

k_n est une fonction qui n'est pas calculable analytiquement mais se prête à une résolution numérique. Nous pouvons alors chercher une approximation par une fonction analytique simple (Raupach, 1989a) :

$$k_n(\zeta) = k_n(-\zeta) \approx c_1 \ln(1 - \exp(-\zeta)) + c_2 \exp(-\zeta), \quad \zeta > 0 \quad \text{Eq. 1.2.14}$$

avec $c_1 = -1/\sqrt{2\pi} = -0.39894$ et $c_2 = 0.5 - \pi^2/6\sqrt{2\pi} = -0.15623$. Ceci cause une erreur de 2 % au plus par rapport aux valeurs calculées numériquement.

■ IMPLEMENTATION DU MODELE (RAUPACH, 1989C)

Introduction. La théorie du champ proche localisé peut se résumer aux équations Eq. 1.2.11 et Eq. 1.2.13. Il suffit donc de connaître les profils de σ_w et T_L et des densités moyennes de sources/puits de scalaires pour en déduire la différence de concentration en scalaires à un niveau dans le couvert par rapport au niveau de référence (niveau de la mesure au-dessus du couvert).

Pour résoudre numériquement les équations précédentes, nous allons diviser la végétation en N_{veg} couches. Nous désignons respectivement par $S_{c,j}$ et Δz_j la densité moyenne de sources/puits de CO_2 et l'épaisseur de la couche j . De plus, nous supposons que les concentrations en CO_2 sont mesurées à différents niveaux z_j du domaine d'étude. Les niveaux z_j et les épaisseurs Δz_j sont supposées entièrement indépendants (Figure 1.2.2).



Figure 1.2.2 : représentation des densités de sources/puits et des profils de CO_2 par valeurs discrètes.

Matrice de dispersion. Considérons le cas où la densité de sources/puits de CO_2 est nulle dans toutes les couches sauf dans la couche j où elle vaut $S_{c,j}$. Nous pouvons écrire :

$$\begin{cases} S_{c,k} = S_{c,j} & k = j \\ S_{c,k} = 0 & \text{ailleurs} \end{cases} \quad \text{Eq. 1.2.15}$$

La concentration en CO_2 au niveau de référence est connue (nous la mesurons) et vaut $C_{a,r}$. La concentration $C_{a,i}$ à un niveau quelconque z_i du domaine d'étude est donné par :

$$D_{ij} = \frac{C_{a,i} - C_{a,r}}{S_{c,j} \Delta z_j} \quad \text{Eq. 1.2.16}$$

où D_{ij} est une matrice, appelée matrice « de dispersion » et qui a les dimensions d'une résistance aérodynamique ($s \text{ m}^{-1}$). D'après ce qui précède, nous avons :

$$D_{ij} = \frac{1}{\Delta z_j} \int_{\Delta z_j} dz_0 \left\{ \int_0^{\Delta t} dt'_0 P(z_i | z_0, |t'_0|) - \int_0^{\Delta t} dt'_0 P(z_r | z_0, |t'_0|) \right\} \quad \text{Eq. 1.2.17}$$

La matrice de dispersion est donc la même pour tous les scalaires et ne dépend que de la structure de la turbulence, *i.e.* $\sigma_w(z)$ et $T_L(z)$ (D_{ij} dépend aussi *a priori* de l'échantillonnage spatial Δz_j des densités de sources). Il suffit donc de décrire correctement les profils de $\sigma_w(z)$ et $T_L(z)$ pour calculer les éléments de la matrice de dispersion. D'après le principe de superposition, on obtient, dans le cas où toutes les couches contiennent des sources/puits de CO_2 :

$$C_{a,i} - C_{a,r} = \sum_{j=1}^{N_{reg}} S_{c,j} (C_{a,j}) D_{ij} \Delta z_j \quad \text{Eq. 1.2.18}$$

Une équation similaire peut être écrite pour les 2 autres scalaires :

$$T_{a,i} - T_{a,r} = \sum_{j=1}^{N_{reg}} S_{t,j} (T_{a,j}) D_{ij} \Delta z_j \quad \text{Eq. 1.2.19}$$

$$q_{a,i} - q_{a,r} = \sum_{j=1}^{N_{reg}} S_{q,j} (q_{a,j}) D_{ij} \Delta z_j \quad \text{Eq. 1.2.20}$$

Nous avons posé $T_a \equiv \langle \theta \rangle$ et $q_a \equiv \langle \bar{q} \rangle$. $S_{t,j}$ et $S_{q,j}$ désignent les densités moyennes de sources/puits de chaleur sensible et de vapeur d'eau dans la couche j .

Cette formule illustre la manière dont le couvert crée son propre microclimat par un processus d'interdépendance entre les couches. Si les densités de sources/puits dépendent des concentrations en scalaires de façon linéaire, la résolution des 3 équations précédentes est immédiate. En toute rigueur, c'est rarement le cas : par exemple, d'après l'équation de Penman-Monteith (Penmann, 1948 ; Monteith, 1965) appliquée à une fine couche de

végétation, la densité moyenne de sources pour la vapeur d'eau dépend (pour plus de simplicité, on ne distingue pas les feuilles à l'ombre, au soleil,...) 1/ de l'éclairement moyen, 2/ de conductances aérodynamique et stomatique moyennes et 3/ du déficit de saturation moyen. A des degrés divers, ces deux derniers facteurs dépendent de la teneur en vapeur d'eau de l'air q_a de telle sorte que le flux d'évaporation à la surface des feuilles n'est pas linéairement reliée à q_a . Ceci est encore plus vrai pour le flux de CO_2 . Ainsi, pour résoudre le système d'équations précédent, il faudra avoir recours à une méthode itérative.

2

MODELISATION DU VENT HORIZONTAL MOYEN

Le vent horizontal moyen $\langle \bar{u} \rangle$ n'intervient pas explicitement dans notre modèle de dispersion par la turbulence parce que notre domaine d'étude est entièrement compris dans la couche en équilibre où les phénomènes d'advection sont négligeables. Néanmoins, l'intensité de la turbulence et donc sa capacité à transférer les scalaires entre la végétation et l'atmosphère est d'autant plus grande que ce vent horizontal moyen est fort.

De plus, le vent moyen joue un rôle essentiel dans les échanges entre la surface des feuilles, des parties ligneuses ou du sol et l'air environnant. Il intervient donc aussi dans la modélisation des densités sources/puits de scalaires dans la végétation.

Pour ces raisons, un modèle de vent moyen au-dessus et à l'intérieur du couvert nous a paru indispensable. A partir d'une mesure de vent moyen au niveau de référence z_r , ce modèle doit 1/ prédire le vent horizontal moyen à n'importe quel niveau dans le couvert et 2/ caractériser l'intensité de la turbulence.

L'objet de ce chapitre est de présenter le modèle de vent moyen $\langle \bar{u} \rangle$ que nous utiliserons pour le reste des simulations et notamment dans le modèle MuSICA. Dans un premier temps, nous nous restreindrons au cas d'un écoulement adiabatique et étudierons les variations du vent moyen avec l'altitude, puis nous considérerons un écoulement subissant un écart à l'adiabatisme et étudierons les modifications que cela entraîne sur le profil de vent.

2.1 Profil de vent moyen

■ SOUS-COUCHE INTERNE ET SOUS-COUCHE RUGUEUSE

Equations du mouvement. Les équations de conservation de la quantité de mouvement constituent le point de départ de tous les modèles de vent moyen. Comme pour les équations de conservation d'un scalaire, l'utilisation d'une moyenne spatio-temporelle est nécessaire, au moins à l'intérieur de la végétation. Les gradients verticaux d'humidité sont *a priori* non négligeables dans le couvert végétal (Kaimal et Finnigan, 1994, p. 83) ; en première approximation, nous les prendrons en compte dans les équations du mouvement en utilisant la notion de température virtuelle (de Moor, 1983, p. 66-7) :

$$T_v \equiv T \times (1 + 0.61q) \quad \text{Eq. 2.1.1}$$

C'est la température qu'aurait une particule d'air sec sous la pression (réelle) p de l'air humide (Brutsaert, 1988, p. 38) :

$$p = \rho_a(R/M_d)T_v \approx \rho_d(R/M_d)T \times (1 + 0.61q) \quad \text{Eq. 2.1.2}$$

ρ_a et ρ_d sont les densités de l'air humide et sec respectivement.

Nous supposons que le gradient horizontal moyen de la pression de l'air est nul (Raupach *et al.*, 1986). Les équations de conservation de la quantité de mouvement s'écrivent alors (Raupach *et al.*, 1986) :

$$-\frac{\partial}{\partial z} \left(\langle \overline{u'w'} \rangle + \langle \overline{u''w''} \rangle - v \partial \langle \overline{u} \rangle / \partial z \right) + f_x = 0 \quad \text{Eq. 2.1.3}$$

$$-\frac{\partial}{\partial z} \left(\langle \overline{v'w'} \rangle + \langle \overline{v''w''} \rangle \right) + f_y = 0 \quad \text{Eq. 2.1.4}$$

$$-\frac{\partial}{\partial z} \left(\langle \overline{w'^2} \rangle + \langle \overline{w''^2} \rangle + \langle \overline{p} \rangle / \rho_0 \right) + \beta \times \left\{ \langle \overline{\theta} \rangle + 0.61T_0 \langle \overline{q} \rangle - T_{r0}(z_r) \right\} + f_z = 0 \quad \text{Eq. 2.1.5}$$

où $\beta = g/T_0$ ($g = 9.81 \text{ m s}^{-2}$ est l'accélération de la pesanteur) est le paramètre dit de

« flottabilité » parce qu'il intervient dans l'expression des forces de flottabilité (différence entre les forces de gravitation et la poussée d'Archimède), p est la pression locale, ρ_0 et T_0 sont respectivement la masse volumique moyenne et la température moyenne de l'air dans la couche limite atmosphérique de référence (de Moor, 1983, p. 60), T_{r0} est la température virtuelle de l'état de référence (atmosphère adiabatique hydrostatique) et z_r est un niveau de référence au-dessus du couvert. Nous avons fait l'approximation (de Moor, 1983, p. 62) :

$$T_{r0}(z) \approx T_{r0}(z_r) + g/C_p (z - z_r) \approx T_{r0}(z_r) \quad \text{Eq. 2.1.6}$$

ce qui est justifié car $g/C_p \approx 0.01\text{K m}^{-1}$. Les forces de flottabilité ont été rajoutées par rapport à l'équation originale de Raupach *et al.* (1986) parce que nous considérerons par la suite le cas plus général d'un écoulement non adiabatique. Là encore, l'opérateur de moyenne fait apparaître plusieurs moments d'ordre 2 (de quantité de mouvement) liés au caractère intermittent et inhomogène de l'écoulement : des flux turbulents et des flux dispersifs. Comme pour un scalaire, les flux dispersifs et de diffusion moléculaire sont négligeables devant les flux turbulents au moins dans le haut du couvert et au-dessus (Raupach *et al.*, 1986 ; Finnigan et Raupach, 1987).

f_x , f_y et f_z sont les termes d'absorption (par pression et viscosité) de quantité de mouvement par la végétation. Ils apparaissent du fait de la non commutativité des opérateurs de moyenne et de différentiation. Leur expression complète peut être trouvée dans Raupach *et al.* (1986). Nous ne retiendrons que le cas où le terme de pression prédomine : $\rho_0 f_x$ représente alors la force (volumique) de traînée et $\rho_0 f_y$ et $\rho_0 f_z$ représentent les composantes de la portance. En supposant que les éléments végétaux sont fixes et tous identiques à un niveau z dans le couvert (c'est le cas s'il s'agit d'une collection d'arbres identiques), la traînée s'écrit (Raupach *et al.*, 1986) :

$$\rho_0 f_x = -C_{Dx} a_x \langle \bar{u} \rangle^2 \quad \text{Eq. 2.1.7}$$

a_x est la surface « de mouillage », *i.e.* la surface végétale (partie ligneuse comprise) par unité de volume qui absorbe de la quantité de mouvement dans la direction x et C_{Dx} est le coefficient de traînée des éléments végétaux au niveau z considéré : il dépend de l'écoulement (du nombre de Reynolds essentiellement), et de la forme des éléments végétaux mais aussi de leur recouvrement mutuel le long de l'écoulement (Raupach et Thom, 1981 ; Thom, 1971) et d'autres facteurs discutés dans Brunet *et al.* (1994). De façon générale, ce coefficient est plus faible que celui d'un élément isolé dans l'espace avec un écoulement contrôlé (Brunet *et al.*, 1994).

Sous-couches de la CE. Juste au-dessus de la végétation, les flux de dispersion, de diffusion moléculaire et les termes d'absorption sont négligeables ; nous sommes dans la couche « à flux constant » :

$$\frac{\partial}{\partial z} (\langle u'w' \rangle) = 0 \quad \text{soit} \quad \langle u'w' \rangle = Cte = -u_*^2 \quad \text{Eq. 2.1.8}$$

où u_* est la vitesse de frottement. Le sommet de cette couche à flux constant, noté z_c , peut s'identifier à celui de la CE. Nous distinguons généralement 2 zones dans la couche en équilibre. La sous-couche « rugueuse » (SCR) est la zone où la présence du couvert influence directement la structure de la turbulence (Kaimal et Finnigan, 1994, p. 71). Elle s'étend jusqu'à une hauteur notée z_* égale à environ 2 fois la hauteur du couvert (Cellier et Brunet, 1992) et qui peut être reliée à l'espace inter-rang (Garratt, 1980 cité par Cellier et Brunet, 1992). Au-dessus, et jusqu'à z_c , c'est la sous-couche « inertielle » (SCI) où la présence de la végétation influence peu la structure de la turbulence. Dans chacune de ces sous-couches, le profil de vent moyen peut être décrit par des lois de variations dont les paramètres ne dépendent que de la végétation au sol (Figure 2.1.1).

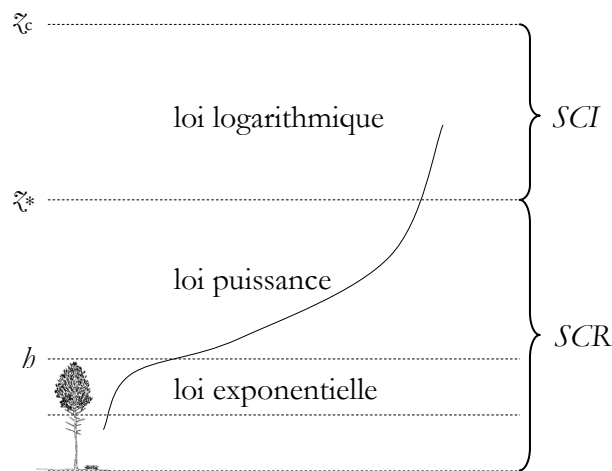


Figure 2.1.1 : profil schématique de vent moyen au-dessus et à l'intérieur d'un couvert végétal plat et homogène.

Compte tenu des ordres de grandeur de l'épaisseur de la CE donnés au chapitre précédent, il est légitime de se demander si les hétérogénéités de surface au Bray ne sont pas trop fortes pour pouvoir observer la formation d'une véritable SCI. Aucune étude expérimentale n'a été effectuée au Bray pour répondre à cette question. Cependant, les résultats de Irvine *et al.* (1997) suggèrent que la notion de CE dépend beaucoup de l'ordre du moment statistique étudié. Ainsi, les moments d'ordre 1 comme le vent horizontal moyen semblent s'ajuster plus rapidement à la nouvelle surface que les moments d'ordre supérieurs (flux,...). Par exemple, à une distance de seulement $15b$ depuis la

bordure du couvert étudié par Irvine *et al.*, la CE relative au vent moyen semble s'étendre jusqu'à une altitude de $2h$, ce qui est l'ordre de grandeur de z_* . Appliqués *stricto sensu* au site du Bray, ces résultats suggèrent qu'à une distance de 300 m du bord de la parcelle dans la « direction » du vent moyen, la CE relative à ce moment statistique s'étend jusqu'à 40 m d'altitude. Nous pouvons donc penser que le Bray est assez étendu pour pouvoir observer la formation d'une SCI au moins dans certaines directions.

Profil de vent dans la SCI . L'analyse dimensionnelle et la théorie de similitude de Monin et Obukhov mènent à une relation « flux-gradient » entre le flux de quantité de mouvement et le gradient de vent moyen dans la SCI (Monin et Yaglom, 1971, p. 425-28) :

$$\frac{\partial \langle \bar{u} \rangle}{\partial z} = \frac{u_*}{k(z-d)} \phi_m \left(\frac{z-d}{L} \right) \quad \text{Eq. 2.1.9}$$

$k = 0.4$ est la constante de von Kàrman, d est la hauteur de déplacement et L est la longueur d'Obukhov. Elle est définie comme suit (Monin et Obukhov, 1954) :

$$L = - \frac{u_*^3 / k}{\beta \langle w'\theta' \rangle_*} \quad \text{Eq. 2.1.10}$$

$\langle w'\theta' \rangle_*$ est le flux de chaleur dans la couche à flux constant et son signe détermine celui de L :

- en conditions instables (sur-adiabatiques), $\langle w'\theta' \rangle_* > 0$ et $L < 0$,
- en conditions stables (sous-adiabatiques), $\langle w'\theta' \rangle_* < 0$ et $L > 0$ et
- en conditions neutres (adiabatiques), $\langle w'\theta' \rangle_* = 0$ et $L = \infty$.

ϕ_m est une fonction universelle positive telle que $\phi_m(0) = 1$. Ainsi, en conditions neutres, l'intégration de l'équation précédente mène à un profil de vent logarithmique.

Profil de vent dans la SCR . Cellier et Brunet (1992) ont appliqué l'analyse dimensionnelle à la partie supérieure de la SCR : ils introduisent le nouveau paramètre adimensionné z/z_* et obtiennent une variation en puissance du vent avec la hauteur. Plus bas dans la SCR , et notamment dans la végétation, plusieurs modèles existent mais aucun ne fait l'unanimité (Cionco, 1965 ; Thom, 1971 ; Landsberg et James, 1971 ; Wilson et Shaw, 1977, Albini, 1981 ; Massmann, 1997 cité par Massmann et Weil, 1998). Généralement, le vent est atténué de manière exponentielle au fur et à mesure qu'on pénètre dans la végétation (Kaimal et Finnigan, 1994, p. 79).

Les travaux présentés dans cette section ont consisté à 1/ estimer les paramètres relatifs au site du Bray apparaissant dans la loi de variation du vent moyen dans la *SCI* (loi « log »), 2/ estimer les paramètres relatifs au site du Bray apparaissant dans la loi de variation du vent moyen dans le haut de la *SCR* (loi « en puissance »), 3/ développer un modèle de vent moyen à l'intérieur de la végétation, valable sur le site du Bray et 4/ « raccorder deux à deux » ces différentes lois de variations (Figure 2.1.1) et tester la cohérence et la robustesse des modèles. Dans un premier temps, nous nous sommes restreints à des conditions proches de la neutralité.

■ DONNEES EXPERIMENTALES

Plusieurs campagnes de mesures, toutes menées sur le site du Bray, ont été utilisées pour modéliser le vent moyen en fonction de l'altitude. Les principales caractéristiques de ces campagnes de mesures sont données dans le Tableau 2.1.1.

Les deux premières colonnes de ce tableau indiquent les périodes sur lesquelles s'étendent les campagnes de mesures ainsi que le nom de chaque campagne. Les colonnes suivantes donnent la hauteur moyenne du couvert à cette période ainsi que l'indice foliaire (*LAI*) des houppiers : la hauteur moyenne du couvert a été estimée à partir de mesures effectuées sur un échantillon de 200 arbres (Porté, 1999) et l'indice foliaire des houppiers a été estimé par une méthode optique (Demon system, CSIRO, Australia ; Lang, 1987). Les colonnes 5, 6 et 7 indiquent le nombre de niveaux d'anémomètres disponibles suivant qu'ils sont rapides (anémomètres soniques) ou lents (anémo-girouettes) ainsi que le niveau maximum z_{max} des mesures. La dernière colonne indique si les données turbulentes (vitesse de frottement, longueur d'Obukhov,...) sont disponibles et synchrones avec les mesures de vent.

| Campagne | | Structure | | Mesure de vent | | | Turbulence |
|----------|------|--------------|------------|----------------|------|---------------|------------------|
| Période | Nom | <i>b</i> (m) | <i>LAI</i> | Rapide | Lent | z_{max} (m) | u_* , <i>L</i> |
| 09/89 | B89 | 13.2 | 2.8 | 1 | 7 | 18.3 | Oui |
| 09/91 | B91 | 14.5 | 2.7 | | 11 | 23.2 | |
| 06,08/92 | B92 | 15.0 | 2.6-2.8 | | 11 | 25.1 | |
| 07-08/95 | B95 | 17 | 3.4 | 1 | 9 | 25 | Oui |
| 06-10/98 | B98b | 19 | 2.8-3.0 | 1 | 2 | 40 | Oui |

Tableau 2.1.1 : principales caractéristiques des campagnes de mesures menées au site du Bray et utilisées pour modéliser le profil de vent moyen dans et au-dessus du couvert.

Une description du dispositif expérimental pour les 4 premières campagnes de mesures (B89, B91, B92 et B95) est donnée dans Irvine et Brunet (1997). Pendant l'été 1998 (B98b), 2

anémogirouettes ont été utilisées : l'un était installé sur une tour de 25 m, l'autre, avec un sonique 3D, sur une tour de 40 m. Les 2 tours étaient situées à quelques dizaines de mètres d'écart.

Durant toutes ces campagnes de mesures, il n'y avait en général qu'un seul anémomètre par niveau. Ceci nous oblige à supposer que les variations horizontales du vent sont négligeables, y compris dans le couvert et à poser $\langle \bar{u} \rangle = \bar{u}$. Nous utiliserons la notation U_z pour désigner le vent moyen à un niveau z sans préciser s'il s'agit d'une moyenne spatio-temporelle ou temporelle uniquement.

■ PROFIL NEUTRE DANS LA SCI ($z \geq z_*$)

Introduction. Dans la SCI, en conditions neutres, le profil de vent varie de manière logarithmique avec la hauteur (Kaimal et Finnigan, 1994, p.68) :

$$\langle \bar{u} \rangle(z) = \frac{u_*}{k} \ln \left(\frac{z-d}{z_0} \right) \quad z \geq z_* \quad \text{Eq. 2.1.11}$$

où z_0 est la hauteur de rugosité et apparaît comme une constante d'intégration de Eq. 2.1.9. La hauteur de déplacement et la hauteur de rugosité dépendent fortement du couvert végétal, puisque d est de l'ordre de $0.75b$ (Thom, 1971 ; Jackson, 1981 cité par Kaimal et Finnigan, 1994, p. 71) et z_0 de l'ordre de $0.1b$. Ce sont les deux seuls paramètres du modèle de vent moyen.

Hauteur de déplacement. Il est préférable de déterminer d et z_0 indépendamment (Kaimal et Finnigan, 1994, p. 71). La hauteur de déplacement d a été estimée comme le barycentre des forces de traînée (Thom, 1971) :

$$d = \frac{\int_0^b z a_x(z) \bar{u}^2(z) dz}{\int_0^b a_x(z) \bar{u}^2(z) dz} = h_b + (b - h_b) \times \frac{\int_0^1 Z a_x(Z) \bar{u}^2(Z) dZ}{\int_0^1 a_x(Z) \bar{u}^2(Z) dZ} \quad \text{Eq. 2.1.12}$$

h_b est la hauteur de la base du houppier et Z est la hauteur relative dans le houppier.

Nous avons utilisé les profils de vent moyen mesurés lors des 4 premières campagnes de mesures du Tableau 2.1.1. Pour cette étude, seuls les profils diurnes (élévation solaire positive) qui présentaient un vent moyen au sommet du couvert supérieur à 2 m s^{-1} ont été conservés.

Une telle sélection nous garantissait une bonne qualité des profils de vent ainsi qu'une gamme de valeurs du paramètre de stabilité limitées autour de sa valeur neutre, bien que d soit *a priori* indépendant de la stabilité. Une fois triées, les valeurs de vent moyen normalisées par la valeur au sommet du couvert avaient une assez bonne statistique, sauf pour l'année 1992 :

| | |
|------|------------------|
| 1989 | 23 runs sur 76 |
| 1991 | 268 runs sur 584 |
| 1992 | 4 runs sur 318 |
| 1995 | 26 runs sur 205 |

Pour le calcul des intégrales apparaissant dans Eq. 2.1.12, les valeurs de vent ont été interpolées entre les niveaux de mesure à l'aide de splines cubiques (Press *et al.*, 1992, p. 107-110). Les profils moyens pour chaque campagne sont visibles sur la Figure 2.1.2.

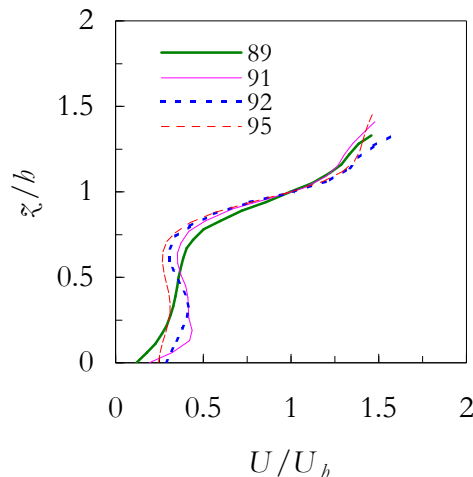


Figure 2.1.2 : profils « neutres » ($U_n > 2 \text{ m s}^{-1}$ en journée) de vent moyen au site du Bray pendant les étés 1989, 1991, 1992 et 1995. La moyenne des valeurs de vent interpolées entre les niveaux de mesure a été calculée pour l'ensemble de chaque campagne.

En 1990 et 1996, la parcelle du Bray a subi une éclaircie (Annexe A). Celle-ci se fait généralement en éliminant les houppiers les plus bas pour ne laisser que les arbres les plus haut, ce qui a pour effet d'uniformiser l'étendue verticale de la canopée. Ainsi, entre 1989 et 1998, celle-ci a gardé une épaisseur à peu près constante de l'ordre de 6-7 m. Dans ce qui suit, la base du houppier h_b a donc été fixée à 6 m en dessous de h .

L'éclaircie a également pour effet de diminuer brutalement l'indice foliaire : cependant, la campagne de 1991 a eu lieu assez tardivement dans l'année, *i.e.* au mois de septembre. Ainsi, la fermeture du houppier qui suit chaque éclaircie était déjà bien entamée : ceci explique en partie les faibles différences d'indice foliaire d'une campagne à l'autre (Tableau 2.1.1).

Le profil de a_x dans les houppiers a été estimé à partir des profils de densité de surface foliaire donnés par Porté (1999) et pondérés par le poids respectif de chaque cohorte d'aiguilles. Ces derniers ont été estimés rétrospectivement à partir de mesures effectuées en 1995 (Porté, 1999). Ainsi, nous n'avons pas tenu compte du poids des parties ligneuses dans a_x ce qui ne doit avoir que peu d'incidence sur le calcul de d , puisque c'est la forme du profil de a_x qui importe.

Les profils moyens de vent, normalisés par le vent moyen au sommet du couvert sont assez similaires d'année en année mais l'atténuation dans le haut du couvert a tendance à s'accroître au fur et à mesure que le couvert monte (Figure 2.1.2). La structure du couvert est une information importante pour comprendre la forme de ces profils. En effet, l'atténuation du vent moyen est due à l'absorption de la quantité de mouvement par la végétation. A un niveau donné dans le couvert, cette atténuation est d'autant plus forte qu'il y a plus de végétation. Sur la période qui couvre les 4 campagnes de mesures, la hauteur moyenne du couvert est montée de 13-14 m en 1989 à 17-18 m en 1995 (Tableau 2.1.1), alors que les houppiers ont gardé une épaisseur et un indice foliaire à peu près constants. Ceci explique que, dans le haut du couvert ($z/b \geq 0.6-0.7$), l'atténuation du vent moyen augmente au fur et à mesure des années.

Les estimations de la hauteur de déplacement calculées à partir de ces profils de vent ont été regroupées par campagne (Tableau 2.1.2). Les hauteurs b correspondantes sont données dans le Tableau 2.1.1. Ces résultats suggèrent que le barycentre des forces de traînée se déplace d'année en année vers le haut du couvert. Ceci est une conséquence directe de la montée des houppiers dans le couvert. De plus, les valeurs obtenues sont nettement plus élevées que celles issues de la littérature (de l'ordre de $0.75 b$). Ce désaccord est dû au fait que d est généralement estimé sur des cultures pour lesquelles le houppier n'est pas concentré dans le haut du couvert comme c'est le cas au Bray.

| campagne | d / b |
|----------|-----------------|
| B89 | 0.86 ± 0.00 |
| B91 | 0.88 ± 0.00 |
| B92 | 0.88 ± 0.00 |
| B95 | 0.90 ± 0.00 |

Tableau 2.1.2 : principales caractéristiques des campagnes de mesures menées au site du Bray et utilisées pour modéliser le profil de vent moyen dans et au-dessus du couvert.

Longueur de rugosité. La longueur de rugosité a été estimée à partir des mesures de vent effectuées entre juin et octobre 1998. Lors de cette campagne, nous disposions de 2 mesures de vent à 40 m : l'une était fournie par l'anémomètre sonique et l'autre par une anémo-girouette. En plus, le sonique mesurait les valeurs des grandeurs turbulentes u_* et L ce qui nous a permis de trier les runs en fonction de la stabilité : 2 critères ont été utilisés pour ne retenir que les valeurs proches de la neutralité : $|(\bar{z}_r - d)/L| \leq 0.01$ et $|(\bar{z}_r - d)/L| \leq 0.05$. Afin de s'assurer de la qualité des mesures de vent, nous avons également imposé $U_{\bar{z}_r} > 1.5 \text{ m s}^{-1}$. \bar{z}_0 était alors calculé selon la relation :

$$\bar{z}_0 = (\bar{z}_r - d) \times \exp\left(-k \frac{\bar{w}(\bar{z}_r)}{u_*}\right) \quad \bar{z}_r \geq \bar{z}^* \quad \text{Eq. 2.1.13}$$

où d était remplacé par sa valeur déterminée précédemment. Implicitement, on supposait donc que la loi logarithmique était valable à 40 m.

En 1998, nous n'avions pas d'estimation de d pour le calcul de \bar{z}_0 . Supposant une évolution régulière de la hauteur de déplacement, nous avons pris $0.92 b$. Chaque *run* donnait 2 valeurs de \bar{z}_0 (sonique et anémo-girouette). Le vent « sonique » est plus fiable (surtout pour les vents faibles qui ont été éliminés de notre étude) mais aussi plus corrélé à la mesure de u_* . C'est pourquoi nous avons utilisé les 2 mesures de vent pour déterminer \bar{z}_0 : la Figure 2.1.3 montre les histogrammes de \bar{z}_0 obtenus à partir des mesures du vent à 40 m avec l'anémomètre sonique (a) et l'anémo-girouette (b) et selon les 2 critères de sélection des données.

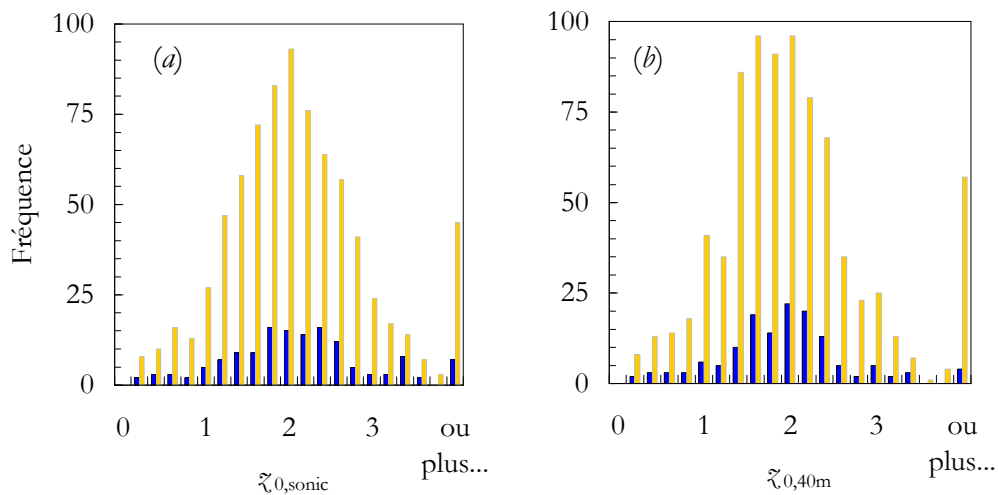
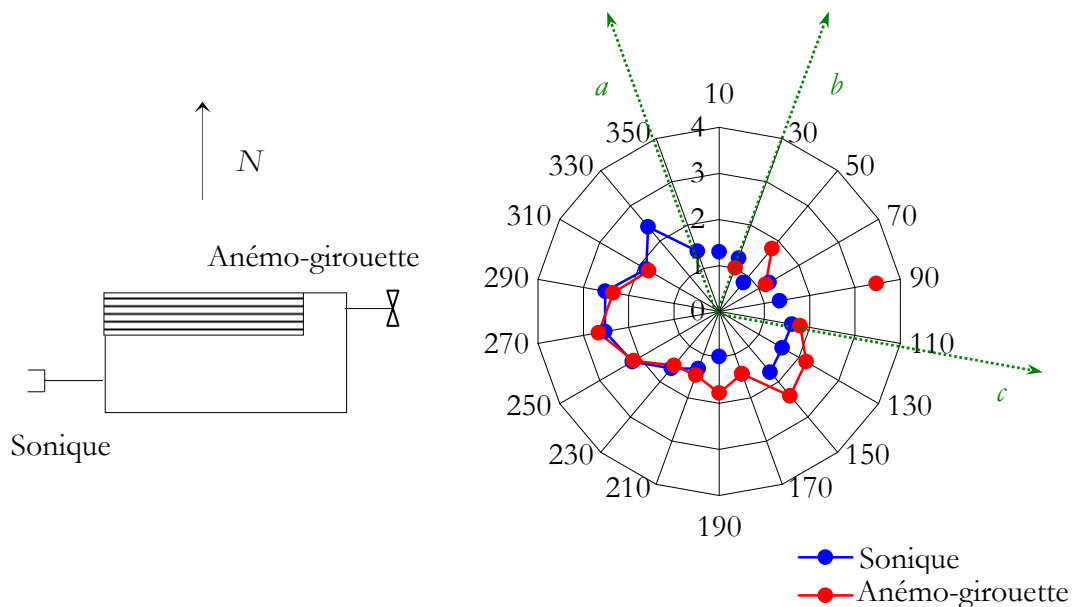


Figure 2.1.3 : histogrammes de la hauteur de rugosité estimée à partir de mesures de vent à 40 m à l'aide d'un anémomètre sonique (a) et une anémo-girouette (b). $|(\bar{z}_r - d)/L| \leq 0.01$ (noir : 141 runs pour les 2 anémomètres) et $|(\bar{z}_r - d)/L| \leq 0.05$ (gris : 775 et 810 runs).

A première vue les 2 anémomètres donnent à peu près la même hauteur de rugosité et ce, quelque soit le critère de sélection sur les *runs*. Plus précisément, nous avons :

| | z_0 | |
|-------------------------|---------------|-----------------|
| | sonique | anémo-girouette |
| $ z_r - d /L \leq 0.01$ | 2.1 ± 1.1 | 1.9 ± 0.9 |
| $ z_r - d /L \leq 0.05$ | 2.1 ± 1.4 | 2.2 ± 1.9 |

Nous pouvons donc dire que la hauteur de rugosité du Bray est autour de 2 m, ce qui est tout à fait attendu pour une végétation de 19 m (habituellement $z_0 \approx 0.1b$).



Nous avons également étudié la dépendance de z_0 avec la direction du vent pour les 2 anémomètres (Figure 2.1.4). Le secteur nord (*ab*) ne doit pas être considéré dans cette étude car le calcul de la moyenne de la direction du vent est problématique entre 350° (*i.e.* -30°) et 30° (*i.e.* -350°). Il en est de même du secteur nord-est (*bc*) où les vents sont rares et faibles et les valeurs de z_0 ne sont donc statistiquement pas représentatives. Partout ailleurs, les valeurs de z_0 données par les 2 anémomètres sont confondues, mis à part le secteur SSE où les valeurs données par l'anémo-girouette sont plus fiables compte tenu de son orientation par rapport à la tour de mesures et le secteur nord-ouest où c'est l'inverse (Figure 2.1.4).

Nous observons une diminution de z_0 quand le vent vient du sud. Nous pourrions penser qu'il s'agit d'une surestimation du flux de quantité de mouvement $-u_*^2$ due à l'encombrement de la tour en amont des anémomètres. Ce n'est pas le cas parce que nous observerions l'effet inverse, *i.e.* une augmentation de z_0 (Eq. 2.1.13). L'hypothèse d'existence d'une *SCI* doit probablement être remise en cause pour ces directions de vent (Annexe A).

Nous avons alors cherché à estimer l'épaisseur de la *SCR*. Ne connaissant pas la valeur de z_* , nous pouvions nous demander si la loi « log » était valable plus bas dans le couvert. En utilisant les mesures de vent moyen données par l'autre anémo-girouette placée à 25 m, nous avons estimé une hauteur de rugosité z_0 de la même façon qu'à 40 m. Ceci nous conduit à des valeurs de rugosité nettement plus faibles qu'à 40 m ($z_0 \approx 1.5$ m, histogramme non représenté). Par définition, z_0 ne doit pas dépendre de l'altitude où est effectuée la mesure, et ce résultat illustre bien l'écart à la loi « log » observée au-dessus d'un couvert végétal et liée à l'existence d'une sous-couche rugueuse.

Conclusion. Les estimations de la hauteur de déplacement (perçue comme le barycentre des forces de traînée) semblent réalistes bien que supérieures à celles trouvées dans la littérature. Les différences observées entre les campagnes de mesure rendent compte de la montée des houppiers dans le couvert et de l'évolution des profils moyen de vent d'une campagne à l'autre (Figure 2.1.2). Enfin, les estimations de la hauteur de rugosité à partir de mesures de vent à 40 m sont en très bon accord avec les valeurs trouvées dans la littérature. La grande différence (−25 %) entre la valeur obtenue à 40 m et celle obtenue à 25 m montre clairement que la loi « log » n'est plus valable juste au-dessus du couvert (z_0 dépend de z).

En l'absence de mesures de profils de vent dans la *CLS*, nous ne pouvons pas conclure quant à la signification physique du paramètre z_0 estimé à 40 m. La principale difficulté tient au fait que nous ne connaissons pas la hauteur du plafond z_* de la *SCR*. En effet, si ce plafond est élevé (> 40 m), le site du Bray est tel que la formation d'une *SCI* est peu probable et alors la valeur de z_0 estimée précédemment n'a aucune signification. La dépendance observée de z_0 avec la direction du vent montre clairement que la formation d'une *SCI* n'est pas réalisée dans toutes les directions de vent. Ainsi, bien que la valeur de la hauteur de rugosité estimée à 40 m ($z_0 \approx 2$ m) soit du bon ordre de grandeur, nous ne pouvons affirmer qu'il s'agisse de « la » longueur de rugosité relative au site du Bray. Nous répondrons à cette question après avoir étudié le profil de vent dans la *SCR* et déterminé z_* .

■ PROFIL NEUTRE DANS LA SCR ($z \leq z_*$)

Introduction. La notion de diffusivité n'a de sens que dans le contexte d'une relation flux-gradient. Ainsi, dans la SCI, la diffusivité turbulente est définie comme le rapport entre le flux de quantité de mouvement et le gradient de vent. Dans la partie supérieure de la SCR, une telle relation flux-gradient existe et nous pouvons encore parler de diffusivité turbulente. Cependant, la valeur de la diffusivité dans cette zone est systématiquement supérieure à celle dans la SCI et ce quelque soit le couvert végétal étudié (Denmead et Bradley, 1985 ; Garratt, 1980 ; Raupach *et al.*, 1980, 1986 ; Brunet *et al.*, 1994).

Afin de rendre compte de cette augmentation de la diffusivité turbulente dans la partie supérieure de la SCR, Cellier et Brunet (1992) ont cherché à modifier la relation flux-gradient caractéristique de la SCI (Eq. 2.1.9) en utilisant l'analyse dimensionnelle : faisant l'hypothèse que la seule longueur caractéristique additionnelle est z_* , les auteurs supposent que la diffusivité turbulente pour la quantité de mouvement peut s'écrire :

$$K_m^*(z) = K_m(z) \times \gamma_m(z - d/z_* - d) \quad z \leq z_* \quad \text{Eq. 2.1.14}$$

où $K_m = k u_* (z - d)$ est la diffusivité pour la quantité de mouvement dans la SCI et γ_m est le facteur « d'amplification ». A partir de mesures expérimentales et de considérations pratiques, Cellier et Brunet proposent alors :

$$\gamma_m = ((z - d)/(z_* - d))^\eta \quad 0 \leq \eta \leq 1 \quad \text{Eq. 2.1.15}$$

Comme z_* , η est un paramètre qui dépend de la densité de la couverture végétale : plus le couvert est dense, plus η est faible. L'intégration de la nouvelle relation « flux-gradient » en conditions neutres nous donne :

$$\bar{u}(z) = \frac{u_*}{k\eta} \left\{ ((z - d)/(z_* - d))^\eta - (z'_0/(z_* - d))^\eta \right\} \quad \text{Eq. 2.1.16}$$

où z'_0 est une constante d'intégration. Cette loi en puissance introduit donc 3 inconnues supplémentaires par rapport à la loi logarithmique : z_* , η et z'_0 .

Une relation équivalente d'un point de vue mathématique à l'équation précédente mais qui s'avère être beaucoup plus pratique est :

$$\bar{u}(z) = u_* \left[\frac{1}{k\eta} \left\{ \left(\frac{z-d}{z_*-d} \right)^\eta - \left(\frac{b-d}{z_*-d} \right)^\eta \right\} + \delta \right] \quad \text{Eq. 2.1.17}$$

La constante d'intégration z'_0 a été remplacée par le rapport $\delta \equiv \bar{u}(b)/u_*$ sur lequel plus d'informations sont disponibles. En effet, quelque soit le couvert végétal, nous savons que le rapport entre le vent horizontal moyen au sommet du couvert et la vitesse de frottement est de l'ordre de 3 (Raupach, 1988). Les paramètres à déterminer sont alors z_* , η et δ .

Matériel et méthodes. Cellier et Brunet déterminent z_* à partir de profils de gradients de température et d'humidité (en supposant que l'épaisseur de la SCR est la même pour les scalaires et la quantité de mouvement) puis η à partir de profils de gradients de vent. Ils ne font pas mention d'une constante d'intégration telle que z'_0 ou δ .

En fait, z_* n'a aucune raison d'être le même pour un scalaire et la quantité de mouvement : z_* et η doivent être déterminés tous les deux à partir de mesures de vent. Plutôt que d'utiliser des gradients de vent comme Cellier et Brunet, nous avons utilisé la relation intégrée précédente à 2 niveaux distincts. La constante d'intégration devait alors être imposée séparément. La condition de raccordement à la loi logarithmique en $z = z_*$ pouvait servir à déterminer cette constante (z'_0 ou δ) en fonction de z_0 . Cependant, utiliser la valeur de z_0 estimée précédemment supposait que $z_* < z_r = 40$ m, alors même que nous cherchions à déterminer z_* ... Inversement, utiliser la loi en puissance avec des mesures de vent à 40 m pour déterminer z_* et η supposait que $z_* > z_r = 40$ m ... Dans le doute, nous avons utilisé 2 méthodes de détermination de z_* et η : la première méthode faisait l'hypothèse $z_* > 40$ m tandis que la deuxième méthode supposait que $z_* < 40$ m.

Dans un premier temps, nous avons déterminé δ à partir de profils de vent moyen dans le couvert. Pour cela, nous avons utilisé les données de 1995 (B95), pour lesquelles les grandeurs turbulentes étaient disponibles. Ceci nous a permis de sélectionner les données en conditions neutres pour lesquelles $|b/L| \leq 0.1$. L'utilisation de b au lieu de $z_r - d$ sera justifiée plus bas.

A partir de cette estimation de δ , nous avons déterminé z_* et η à partir 1/ des mesures de vent à 2 niveaux (25 et 40 m) effectuées en 1998 (méthode 1) ou 2/ de la mesure de vent à 25 m et de la condition de raccordement avec la loi « log » en prenant $z_0 = 2$ m (méthode 2). Dans le premier cas, la condition de raccordement avec la loi « log » nous donnait une valeur de z_0 .

Pour les 2 méthodes, il fallait résoudre un système non linéaire de 2 équations à 2 inconnues. Nous avons utilisé l'algorithme de Newton-Raphson (Press *et al.*, 1992, p. 379-83) avec un critère de convergence sur les vitesses de $10^{-15}u_*$ et des critères de restriction sur les paramètres :

$$\begin{cases} \text{si } \eta_{old} + \Delta\eta \notin [10^{-3}; 1], & \eta_{new} = \eta_{old} \\ \text{si } \zeta_{*,old} + \Delta\zeta_* \notin [10^{-1}; 10^4], & \zeta_{*,new} = \zeta_{*,old} \end{cases} \quad \text{Eq. 2.1.18}$$

Chaque run nous fournissait un jeu de paramètres ce qui a permis de construire un histogramme pour chacun d'entre eux.

Résultats et discussion. L'histogramme de δ sur l'ensemble des runs de la campagne 1995 pour lesquels $|b/L| \leq 0.1$ est représenté sur la Figure 2.1.5. Un tri supplémentaire sur la vitesse de frottement a permis de resserrer l'histogramme autour de sa valeur moyenne. Nous obtenons :

$$\delta = 2.9 \pm 0.3$$

ce qui est un résultat attendu (Raupach, 1988) et proche de la valeur de 2.82 déterminée lors d'une autre campagne au Bray (Ogée, 1996).

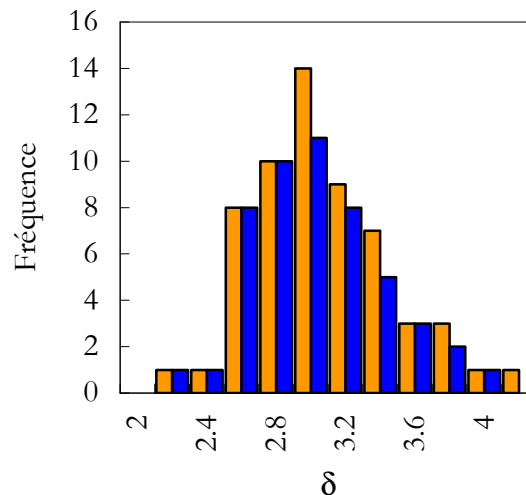


Figure 2.1.5 : histogramme du rapport entre la vitesse de vent au sommet du couvert et la vitesse de frottement pour la campagne B95 : tri $|b/L| \leq 0.1$ (gris) et $u_* > 0.4 \text{ m s}^{-1}$ (noir).

Dans ce qui suit, nous avons pris 2.9 comme valeur de référence pour δ quelque soit l'année considérée mais nous avons également étudié les conséquences d'un changement de cette valeur sur la détermination de η et ζ_* .

Les histogrammes de η et z_0 issus de la méthode 1 (qui suppose $z_* > 40$ m) établis à partir des 6 mois de mesures de vent moyen à 25 et 40 m en 1998 avec $\delta = 2.9$ sont représentés sur la Figure 2.1.6. La distribution des valeurs de z_0 données par la condition de raccordement à la loi « log » en $z = z_*$ est également représentée sur cette figure. En retranchant les valeurs de z_* supérieures à 50 m au dessus de d , on obtient :

| Méthode 1 | $z_* - d < 50$ m (m) | η | $z_0 < 4$ m (m) |
|----------------|----------------------|---------------|-----------------|
| $\delta = 2.9$ | 26 ± 10 | $.47 \pm .19$ | 2.0 ± 0.6 |

Ces valeurs de η et z_* sont caractéristiques de la sous couche rugueuse (Cellier et Brunet, 1992). De plus, les valeurs de z_0 sont en accord avec celles établies précédemment à 40 m.

En prenant $\delta = 2.8$ ou $\delta = 3$, nous obtenons des distributions similaires (non représentées), avec des valeurs moyennes et des écart-types assez proches dans les 3 cas :

| Méthode 1 | $z_* - d < 50$ m (m) | η | $z_0 < 4$ m (m) |
|----------------|----------------------|---------------|-----------------|
| $\delta = 2.8$ | 27 ± 10 | $.44 \pm .2$ | 2.0 ± 0.6 |
| $\delta = 3$ | 26 ± 9 | $.51 \pm .21$ | 2.0 ± 0.6 |

Enfin, les valeurs de z_* avec η ne sont pas corrélées ($R^2 < 0.2$ quelque soit le type de relation) ce qui montre la pertinence de ces 2 paramètres.

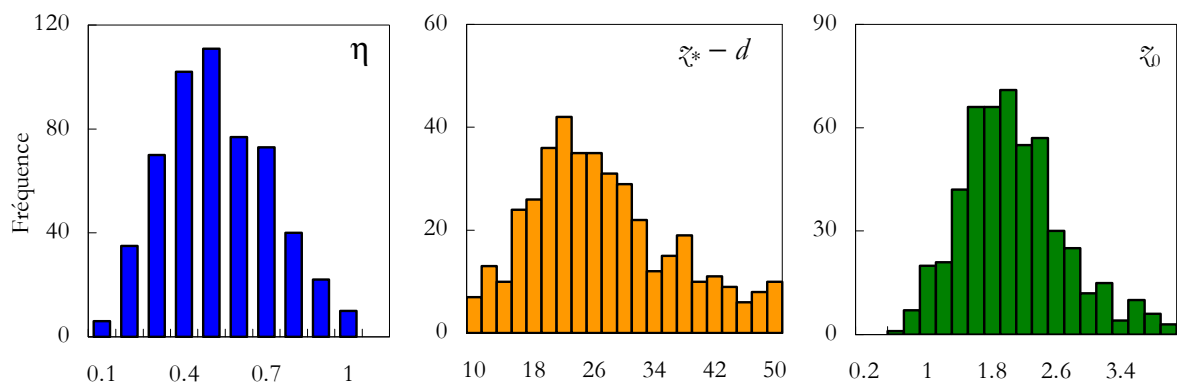


Figure 2.1.6 : histogrammes de η , z et z_0 issus de la méthode 1 (voir texte) avec $\delta = 2.9$ établis à partir de mesures de vent moyen à 25 et 40 m effectuées au site du Bray en 1998.

La méthode 2 avec $z_0 = 2$ m donnait des résultats assez similaires à l'exception près que les estimations de l'épaisseur de la *SCR* z_*^* (ramenée à la hauteur de déplacement) étaient systématiquement supérieures à 18 m. Ceci implique que la loi « log » (avec $z_0 = 2$ m) ne peut se raccorder à une loi « en puissance » dans la *SCR* qu'à des hauteurs supérieures ou égales à $z_*^* \approx 37$ m. Ainsi, le niveau de mesure à 40 m a la particularité d'être situé dans la zone de transition entre la *SCR* et la *SCI*, et les valeurs mesurées de vent à ce niveau semblent pouvoir être utilisées pour les 2 types de loi de variation. C'est pour cette raison que les valeurs de z_0 déduites de la méthode 1 sont en accord avec celles issues de l'inversion de la loi « log » à 40 m.

Comme pour la hauteur de déplacement, z_0 et z_*^* doivent être ramenées à la hauteur du couvert. En 1998, la hauteur du couvert au Bray valait $b = 19$ m, donc :

$$\frac{(z_*^* - d) / b}{1.37} \quad \frac{z_0 / b}{.105}$$

En guise de première validation du modèle de vent dans la *SCR*, nous avons essayé de retrouver les valeurs de vent à 25 m à partir des mesures à 40 m effectuées en 1998. Pour cela, nous avons estimé la vitesse de frottement à partir du vent à 40 m, puis nous avons utilisé cette valeur de u_* pour calculer le vent moyen à 25 m. Nous nous sommes limités aux conditions neutres ($|h/L| \leq 0.1$). Les valeurs des paramètres étaient $\delta = 2.9$, $z_*^* - d = 26$ m et $\eta = 0.47$. Les résultats sont représentés sur la Figure 2.1.7. La dispersion entre modèle et mesures autour de la droite 1:1 reste très acceptable.

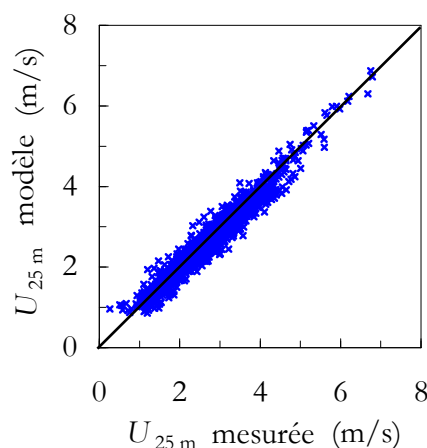


Figure 2.1.7 : vent moyen à 25 m à partir de mesures de vent moyen à 40 m en conditions neutres au Bray en 1998 : modèle « en puissance » vs. mesures.

Il fallait aussi vérifier que le modèle en puissance pouvait servir à décrire le vent moyen jusqu'au sommet du couvert. Pour cela, nous avons effectué deux tests sommaires mais efficaces. La Figure 2.1.8 (a) compare les sorties du modèle « en puissance » avec les valeurs de vent moyen mesurées au Bray en 1989, 1991, 1992 et 1995, puis interpolées au sommet du couvert. Comme pour le calcul de d , ces valeurs sont proches de la neutralité. La Figure 2.1.8 (b) compare les vitesses de frottement modélisées et mesurées en 1989 et 1995 (u_* n'était pas disponible en 1991 et 1992). Pour les 2 graphiques, l'erreur commise est de l'ordre de grandeur de la précision des mesures : il faut noter en effet que la valeur expérimentale de U_b est le résultat d'une interpolation entre 2 niveaux de mesures situés dans la région du couvert où le cisaillement est maximum.

Conclusion. La loi en puissance de Cellier et Brunet (1992) semble être adaptée au profil de vent moyen dans la sous-couche rugueuse au-dessus du couvert. Les paramètres qui apparaissent dans cette loi ont été déterminés suivant 2 méthodes qui ont donné des résultats similaires car la mesure de vent à 40 m se situe dans la zone de transition entre la *SCR* et la *SCI*. Nous retiendrons les valeurs suivantes :

| δ | $(z_* - d) / b$ | η | z_ψ / b |
|----------|-----------------|--------|--------------|
| 2.9 | 1.37 | .47 | .105 |

L'adaptation de ce modèle de vent moyen dans la *SCR* à des conditions non neutres (valeurs de L finies) sera décrite plus bas. Nous pourrions alors procéder à une validation du modèle complet.

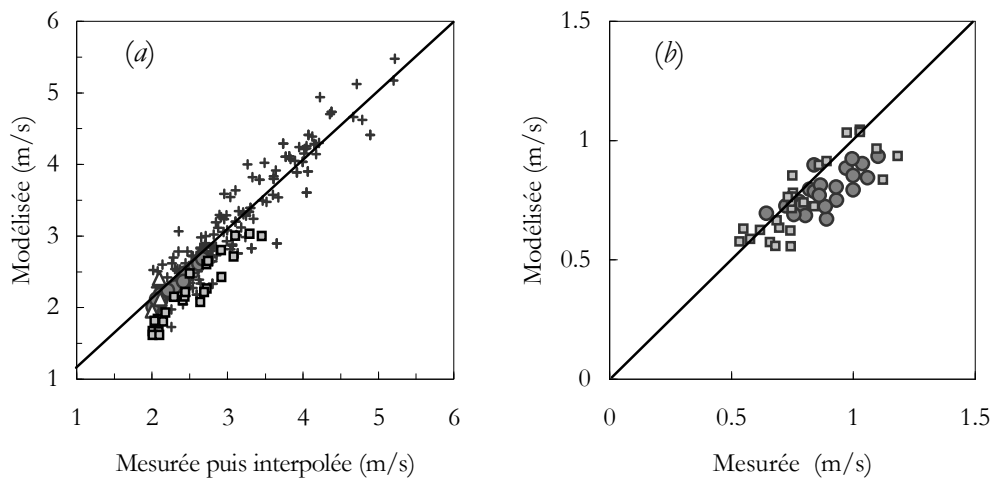


Figure 2.1.8 : vent moyen au sommet du couvert (a) et vitesse de frottement (b) : comparaison modèle « en puissance » vs. mesures. Site du Bray en 1989 (cercles), 1991 (croix), 1992 (triangles) et 1995 (carrés).

■ PROFIL NEUTRE DANS LE COUVERT ($z \leq h$)

Introduction. Dans le couvert, les termes d'absorption (forces de traînée et de portance) ne sont plus nuls. Néanmoins, pour des éléments végétaux perpendiculaires à l'écoulement moyen, la portance est négligeable. Par conséquent, Eq. 2.1.4 et Eq. 2.1.5 n'ont que des termes difficiles à évaluer expérimentalement; c'est pourquoi on utilise toujours Eq. 2.1.3 pour déterminer le vent moyen. Pour cela, on néglige généralement le flux de dispersion et le terme de diffusion moléculaire devant les autres termes et on cherche un paramétrage du flux turbulent (Cionco, 1965 ; Thom, 1971 ; Wilson et Shaw, 1977). En supposant que toute la quantité de mouvement est absorbée par la partie aérienne du couvert (Kaimal et Finnigan, 1994, p. 80), on peut écrire :

$$\langle u'w' \rangle(z) = - \int_0^z dz C_{Dx}(z) a_x(z) \{ \langle \bar{u} \rangle(z) \}^2 \quad \text{Eq. 2.1.19}$$

A fort nombre de Reynolds, et quand la forme des éléments végétaux varie peu avec la hauteur, il semblerait que C_{Dx} soit, à une très bonne approximation, constant dans tout le couvert. Plusieurs expériences en soufflerie ou sur du maïs confirment ce résultat (Brunet *et al.*, 1994). A partir de profils de vent et de densité de surface végétale (parties ligneuses comprises), on peut alors calculer ce coefficient de traînée :

$$C_{Dx} = u_*^2 \left\{ \int_0^h dz a_x(z) \{ \langle \bar{u} \rangle(z) \}^2 \right\}^{-1} \quad \text{Eq. 2.1.20}$$

Cependant, dans le cas d'une forêt avec un houppier nettement séparé du sous-bois, comme c'est le cas au site du Bray (Annexe A), une telle simplification n'est pas possible. De plus, le problème reste ouvert car le flux turbulent n'est pas connu. Les relations « flux-gradient » comme Eq. 2.1.11 ou Eq. 2.1.14 entre le gradient de vent et le flux de quantité de mouvement ne sont plus valables à l'intérieur de la végétation pour les mêmes raisons que pour les scalaires : les structures turbulentes énergétiques ont une taille caractéristique de l'ordre de h donc supérieure aux échelles de variation du vent moyen. C'est la raison pour laquelle, dans les couverts forestiers, généralement dans la région juste en-dessous des houppiers, on observe régulièrement un second maximum de vent. Pour reproduire de tels profils de vent avec une relation flux-gradient, il faudrait avoir recours à des diffusivités négatives, ce qui physiquement n'a aucun sens (Shaw, 1977). C'est la raison pour laquelle le vent moyen est couramment modélisé à l'aide d'une fonction empirique de la profondeur dans la végétation (Kaimal et Finnigan, 1994 ; Massmann, 1997 cité par Massman et Weil, 1998).

Matériel et méthodes. Nous avons utilisé les mêmes données qui nous ont permis de déterminer la hauteur de déplacement d avec le même critère de sélection des données. Nous avons cherché alors à modéliser ces profils de vent moyen. Par souci de simplicité, nous avons fait recours à une relation empirique entre le vent moyen, normalisé par la vitesse au sommet du couvert, et la hauteur dans le couvert.

Résultats et Discussion. Les profils moyens visibles sur la Figure 2.1.2 sont assez semblables d'une année à l'autre. On y distingue 3 zones : 1/ une première, dans le haut du couvert, où le vent moyen subit une forte atténuation, 2/ une seconde zone, au centre du couvert, où le vent moyen est peu atténué et peut même augmenter, ce qui se manifeste par un second maximum sur les profils et 3/ une dernière zone, à proximité du sol, où le vent moyen subit une seconde atténuation. Ces résultats sont en accord avec ceux trouvés dans la littérature (Raupach, 1988 ; Shaw, 1976 ; Kaimal et Finnigan, 1994, p. 77). Enfin, comme nous l'avons déjà fait remarquer, dans le haut du couvert ($z/b \geq 0.6-0.7$), l'atténuation du vent moyen augmente au fur et à mesure des années.

Entre les campagnes 1989-1991 et les suivantes, la tour de mesures a changé d'emplacement, l'emplacement initial étant jugé peu représentatif de la parcelle après l'éclaircie. Cependant, ce changement d'emplacement de la tour de mesures ne semble pas avoir modifié les profils de vent. En effet, les profils moyens issus des différentes campagnes sont assez similaires d'une année à l'autre, sauf peut-être dans la partie basse du couvert. Compte tenu de la dispersion des profils à ces niveaux dans le couvert, il est difficile de bâtir un raisonnement fiable. Par conséquent, les seules différences notables que nous pouvons observer sont celles liées à la concentration plus ou moins importante des houppiers dans le haut du couvert.

Ceci nous a amené à chercher la relation entre le vent moyen à un niveau dans le houppier et la hauteur relative Z dans le houppier. En comparant la Figure 2.1.9 avec la Figure 2.1.2, nous voyons que l'utilisation de Z au lieu de z a pour effet de regrouper les profils des différentes années. L'atténuation du vent dans le houppier peut être décrite par une exponentielle négative d'une fonction de Z :

$$\bar{u}(z) = U_b \times \exp(-v_e f(Z)) \quad \text{Eq. 2.1.21}$$

Cette fonction f est souvent supposée représenter le LAI cumulé depuis le haut du couvert, ce qui revient à négliger le rôle des parties ligneuses dans l'atténuation du vent. L'utilisation des profils de LAI par cohortes d'aiguilles donnés par Porté (1999) ne nous a pas permis de reproduire correctement les variations du vent dans le houppier. Aussi, nous avons préféré

utiliser une fonction empirique de la hauteur du couvert :

$$\bar{u}(z) = U_b \times \exp(-v_e (1 - Z^{\beta_u})) \quad \text{Eq. 2.1.22}$$

où β_u et v_e sont des coefficients à déterminer. La meilleure régression (représentée sur la Figure 2.1.9) correspond à $\beta_u = 1.5$ et $v_e = 1.2$. Le raccordement à la loi « en puissance » est immédiate puisque Eq. 2.1.22 est normalisée par U_b .

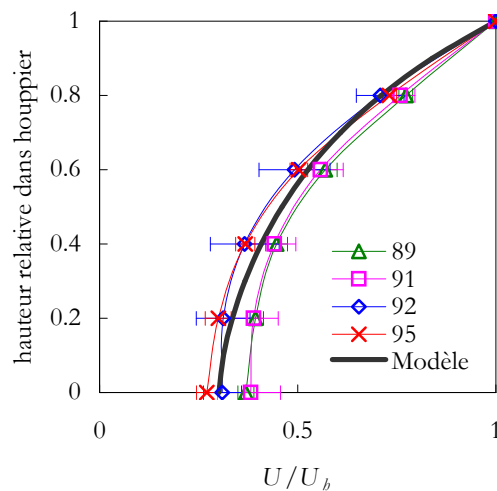


Figure 2.1.9 : profils de vent moyen normalisé en fonction de la hauteur relative dans le houppier.

Notre modèle de vent moyen doit permettre de modéliser les densités de sources/puits de scalaires dans le couvert. Celles-ci se situent surtout dans le houppier et le sous-bois. Par conséquent, entre le sous-bois et la base du houppier, le modèle de vent moyen ne doit pas être nécessairement très précis. Par simplicité, et négligeant les seconds maxima, le vent moyen est supposé constant dans cette région du couvert et égal à sa valeur à la base du houppier. Dans le sous-bois, le vent moyen subit une seconde atténuation exponentielle. Le modèle final peut donc s'écrire :

$$\bar{u}(z) = U_b \times \exp(-v_e (1 - \max(0, Z)^{\beta_u})) \times (1 - \exp(-z/\varpi)) \quad \text{Eq. 2.1.23}$$

en posant $Z = (z - h_b)/(b - h_b)$ quelque soit z . Nous avons pris $\varpi = 0.05$ quelque soit la hauteur du couvert. Les profils moyens modélisé et mesuré en 1995 sont représentés sur la Figure 2.1.10. L'accord entre le modèle et l'expérience est très bon compte tenu du résultat recherché.

Conclusion. Le vent moyen dans le couvert a été modélisé à l'aide de profils de vent expérimentaux avec une seule mesure par niveau. Sous l'hypothèse qu'une telle mesure est représentative du vent moyen dans le plan à l'horizontale de l'instrument de mesure, nous pouvons dire que le modèle de vent à l'intérieur de la végétation est satisfaisant compte tenu du résultat recherché. Néanmoins, le modèle reste très empirique et est incapable de rendre de compte de flux à contre gradient responsables de seconds maxima de vent dans la zone du couvert située entre le sous-bois et le houppier. Ceci n'a que peu de conséquences par la suite, puisque l'essentiel des sources/puits de scalaires se situent en dehors de cette zone.

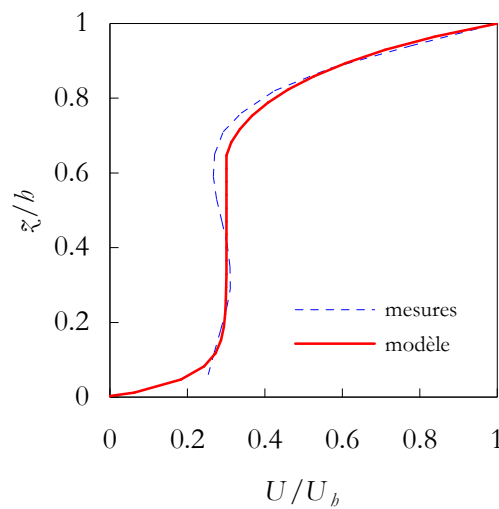


Figure 2.1.10 : profils de vent moyen dans le couvert au Bray en 1995. Comparaison modèle/mesures.

■ RESUME

Avec les 3 modèles de vent moyen précédents nous sommes en mesure de calculer, à partir d'une mesure de vent moyen effectuée au-dessus du Bray, le vent moyen à n'importe quel niveau dans le couvert. Le profil complet de vent moyen peut se résumer ainsi :

$$\frac{\langle \bar{u} \rangle(z)}{u_*} = \begin{cases} \frac{1}{k} \ln \left(\frac{z'}{z_0} \right) & z' > z_* \\ \frac{1}{k\eta} \left\{ \left(\frac{z'}{z_*} \right)^\eta - \left(\frac{b'}{z_*} \right)^\eta \right\} + \delta & b < z' \leq z_* \\ \delta \times \exp(-v_e (1 - \max(0, Z)^{\beta_n})) \times (1 - \exp(-z'/\varpi)) & z' \leq b \end{cases} \quad \text{Eq. 2.1.24}$$

Pour ne pas alourdir les notations, nous avons noté par une prime les hauteurs relatives à la hauteur de déplacement d . Par définition $d' = 0$. L'indice n signifie qu'il s'agit de conditions neutres. Les valeurs des paramètres utilisés sont :

$$z_{0'} = 0.105b \quad \delta = 2.9 \quad z_{*'}' = 1.37b \quad \eta = .47 \quad \beta_n = 1.5 \quad v_e = 1.2 \quad \omega = 0.05$$

Les valeurs de b et d dépendent de l'année considérée. Comme telle, la valeur de z_0 ne permet pas d'assurer la continuité du vent entre le profil logarithmique et la loi en puissance : c'est parce qu'elle résulte d'une moyenne de valeurs assurant toutes la continuité d'un profil particulier. Nous pouvons recalculer z_0 avec les valeurs des autres paramètres données ci-dessus :

| d/b | z_0/b |
|-------|----------------------|
| .92 | $8.95 \cdot 10^{-2}$ |
| .90 | $9.53 \cdot 10^{-2}$ |
| .88 | $10.1 \cdot 10^{-2}$ |
| .86 | $10.6 \cdot 10^{-2}$ |

Nous pourrions aussi utiliser une hyperbole pour assurer la continuité des 2 lois de variations (Leuning *et al.*, 1999). Ceci permet d'avoir une zone de transition SCR/SCI non ponctuelle, ce qui est plus réaliste. Dans un cas comme dans l'autre, le profil neutre de vent et son gradient vertical sont alors des fonctions continues de z sauf au sommet du couvert où le gradient de vent subit une discontinuité. Lui imposer une condition de continuité semble cependant impossible car le gradient de vent donné par la loi en puissance en haut du couvert est trop faible par rapport à celui observé.

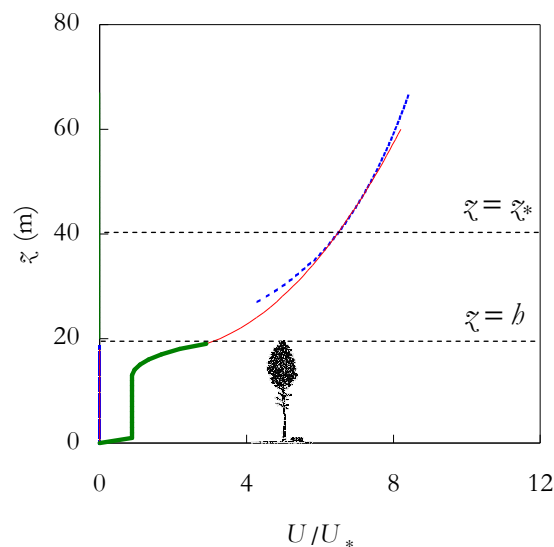


Figure 2.1.11 : profil modélisé de vent moyen au dessus du Bray en conditions neutres.

Jusqu'à maintenant, le vent moyen n'a été décrit et étudié qu'en conditions neutres. Un écoulement adiabatique est rare dans la pratique. Afin de pouvoir utiliser ce modèle de vent moyen pour toutes les conditions atmosphériques, il faut étudier l'influence d'un écart à la stabilité sur ce dernier. C'est l'objet de la section suivante.

2.2 Indice et corrections de stabilité

■ INDICE DE STABILITE

Energie cinétique turbulente. Les « corrections de stabilité » trouvent leur origine dans l'équation de conservation de l'énergie cinétique turbulente (*ECT*). L'établissement de cette équation (sans le terme de flottabilité) est détaillé dans Brunet *et al.* (1994) :

$$\begin{aligned}
 & - \underbrace{\langle \overline{u'w'} \rangle \frac{\partial \langle \overline{u} \rangle}{\partial z}}_{P_s} - \underbrace{\langle \overline{u'_i u'_j} \rangle \frac{\partial \overline{u'_i}}{\partial x_j}}_{P_w} - \frac{\partial}{\partial z} \left(\underbrace{\langle \overline{w'e} \rangle}_{T_t} + \underbrace{\langle \overline{w''e''} \rangle}_{T_d} + \frac{1}{\rho_0} \underbrace{\langle \overline{p'w'} \rangle}_{T_p} - \underbrace{\mathbf{v} \frac{\partial \langle \overline{e} \rangle}{\partial z}}_{T_m} \right) \\
 & + P_v - \langle \epsilon \rangle + \overbrace{\beta \times (\langle \overline{w'\theta'} \rangle + 0.61 T_0 \langle \overline{w'q'} \rangle)}^B = 0
 \end{aligned} \tag{Eq. 2.2.1}$$

Dans l'optique d'étudier le rôle de la stabilité, le terme de production/destruction par les forces de flottabilité (B) a été rajouté par rapport à l'équation originale de Brunet *et al.* (1994). P_s représente le terme de production par cisaillement, T_t , T_m et T_p sont les termes de transports turbulent, par diffusion moléculaire et par pression respectivement. $\langle \epsilon \rangle$ représente le terme de perte par dissipation. P_v est le terme de production par mouvement du feuillage (Brunet *et al.*, 1994) : il est nul quand la végétation est immobile et négligeable la plupart du temps. Les autres termes, le transport « dispersif » T_d et le terme de production par sillage P_w , sont des termes liés à l'hétérogénéité du couvert ; autant T_d peut être négligé sans commettre trop d'erreur, autant P_w est loin d'être négligeable : Brunet *et al.* (1994) utilisent l'approximation (Raupach et Shaw, 1982 ; Raupach *et al.*, 1986) :

$$P_w = - \langle \overline{u} \rangle \frac{\partial \langle \overline{u'w'} \rangle}{\partial z} \tag{Eq. 2.2.2}$$

et négligent (*resp.* incluent) T_d , T_m et P_v devant (*resp.* dans) T_p de sorte que :

$$P_s + P_w + T_i + T_p + B = \langle \epsilon \rangle \quad \text{Eq. 2.2.3}$$

Dans le couvert, T_i joue le rôle d'importateur d'*ECT* tandis que T_p sert à l'exporter (Brunet *et al.*, 1994). Autrement dit, l'*ECT* est 1/ importée de l'extérieur du couvert (T_i) ou 2/ produite par le cisaillement (P_s) et les forces de sillage (P_w) et produite (conditions instables) ou détruite (conditions stables) par les forces de flottabilité (B) puis 3/ exportée (T_p) ou 4/ dissipée ($\langle \epsilon \rangle$). Les effets de flottabilité agissent non seulement sur B mais aussi sur les autres termes (Leclerc *et al.*, 1990; Kaimal et Finnigan, 1994, p. 89).

Cas de la *SCI*. Dans la *SCI*, tous les termes de transport apparaissant dans Eq. 2.2.3 sont négligeables. Le terme de production par cisaillement (P_s) et le terme de production/destruction par flottabilité (B) équilibrent le terme de dissipation. Le nombre de Richardson de flux R_f indique l'importance relative de B sur P_s (Kaimal et Finnigan, 1994, p. 14) :

$$R_f = \frac{\beta \overline{w'\theta_v'}}{\overline{u'w'}(\partial\bar{u}/\partial z)} \quad \text{Eq. 2.2.4}$$

avec $\theta_v = \theta + 0.61T_0q$. R_f est positif pour une stratification thermique stable (sous-adiabatique), négatif pour une stratification thermique instable (sur-adiabatique) et nul pour une stratification neutre (adiabatique). En utilisant Eq. 2.1.8, Eq. 2.1.9 et Eq. 2.1.10, on obtient la relation (Kaimal et Finnigan, 1994, p. 18) :

$$R_f = \frac{(z-d)}{L} \phi_m^{-1} \left(\frac{z-d}{L} \right) \quad \text{Eq. 2.2.5}$$

ϕ_m est une fonction positive : $(z-d)/L$ est donc du même signe que R_f , et sert généralement d'indice de stabilité dans la sous-couche inertielle (Kaimal et Finnigan, p. 13). Dans cette sous-couche, toutes les grandeurs turbulentes moyennes - moments d'ordre 1, 2, ... - ne dépendent que de la hauteur relative $(z-d)/b$ et de l'indice de stabilité $(z-d)/L$. Ainsi, en conditions non neutres, on utilise habituellement les fonctions de stabilité caractéristiques de la *SCI* données par Dyer (1974) pour décrire le profil de vent (Kaimal et Finnigan, 1994, p. 16) :

$$\bar{u}(z) = \frac{u_*}{k} \left\{ \ln \left(\frac{z-d}{z_0} \right) - \Psi_m \left(\frac{z-d}{L} \right) + \Psi_m \left(\frac{z_0}{L} \right) \right\} \quad \text{Eq. 2.2.6}$$

où l'expression de Ψ_m peut être trouvée dans Brutsaert (1982, p. 70-1) : on a $\Psi_m(0) = 0$.

Cas de la SCR. Dans la SCR, par définition, la végétation influence fortement la turbulence et les lois de la SCI ne sont plus applicables. Par exemple, les termes de transport dans l'équation de conservation de l'ECT ne sont plus négligeables (Kaimal et Finnigan, 1994, p. 87-8). Cependant, les contributions de T_i et T_p dans l'équation de conservation de l'ECT semblent se compenser et ce, non seulement au-dessus du couvert (Raupach *et al.*, 1986), mais aussi dans le couvert (Brunet *et al.*, 1994). L'équation de conservation de l'ECT se réduit alors à :

$$P_s + P_w + B \approx \langle \epsilon \rangle \quad \text{Eq. 2.2.7}$$

Au-dessus du couvert (mais toujours dans la SCR), P_w est négligeable de sorte que le nombre de Richardson de flux a encore une réalité physique. En revanche, Eq. 2.2.5 n'est plus valable et $(z - d)/L$ n'est plus rigoureusement un indice de stabilité local. En utilisant la formulation de Cellier et Brunet (1992) pour la diffusivité scalaire, on obtient :

$$R_f = \frac{(z^* - d)}{L} \left(\frac{z - d}{z^* - d} \right)^{1-\eta} \phi_m^{*-1}(\zeta_z) \quad \text{Eq. 2.2.8}$$

où ϕ_m^* est une fonction de stabilité caractéristique de la SCR (Kaimal et Finnigan, 1994, p.71-2) et ζ_z est l'indice de stabilité relatif à cette fonction. Cellier et Brunet (1992) utilisent $\zeta_z = (z - d)/L$ et $\phi_m^* = \phi_m$. Cependant, d'après Eq. 2.2.8, il est autant justifié d'utiliser $\zeta'_z = (z^* - d)/L$ comme indice de stabilité.

Dans le couvert, la situation est encore plus complexe car P_w n'est plus du tout négligeable (Raupach *et al.*, 1986 ; Brunet *et al.*, 1994). De plus, la présence d'un houppier dense et séparé du sous-bois peut conduire à un découplage des processus turbulents au-dessus et en-dessous de la canopée (Kaimal et Finnigan, 1994, p. 83-4). Pour ces raisons, l'indice de stabilité à utiliser pour $z < b$ ne fait pas encore l'unanimité. Jacobs *et al.* (1992) observent un tel découplage entre les processus turbulents au-dessus et à l'intérieur de la végétation : ils recommandent alors d'utiliser un nombre de Richardson (de gradient) local, tout en reconnaissant que la hauteur du couvert b est l'échelle de longueur adéquate pour décrire les processus à l'intérieur de la végétation. D'autres auteurs préconisent b/L (Pereira et Shaw, 1977 ; Shaw *et al.*, 1988 ; Leclerc *et al.*, 1990) – alternativement $(b - d)/L$ – où L est calculée à partir de grandeurs définies dans la couche inertielle (ou au moins au-dessus du couvert). Ceci revient à dire que la turbulence sous la canopée est dominée par les tourbillons de grande taille qui naissent du fort cisaillement de vent au sommet du couvert (Kaimal et Finnigan, 1994, p. 83-84).

Un indice de stabilité proportionnel à L^{-1} est pratique parce que L peut se calculer à un niveau de référence z_r au-dessus du couvert. Cependant, il faut qu'il y ait continuité de cet indice avec la hauteur. On peut prendre :

$$\zeta_z = \begin{cases} (b - d)/L, & z \leq b \\ (z - d)/L, & z \geq b \end{cases} \quad \text{Eq. 2.2.9}$$

Utiliser b/L comme indice de stabilité dans le couvert nous obligerait – pour assurer la continuité de cet indice – à utiliser $(z - d)/L$ à partir de la cote $b + d$ seulement. Cette définition peut paraître arbitraire parce que la hauteur $b + d$ n'a aucune signification physique. Cependant, dans la *SCR*, $(z - d)/L$ n'a pas plus de raison que $(z_* - d)/L$ de servir d'indice de stabilité (Eq. 2.2.8) et $b + d$ est assez proche de z_* pour poser :

$$\zeta'_z = \begin{cases} (z_* - d)/L, & z \leq z_* \\ (z - d)/L, & z \geq z_* \end{cases} \quad \text{Eq. 2.2.10}$$

Les fonctions de stabilité seront juste légèrement différentes suivant que nous prenons un indice plutôt qu'un autre.

L'objet de ce chapitre est de définir des fonctions du paramètre de stabilité qui permettraient de corriger les profils neutres de vent moyen lorsque l'écoulement n'est pas adiabatique. Nous venons de voir que le choix de l'indice de stabilité dans la *SCR* n'était pas unanime. De plus, les fonctions de stabilité dans la *SCR* n'ont aucune raison d'être identiques à celles utilisées dans la *SCI* (Kaimal et Finnigan, 1994, p. 71-2). Faces à tant d'inconnu, nous avons décidé de confronter 2 corrections de stabilité possibles : la première, qualifiée de « classique », est celle qui se rapproche le plus des corrections classiques de la *SCI* (Eq. 2.2.6) et utilise ζ_z comme paramètre de stabilité, tandis que la seconde, plus personnelle, utilise ζ'_z .

■ CORRECTIONS DE STABILITE « CLASSIQUES »

Introduction. Nous avons considéré les indice et fonction de stabilité « classiques » de la *SCI* afin de voir dans quelles mesures ils pouvaient s'appliquer à la *SCR*. Plus précisément, nous avons utilisé l'indice de stabilité ζ_z défini par Eq. 2.2.9 et l'expression de ϕ_m proposée par Dyer (1974) :

$$\phi_m = \begin{cases} (1 - 16\zeta_z)^{-1/4}, & -2 \leq \zeta_z \leq 0 \\ (1 + 5\zeta_z) & , \quad 0 \leq \zeta_z \leq 1 \end{cases} \quad \text{Eq. 2.2.11}$$

Dans la *SCI*, le profil de vent est alors donné par Eq. 2.2.6. Dans la *SCR* mais au-dessus du couvert, compte tenu de l'augmentation de la diffusivité turbulente (Eq. 2.1.15), la fonction intégrée est différente de Ψ_m et le profil de vent s'écrit (Cellier et Brunet, 1992) :

$$\bar{u}(z) = u_* \left[\frac{1}{k\eta} \left\{ \left(\frac{z'}{z_*'} \right)^\eta - \left(\frac{b'}{z_*'} \right)^\eta \right\} + \delta \right] - \frac{1}{k} \{ \Psi_m^*(\zeta_z) - \Psi_m^*(\zeta_b) \} \quad \text{Eq. 2.2.12}$$

où Ψ_m^* est donnée par (Cellier et Brunet, 1992) :

$$\Psi_m^*(\zeta_z) = \left(\frac{z'}{z_*'} \right)^\eta \zeta_z^{-\eta} \int_0^{\zeta_z} u^{\eta-1} \{ 1 - \phi_m(u) \} du \quad \text{Eq. 2.2.13}$$

Le calcul de cette intégrale ne peut pas se faire de manière analytique mais se prête à une résolution numérique. En $z = b$, on obtient $\bar{u} = u_* \delta$ mais δ représente alors le rapport « non neutre » entre le vent au sommet du couvert et u_* . A l'intérieur de la végétation, l'indice de stabilité est constant (Eq. 2.2.9), de sorte que les corrections de stabilité pour le vent et son gradient doivent être identiques (Eq. 2.1.9). Il suffira donc de prendre :

$$\delta = \delta|_\eta \phi_m(\zeta_b) \quad \text{Eq. 2.2.14}$$

où $\delta|_\eta = 2.9$ est la valeur de δ en conditions neutres déterminée précédemment. Avec ces corrections de stabilité, le profil de vent et son gradient restent des fonctions continues de l'altitude z sauf en au sommet du couvert où le gradient de vent subit, comme en conditions neutres, une discontinuité.

Matériel et méthodes. Nous avons utilisé les résultats des campagnes de mesures du Tableau 2.2.1 afin de les confronter aux fonctions correctrices de stabilité précédentes.

| Campagne | | Structure | | Turbulence | |
|----------|------|-----------|---------|---------------|------------|
| Période | Nom | b (m) | LAI | z_{max} (m) | Nb niveaux |
| 09-10/97 | B97 | 18 | 2.9 | 25 | 2 |
| 03-04/98 | B98a | 18.5 | 2.8 | 25 | 2 |
| 03-05/99 | EF99 | 19.5 | 2.8-2.9 | 43 | 1 |

Tableau 2.2.1 : principales caractéristiques des campagnes de mesures menées au site du Bray et utilisées pour étudier l'effet de la stabilité sur le vent moyen dans et au-dessus du couvert.

En septembre/octobre 1997(B97) et mars/avril 1998 (B98a), 1 sonique 3D était placé à

l'intérieur du couvert à une altitude de 7 m en plus de celui à 25 m servant à mesurer les flux au-dessus du couvert pour la campagne Euroflux. Le dispositif de ces 2 campagnes est décrit dans Lamaud *et al.* (1999). Les derniers mois de la campagne Euroflux, de mars à juin 1999 (EF99), le niveau de mesure des flux est passé à 43 m mais le dispositif est resté identique au reste de la campagne (Aubinet *et al.*, 1999).

La Figure 2.2.1 représente les valeurs expérimentales de vent moyen normalisées par u_* à 43 m (EF99), 25 m et 7 m (B97 et B98a) pour plusieurs valeurs du paramètre de stabilité. Pour faciliter la comparaison entre les niveaux, nous avons utilisé z'_*/L en abscisse au lieu $\zeta_{z'}$. De plus, pour faciliter la lisibilité des graphiques, nous avons constitué des classes du paramètre de stabilité par pas de 0.1 unité. Chaque point expérimental correspond alors à une classe et résulte d'une moyenne sur l'ensemble de la campagne. Les symboles pleins correspondent à une moyenne sur un nombre $N > 100$ points (43 et 25 m) ou $N > 40$ points (7 m) : la majorité des runs correspondent à des valeurs de z'_*/L comprises entre -0.5 et 0.5 . Nous avons alors tracé les fonctions correctrices de stabilité données par Eq. 2.2.6, Eq. 2.2.12 et Eq. 2.2.14.

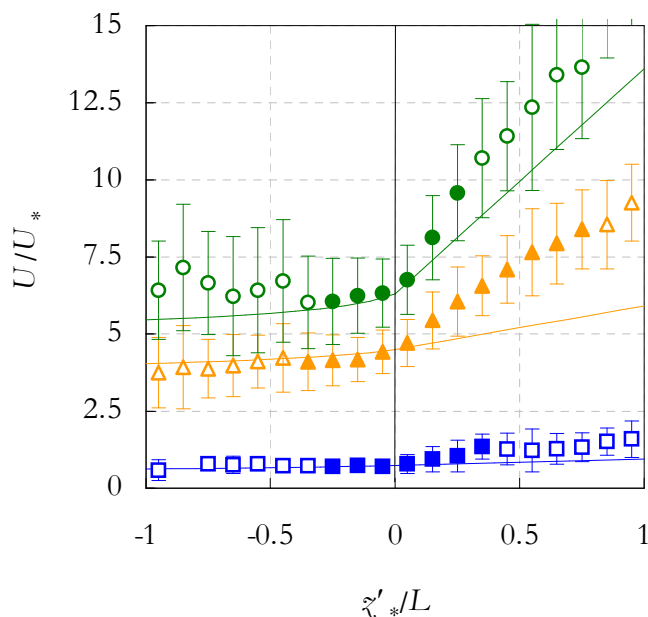


Figure 2.2.1 : corrections de stabilité « classiques » pour le vent moyen. Modèle (lignes continues) et mesures à 43 m (cercles), 25 m (triangles) et 7 m (carrés).

Résultats et discussion. A 43 m, *i.e.* dans la zone de transition entre la *SCR* et la *SCI*, Eq. 2.2.6 et Eq. 2.2.12 peuvent être utilisées avec le même succès. Cependant, seule la première équation avec $z = 43$ m est représentée sur la Figure 2.2.1. Si les corrections sont assez bonnes en conditions instables, elles semblent être trop faibles en conditions stables. A 25 m, Eq. 2.2.12 semble être correcte en conditions instables mais la situation en conditions

stables est encore plus dramatique qu'à 43 m. D'ailleurs, seules les conditions instables sont envisagées par Cellier et Brunet (1992). Dans le couvert, les corrections de stabilité résultant de Eq. 2.2.14 sont également trop faibles en conditions stables.

Conclusion. Cette étude montre clairement que les corrections de stabilité « classiques » sont peu adaptées à la SCR en conditions stables. Même à 43 m, ces corrections semblent insuffisantes mais ceci semble être encore lié à un problème de « fetch » à une telle altitude au dessus du site.

■ CORRECTIONS DE STABILITE « MAISON »

Introduction. Les résultats de l'étude précédente nous ont poussés à chercher des corrections de stabilité « maison », mieux adaptée à notre site d'étude et à la SCR. Pour cela, nous avons utilisé le paramètre de stabilité défini par Eq. 2.2.10. Nous avons remarqué que la dépendance avec z_*/L du rapport entre le vent moyen et u_* normalisé par sa valeur neutre, semblait identique pour les 3 niveaux de mesure. Aussi ce paramètre de stabilité, égal à z_*/L dans toute la SCR, semblait être plus adéquat.

Matériel et méthodes. S'inspirant de Eq. 2.1.9, mais avec un paramètre de stabilité constant dans toute la SCR, nous avons cherché une fonction de correction non plus additive (comme Ψ_m) mais multiplicative (comme Φ_m). Pour cela, nous avons normalisé pour les 3 niveaux de mesure le rapport U/U_* par sa valeur neutre, puis nous avons cherché une fonction correctrice « maison » de z_*/L commune aux 3 niveaux.

Résultats et Discussion. La fonction la plus adaptée s'écrit :

$$\Phi_m^* = \begin{cases} (1 - 16\zeta'_z)^{-1/5}, & -2 \leq \zeta_z \leq 0 \\ (1 + 5\zeta'_z)^{0.4}, & 0 \leq \zeta_z \leq 1 \end{cases} \quad \text{Eq. 2.2.15}$$

Multiplier le profil de vent moyen donné en Eq. 2.1.24 par cette nouvelle fonction de stabilité permet de très bien reproduire les variations du vent moyen avec la stabilité (Figure 2.2.2). A 43 m les corrections en conditions stables sont encore légèrement insuffisantes mais la courbure est bien reproduite. Aux autres niveaux de mesure, l'accord entre modèle et mesures est excellent.

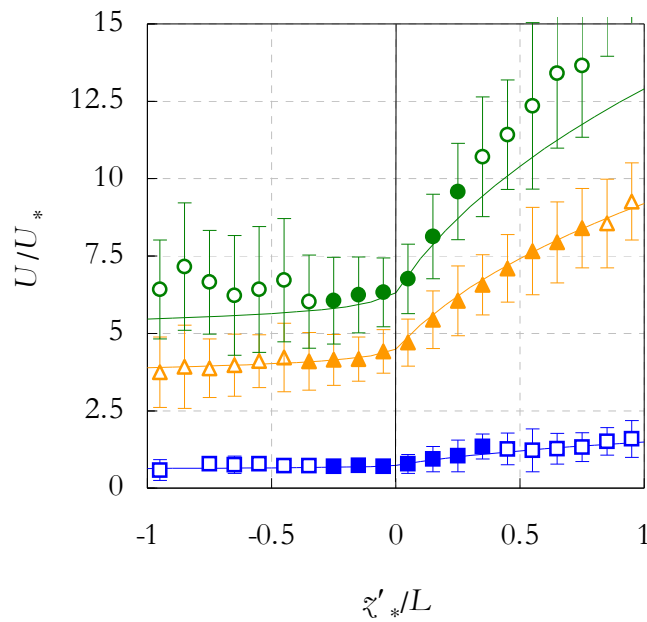


Figure 2.2.2 : corrections de stabilité « maison » pour le vent moyen.
Modèle (lignes continues) et les mesures à 43 m (cercles), 25 m (triangles) et 7 m (carrés).

Nous avons effectué quelques tests sur ce modèle empirique afin de voir s'il était assez robuste pour être utilisé en routine.

Tout d'abord, nous avons essayé de retrouver, à partir des valeurs de vent à 40 m et quelque soit les conditions de stabilité, les valeurs de vitesse de frottement puis de vent moyen à 25 m mesurées pendant la campagne B98b (Tableau 2.1.1). Les résultats sont présentés sur la Figure 2.2.3. En ce qui concerne la vitesse de frottement, nous observons un certain étalement des valeurs autour de la droite 1:1 mais qui reste du même ordre de grandeur que l'erreur commise sur la mesure statistique. Hutjes et Kruit (1994) estiment celle-ci en appliquant l'hypothèse de turbulence gelée :

$$\epsilon_* = \sqrt{\frac{2 \mathbf{L}_u}{\mathbf{U} \Delta t} (r_{mv}^{-2} + 1)} \quad \text{Eq. 2.2.16}$$

En prenant $\mathbf{L}_u \approx h$, $\Delta t = 1800$ s et $r_{mv} \approx 0.45$ (Kaimal et Finnigan, 1994, p. 80 ; Finnigan, 1999), on obtient $\epsilon_* \approx 24$ % pour $\mathbf{U} = 2$ m s⁻¹ et $\epsilon_* \approx 17$ % pour $\mathbf{U} = 4$ m s⁻¹. Les valeurs de vent à 25 m estimées à partir de ces valeurs modélisées de u_* sont en revanche en bon accord avec les mesures avec une dispersion de l'ordre de 0.5 m s⁻¹. En conclusion, nous pouvons dire que l'accord entre modèle et mesures est plutôt convainquant, compte tenu de la plage de variations du paramètre de stabilité (entre -1 et +1).

Il nous a paru judicieux aussi de tester le modèle sur un jeu de données différent de celui utilisé pour paramétrer le profil de vent moyen « neutre » (campagne B98b). Nous avons donc également tester les capacités du modèle à reproduire les mesures de la vitesse de frottement mesurée au-dessus du Bray pendant la campagne Euroflux. Nous avons sélectionné le mois d'octobre 1997. Les résultats sont représentés sur la Figure 2.2.4 où la distinction entre conditions stables et instables a été faite. Le modèle est en bon accord avec les mesures compte tenu de ce qui a été dit précédemment sur la mesure de la vitesse de frottement. On note cependant une légère sous-estimation de u_* en conditions stables et l'inverse en conditions instables. Les corrections de stabilité sont donc plus à remettre en cause que le modèle de profil de vent neutre.

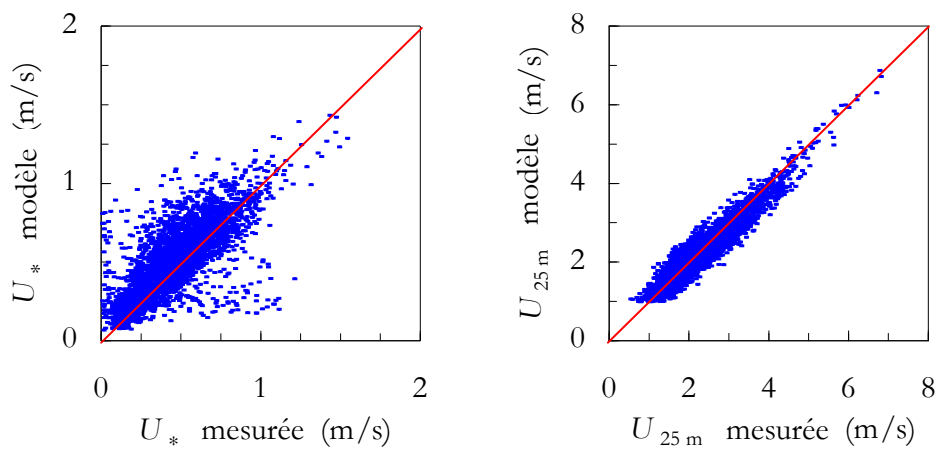


Figure 2.2.3 : comparaison entre les valeurs mesurées et prédites du vent moyen à 25 m (a) et de la vitesse de frottement (b). Les mesures ont été effectuées au site du Bray de juin à octobre 1998 (B98b).

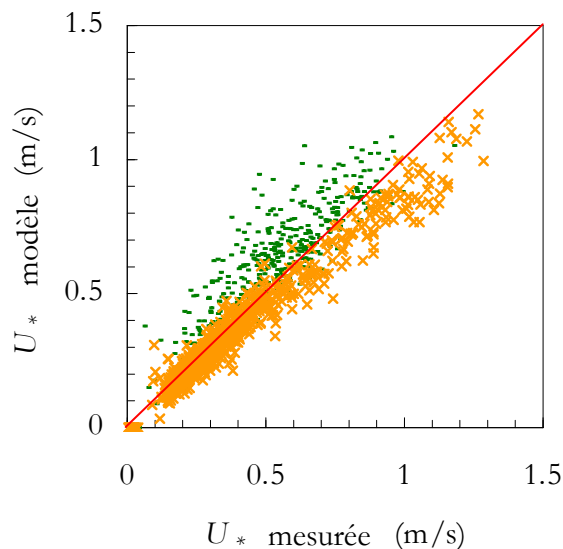


Figure 2.2.4 : comparaison entre les valeurs mesurées et prédites de vitesse de frottement. Les mesures ont été effectuées au site du Bray en octobre 1997 (EF97). Valeurs stables (croix) et instables (points).

Conclusion. Les corrections de stabilité que nous proposons pour le vent moyen au-dessus du site du Bray ne sont pas universelles. Néanmoins, elles permettent de reproduire avec une précision tolérable les effets liés à la stabilité atmosphérique et de disposer *in fine* d'un modèle complet de vent moyen dans le couvert. Celui-ci consiste 1/ en un profil de vent en conditions neutres (Eq. 2.1.24) et 2/ une fonction correctrice multiplicative pour reproduire les effets liés à la stabilité (Eq. 2.2.15).

Jusqu'à présent, nous avons utilisé les valeurs mesurées de la longueur d'Obukhov. Celle-ci dépend de u_* mais aussi du flux de chaleur sensible. Ce flux résulte de la contribution de toutes les sources de chaleur sensible dans la canopée qui dépendent elles-mêmes du vent moyen local. La végétation interagit avec l'écoulement non seulement à travers sa géométrie (comme tout obstacle placé dans un écoulement) mais aussi à travers son activité biologique qui régule la température de surface. Ces interactions entre écoulement et végétation doivent être correctement reproduites par un modèle de couvert comme le modèle *MUSICA*.

3 PARAMETRISATION DU MODELE DE TRANSFERT TURBULENT

Le modèle de dispersion d'un scalaire par la turbulence décrit au chapitre 1 requiert la connaissance a priori de 2 grandeurs turbulentes : σ_w et T_L . S'agissant de grandeurs lagrangiennes, le problème est de trouver des relations, d'ordre théorique ou empirique, qui les relient à des grandeurs eulériennes sur lesquelles plus d'information sont disponibles. Ces relations doivent couvrir tout le domaine d'étude afin d'avoir in fine le profil complet de σ_w et T_L .

Plusieurs profils types pour ces 2 grandeurs sont disponibles dans la littérature (Raupach, 1989a, c ; Katul et al., 1997 ; Leuning et al., 1999a). Cependant, la validité de ces profils en conditions non neutres est encore discutée et la notion de stabilité à l'intérieur de la végétation encore mal comprise.

L'objet de ce chapitre est de présenter les modèles utilisés pour décrire les profils de σ_w et T_L . La démarche adoptée sera la même que pour le modèle de vent moyen : nous décrirons tout d'abord le modèle pour des conditions proches de la neutralité, puis nous l'étendrons à des conditions non neutres. Les modèles proposés sont originaux sous certains aspects et semblent être adaptés à l'étude du Bray.

3.1 Profils neutres

■ RETOUR SUR QUELQUES DEFINITIONS

Turbulence homogène, gaussienne et stationnaire. Dans l'article original de Raupach (1989a), σ_w et T_L sont supposés des quantités connues mais leurs définitions restent assez ambiguës. En effet, pour établir sa théorie, Raupach part des équations de Taylor (1921) en turbulence homogène, gaussienne et stationnaire. Dans ce cas, σ_w et T_L sont définis respectivement comme l'écart-type de la vitesse verticale d'une particule de fluide (vitesse lagrangienne) et l'échelle intégrale de temps de cette vitesse (Taylor, 1921 ; Tennekes et Lumley, 1972, p. 225) :

$$\begin{cases} \sigma_w^2 \equiv [\tilde{w}^2] \\ T_L \equiv \int_0^\infty ds [\tilde{w}(s)\tilde{w}(s+t)]/\sigma_w^2 \end{cases} \quad \text{Eq. 3.1.1}$$

$\tilde{w}(t)$ désigne la vitesse lagrangienne à l'instant t d'une particule de fluide et les crochets indiquent qu'il s'agit de la moyenne d'ensemble de la quantité entre crochets. Lumley (1962) a montré l'identité, en turbulence stationnaire et homogène, entre la distribution des vitesses lagrangiennes et eulériennes. En particulier :

$$\sigma_w^2 = \overline{w'^2} \quad \text{Eq. 3.1.2}$$

Corrsin (1963) suppose qu'il existe une relation de similitude entre le spectre de la vitesse lagrangienne et celui de la vitesse eulérienne dans le domaine inertiel. Ceci lui permet d'appliquer la théorie de Kolgomorov à la vitesse lagrangienne. Il obtient :

$$T_L \approx \alpha_L \mathbf{L}_w / \sqrt{\overline{w'^2}} \quad \text{Eq. 3.1.3}$$

où \mathbf{L}_w est l'échelle de longueur de la vitesse verticale eulérienne (définie précédemment) et α_L est une constante de l'ordre de l'unité (Corrsin, 1963) mais dont la valeur exacte est très contestée. Ainsi, en turbulence homogène, il est possible d'estimer les grandeurs turbulentes qui apparaissent dans la théorie « LNF » à partir de grandeurs eulériennes. Cependant, le modèle de Raupach a été conçu pour être utilisé sur des couverts végétaux où la turbulence est

toujours inhomogène. La question est donc de savoir comment, dans ce cas, accéder aux quantités turbulentes précédentes.

Turbulence inhomogène, gaussienne et stationnaire.

L'hypothèse de similitude entre les spectres des vitesses est justifiable en turbulence homogène et stationnaire. Ce n'est *a priori* plus le cas en turbulence inhomogène car la distribution et le spectre des vitesses d'un nuage de particules dépend alors du cheminement de ce nuage dans le champ de turbulence. De plus, l'inhomogénéité de la turbulence rend la vitesse lagrangienne non stationnaire car l'écoulement n'est pas borné dans la direction d'inhomogénéité (Tennekes et Lumley, 1972, p. 224-5). Ainsi, T_L ne peut plus être perçu comme une échelle (de temps) « intégrale » car le théorème de la limite centrale n'est plus rigoureusement applicable. Plutôt, T_L doit être considéré comme une échelle de temps « de décorrélation » de la vitesse lagrangienne (Durbin, 1983 ; Sawford, 1985 ; Rodean, 1996, p. 11).

En fait, le raisonnement de Raupach (1989a) s'appuie sur les résultats du modèle de Thomson (1987) qui simule la dispersion d'un scalaire dans un champ de turbulence qui, par défaut, est inhomogène. Ce modèle consiste à résoudre une équation d'évolution stochastique pour la vitesse verticale d'une particule dont les coefficients sont des fonctions explicites de $\overline{w'^2}$ et T_L mais où l'échelle de temps lagrangienne est définie par (Rodean, 1996, p. 8-11, 31-3 ; Thomson, 1987 ; van Dop *et al.*, 1985 ; Wilson *et al.*, 1983) :

$$T_L \equiv 2\sqrt{\overline{w'^2}} / (\alpha_\epsilon \langle \epsilon \rangle) \quad \text{Eq. 3.1.4}$$

où $\langle \epsilon \rangle$ est le taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente (eulérienne) et α_ϵ est une constante « universelle » mais dont la valeur est elle aussi assez contestée, entre 1 et 10 (Rodean, 1996, p. 8). L'avantage de cette dernière définition de T_L est qu'elle est valable que le champ de turbulence soit homogène ou pas. Thomson (1987) montre alors que, si les inhomogénéités du champ de turbulence ne sont pas trop fortes ($\mathbf{I}_H \leq 0.4$), la dispersion d'un scalaire loin de la source peut être assimilée à de la diffusion, à condition de prendre le coefficient de diffusion égal à $K_f = \overline{w'^2} T_L$ où $\sqrt{\overline{w'^2}}$ est – explicitement – l'écart-type de la vitesse verticale eulérienne et T_L est donné par Eq. 3.1.4. Ainsi, loin des sources, *i.e.* au-dessus du couvert, σ_w et T_L pourront être estimés par des mesures de $\sqrt{\overline{w'^2}}$ et $K = K_f$. Nous supposons donc que la diffusivité turbulente K au-dessus du couvert est la même quelque soit le scalaire. Dans le couvert, la diffusivité de champ lointain n'a plus de réalité physique, *i.e.* ne s'identifie pas à une diffusivité réelle. Par manque d'information sur la structure de la turbulence – et en particulier sur $\langle \epsilon \rangle$ – nous supposons que Eq. 3.1.3 est vérifiée dans le couvert malgré l'inhomogénéité de la turbulence et T_L sera estimé à l'aide de \mathbf{L}_w . C'est l'approche, par exemple, de Raupach (1989c) et Katul *et al.* (1997).

Raupach *et al.* (1996) proposent une méthode pour déterminer \mathbf{L}_w au sommet du couvert. En effet, les auteurs démontrent que la turbulence dans le haut d'un couvert végétal a les caractéristiques d'une couche de mélange plane. La taille caractéristique des tourbillons actifs \mathbf{L}_w est contrôlée par l'échelle de longueur de cisaillement :

$$\mathbf{L}_s \equiv \frac{U(b)}{dU/dz|_b} \quad \text{Eq. 3.1.5}$$

Ils proposent alors $\mathbf{L}_w(b) \approx 0.71 \times \mathbf{L}_s$. L'échelle de longueur de cisaillement étant plus facilement accessible que \mathbf{L}_w , une telle relation peut être utile pour estimer T_L dans le haut du couvert.

En résumé, que la turbulence soit homogène ou pas, les grandeurs turbulentes qui apparaissent dans la théorie de Raupach (1989a) peuvent être calculées à partir de grandeurs eulériennes : σ_w est assimilée à $\sqrt{w'^2}$ et T_L est estimé à l'aide de K_f au-dessus du couvert et à l'aide de \mathbf{L}_w (ou \mathbf{L}_s) à l'intérieur de la végétation.

■ DONNEES EXPERIMENTALES

Les données expérimentales qui ont été utilisées pour modéliser les grandeurs turbulentes relatives au modèle de dispersion de Raupach (1989a) sont en partie issues des mêmes campagnes de mesures que celles utilisées pour le profil de vent (Tableau 2.1.1). L'ensemble de ces campagnes sont réunies dans le Tableau 3.1.1.

| Campagne | | Structure | | Turbulence | |
|-----------|------|-----------|---------|---------------|------------|
| Période | Nom | h (m) | LAI | z_{max} (m) | Nb niveaux |
| 09/89 | B89 | 13.2 | 2.8 | 18.3 | 4 |
| 09/91 | B91 | 14.5 | 2.7 | 23.2 | 2 |
| 06, 08/92 | B92 | 15 | 2.6-2.8 | 25.1 | 3 |
| 09-10/97 | B97 | 18 | 2.9 | 25 | 2 |
| 03-04/98 | B98a | 18.5 | 2.8 | 25 | 2 |
| 03-05/99 | EF99 | 19.5 | 2.8-2.9 | 43 | 1 |
| 06-07/99 | B99 | 19.5 | 3.0 | 43 | 2 |

Tableau 3.1.1 : principales caractéristiques des campagnes de mesures menées au site du Bray et utilisées pour étudier le profil de l'écart-type de la vitesse verticale dans et au-dessus du couvert.

En juin/juillet 1999, le site a fait l'objet d'une campagne intensive de mesures turbulentes. Seules les mesures à 5 et 9 m sont utilisées dans ce qui suit.

Durant toutes ces campagnes, il n'y avait qu'un seul instrument de mesure par niveau. Ceci nous oblige à supposer, comme pour le vent moyen, que les variations horizontales des grandeurs turbulentes sont négligeables, y compris dans le couvert.

■ PROFILS NEUTRES DANS LA SCI ($z \geq z_*$)

Introduction. Sous l'hypothèse qu'il existe une SCI au-dessus du Bray, nous devons trouver une paramétrisation du modèle de transfert turbulent dans cette zone de l'atmosphère. Dans la SCI, en conditions neutres et en négligeant le gradient vertical de la pression de l'air, l'intégration de Eq. 2.1.5 nous donne :

$$\frac{\partial}{\partial z} (\overline{w'^2}) = 0 \quad \text{soit} \quad \overline{w'^2} = Cte \quad \text{Eq. 3.1.6}$$

Ainsi, comme le flux de quantité de mouvement, l'écart-type de la vitesse verticale est constant dans la SCI. De plus, le rapport des deux, noté σ_* , est approximativement constant de l'ordre de 1.25 en conditions neutres (Kaimal et Finnigan, 1994, p. 16). Enfin, la diffusivité d'un scalaire (alternativement la constante de von Kármán) est la même que pour la quantité de mouvement : $K \approx k u_* (z - d)$ (Kaimal et Finnigan, 1994, p. 69). Parce que nous nous situons loin du couvert, la diffusivité du champ lointain s'identifie à K : $K = K_f$. De l'expression de K_f , nous tirons :

$$\frac{u_* T_L}{b} = \frac{k}{\sigma_*^2} \frac{z - d}{b} \quad \text{Eq. 3.1.7}$$

Avec $\sigma_* \approx 1.25$, nous obtenons $\mathbf{I}_H \approx 0.3$ (Raupach, 1989a). Dans la SCI, la turbulence est donc faiblement inhomogène. Seul σ_* doit être déterminé.

Matériel et méthodes. Nous avons utilisé les mesures à 43 m effectuées au Bray en 1999. Seules les valeurs neutres nous intéressaient, c'est pourquoi nous avons sélectionné uniquement les runs qui vérifiaient la condition $|(z_r - d)/L| \leq 0.05$ avec $d = 0.92 b$. De plus, afin de s'assurer de la qualité des mesures, nous avons écarté les runs pour lesquels $u_* < 0.2 \text{ m.s}^{-1}$ et $U < 1.5 \text{ m.s}^{-1}$.

Résultats et discussion. L'histogramme du rapport σ_* à 43 m au dessus du site du Bray est représenté sur la Figure 3.1.1. Il s'agit d'une distribution très piquée autour de la valeur attendue de 1.25. Plus exactement, nous avons :

$$\sigma_* = 1.33 \pm 0.13 \quad \text{Eq. 3.1.8}$$

Cette valeur légèrement plus élevée que celle couramment utilisée dans la littérature ne peut être attribuée au mauvais calcul de la moyenne lié à l'asymétrie de la distribution de la Figure 3.1.1 car le pic très marqué de cette distribution correspond à des valeurs de σ_* entre 1.3 et 1.35.

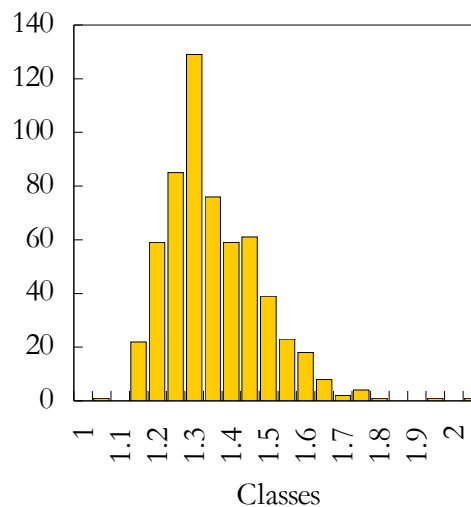


Figure 3.1.1 : histogramme, en conditions neutres, du rapport entre l'écart-type de la vitesse verticale et la vitesse de frottement au site du Bray. Les mesures ont été effectuées en 1999 à une altitude de 43 m ($h = 19.5$ m).

Conclusion. A 43 m au dessus du site du Bray, en conditions neutres, le rapport de l'écart-type de la vitesse verticale et de la vitesse de frottement est égale à 1.33 ± 0.13 , *i.e.* légèrement supérieure à la valeur attendue de 1.25. En l'absence de mesures de profils verticaux de σ_w et u_* , nous ne pouvons conclure quant à la constance de ce rapport dans toute la *SCI*. En s'appuyant sur d'autres résultats expérimentaux, nous ferons cependant cette hypothèse. L'échelle de temps lagrangienne est alors calculée suivant Eq. 3.1.7.

■ PROFILS NEUTRES DANS LA SCR ($z \leq z_*$)

Dans la *SCR* au-dessus du couvert, la diffusivité d'un scalaire est indépendante de l'altitude dans la sous-couche rugueuse (Cellier et Brunet, 1992) et est égale à sa valeur en bas de la *SCI* : $K \approx \kappa u_* (z_* - d)$. Cependant, juste au-dessus du couvert, la diffusivité du champ lointain ne s'identifie plus rigoureusement à la diffusivité turbulente pour un scalaire, de telle sorte qu'il

est préférable d'utiliser des mesures de \mathbf{L}_s pour estimer T_L au sommet du couvert. En supposant que σ_w et T_L sont constants entre h et z^* , et afin d'assurer la continuité de T_L en haut du couvert, il faut prendre (Eq. 3.1.3, Eq. 3.1.7) :

$$\alpha_L = \frac{k_z}{\sigma_*} \frac{z^* - d}{b} (\mathbf{L}_w/b)^{-1} \quad \text{Eq. 3.1.9}$$

En prenant $\mathbf{L}_w = 0.3b$ (Raupach, 1988) et les valeurs des autres paramètres précédemment établies, on obtient $\alpha_L \approx 1.37$. Cependant, il n'a jamais été prouvé que T_L restait constant entre h et z^* . En revanche, il a été mis en évidence que la vitesse de frottement restait constante dans cette zone de la SCR, mais que σ_w variait sensiblement (Raupach, 1988), probablement parce que le gradient vertical de la pression n'est plus négligeable (Eq. 2.1.5). Leuning *et al.* (1999) utilisent une hyperbole de courbure < 1 pour assurer la continuité de σ_w et T_L entre le haut du couvert et le sommet de la SCR. Une telle fonction a l'avantage de ne pas rendre la transition SCR/SCI trop brutale. L'idée avait déjà été évoquée pour le profil de vent moyen. Il suffit alors d'estimer les valeurs neutres de σ_w et T_L en haut du couvert puis d'ajuster empiriquement la courbure des hyperboles servant à relier ces valeurs à celles au sommet de la SCR. Afin d'éviter des redondances dans notre exposé, nous décrirons les modèles retenus pour décrire les profils de σ_w et T_L dans cette zone du couvert en même temps qu'à l'intérieur du couvert.

■ PROFILS NEUTRES DANS LE COUVERT ($z \leq h$)

Introduction. Un modèle théorique pour σ_w dans le couvert requiert, comme pour le vent moyen, une relation de fermeture. Par souci de simplicité, la démarche adoptée ici est celle de Raupach (1989a, c) ou Leuning *et al.* (1999) qui préfère utiliser un modèle empirique basé sur un grand nombre de données expérimentales (Raupach, 1988). Cependant, le modèle utilisé est légèrement différent de celui proposé par ces auteurs afin de mieux rendre compte des variations de σ_w observées au site du Bray.

La notion de diffusivité turbulente n'a plus de sens du fait de l'existence de flux à contre-gradient. Quand bien même, parce qu'on se situe près des sources/puits de scalaire, la diffusivité du champ lointain ne peut plus s'identifier à une diffusivité réelle. Eq. 3.1.3 permet d'estimer l'échelle de temps lagrangienne en haut du couvert mais ne donne aucune information sur les variations de cette échelle à l'intérieur du couvert. Raupach (1989c) suppose que T_L est constant à l'intérieur de la végétation et égal à sa valeur au sommet du couvert. Katul *et al.* (1997) utilisent Eq. 3.1.3 avec $\alpha = 1$ et des mesures de \mathbf{L}_w pour estimer l'échelle de temps lagrangienne dans le couvert. Nous n'avons aucune raison de favoriser une

méthode plutôt qu'une autre mais la méthode de Katul *et al.* (1997) a l'avantage de s'appuyer sur des résultats expérimentaux... L'objet de cette section est de décrire le profil empirique servant à décrire le profil neutre de σ_w et T_L .

Matériel et méthodes. Nous avons utilisé les données expérimentales du Tableau 3.1.1 afin d'étudier le profil neutre de l'écart-type de la vitesse verticale dans la SCR. A partir de ces données expérimentales, nous avons cherché à construire un modèle empirique, utilisant le moins de paramètres possibles et de telle sorte que ces paramètres aient une signification physique.

N'ayant pas de mesures de \mathbf{L}_w , il n'a pas été possible d'étudier les variations de T_L – ou du moins T_L/α_L – à l'intérieur de la végétation. Nous supposons donc par la suite que le profil de l'échelle de temps lagrangienne est constante dans le haut du couvert (Raupach, 1989c), et s'annule dans au sol (Raupach, 1989a,c ; Leuning, 1999). Sa valeur en haut du couvert sera donnée par Eq. 3.1.3 avec $\alpha_L = 1$ et $\mathbf{L}_w = 0.3b$ (Raupach, 1988). Cette valeur de \mathbf{L}_w est en accord avec les valeurs de \mathbf{L}_s présentées dans Irvine et Brunet (1997) ou celles utilisées par Ogée (1996) pour $u_* > 0.5 \text{ m s}^{-1}$.

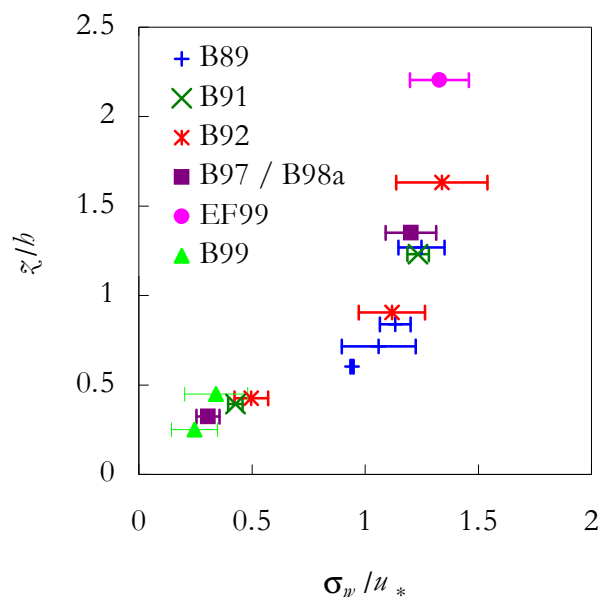


Figure 3.1.2 : profil de σ_w dans et au-dessus du peuplement du Bray.

Résultats et discussion. La Figure 3.1.2 représente le profil de σ_w dans la SCR normalisé par la vitesse de frottement. Nous pouvons voir que σ_w atteint sa valeur neutre de la SCI à $z/b \approx 1.5$, *i.e.* bien en deçà de z^* . Un tel profil résulte de valeurs recueillies au cours de diverses campagnes de mesures durant lesquelles la hauteur de couvert valait de 13.2 m à 19.5 m. L'utilisation de grandeurs adimensionnées permet de regrouper remarquablement les

données quelque soit l'intensité de l'écoulement et la hauteur du couvert. Ce n'était pas le cas pour le vent moyen qui subissait une atténuation plus ou moins marquée dans le haut du couvert suivant l'âge du couvert. Il est donc possible de construire un modèle empirique utilisant ces grandeurs adimensionnées quelque soit la hauteur du couvert.

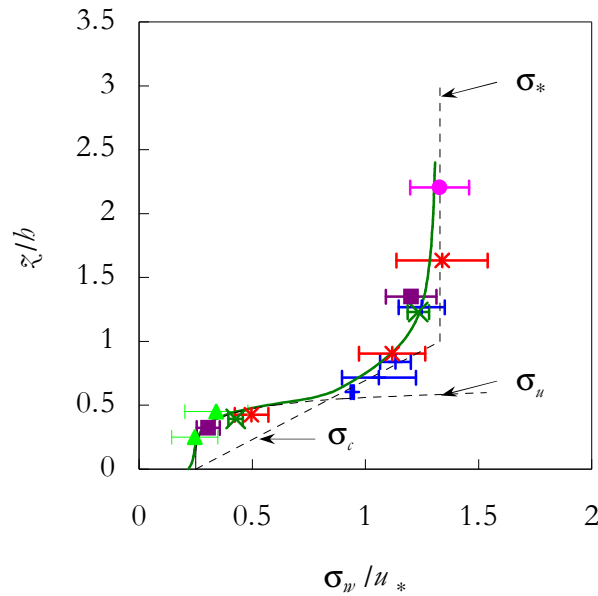


Figure 3.1.3 : profil neutre de l'écart-type de la vitesse verticale.
Comparaison entre modèle et mesures.

Raupach (1989c) utilise une fonction linéaire décroissante tandis que Raupach (1989a) propose d'utiliser une fonction sinusoïdale de période b . De telles fonctions ne permettent de rendre compte que très approximativement des variations verticales de σ_w observées au site du Bray. Le modèle proposé par Leuning *et al.* (1999) semblait être mieux adapté à notre site d'étude. Nous l'avons cependant légèrement modifié par rapport à sa forme originale :

$$\frac{\sigma_w}{u_*} \Big|_n = \frac{1}{2\theta_w} \left((\sigma_* + \sigma') - \sqrt{(\sigma_* + \sigma')^2 - 4\theta_w \sigma_* \sigma'} \right)$$

$$\sigma' = \frac{1}{2\theta_w} \left((\sigma_u + \sigma_c) - \sqrt{(\sigma_u + \sigma_c)^2 - 4\theta_w \sigma_u \sigma_c} \right) \quad \text{Eq. 3.1.10}$$

σ_* est la valeur du rapport σ_w / u_* à z_* , *i.e.* 1.33 ± 0.13 et σ_u et σ_c sont les valeurs prises par ce rapport dans le sous-bois et la canopée respectivement. Ce sont des fonctions de la hauteur relative dans le couvert :

$$\sigma_u = \sigma_0 \exp\left(\nu_w \times \min\left(\left(\frac{z}{b}\right)^{\beta_w}, 1\right)\right) \quad \text{Eq. 3.1.11}$$

$$\sigma_c = \sigma_0 + (\sigma_* - \sigma_0) \frac{z}{b} \quad \text{Eq. 3.1.12}$$

L'expression de σ_c est celle proposée par Raupach (1989c) pour σ_w / u_* à l'intérieur du couvert entier. Il nous a semblé nécessaire d'utiliser σ_u à cause des fortes valeurs de σ_w / u_* à $z/b \approx 0.5$ (Figure 3.1.2). Nous avons pris $\sigma_0 = 0.25$ (Raupach, 1989a,c), $\nu_w = 14$, $\beta_w = 4$ et $\theta_w = 0.98$ (Leuning, 1999). La comparaison du modèle avec les mesures est représenté sur la Figure 3.1.3, ainsi que les fonctions σ_u , σ_c et σ_* .

Ce modèle est entièrement empirique mais permet de rendre compte correctement du profil expérimental. Nous voyons que l'utilisation d'une hyperbole de courbure < 1 permet de rendre plus douces les variations σ_w avec l'altitude.

Nous nous sommes inspirés de Leuning *et al.* (1999) et avons appliqué la même courbure au profil de l'échelle de temps lagrangienne afin de relier le profil linéaire dans la *SCI* à celui à l'intérieur de la végétation :

$$\begin{aligned} \frac{u_* T_L}{b} \Big|_n &= \frac{1}{2\theta_\tau} \left((\tau_* + \tau') + \sqrt{(\tau_* + \tau')^2 - 4\theta_\tau \tau_* \tau'} \right) \\ \tau' &= \frac{1}{2\theta_\tau} \left((\tau_u + \tau_c) - \sqrt{(\tau_u + \tau_c)^2 - 4\theta_\tau \tau_u \tau_c} \right) \end{aligned} \quad \text{Eq. 3.1.13}$$

τ_* , τ_c et τ_u représentent l'échelle de temps lagrangienne adimensionnée dans la *SCI* (Eq. 3.1.7), dans la canopée et dans le sous-bois respectivement. Nous avons choisi :

$$\tau_* = \max\left(0, \frac{k_z}{\sigma_*^2} \frac{z-d}{b}\right) \quad \text{Eq. 3.1.14}$$

$$\tau_c = 0.71 \frac{\mathbf{L}_s}{b} \left(\frac{\sigma_w}{u_*} \Big|_{n, z=b} \right)^{-1} \quad \text{Eq. 3.1.15}$$

$$\tau_u = \nu_\tau \tau_c \frac{z}{b} \quad \text{Eq. 3.1.16}$$

avec $\mathbf{L}_s / b \approx 0.5$ et $\nu_\tau = 4$. D'après Eq. 3.1.10 et Eq. 3.1.11, on tire $\tau_c = 0.3$. L'expression de τ_u est celle proposée par Leuning *et al.* (1999). Le profil normalisé de T_L est représenté sur la Figure 3.1.4, ainsi que celui de σ_w .

Conclusion. A partir de mesures turbulentes effectuées sur plusieurs années au site du Bray, nous avons élaboré un modèle qui décrit, en conditions neutres, le profil normalisé de l'écart-type de la vitesse verticale au-dessus et à l'intérieur de la végétation. Ce modèle, bien qu'empirique, reproduit très bien les variations verticales observées. Un autre modèle, basé sur

quelques considérations théoriques, a été élaboré afin de décrire le profil de l'échelle de temps lagrangienne également au-dessus et à l'intérieur de la végétation. Ce modèle ne peut être confronté à aucune mesure disponible mais des modèles similaires ont déjà été utilisés avec succès par d'autres auteurs (Leuning *et al.*, 1999 ; Katul *et al.*, 1997 ; Raupach, 1989a, c).

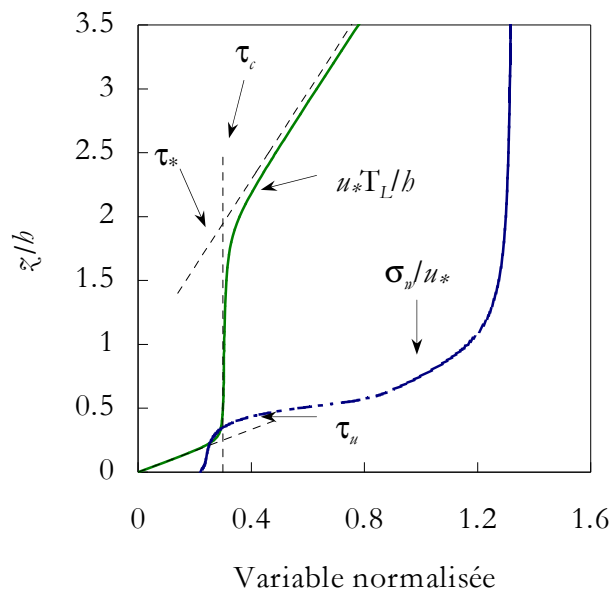


Figure 3.1.4 : profils neutres adimensionnés de l'échelle de temps lagrangienne et de l'écart-type de la vitesse verticale.

Jusqu'ici, les profils de σ_w et T_L n'ont été décrits qu'en conditions neutres. Afin de pouvoir utiliser le modèle de dispersion de Raupach (1989a) pour toutes les conditions atmosphériques, il faut étudier l'influence d'un écart à la stabilité sur les profils de ces 2 quantités turbulentes. C'est l'objet de la section qui suit.

3.2 Corrections de stabilité

■ INTRODUCTION

Il est légitime de se demander si la théorie « LNF » de Raupach (1989a) est applicable pour un écoulement non adiabatique. En effet, van Dop (1993) introduit une équation d'évolution pour la vitesse verticale d'une particule qui prend en compte explicitement une « force » de flottabilité. Il considère donc 1/ que la particule de fluide a une densité différente de l'air autour parce qu'elle n'est pas en équilibre thermique avec l'air qui l'entoure et 2/ que ceci modifie de façon conséquente la vitesse de cette particule. Sans ce terme de flottabilité,

l'équation de van Dop (1993) se réduit à l'équation de Langevin qui conduit, en turbulence homogène, gaussienne et stationnaire aux résultats de Taylor (1921) (Raupach, 1987). Nous pourrions donc penser que les effets liés à la stabilité atmosphérique ne sont pas pris en compte dans la théorie de Raupach (1989a).

En fait, un déséquilibre thermique entre les particules d'air se justifie dans une zone à forte stratification thermique et où les tourbillons sont de très grande taille : c'est le cas par exemple au sommet de la couche limite convective (Kaimal et Finnigan, 1994, p. 3-6). Dans un couvert, bien que les tourbillons soient de tailles comparables aux échelles de variation du gradient de température, on peut supposer que les particules d'air sont « passives », c'est-à-dire qu'elles sont constamment en équilibre mécanique, chimique et thermodynamique avec l'écoulement. Le rôle de la stabilité est alors de modifier les profils de σ_w et T_L ce qui peut avoir pour effet de réduire ou d'accroître l'inhomogénéité de la turbulence. A ce sujet, Sawford (1985) souligne que, l'indice d'inhomogénéité \mathbf{I}_H sera d'autant plus grand que l'atmosphère sera instable. Ainsi, nous pouvons nous attendre à ce que le modèle de Raupach donne des résultats meilleurs en condition stable, *i.e.* la nuit qu'en conditions instables.

En conclusion, nous dirons que les effets liés à la stabilité sont entièrement pris en compte dans le modèle de dispersion turbulente par des « fonctions de stabilité » qui modifient les profils de σ_w et de T_L . L'objet de cette section est de déterminer ces fonctions du paramètre de stabilité. Nous adopterons la même démarche que pour le vent moyen : nous testerons les fonctions de stabilité « classiques » de la *SCI* (Kaimal et Finnigan, 1994, p. 16) avec le paramètre de stabilité « classique » de la *SCI* (Eq. 2.2.9) puis nous chercherons à améliorer nos corrections avec des fonctions de stabilité « maison » qui utilisent le paramètre de stabilité défini par l'équation Eq. 2.2.10.

Choisir un paramètre de stabilité constant dans toute la *SCR* a un avantage numérique évident si le domaine d'étude est entièrement compris dans cette région ($z < z_*$). En effet, dans ce cas, les corrections de stabilité pour toutes les grandeurs turbulentes sont indépendantes de l'altitude. Or, si nous désignons par ϕ_b et ϕ_w les fonctions de corrections de stabilité relatives à la diffusivité scalaire et à l'écart type de la vitesse verticale nous avons :

$$(u_*h)D_{f,ij} \propto \left. \frac{K_f}{u_*h} \right|_n^{-1} \phi_b^{-1} \quad \text{et} \quad u_*D_{n,ij} \propto \left. \frac{\sigma_w}{u_*} \right|_n^{-1} \phi_w^{-1} \quad \text{Eq. 3.2.1}$$

Ces fonctions étant uniformes dans tout le domaine d'étude, il nous suffit de connaître les coefficients adimensionnés de la matrice de dispersion calculés à partir des profils neutres

normalisés de σ_w et de T_L puis de dimensionner la matrice de dispersion à l'aide de u_* , ϕ_b et ϕ_w , selon la relation :

$$D_{f,ij} \propto (d_{f,ij}/(u_*h)) \times \phi_b^{-1} \quad \text{et} \quad D_{n,ij} \propto (d_{n,ij}/u_*) \times \phi_w^{-1} \quad \text{Eq. 3.2.2}$$

Les coefficients d_{ij} peuvent être calculés une fois pour toute au premier *run* et deviennent des grandeurs caractéristiques d'un site, indépendamment de l'intensité de la turbulence.

■ CORRECTIONS DE STABILITE « CLASSIQUES »

Introduction. Comme pour le vent moyen, nous avons cherché à voir dans quelle mesure les indice et fonction de stabilité « classiques » de la *SCI* pouvaient s'appliquer à la *SCR*. Plus précisément, nous avons utilisé l'indice de stabilité ζ_x défini par Eq. 2.2.9 et l'expression de ϕ_w proposée par Dyer (1974) (Kaimal et Finnigan, 1994, p. 16) :

$$\phi_w = \begin{cases} (1 - 3\zeta_x)^{1/3}, & -2 \leq \zeta_x \leq 0 \\ (1 + 0.2\zeta_x), & 0 \leq \zeta_x \leq 1 \end{cases} \quad \text{Eq. 3.2.3}$$

Matériel et méthodes. Nous avons utilisé les mêmes données expérimentales que pour le vent moyen (Tableau 2.2.1). La Figure 3.2.1 représente les valeurs expérimentales de l'écart-type de la vitesse verticale normalisées par u_* à 43 m (EF99), 25 m et 7 m (B97 et B98a) pour plusieurs valeurs du paramètre de stabilité. Ici aussi, nous avons utilisé z'_*/L en abscisse au lieu ζ_x puis constitué des classes du paramètre de stabilité par pas de 0.1 unité afin de faciliter la comparaison entre les niveaux et de la lisibilité des graphiques. Comme pour le vent moyen, les symboles pleins correspondent à une moyenne sur un nombre $N > 100$ points (43 et 25 m) ou $N > 40$ points (7 m). Nous avons alors tracé les fonctions correctrices de stabilité données par Eq. 3.2.3.

Résultats et discussion. A 25 m, les corrections sont assez bonnes aussi bien en conditions instables qu'en conditions stables (Figure 3.2.1). A 43 m, les corrections de stabilité semblent être correctes en conditions stables et un peu plus mauvaises en conditions instables. Cependant, l'écart entre modèle et mesures est du même ordre de grandeur que la variabilité sur la mesure. Dans le couvert, les corrections de stabilité résultant de Eq. 3.2.3 sont assez mal prises en compte, surtout en conditions instables. L'écart-type de la vitesse verticale à 7 m varie dans le même sens et avec une amplitude à peu près égale aux deux autres niveaux mais n'atteint jamais les valeurs mesurées au-dessus du couvert, comme l'ont observé Jacobs *et*

al. (1992) sur une culture de maïs en conditions stables. Par conséquent, si l'on cherche à utiliser une fonction Φ_w identique pour les 3 niveaux, le paramètre de stabilité à utiliser à l'intérieur de la végétation doit être du même ordre de grandeur que celui aux autres niveaux au-dessus de la végétation.

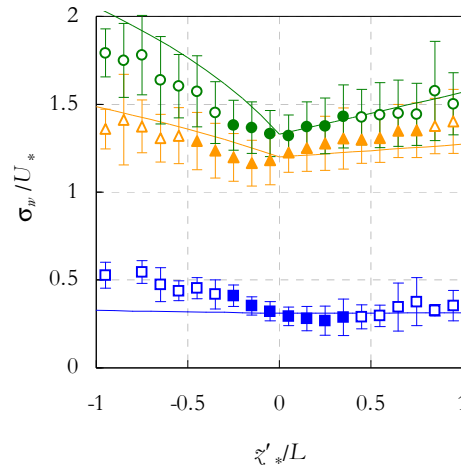


Figure 3.2.1 : corrections de stabilité « classiques » pour l'écart-type de la vitesse verticale. Modèle (lignes continues) et les mesures à 43 m (cercles), 25 m (triangles) et 7 m (carrés).

Conclusion. Cette étude semble indiquer que les corrections de stabilité « classiques » pour l'écart-type de la vitesse verticale mesuré au Bray peuvent être utilisées dans la SCR sauf peut-être à l'intérieur de la végétation. À de tels niveaux dans le couvert, il est difficile de remettre en cause la fonction de stabilité sans remettre en cause aussi le paramètre de stabilité. Jacobs *et al.* (1992) soutiennent l'idée que la longueur d'Obukhov (estimée à partir de mesures dans le couvert) est moins adaptée qu'un nombre de Richardson local. Ils ne font aucun commentaire sur la longueur d'Obukhov calculée au-dessus du couvert. Pour garder une certaine cohérence avec notre modèle de vent moyen, et en s'appuyant sur les travaux de Pereira et Shaw (1977), Shaw *et al.* (1988) et Leclerc *et al.* (1990), nous continuerons d'utiliser le paramètre de stabilité défini par Eq. 2.2.10 et chercherons à adapter une fonction de corrections de stabilité « maison ».

■ CORRECTIONS DE STABILITE « MAISON »

Introduction. Blanken *et al.* (1998) ont cherché à caler des fonctions de corrections de stabilité sur des mesures de σ_w effectuées au-dessus et à l'intérieur d'une forêt de trembles de 21.5 m de haut. À partir d'une fonction générique de la forme $a(1 + 3|z'*/L|)^b$, ils ont cherché les valeurs des paramètres a et b les plus adaptées aux mesures à chaque niveau. Cependant, l'utilisation de $z'*/L$ dans le couvert est plutôt douteuse puisque z' change de signe en $z = d$.

D'autre part, supposer que le coefficient b puisse varier avec la hauteur est complètement arbitraire. Nous avons donc adopté une démarche légèrement différente, en utilisant ζ'_z et non z'/L comme paramètre de stabilité et en cherchant une valeur du paramètre b unique à tous les niveaux.

Matériel et méthodes. Nous avons utilisé les mêmes données expérimentales que précédemment. Nous sommes partis d'une fonction générique de la forme :

$$\Phi_w^* = \begin{cases} (1 - 3\zeta'_z)^b, & -2 \leq \zeta'_z \leq 0 \\ (1 + 0.2\zeta'_z)^{b'}, & 0 \leq \zeta'_z \leq 1 \end{cases} \quad \text{Eq. 3.2.4}$$

Puis nous avons déterminé quelles valeurs des paramètres b et b' permettaient de mieux reproduire les variations de σ_w observées aux 3 niveaux de mesures. Nous aurions pu également modifier les coefficients devant le paramètre de stabilité, mais compte tenu de l'asymétrie des points expérimentaux par rapport aux valeurs neutres qui est, de surcroît, différente à 25 m et à 7 m, il semblait impossible de trouver une fonction unique « idéale ». Nous avons donc préféré limiter le nombre de paramètres empiriques.

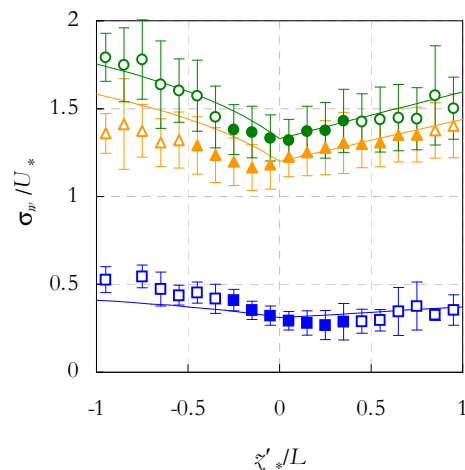


Figure 3.2.2 : corrections de stabilité « maison » pour l'écart-type de la vitesse verticale. Modèle (lignes continues) et les mesures à 43 m (cercles), 25 m (triangles) et 7 m (carrés).

Résultats et discussion. Le fait de prendre un nouveau paramètre de stabilité modifiait l'accord entre mesure et modèle de telle sorte que le paramètre b' pouvait garder sa valeur dans la *SCI*. En revanche, il a paru nécessaire d'ajuster le paramètre b . On obtient :

$$\Phi_w^* = \begin{cases} (1 - 3\zeta'_z)^{1/5} & -2 \leq \zeta'_z \leq 0 \\ (1 + 0.2\zeta'_z) & 0 \leq \zeta'_z \leq 1 \end{cases} \quad \text{Eq. 3.2.5}$$

Cette fonction est représentée sur la Figure 3.2.2. En conditions instables, l'écart entre cette fonction et les points expérimentaux reste du même ordre de grandeur que l'écart-type sur la mesure. En conditions stables, les corrections de stabilité sont très bien prises en compte. Cette valeur de 1/5 est celle utilisée par Blanken *et al.* (1998) pour leur niveau au-dessus du couvert.

Conclusion. Comme pour le vent moyen, nous disposons d'un modèle complet de σ_w adapté au site du Bray composé 1/ d'un profil en conditions neutre et 2/ d'une fonction correctrice de stabilité. En ce qui concerne l'échelle de temps lagrangienne, nous ne disposons que d'un profil en conditions neutres. Comme T_L est estimé à l'aide de K_f au-dessus du couvert et à l'aide de \mathbf{L}_w (ou \mathbf{L}_s) à l'intérieur de la végétation, il suffit de connaître les corrections de stabilité à apporter sur une de ces quantités pour connaître la fonction correctrice de stabilité à utiliser pour T_L . Ainsi, Leuning *et al.* (1999) utilisent les résultats connus dans la *SCI* sur la diffusivité turbulente pour la chaleur sensible :

$$K_f = K_b = K_b|_n \phi_b^{-1} \quad \text{Eq. 3.2.6}$$

où ϕ_b est donné par (Kaimal et Finnigan, 1994, p. 16) :

$$\phi_b = \begin{cases} (1 - 16\zeta'_x)^{-1/2} & -2 \leq \zeta_x \leq 0 \\ (1 + 5\zeta'_x) & 0 \leq \zeta_x \leq 1 \end{cases} \quad \text{Eq. 3.2.7}$$

Leuning *et al.* proposent alors de modifier le profil neutre de l'échelle de temps lagrangienne en appliquant la correction de stabilité suivante :

$$T_L = T_L|_n \phi_w^{-2} \phi_b^{-1} \quad \text{Eq. 3.2.8}$$

ϕ_w étant donnée par Eq. 3.2.3. Pour notre étude, nous avons utilisé ϕ_w^* à la place de ϕ_w . La fonction correctrice de stabilité qui en résulte est représentée sur la Figure 3.2.3. Nous avons également représenté ϕ_b et ϕ_w^* . Dans les 2 cas, l'échelle de temps lagrangienne décroît avec le paramètre de stabilité avec un changement brutal autour de sa valeur neutre.

La correction de stabilité précédente est justifiée au-dessus du couvert, *i.e.* assez loin des sources pour que l'approximation $K_f = K$ soit justifiée. Leuning *et al.* (1999) appliquent cependant la même correction au profil de T_L à l'intérieur de la végétation. Au sommet du couvert, nous pouvons avoir une idée du type de corrections à apporter à T_L en étudiant l'effet de la stabilité sur \mathbf{L}_s . Une telle étude a été entreprise par Irvine et Brunet (1996) qui obtiennent

le même type de variation que sur la Figure 3.2.3. Il ne nous a donc pas paru nécessaire de poursuivre plus loin notre étude. Dans tout ce qui suit, nous avons utilisé les fonctions représentés sur la Figure 3.2.3 pour corriger les profils neutres de σ_w et T_L .

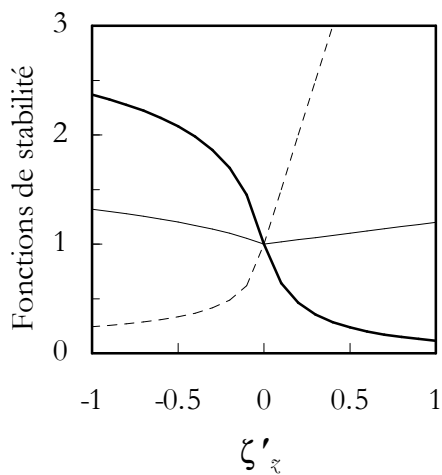


Figure 3.2.3 : fonctions correctrices de stabilité pour l'échelle de temps lagrangienne (continu gras), l'écart-type de la vitesse verticale (continu fin) et la diffusivité scalaire (pointillés).

Deuxième Partie
DENSITES DE SOURCES/PUITS

INTRODUCTION

Dans cette deuxième partie, nous allons décrire la manière dont nous avons modélisé les densités de sources/puits de scalaires dans une couche de végétation du Bray. Un tel modèle consiste à additionner les échanges gazeux avec l'air de toutes les surfaces d'échanges (feuilles, sol, troncs) comprises dans la couche de végétation. Comme nous le verrons plus bas, il a été nécessaire de modéliser aussi certains termes de stockages apparaissant dans les bilans environnementaux d'une couche de végétation.

Généralement, les études concernant les échanges gazeux entre un organe végétal et l'air s'appuient sur l'hypothèse que l'organe est une entité indépendante, i.e. sans interaction avec d'autres organes. Ceci est justifié parce que la durée de transport entre les organes est très supérieure à la durée des mesures d'échanges gazeux. Le pas de temps de notre modèle de couvert est de l'ordre de la demi-heure. C'est une durée assez faible pour que nous puissions supposer que les organes végétaux fonctionnent indépendamment les uns des autres. Pour des simulations sur plusieurs jours, voire plusieurs mois, il sera alors indispensable de mettre à jour certains paramètres du modèle au cours de la simulation.

Afin d'estimer correctement l'environnement radiatif d'une strate de la végétation, un modèle multicouche de végétation doit distinguer la composante directe du rayonnement solaire de sa composante diffuse, ainsi que le rayonnement photosynthétiquement actif (PAR) du rayonnement proche infrarouge (PIR) (Berbigier et al., 1999, 1998 ; Lamaud et al., 1996 ; Goudriaan, 1977). De plus, la séparation des feuilles en 2 classes – une au soleil et une à l'ombre – est indispensable pour estimer correctement le taux de photosynthèse d'une couche de végétation (Sinclair et al., 1976 ; Norman, 1979 ; de Pury et Farquhar, 1997).

Un certain nombre de modèles multicouches de végétation basés sur ces considérations existent actuellement (de Pury et Farquhar, 1997 ; Su et al., 1996 ; Leuning et al., 1995 ; Baldocchi et Harley, 1995). Ces modèles intègrent les résultats les

plus récents concernant les échanges gazeux entre une surface foliaire et l'air. Cependant, de tels modèles ne sont pas adaptés à l'étude des conifères car ils ne peuvent prendre en compte ni la structure tridimensionnelle des aiguilles et des rameaux dans les processus de capture de la lumière (Bosc, 1999 ; Stenberg et al., 1995 ; Oker-Blom , 1985 ; Oker-Blom et al., 1989, 1983) ni les différences d'activité biologique entre les années d'aiguilles (Porté et Loustau, 1998 ; Wang et al., 1995). De plus ces modèles prennent rarement en compte ou de manière trop empirique les termes de stockages dans le sol et la végétation. Il nous a donc paru nécessaire de développer notre propre modèle multicouche de végétation afin de l'adapter à l'étude d'un couvert de conifères comme le Bray.

Les chapitres qui suivent sont consacrés à la présentation de ce modèle de couvert.

Le premier chapitre décrit la manière dont sont intégrés les flux à la surface des aiguilles en relation avec le modèle de pénétration du rayonnement. Ceci permet d'estimer les densités de sources/puits de vapeur d'eau, de CO₂ et de chaleur sensible en provenance des aiguilles.

Le second chapitre est consacré à la présentation des modèles biochimiques utilisés dans la canopée et concernant aussi bien la photosynthèse des aiguilles que la respiration des troncs ou les processus de régulation stomatique.

Dans le dernier chapitre nous décrivons la manière dont sont modélisés les échanges d'eau, de chaleur sensible et de CO₂ entre le sol, le sous-bois et l'air. Nous présentons également les modèles permettant d'estimer le stockage d'eau et d'énergie dans le sol indispensables pour fermer les bilans de matière et d'énergie, ou pour étudier les interactions entre le sol et la végétation (via la température et l'humidité).

Les résultats présentés sont issus de plusieurs études menées au site du Bray par le laboratoire de Bioclimatologie (Ogée et al., 1999 ; Lamaud et al., 1999 ; Berbigier et al., 1999, 1991 ; Berbigier et Bonnefond, 1995 ; Diawara, 1990) et d'Ecophysiologie Forestière de Pierroton (Porté, 1999 ; Bosc, 1999 ; Porté et al., 1999 ; Delzon, 1999 ; Porté et Loustau, 1998 ; Loustau et Cochard, 1991). Cependant, le modèle garde un caractère générique qui permet de l'utiliser sur d'autres types de couvert.

4

PHOTOSYNTHESE ET RAYONNEMENT

La modélisation des échanges de carbone entre un couvert végétal et l'atmosphère nécessite dans un premier temps la définition de « l'organe élémentaire » pour la photosynthèse, i.e. la plus petite entité photosynthétique accessible par le modèle. Doit-on choisir le chloroplaste, dont les dimensions sont inférieures à celles de la cellule biologique, ou un organe de taille macroscopique comme une branche ou un houppier ? En effet, les modèles de photosynthèse actuels, dont le plus connu est sans doute le modèle de Farquhar et al. (1980), sont issus généralement d'études in vitro à l'échelle du chloroplaste. Cependant, lors d'une expérience in situ, il est impensable de connaître précisément l'activité biologique de tous les chloroplastes ! Le choix de cet « organe élémentaire » pour la photosynthèse résulte souvent d'un compromis entre le niveau de description accessible in situ et le degré de finesse recherché pour le modèle.

Pour cette étude, nous avons choisi le rameau comme organe élémentaire dans la canopée. Ceci s'est avéré possible grâce à divers travaux menés par le laboratoire d'Ecophysiologie Forestière de l'INRA de Pierroton (Porté et Loustau, 1998 ; Bosc, 1999). Cependant, il aurait été superflu – et actuellement impensable – d'individualiser tous les rameaux pour in fine étudier les échanges à l'échelle d'une strate de la végétation ; nous les avons donc regroupés en six classes en distinguant, pour chaque strate de la végétation, les différentes années d'aiguilles (0-1, 1-2 et 2-3 ans) et les rameaux à l'ombre et au soleil.

L'objet de ce chapitre est 1/ de présenter les principaux résultats concernant la photosynthèse des aiguilles séparées d'abord puis regroupées en rameaux, 2/ d'expliquer les différentes hypothèses qui ont permis d'intégrer les processus à l'échelle de l'organe élémentaire sur l'ensemble d'une strate de la végétation et 3/ de présenter le modèle de transfert radiatif qui permet de définir l'environnement lumineux (visible et proche infrarouge) de chaque classe de rameaux.

4.1 Photosynthèse des rameaux

■ DU CHLOROPLASTE A L'AIGUILLE DE PIN

Introduction. L'assimilation brute d'une aiguille de pin maritime résulte d'une intégration, sur tout le volume de l'aiguille, des taux de photosynthèse (en $\mu\text{mol}_{(\text{CO}_2)} \text{g}_{(\text{Chl})}^{-1} \text{s}^{-1}$) de l'ensemble des chloroplastes qu'elle contient. Dans un chloroplaste, les photosystèmes qui utilisent l'énergie lumineuse pour fabriquer le NADPH et l'ATP sont contenus dans les thylacoïdes. Les longueurs d'onde utilisées par ces photosystèmes sont toutes situées dans le visible (*VIS*) (*cf.* Salisbury et Ross, 1992, Chap. 10 pour une description détaillée des processus photochimiques mis en jeu dans les thylacoïdes). Les réflexions multiples d'un chloroplaste à l'autre et à l'intérieur même des chloroplastes augmentent bien entendu l'efficacité des photosystèmes (Salisbury et Ross, 1992). Cependant, il n'est pas possible d'entrer dans ce niveau de détails tant que nous ne connaissons pas précisément la géométrie interne des aiguilles de conifère (Stenberg *et al.*, 1995).

Dans l'article original de Farquhar *et al.* (1980), les auteurs intègrent leur modèle de photosynthèse du chloroplaste à une surface foliaire. L'énorme intérêt d'un tel changement d'échelle est de pouvoir décrire la photosynthèse à l'aide de grandeurs accessibles lors d'une expérience *in situ*. Cependant, plusieurs hypothèses sont nécessaires pour cela. Il nous a semblé judicieux de rappeler ces hypothèses et de les justifier dans le cas précis d'aiguilles de pin. De telles hypothèses ont été émises par Porté et Loustau (1998) qui ont estimé les valeurs des paramètres biochimiques du modèle de Farquhar *et al.* (1980) par des mesures d'échanges gazeux et pour différentes années d'aiguilles prélevées sur notre site.

Indépendance des chloroplastes. Il est usuel de faire l'hypothèse que les chloroplastes d'un même élément végétal (feuille, aiguille,...) fonctionnent indépendamment les uns des autres (Leverenz, 1987). Le taux de photosynthèse d'une aiguille de pin (en $\mu\text{mol}_{(\text{CO}_2)} \text{g}_{(\text{Chl})}^{-1} \text{s}^{-1}$) est alors égal à la somme algébrique des taux de photosynthèse de tous les chloroplastes contenus dans cette aiguille, pris séparément.

Grandeurs surfaciques. Une autre hypothèse consiste à dire que les teneurs en organites (chloroplastes, mitochondries, ...) d'une aiguille sont des grandeurs surfaciques (Farquhar *et al.*, 1980). Un tel choix s'avère être bien adapté à l'étude des conifères. En effet, bien que la structure interne des aiguilles soit peu connue, on peut supposer, du fait de la

présence de plusieurs couches de cires à leurs surfaces, que le rayonnement est rapidement atténué après pénétration (Stenberg *et al.*, 1995) et donc que la photosynthèse se passe essentiellement en surface. Si l'hypothèse d'indépendance des chloroplastes est vérifiée, les éléments de surface foliaire photosynthétisent eux aussi indépendamment.

Nous considérons ici la surface totale de l'aiguille ; s'il s'agissait d'une feuille plane, nous tiendrions compte également des deux faces de la feuille et non pas de la face « supérieure » uniquement. Ceci est justifié par le fait qu'une même feuille, à éclairage égal, assimile plus de CO_2 si elle est éclairée sur les deux faces que sur une seule face. Ce résultat a été observé par Wong (1979) sur des feuilles d'*Eucalyptus paucifera* et peut s'expliquer par les processus d'ombrage interne entre les chloroplastes d'une même feuille (Stenberg *et al.*, 1995).

Photosynthèse et rayonnement. Si les teneurs en organites d'une aiguille sont des teneurs surfaciques, il semble naturel, pour estimer l'assimilation brute de celle-ci, de choisir une grandeur radiative également exprimée en unité de surface foliaire. Il serait alors inutile de décrire la manière dont le rayonnement est atténué dans le volume de l'aiguille. Or, pour un rayonnement en surface donné, les chloroplastes peuvent être soumis à des intensités lumineuses très différentes. Ceci a deux conséquences importantes.

Premièrement, la courbe de réponse au rayonnement (en $\mu Eq\ g_{(Chl)}^{-1}\ s^{-1}$) des chloroplastes étant non-linéaire (concave plus précisément), la courbe de réponse au rayonnement d'une surface foliaire élémentaire (en $\mu mol_{(CO_2)}\ m^{-2}\ s^{-1}$) sera également non-linéaire mais avec une plus faible concavité (Leverenz, 1987). En d'autres termes, pour un modèle de photosynthèse donné, nous aurons un décalage entre les valeurs des paramètres obtenues par des mesures d'échanges gazeux et celles mesurées *in vitro* à l'échelle de l'organite.

Deuxièmement, négliger la distribution volumique du rayonnement et des chloroplastes à l'intérieur des aiguilles de conifère peut conduire à devoir utiliser deux paramétrisations distinctes du modèle de photosynthèse d'une surface foliaire élémentaire suivant que le rayonnement est direct ou diffus (Oker-Blom *et al.*, 1989). Ceci vient du fait qu'un rayonnement direct est moins bien réparti sur l'ensemble des chloroplastes qu'un rayonnement diffus. Nous reviendrons sur ce point plus loin.

PAR absorbé et intercepté. Soit $d\sigma(M_r)$ une surface foliaire élémentaire centrée en un point M_r d'une aiguille de pin donnée où la normale locale a pour direction Ω_r (Figure 4.1.1). La connaissance du rayonnement photosynthétiquement actif ($PAR \approx VIS$) absorbé par cet élément de surface foliaire est nécessaire pour estimer le taux de photosynthèse au point M_r . Ce rayonnement absorbé (en $\mu mol_{(photons)}\ m^{-2}\ s^{-1}$ ou $W\ m^{-2}$), noté

$Q_a(M_s)$, peut être relié au rayonnement intercepté $Q_i(M_s)$ par cet élément de surface. Pour une longueur d'onde λ donnée, nous avons (Myneni *et al.*, 1989, p. 36) :

$$\delta Q_a(M_s, \lambda) = \delta Q_i(M_s, \lambda) - \int_{\Omega_s^+} \omega(M_s, \lambda, \Omega', \Omega_s) \delta I(M_s, \lambda, \Omega') |\Omega_s \cdot \Omega'| d\Omega'$$

avec $\delta Q_i(M_s, \lambda) = \int_{\Omega_s^+} \delta I(M_s, \lambda, \Omega') |\Omega_s \cdot \Omega'| d\Omega'$ Eq. 4.1.1

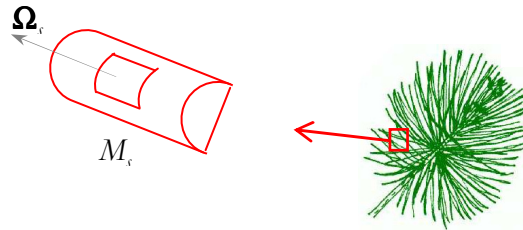


Figure 4.1.1 : représentation schématique d'un élément de surface foliaire d'une aiguille de pin.

$\delta I(M_s, \lambda, \Omega')$ est la luminance ($\text{W m}^{-2} \text{sr}^{-1}$) incidente au point M_s dans l'angle solide $d\Omega'$ autour de la direction Ω' et pour la longueur d'onde λ . Ω_s^+ représente la voûte supérieure (*i.e.* extérieure à l'aiguille de pin) au point M_s et d'angle solide 2π . ω est l'albédo de première rediffusion au point M_s à la longueur d'onde λ et pour une direction incidente Ω' . C'est la somme des coefficients de réflexion et de transmission de la surface d'aiguille (Myneni *et al.*, 1989, p. 36).

Si nous faisons l'approximation bi-lambertienne (Myneni *et al.*, 1989, p. 39) pour cet élément de surface, nous obtenons simplement :

$$\delta Q_a(M_s, \lambda) = \delta Q_i(M_s, \lambda) \times (1 - \omega(M_s, \lambda))$$
 Eq. 4.1.2

En fait, ω est difficile à estimer pour une surface d'aiguille seule car il est difficile de mesurer le rayonnement transmis par la surface dans le volume de l'aiguille. Par contre, il est possible d'estimer la transmittivité et la réflectivité d'une section d'aiguille, voire d'une aiguille entière.

La Figure 4.1.2 montre les variations avec la longueur d'onde de ces deux quantités pour des aiguilles de Pin maritime prélevées sur notre site (d'après Berbigier et Bonnefond, 1995). Deux bandes spectrales sont à distinguer : le visible ($VIS \approx 400-700 \text{ nm}$) et le proche infrarouge ($PIR \approx 700-1200 \text{ nm}$) ; ω est à peu près constant dans chacune de ces bandes spectrales, et on peut faire l'approximation, après

intégration sur toutes les longueurs d'onde du visible :

$$Q_a(M_s) = Q_i(M_s) \times (1 - \omega(M_s)) \quad \text{Eq. 4.1.3}$$

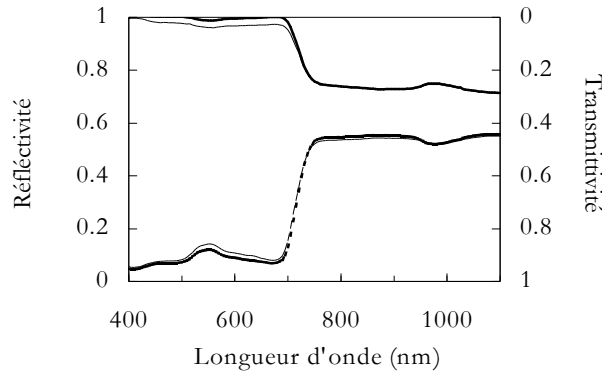


Figure 4.1.2 : réflectivité (pointillés) et transmittivité (trait continu) d'une aiguille de Pin maritime dans le visible et proche infrarouge : face plate (trait fin) et face convexe (trait gras).
D'après Berbigier et Bonnefond (1995).

La Figure 4.1.2 montre également que l'albédo dans le visible est petit devant l'unité ($\omega \approx 0.1$). Ceci nous permet, en première approximation, de pouvoir négliger les rediffusions du rayonnement visible par les aiguilles. Le problème du transfert radiatif se ramène alors à un problème de rayon incident intercepté ou, par différence, à un problème d'ombrage. Si nous connaissons en chaque point M_s de la surface de l'aiguille étudiée le rayonnement intercepté $Q_i(M_s)$, le taux de photosynthèse brute résultant peut s'écrire :

$$A_\ell = \frac{1}{S_\ell} \iint_{S_\ell} A(M_s, Q_i(M_s)) d\sigma(M_s) \quad \text{Eq. 4.1.4}$$

où A désigne le taux de photosynthèse brute d'un élément de surface. A_ℓ représente le taux de photosynthèse brute *moyen* à la surface de l'aiguille et s'exprime en micromoles de CO_2 par mètre carré foliaire et par seconde car l'intégration est normalisée par la surface totale de l'aiguille S_ℓ .

Uniformité des paramètres. Une autre hypothèse est nécessaire pour simplifier l'équation précédente. Elle consiste à dire que les organites et les enzymes nécessaires à la photosynthèse telle que la RubisCO (Ribulose Bisphosphate Carboxylase Oxygénase) sont répartis uniformément à la surface de l'aiguille. Alors la réponse au rayonnement est la même en tout point de la surface de l'organe végétal. Ainsi, nous utiliserons la même paramétrisation du modèle de photosynthèse pour tous les éléments de surface de l'aiguille. Nous supposerons aussi que le micro-environnement non radiatif

affectant la photosynthèse (température, humidité, CO_2 de l'air) est uniforme autour de l'aiguille. Il se peut que ces hypothèses soient un peu trop fortes. Alternativement, nous pouvons dire que nous utilisons des teneurs en organites moyennes et un microclimat non radiatif moyen, en supposant que ces grandeurs moyennes sont pertinentes pour le modèle de photosynthèse utilisé. Nous utiliserons donc une fonction unique $A(Q_i)$ – avec une éventuelle distinction entre éclairage diffus ou unidirectionnel – pour décrire le taux de photosynthèse brute à la surface de l'aiguille. Le taux de photosynthèse brute *moyen* A_ℓ résultant s'écrit alors :

$$A_\ell = \frac{1}{S_\ell} \iint_{S_\ell} A(Q_i(M_s)) d\sigma(M_s) \quad \text{avec} \quad Q_i(M_s) = \int_{\Omega^+} I(M_s, \Omega') |\Omega_s \cdot \Omega'| d\Omega' \quad \text{Eq. 4.1.5}$$

Rayonnement unidirectionnel. Si le rayonnement incident est unidirectionnel ($I = I_b \delta(\Omega_b)$), le rayonnement intercepté n'est pas le même pour tous les éléments de surface. Si nous supposons que l'aiguille est demi-cylindrique et que l'axe du cylindre est perpendiculaire au rayonnement incident (Figure 4.1.3), nous avons :

$$\begin{aligned} 0 \leq \theta_\ell \leq \frac{\pi}{2}, \quad Q_i(M_s) &= \begin{cases} I_b \sin \theta_s & \text{si } \theta_\ell \leq \theta_s \leq \pi \\ 0 & \text{ailleurs} \end{cases} \\ \frac{\pi}{2} \leq \theta_\ell \leq \pi, \quad Q_i(M_s) &= \begin{cases} -I_b \cos \theta_\ell & \text{si } \theta_\ell - \pi \leq \theta_s \leq \theta_\ell \\ I_b \sin \theta_s & \text{si } \theta_\ell \leq \theta_s \leq \pi \\ 0 & \text{ailleurs} \end{cases} \\ \pi \leq \theta_\ell \leq \frac{3\pi}{2}, \quad Q_i(M_s) &= \begin{cases} I_b \sin \theta_s & \text{si } 0 \leq \theta_s \leq \theta_\ell - \pi \\ -I_b \cos \theta_\ell & \text{si } \theta_\ell - \pi \leq \theta_s \leq \theta_\ell \\ 0 & \text{ailleurs} \end{cases} \\ \frac{3\pi}{2} \leq \theta_\ell \leq 2\pi, \quad Q_i(M_s) &= \begin{cases} I_b \sin \theta_s & \text{si } 0 \leq \theta_s \leq \theta_\ell - \pi \\ 0 & \text{ailleurs} \end{cases} \end{aligned} \quad \text{Eq. 4.1.6}$$

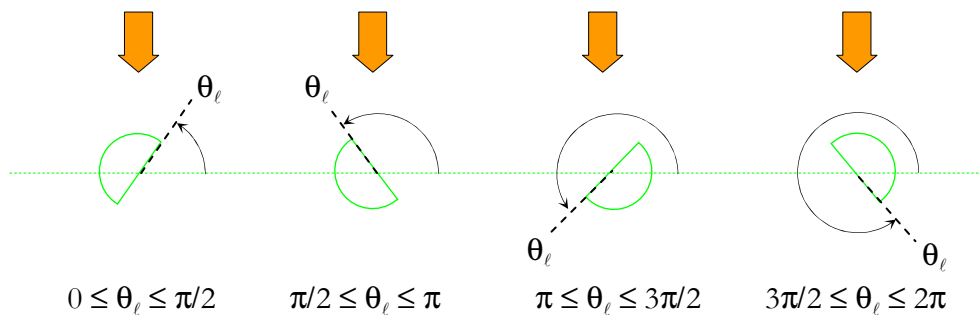


Figure 4.1.3 : aiguille demi-cylindrique éclairé par un éclairage unidirectionnel.

θ_ℓ est l'angle que fait la face plane de l'aiguille avec le plan d'incidence et θ_s est l'angle qui repère le point M_s par rapport au plan d'incidence. Ces deux angles varient entre 0 et 2π . Le taux de photosynthèse brute \mathcal{A} d'une surface d'aiguille étant nul quand $Q_i = 0$, le taux de photosynthèse brute *moyen* d'une aiguille d'orientation θ_ℓ par rapport au plan d'incidence est donné par :

$$\begin{aligned}
 0 \leq \theta_\ell \leq \frac{\pi}{2}, \quad \mathcal{A}_{\ell,\text{dir}} &= (2 + \pi)^{-1} \left\{ \int_0^\pi \mathcal{A}_{\text{dir}}(I_b \sin \theta_s) d\theta_s \right\} \\
 \frac{\pi}{2} \leq \theta_\ell \leq \pi, \quad \mathcal{A}_{\ell,\text{dir}} &= (2 + \pi)^{-1} \left\{ \int_0^\pi \mathcal{A}_{\text{dir}}(I_b \sin \theta_s) d\theta_s + 2\mathcal{A}_{\text{dir}}(-I_b \cos \theta_\ell) \right\} \\
 \pi \leq \theta_\ell \leq \frac{3\pi}{2}, \quad \mathcal{A}_{\ell,\text{dir}} &= (2 + \pi)^{-1} \left\{ \int_0^{\theta-\pi} \mathcal{A}_{\text{dir}}(I_b \sin \theta_s) d\theta_s + 2\mathcal{A}_{\text{dir}}(-I_b \cos \theta_\ell) \right\} \\
 \frac{3\pi}{2} \leq \theta_\ell \leq 2\pi, \quad \mathcal{A}_{\ell,\text{dir}} &= (2 + \pi)^{-1} \left\{ \int_0^{\theta-\pi} \mathcal{A}_{\text{dir}}(I_b \sin \theta_s) d\theta_s \right\}
 \end{aligned} \tag{Eq. 4.1.7}$$

Ceci résulte de l'intégration de Eq. 4.1.5 à l'aide des expressions de Eq. 4.1.6. L'indice « dir » signifie qu'il s'agit d'un rayonnement unidirectionnel. La relation entre $\mathcal{A}_{\ell,\text{dir}}$ et \mathcal{A}_{dir} n'est donc pas immédiate et dépend de l'angle θ_ℓ .

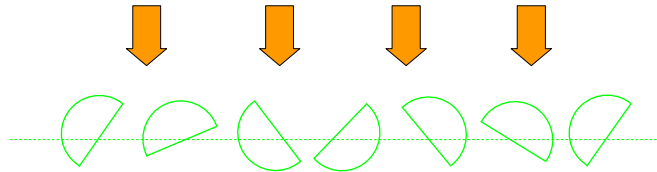


Figure 4.1.4 : ensemble d'aiguilles demi-cylindriques éclairées par un éclairage unidirectionnel.

Si nous disposons d'un ensemble d'aiguilles toutes situées dans le plan d'incidence mais orientées (suivant θ_ℓ) de manière aléatoire et assez espacées pour qu'il n'y ait aucun recouvrement dans la direction d'incidence (Figure 4.1.6), le taux de photosynthèse *moyen* de cet ensemble d'aiguilles est donné par :

$$\begin{aligned}
 \overline{\mathcal{A}}_{\ell,\text{dir}} &\equiv \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\theta_\ell \mathcal{A}_{\ell,\text{dir}}(\theta_\ell) \\
 &= \frac{1}{2\pi} \int_0^\pi d\theta_\ell \mathcal{A}_{\text{dir}}(I_b \sin \theta_\ell)
 \end{aligned} \tag{Eq. 4.1.8}$$

La dernière égalité de cette équation résulte de l'intégration des diverses expressions de Eq. 4.1.7. Le rayonnement *moyen* intercepté par cet ensemble d'aiguilles est donné par (remplacer

$A_{\text{dir}}(I_b \sin\theta_\ell)$ par $I_b \sin\theta_\ell$ dans l'équation précédente) :

$$\bar{Q}_{i,\ell} \equiv \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\theta_\ell \left\{ \frac{1}{S_\ell} \iint_{S_\ell} d\sigma(M_s) Q_i(M_s) \right\} (\theta_\ell) = \frac{I_b}{\pi} \quad \text{Eq. 4.1.9}$$

S'il existait une relation linéaire entre A_{dir} et Q_i , nous obtiendrions $\bar{A}_{\ell,\text{dir}} = A_{\text{dir}}(\bar{Q}_{i,\ell})$. En d'autres termes, le taux de photosynthèse *moyen* à la surface des aiguilles serait égal au taux de photosynthèse d'une surface d'aiguille éclairée par le rayonnement intercepté *moyen*. Nous pourrions alors avoir accès à l'expression de A_{dir} à partir de mesures de $\bar{Q}_{i,\ell}$ et $\bar{A}_{\ell,\text{dir}}$ qui sont des grandeurs facilement accessibles lors d'une expérience. Cependant nous savons que la relation entre A_{dir} et Q_i n'est pas linéaire et donc le taux de photosynthèse *moyen* n'a aucune raison d'être une fonction simple du rayonnement intercepté *moyen*. Nous reviendrons sur ce point plus loin.

Rayonnement diffus isotrope. Si le rayonnement incident est isotrope ($I = I_*$) et les aiguilles sont assez espacées pour qu'il n'y ait pas de recouvrement entre elles quel que soit la direction d'incidence, le rayonnement intercepté est le même pour tous les éléments de surface et égal à $Q_i = \pi I_*$. Le rayonnement moyen intercepté par l'ensemble des aiguilles ($\bar{Q}_{i,\ell}$) vaut donc aussi πI_* et :

$$\bar{A}_{\ell,\text{dif}} = A_{\ell,\text{dif}} = A_{\text{dif}}(\pi I_*) = A_{\text{dif}}(\bar{Q}_{i,\ell}) \quad \text{Eq. 4.1.10}$$

Nous avons donc accès à A_{dif} à partir de mesures de $\bar{A}_{\ell,\text{dif}}$ et $\bar{Q}_{i,\ell}$. A la différence du cas d'un rayonnement unidirectionnel, cette relation est valable quel que soit la concavité de la courbe de réponse au rayonnement d'une surface d'aiguille.

Nous supposons par la suite que tous les éléments de surface de l'aiguille respirent à un taux identique R_r . Le taux de photosynthèse nette A_n d'une surface d'aiguille est égale à la différence entre le taux de photosynthèse brute A et le taux de respiration « diurne » autre que la photorespiration R_r . Le résultat précédent peut alors s'écrire :

$$\bar{A}_{n,\ell,\text{dif}} = A_{\text{dif}}(\bar{Q}_{i,\ell}) - R_r = A_{n,\text{dif}}(\bar{Q}_{i,\ell}) \quad \text{Eq. 4.1.11}$$

Porté et Loustau (1998) ont utilisé Eq. 4.1.11 afin d'estimer les paramètres biochimiques intervenant dans le modèle de photosynthèse A_n de Farquhar *et al.* (1980) valable pour une surface foliaire élémentaire. Pour cela, ils ont placé des aiguilles dans une cuvette éclairée avec un rayonnement le plus isotrope possible puis ont procédé à une série de mesures d'échanges gazeux. Nous allons présenter leurs principaux résultats.

Modèle de photosynthèse. Farquhar *et al.*, à partir de considérations de cinétique chimique sur le cycle de Calvin, proposent une expression de l'assimilation nette sous forme de deux facteurs limitants :

$$A_n = (1 - \Gamma^*/C_i) \min(w_c, w_j) - R_d \quad \text{Eq. 4.1.12}$$

Γ^* (mol mol^{-1}) est le point de compensation au CO_2 en l'absence de respiration, C_i (mol mol^{-1}) est la concentration interne en CO_2 , *i.e.* dans la chambre sous-stomatique (plus précisément au niveau des sites de carboxylation), R_d ($\mu\text{mol}_{(\text{CO}_2)} \text{m}^{-2} \text{s}^{-1}$) est la respiration mitochondriale à la lumière (respiration diurne autre que la photorespiration) et w_c et w_j ($\mu\text{mol}_{(\text{CO}_2)} \text{m}^{-2} \text{s}^{-1}$) sont les taux de carboxylation. w_c représente le taux de carboxylation limité par l'activité de la RubisCO (sites saturés) et w_j celui limité par la régénération du ribulose biphosphate (RuP₂) au travers du flux de transport des électrons dans la membrane des thylacoïdes. Lorsque l'activité de la RubisCO est limitante, le taux de carboxylation est donnée par (Farquhar *et al.*, 1980) :

$$w_c = V_{c,\max} \frac{C_i}{C_i + K_c(1 + O_i/K_o)} \quad \text{Eq. 4.1.13}$$

où $V_{c,\max}$ ($\mu\text{mol}_{(\text{CO}_2)} \text{m}^{-2} \text{s}^{-1}$) est le taux maximal de carboxylation, O_i (mol mol^{-1}) est la pression partielle d'oxygène dans la chambre sous-stomatique et K_c et K_o (mol mol^{-1}) sont les constantes de Michaelis de la RubisCO pour la carboxylation et l'oxygénation respectivement. C'est une équation classique en biochimie de limitation d'une réaction par saturation des sites d'un enzyme. Lorsque le transport des électrons est limitant, le taux de carboxylation est donné par :

$$w_j = J \frac{C_i}{4C_i + 8\Gamma^*} \quad \text{Eq. 4.1.14}$$

où J ($\mu\text{mol}_{(e)} \text{m}^{-2} \text{s}^{-1}$) représente le flux de transport des électrons. Ce dernier est estimé à partir du rayonnement visible absorbé (\approx incident) (Farquhar et Wong, 1984) :

$$\theta_j J^2 - (J_{\max} + \alpha_j Q_i) J + \alpha_j Q_i J_{\max} = 0 \quad \text{Eq. 4.1.15}$$

J_{\max} ($\mu\text{mol}_{(e)} \text{m}^{-2} \text{s}^{-1}$) désigne le flux maximal de transport des électrons et α_j est l'efficacité quantique du transport des électrons (en moles d'électrons par mole de photons) et Q_i désigne le rayonnement intercepté par la surface foliaire élémentaire. Cette hyperbole non rectangulaire (*i.e.* de courbure $\theta_j < 1$) est l'ancêtre des modèles de photosynthèse (Prioul et Chartier, 1977) avant que la prise en compte d'un effet d'une augmentation du CO_2

atmosphérique devienne d'actualité. En effet, si nous supposons que w_j est toujours limitant, Eq. 4.1.15 peut s'écrire :

$$\theta_j A^2 - (A_{\max} + \alpha_A Q_i) A + \alpha_A Q_i A_{\max} = 0 \quad \text{Eq. 4.1.16}$$

où $A \equiv A_n + R_d$ ($\mu\text{mol}_{(\text{CO}_2)} \text{m}^{-2} \text{s}^{-1}$) est l'assimilation brute, A_{\max} ($\mu\text{mol}_{(\text{CO}_2)} \text{m}^{-2} \text{s}^{-1}$) est l'assimilation brute maximale et α_A est le rendement « apparent » de la photosynthèse (en moles de CO_2 par mole de photons) :

$$A_{\max} = J_{\max} \frac{C_i - \Gamma^*}{4C_i + 8\Gamma^*}, \quad \alpha_A = \alpha_j \frac{C_i - \Gamma^*}{4C_i + 8\Gamma^*} \quad \text{Eq. 4.1.17}$$

Farquhar *et al.* (1980) ne précisent pas la distribution angulaire du rayonnement incident ; en particulier ils ne distinguent pas les rayonnement diffus et direct. En revanche, ils supposent que les feuilles sont infiniment fines de sorte que le rayonnement est distribué uniformément à l'intérieur des feuilles. Dans ce cas, la concavité θ_j de l'hyperbole reliant J à Q_i est de l'ordre de 0.95 pour les plantes en C3 (Farquhar et von Caemerrer, 1982). Dans le cas de feuilles épaisses comme les aiguilles de Pin maritime, cette concavité devrait être d'autant plus faible que le rayonnement est anisotrope. Cependant, Porté et Loustau (1998) ont gardé la valeur de 0.95 puisqu'ils travaillaient en éclairage isotrope.

Les coefficients apparaissant devant C_i et Γ^* dans Eq. 4.1.14 dépendent de la stœchiométrie de l'équation chimique limitante. Ainsi, Farquhar et von Caemerrer (1982) ont proposé plusieurs autres valeurs pour ces coefficients (par exemple (4.5, 10.5) au lieu de (4, 8)). Par ailleurs, il existe d'autres équations que Eq. 4.1.15 pour relier J à Q_i (Farquhar *et al.*, 1980). Nous avons choisi celle utilisée par Porté et Loustau (1998) ainsi que les valeurs des coefficients apparaissant dans Eq. 4.1.14 afin d'exploiter sans ambiguïté leurs estimations de α_j et J_{\max} .

La température joue un rôle important sur la cinétique de la photosynthèse. Ainsi, K_c et K_o augmentent avec la température suivant une fonction d'Arrhénius (Farquhar *et al.*, 1980 ; Jordan et Ogren, 1984 ; Brooks et Farquhar, 1985). $V_{c, \max}$ et J_{\max} sont souvent supposés avoir une variation avec la température « en cloche » qui rend compte de l'existence d'une température optimale pour chacun des deux processus biochimiques (Farquhar *et al.*, 1980 ; Harley et Tenhunen, 1992). Concernant les constantes de Michaelis, Porté et Loustau (1998) prennent la paramétrisation proposée par Farquhar *et al.* (1980) :

$$K_c = K_{c,25} \exp(E_{K_c}/RT_{25} (1 - T_{25}/T)), \quad K_o = K_{o,25} \exp(E_{K_o}/RT_{25} (1 - T_{25}/T)) \quad \text{Eq. 4.1.18}$$

$R = 8.31441 \text{ J K}^{-1} \text{ mol}^{-1}$ est la constante des gaz parfaits. Les valeurs des paramètres intervenant dans ces paramétrisations sont réunies dans le Tableau 4.1.1.

| Paramètre | Valeur | Unité |
|------------|--------|---------------------|
| T_{25} | 298.15 | K |
| $K_{i,25}$ | 460 | ppm |
| $K_{o,25}$ | 330 | ppm |
| E_{K_c} | 59356 | J mol^{-1} |
| E_{K_o} | 36000 | J mol^{-1} |

Tableau 4.1.1 : valeurs des paramètres cinétiques du modèle de photosynthèse. D'après Farquhar *et al.* (1980).

La dépendance de Γ^* envers la température est prise en compte selon (Farquhar *et al.*, 1980 ; Harley *et al.*, 1985) :

$$\Gamma^* = 0.5(k_o/k_c)O_i K_c/K_o \quad \text{avec } O_i \approx 210 \text{ mmol mol}^{-1} \text{ et } k_o/k_c \approx .21 \quad \text{Eq. 4.1.19}$$

Porté et Loustau (1998) ont montré que les valeurs de $V_{c,\max}$ et J_{\max} variaient sensiblement avec l'âge des aiguilles (Tableau 4.1.2). Les aiguilles de plus de 2 ans n'ont pas été étudiées mais leur capacité photosynthétique peuvent être considérées nulles (Loustau, communication personnelle). Les auteurs n'ont pas pu mettre en évidence un gradient (vertical ou radial) sur les valeurs de $V_{c,\max}$ et J_{\max} , dans les houppiers. Ceci va à l'encontre de l'idée d'une optimisation de la répartition des caractéristiques photosynthétiques dans la couronne et est probablement dû à la faible densité foliaire dans les houppiers (Porté, 1995).

| Paramètre | Valeur | Age | Unité |
|-----------------|--------|-------|---------------------------------------|
| $V_{c,\max,25}$ | 53.1 | 1 an | $\mu\text{mol m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ |
| | 37.1 | 2 ans | $\mu\text{mol m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ |
| $J_{\max,25}$ | 113.7 | 1 an | $\mu\text{mol m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ |
| | 90 | 2 ans | $\mu\text{mol m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ |
| α_j | 0.142 | 1 an | mol mol^{-1} |
| | 0.106 | 2 ans | mol mol^{-1} |

Tableau 4.1.2 : valeurs des paramètres du modèle de photosynthèse spécifiques aux aiguilles de Pin maritime (éclairage isotrope). D'après Porté et Loustau (1998).

L'étude de la variation de $V_{c,\max}$ et J_{\max} avec la température pour les deux années d'aiguilles n'a pas été envisagée. Afin de rendre compte des variations de températures observées pendant

leur période de mesure *in situ* (entre 12 et 27 °C), Porté et Loustau et Bosc (1999) utilisent une relation parabolique déjà éprouvée par Mc Murtrie *et al.* (1992) sur *Pinus radiata* :

$$J_{\max} = J_{\max,25} \max(0, 1 - \psi(T - T_{25})^2), \quad V_{c,\max} = V_{c,\max,25} \max(0, 1 - \psi(T - T_{25})^2) \quad \text{Eq. 4.1.20}$$

avec $\psi = 0.0025$. Cependant, une telle relation n'est valable que sur une plage de température donnée et conduit à des paramètres photosynthétiques négatifs dès que $T < 5$ °C. Dans l'optique de faire des simulations sur l'année entière, il était nécessaire d'utiliser une dépendance à la température valable sur une plage de températures plus étendue. La formulation de Sharpe et DeMichelle utilisée par Farquhar *et al.* répond à ces impératifs :

$$J_{\max} = J_{\max,25} \frac{\exp(-E_{J_m}/RT)}{1 + \exp((S_{J_m} T - H_{J_m})/RT)} \left(\frac{\exp(-E_{J_m}/RT_{25})}{1 + \exp((S_{J_m} T_{25} - H_{J_m})/RT_{25})} \right)^{-1} \quad \text{Eq. 4.1.21}$$

La température optimale est donnée par : $T_{opt} = H_{J_m} \{S_{J_m} + R \ln(H_{J_m}/E_{J_m} - 1)\}^{-1}$. Une température optimale de 25 °C comme le prédit la formule de McMurtrie *et al.* (1992) semble trop faible par rapport aux valeurs trouvées dans la littérature (entre 32 et 38 °C). Nous avons donc supposé que la température des aiguilles de pin maritime était de $T_{opt} = 32$ °C. Nous avons également fixé la valeur de S_{J_m} à $650 \text{ J mol}^{-1} \text{ K}^{-1}$ (Leuning, 1990 ; Harley et Tenhunen, 1991) puis avons choisi H_{J_m} de façon à ce que Eq. 4.1.20 et Eq. 4.1.21 donnent des valeurs similaires entre 12 et 25 °C. Nous obtenons alors $H_{J_m} = 204000 \text{ J mol}^{-1}$ et $E_{J_m} = 19844 \text{ J mol}^{-1}$. Les 2 paramétrisations sont représentées sur la Figure 4.1.5.

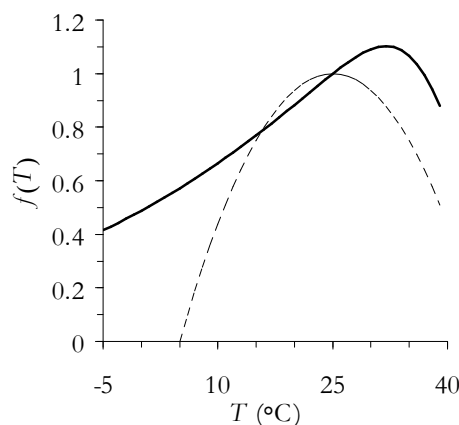


Figure 4.1.5 : dépendance des paramètres photosynthétiques avec la température :
Mc Murtrie *et al.* (1992) (pointillés) et Sharpe et DeMichelle (trait gras).

Nous utiliserons ces valeurs de H_{J_m} et E_{J_m} pour J_{\max} et $V_{c,\max}$. Cependant, nous verrons plus bas que le modèle *MuSICA* est peu sensible à la fonction $f(T)$.

Conditions naturelles. Le modèle de Farquhar *et al.* (1980) une fois paramétré par Porté et Loustau (1998) permet d'estimer avec une bonne précision le taux de photosynthèse des aiguilles de Pin maritime en conditions contrôlées – et notamment avec un éclairage faiblement anisotrope. Afin de tester la validité d'un tel paramétrage dans des conditions non contrôlées, les auteurs ont effectué des mesures *in situ* de photosynthèse d'aiguilles de Pin maritime pendant 3 journées ensoleillées de l'été 1995. La principale difficulté était de bien définir la grandeur radiative à utiliser dans le modèle de photosynthèse précédent. Des capteurs de rayonnement placés dans le houppier permettaient d'accéder au *PAR* incident au niveau du rameau sur lequel étaient attachées les aiguilles étudiées. Les auteurs ont supposé que la proportion entre le *PAR* direct et diffus était la même au-dessus et à l'intérieur du houppier et que la moitié de la surface totale des aiguilles étudiées recevait du rayonnement direct. Ceci leur a permis de distinguer les aiguilles à l'ombre et au soleil et de calculer le taux de photosynthèse *moyen* de l'ensemble d'aiguilles par :

$$\bar{A}_{n,\ell} = A_n(Q_d) + \frac{1}{2} A_n(Q_b) \quad \text{Eq. 4.1.22}$$

où A_n était donnée par Eq. 4.1.12 et Q_d et Q_b représentent les rayonnements diffus et direct incidents sur le rameau – alternativement, interceptés par une surface unité située dans un plan horizontal.

Le modèle ainsi utilisé reproduit correctement les variations journalières de l'assimilation nette des aiguilles. Il peut donc constituer une base solide pour décrire les densités de sources/puits de CO_2 dans la canopée. Cependant, les auteurs notent un léger désaccord entre modèle et mesures en milieu de journée, *i.e.* quand le direct est à son maximum et en début et fin de journée, *i.e.* quand le diffus est très anisotrope (Porté et Loustau, 1998). Les auteurs incriminent une mauvaise estimation du rayonnement absorbé par les aiguilles et une répartition des surfaces d'aiguille à l'ombre et au soleil un peu trop schématique.

En fait, l'équation précédente n'est pas en accord avec la manière dont les paramètres α_j et $J_{\max,25}$ ont été déterminés. En effet, dans le modèle de photosynthèse, c'est le rayonnement intercepté Q_i qu'il faut utiliser et non les rayonnements incidents Q_d et Q_b . Ne connaissant pas le rayonnement intercepté par chaque surface d'aiguille, nous pouvons prendre dans un premier temps les rayonnements *moyens* interceptés par l'ensemble des aiguilles. Dans ce cas, la distinction entre surfaces d'aiguille à l'ombre et au soleil est superflue car le rayonnement intercepté *moyen* est représentatif d'une aiguille moyenne (en supposant que toutes les aiguilles reçoivent du rayonnement direct sur une partie de leur surface). Pour un rayonnement

isotrope, nous avons $Q_d = 2\pi I_*$ et pour un rayonnement unidirectionnel, nous avons $Q_b = I_b \mu_b$ où μ_b est le sinus de l'angle d'élévation solaire. Alors, l'utilisation des rayonnements interceptés *moyens* donnerait, en première approximation :

$$\bar{A}_{n,\ell} = A_n (Q_d/2 + Q_b/\pi\mu_b) \quad \text{Eq. 4.1.23}$$

Cette dernière équation aurait pour effet d'augmenter la part du direct en début et fin de journée et de la diminuer en milieu de journée. Cependant, il n'est pas évident qu'une telle équation diminue beaucoup l'écart entre modèle et mesures. Il ne faut pas perdre à l'esprit que les paramètres du modèle de Farquhar *et al.* (1980) ont été estimés à l'aide d'un éclairage diffus faiblement anisotrope. Ainsi, cet écart est peut-être dû à l'utilisation d'une grandeur radiative surfacique pour décrire un phénomène volumique. En effet, nous avons vu que l'utilisation d'une telle grandeur surfacique pouvait conduire à devoir faire une double paramétrisation du modèle de photosynthèse suivant que le rayonnement était diffus ou direct.

Sans une étude plus approfondie, il n'est pas possible de conclure quand à l'utilisation du modèle de photosynthèse des aiguilles de Pin maritime proposé par Porté et Loustau (1998) quel que soit la distribution angulaire du rayonnement incident. Dans la section qui suit, nous explicitons les hypothèses qui nous permettent d'étendre ce modèle à un rameau entier. Les travaux de Bosc (1999) sur la photosynthèse des rameaux de Pin maritime en conditions *in situ* nous permettront alors de poursuivre cette discussion.

■ DE L'AIGUILLE AU RAMEAU

Introduction. Les aiguilles de Pin maritime sont toujours regroupées autour d'un élément ligneux. Pour la plus grande majorité des aiguilles d'un houppier, les éléments ligneux qui les portent sont assez fins (Porté *et al.*, 1999) : on parle alors de rameau.

Les hypothèses précédentes qui nous ont permis de passer de l'échelle du chloroplaste à celle d'une aiguille peuvent être appliquées à un rameau entier. En effet, la discrimination des paramètres du modèle de photosynthèse se fait uniquement sur l'âge des aiguilles ; ils sont donc les mêmes pour toutes les aiguilles d'un même rameau. Si nous utilisons un seul jeu de paramètres pour calculer la photosynthèse d'un rameau, nous pourrions de la même façon penser étendre le modèle de photosynthèse au rameau entier. La principale difficulté réside dans la définition de la grandeur radiative à utiliser.

Section efficace d'un rameau. Le rayonnement intercepté par un rameau et la distribution de ce rayonnement à la surface du rameau dépendent de manière complexe de la forme de ce dernier ainsi que de sa position et de son orientation dans la canopée, mais aussi de la forme, position et orientation des autres éléments végétaux dans la canopée. Par la suite, nous supposons que tous les rameaux du couvert présentent des symétries qui permettent de caractériser entièrement leur position et orientation dans l'espace à l'aide uniquement d'un point d'ancrage et d'une direction. C'est le cas, par exemple, s'ils présentent une symétrie de révolution autour de leur tige. Une telle symétrie a été observée sur des rameaux de Pin d'Ecosse (Oker-Blom et Smolander, 1988). Bosc (1999), afin de développer un modèle d'interception du rayonnement par les rameaux, a fait l'hypothèse que les rameaux de Pin maritime présentent également une symétrie axiale.

Nous considérons alors un rameau précis dans le couvert. Soit Ω_L l'orientation de ce rameau (direction de la tige) et M_L sa position (extrémité de la tige). L'ombrage en un point M_s de sa surface peut être de deux natures très différentes (Oker-Blom, 1986) : il peut être dû à l'obstruction du rayon incident 1/ par une partie du rameau considéré (ombrage interne) ou 2/ par un autre élément (ombrage externe). Le processus d'ombrage interne, en comparaison à l'ombrage externe, est prédominant chez les conifères (Oker-Blom *et al.*, 1989). Nous définissons alors la fonction :

$$\chi_L(M_s, \Omega) = \begin{cases} 1, & \text{si aucune partie du rameau considéré ne} \\ & \text{se situe dans la direction } \Omega \text{ vue depuis le point } M_s \\ 0, & \text{sinon} \end{cases} \quad \text{Eq. 4.1.24}$$

L'ombre portée du rameau considéré dans la direction Ω a une aire qui s'exprime suivant :

$$sb_L(\Omega_L, \Omega) = \iint_{S_L} \chi_L(M_s, \Omega) \delta(\Omega, \Omega_s) d\sigma(M_s) \quad \text{Eq. 4.1.25}$$

avec $\delta(\Omega, \Omega_s) = |\Omega \cdot \Omega_s|$ si $\Omega \cdot \Omega_s < 0$ et nul sinon. sb_L ne dépend que de l'orientation du rameau Ω_L et de la direction de projection Ω . C'est la « surface efficace d'interception » du rameau dans la direction Ω . Le rapport de $sb_L(\Omega_L, \Omega)$ et de la surface totale (non ligneuse) du rameau (notée S_L) nous donne le *STAR* (*Silhouette to Total Area Ratio*, Oker-Blom et Smolander, 1988) du rameau :

$$STAR_L(\Omega_L, \Omega) \equiv \frac{sb_L(\Omega_L, \Omega)}{S_L} \quad \text{Eq. 4.1.26}$$

Le *STAR* d'un rameau est plus petit que celui d'une aiguille seule en raison de l'ombrage mutuel entre les aiguilles du rameau.

Bosc (1999) a estimé le *STAR* de plusieurs rameaux de Pin maritime de taille, forme et âge variés en traitant des clichés de ces rameaux à l'aide d'un logiciel de traitement d'images. L'auteur a également développé un logiciel pouvant construire une maquette informatique tridimensionnelle de rameau à partir de quelques données de structure concernant le rameau (longueur et diamètre de l'axe, des aiguilles, angle d'insertion moyen des aiguilles, nombre d'aiguilles, ...), ceci afin de valider un modèle analytique utilisant ces mêmes données et permettant de calculer facilement le *STAR* d'un rameau.

Evolution du *STAR*. Nous avons utilisé le modèle analytique et les données de structure de Bosc (1999) pour calculer le *STAR* de différents rameaux sous différents angles de projection (Figure 4.1.6). Nous avons mis en regard les clichés des rameaux correspondants pour un angle de visée de 0° (vue de haut) et un autre de 90° (vue de côté). Les rameaux étant supposés avoir une symétrie de révolution autour de leur axe, la direction de projection est repérée uniquement par l'angle θ_p qu'elle fait avec l'axe du rameau. Le moyenne angulaire du *STAR* est alors simplement donnée par :

$$\overline{STAR} \equiv \int_0^{\pi/2} d\theta_p STAR(\theta_p) \cos\theta_p \tag{Eq. 4.1.27}$$

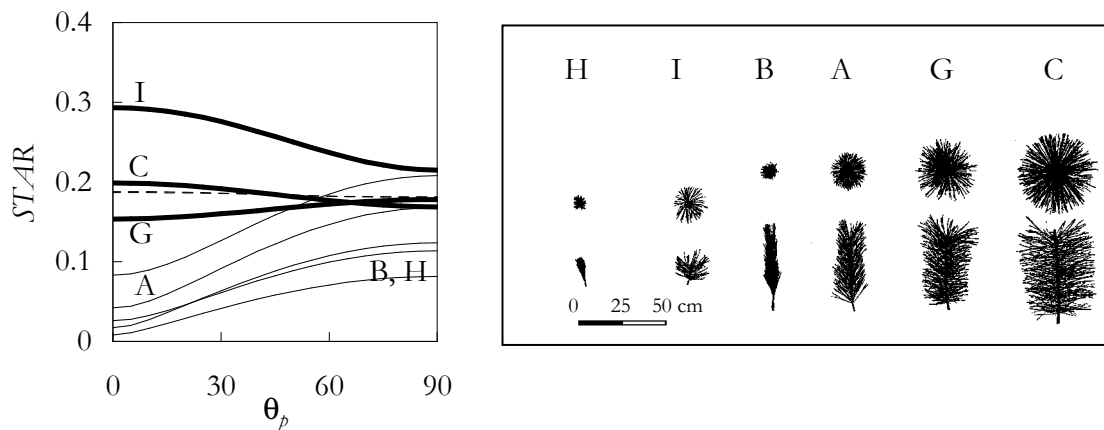


Figure 4.1.6 : valeurs de *STAR* pour différents rameaux calculés par le modèle analytique de Bosc (1999) : 7 mois (continu fin), 19 mois (continu gras) et 31 mois (pointillé) et quelques clichés de rameaux correspondants. D'après Bosc (1999).

Nous pouvons voir que le *STAR* d'un rameau est d'autant plus faible que celui-ci est fermé (faible angle d'insertion des aiguilles) et dense (nombre d'aiguilles important). Les rameaux C et G, qui ont un *STAR* presque constant pour toutes les directions de projection, sont tous

deux des rameaux de 19 mois. Le rameau *I*, qui a aussi 19 mois, présente un *STAR* beaucoup plus élevé et décroissant avec θ_p . Cependant, ce rameau n'est pas vraiment représentatif de sa classe d'âge compte tenu de sa surface foliaire. Les rameaux *A*, *B* et *H* ont tous les trois 7 mois. Le *STAR* des rameaux *B* et *H* sont pratiquement confondus. Ils présentent tous les trois un *STAR* croissant avec θ_p et la plupart du temps plus faible que les trois autres rameaux plus âgés. Cette différence entre classe d'âge est encore plus frappante en termes de *STAR* moyen. Nous avons regroupés dans le Tableau 4.1.3 les valeurs de *STAR* moyen des différents rameaux de la figure précédente. Nous constatons que l'âge des rameaux explique en grande partie la variabilité de ces valeurs. De manière schématique, nous pouvons dire que le *STAR* d'un rameau augmente pendant la première année, avant d'atteindre une valeur d'équilibre autour de 0.19. Des études plus approfondies menées sur des rameaux de pin d'Ecosse confirment ce résultat (Oker-Blom et Smolander, 1988).

| Rameau | Age | \overline{STAR} |
|--------|---------|-------------------|
| A | 7 mois | 0.13 |
| B | 7 mois | 0.065 |
| D | 7 mois | 0.09 |
| E | 7 mois | 0.04 |
| H | 7 mois | 0.06 |
| C | 19 mois | 0.19 |
| G | 19 mois | 0.16 |
| I | 19 mois | 0.27 |
| F | 31 mois | 0.19 |
| J | 31 mois | 0.18 |

Tableau 4.1.3 : valeurs de *STAR* moyen suivant l'âge des rameaux.

Nous allons voir maintenant comment l'utilisation du *STAR* permet de définir une grandeur radiative pour décrire la photosynthèse d'un rameau.

***STAR* et *PAR* intercepté moyen.** La connaissance de la surface projetée d'un rameau permet de calculer le rayonnement intercepté par celui-ci quel que soit son orientation dans le champ de rayonnement si nous supposons que, dans chaque direction, le rayonnement incident est uniforme sur le volume enveloppant le rameau (Oker-Blom *et al.*, 1989) :

$$I(M_s, \Omega) \approx I_L(\Omega) \chi_L(M_s, \Omega) \quad \text{Eq. 4.1.28}$$

Le *PAR* intercepté par une surface foliaire élémentaire $d\sigma(M_s)$ centrée au point M_s s'écrit alors :

$$\begin{aligned} Q_i(M_s) &= \int_{\Omega_s^+} I(M_s, \Omega) |\Omega \cdot \Omega_s| d\Omega \\ &= \int_0^{2\pi} d\phi \int_{-1}^1 I_L(\Omega) \chi_L(M_s, \Omega) \delta(\Omega \cdot \Omega_s) d\mu \end{aligned} \quad \text{Eq. 4.1.29}$$

et le *PAR moyen* intercepté par le rameau entier est estimé à l'aide du *STAR* :

$$Q_{i,L} = \int_0^{2\pi} d\phi \int_{-1}^1 I_L(\Omega) STAR_L(\Omega_L, \Omega) d\mu \quad \text{Eq. 4.1.30}$$

$Q_{i,L}$ est exprimé par mètre carrés foliaires car normalisé par S_L . Pour un rayonnement unidirectionnel de luminance I_b , nous avons simplement : $Q_{i,L} = STAR_L(\Omega_L, \Omega_b) I_b$ et pour un rayonnement diffus semi-isotrope de luminance I_*^+ (ver le bas) et I_*^- (vers le haut), nous avons : $Q_{i,L} = 2 \overline{STAR}_L (\pi I_*^+ + \pi I_*^-)$.

Photosynthèse et *PAR* intercepté moyen. La connaissance du rayonnement intercepté par un rameau ne donne aucune information sur la manière dont ce rayonnement est distribué à la surface du rameau. Plusieurs études ont montré que la distribution du rayonnement à la surface d'un rameau jouait un rôle important sur le taux de photosynthèse de ce rameau (Oker-Blom *et al.*, 1983; Oker-Blom 1985; Smolander *et al.*, 1987).

Cependant, lorsque le rameau était soumis à un rayonnement unidirectionnel, ces mêmes études ont révélé que le taux de photosynthèse d'un rameau pouvait s'exprimer en termes de *PAR moyen* intercepté (moyenne pondérée du rayonnement intercepté sur toute la surface du rameau), presque indépendamment de la répartition du rayonnement sur sa surface ou dans son volume (Smolander *et al.*, 1987). Cette conclusion s'appuie sur le fait que, quand la photosynthèse du rameau était exprimée en termes de *PAR moyen* intercepté et non en terme de *PAR* incident, les courbes de réponse étaient approximativement les mêmes quel que soit l'orientation du rameau par rapport au rayonnement incident, *i.e.* quel que soit la distribution du rayonnement à la surface du rameau (Figure 4.1.7). Il s'agit d'un résultat fort utile car pour connaître la répartition du rayonnement dans un rameau il faut généralement avoir recours à des simulations numériques de lancés de milliers de rayons sur une maquette de rameau.

Pour un ensemble d'aiguilles placées sur un même plan nous avons vu que ce résultat était rigoureusement vrai si I_b était assez faible pour rester dans la partie linéaire de la courbe $A_{dir}(I_b \sin \theta)$ (Eq. 4.1.8 et suivante) (le *STAR* de cet ensemble d'aiguilles vaut alors $1/\pi$). Ceci

explique en partie le regroupement des points sur la Figure 4.1.7 (b) pour les faibles valeurs de rayonnement sauf que dans ce cas, les aiguilles ne sont plus assez espacées pour éviter les recouvrements.

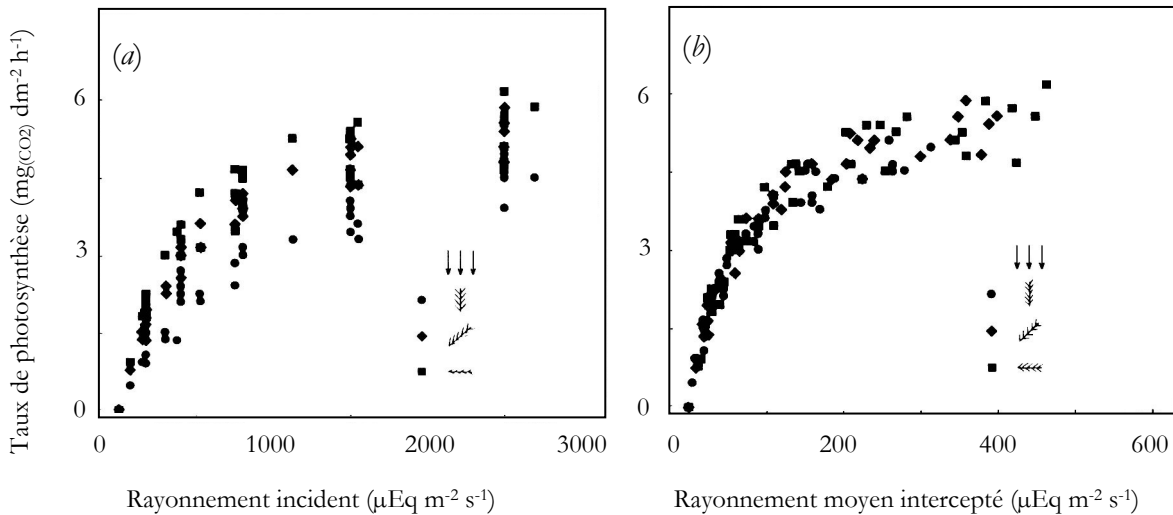


Figure 4.1.7 : taux de photosynthèse de 8 rameaux pour 3 inclinaisons différentes par rapport à la direction du rayonnement incident (a) en fonction du rayonnement incident et (b) en fonction du rayonnement moyen intercepté. D'après Smolander *et al.* (1987).

Dans le cas d'un rayonnement diffus, celui-ci est mieux réparti à la surface du rameau et on peut s'attendre à ce que le *PAR moyen* intercepté soit encore la grandeur à considérer pour estimer le taux de photosynthèse du rameau (Stenberg *et al.*, 1995; Oker-Blom *et al.*, 1989). Cependant, la courbe de réponse peut être assez différente de celle en rayonnement direct pour les mêmes raisons invoquées précédemment lors de la discussion concernant l'utilisation d'une grandeur radiative surfacique et non volumique : en effet, un grand nombre de chloroplastes soumis à de faibles rayonnements photosynthétisent plus qu'un petit nombre soumis à de fortes intensités lumineuses. Par conséquent, on peut s'attendre à cette échelle macroscopique à devoir faire encore une double paramétrisation (Oker-Blom *et al.*, 1989; Oker-Blom, 1985). Le taux de photosynthèse A_L d'un rameau s'écrit alors :

$$A_L \approx \begin{cases} A_{L,dir}(Q_{i,L}) & \text{si direct seulement} \\ A_{L,dif}(Q_{i,L}) & \text{si diffus seulement} \end{cases} \quad \text{Eq. 4.1.31}$$

Nous voyons la nécessité de faire des mesures de photosynthèse par échanges gazeux à l'échelle du rameau entier, en conditions contrôlées ou naturelles, afin de paramétrer les courbes de réponses de photosynthèse au rayonnement moyen intercepté, *i.e.* d'explicitier les fonctions $A_{L,dir}$ et $A_{L,dif}$. Les paramètres mesurés seront des paramètres apparents mais, si les

hypothèses précédentes sont à peu près vérifiées, nous pouvons espérer qu'ils soient pertinents pour estimer le taux de photosynthèse du rameau dans sa globalité.

Rayonnement naturel. En conditions naturelles, un rameau n'est jamais éclairé par un rayonnement direct seul, *i.e.* sans rayonnement diffus. Nous devons donc réécrire Eq. 4.1.31 afin de l'adapter aux conditions naturelles.

Nous désignons par $I_r(\mathbf{\Omega})$ la luminance au niveau de référence (au-dessus de la canopée) et dans la direction $\mathbf{\Omega}$. Nous espérons I_r en deux composantes : une diffuse $I_{d,r}(\mathbf{\Omega})$ et une directe $I_{b,r}(\mathbf{\Omega})$. Cette dernière représente la luminance du rayonnement solaire direct et s'annule en dehors de l'angle solide s'appuyant sur le disque solaire. Nous supposons par la suite que nous disposons d'un modèle de transfert radiatif permettant d'estimer, à partir de la connaissance de $I_{d,r}(\mathbf{\Omega})$ et $I_{b,r}(\mathbf{\Omega})$, la luminance du diffus $I_{d,L}(\mathbf{\Omega})$ et du direct $I_{b,L}(\mathbf{\Omega})$ arrivant sur le volume enveloppant le rameau et pour toutes les directions $\mathbf{\Omega}$.

Le disque solaire ayant une ouverture angulaire de seulement 0.5° , nous supposons par la suite que le rayonnement direct est unidirectionnel de direction $\mathbf{\Omega}_b$: $I_{b,L}(\mathbf{\Omega}) = \delta(\mathbf{\Omega}_b) Q_{b,L} / \mu_b$. L'approximation précédente (Eq. 4.1.28) impose alors que le volume enveloppant le rameau soit entièrement à l'ombre ou entièrement au soleil : les phénomènes de pénombre sont alors impossibles au sein du rameau comme entre les rameaux. Le rayonnement direct incident est alors le même pour tous les rameaux au soleil et égal au rayonnement direct au niveau de référence $Q_{b,r}$. Au sein d'un rameau au soleil, nous distinguons deux zones : une à l'ombre et une autre au soleil. Nous posons alors comme alternative à Eq. 4.1.31 :

$$A_L \approx \begin{cases} (1 - \alpha) A_{L,o}(Q_{i,d,L}) + \alpha A_{L,s} \left(\frac{Q_{i,b,L}}{\alpha} + Q_{i,d,L} \right) & \text{si au soleil} \\ A'_{L,o}(Q_{i,d,L}) & \text{si à l'ombre} \end{cases} \quad \text{Eq. 4.1.32}$$

où α est un coefficient à déterminer et représente la fraction de la surface totale du rameau qui utilise le rayonnement direct ($\alpha \leq 1$). $Q_{i,d,L}$ et $Q_{i,b,L}$ représentent les rayonnements *moyens* diffus et direct respectivement, interceptés par le rameau :

$$Q_{i,d,L} = 2 \left(\overline{STAR}_{d,L}^+ Q_{d,L}^+ + \overline{STAR}_{d,L}^- Q_{d,L}^- \right) \quad \text{Eq. 4.1.33}$$

$$Q_{i,b,L} = STAR_{b,L} Q_{b,r} / \mu_b \quad \text{Eq. 4.1.34}$$

$Q_{d,L}^+$ et $Q_{d,L}^-$ représentent les rayonnements diffus descendant et montant respectivement et :

$$I_{d,L}(\boldsymbol{\Omega}) = \begin{cases} Q_{d,L}^+ \zeta_{d,L}^+(\boldsymbol{\Omega}) & \text{si } \mu \geq 0 \\ Q_{d,L}^- \zeta_{d,L}^-(\boldsymbol{\Omega}) & \text{si } \mu < 0 \end{cases} \quad \text{Eq. 4.1.35}$$

$\zeta_{d,L}^+$ et $\zeta_{d,L}^-$ sont les distributions angulaires du diffus montant et descendant : $\overline{STAR}_{d,L}^+$ et $\overline{STAR}_{d,L}^-$ représentent alors le *STAR moyen* du rameau sur ces 2 distributions angulaires. $STAR_{b,L}$ est le *STAR* du rameau dans la direction du soleil, *i.e.* la surface de l'ombre portée du rameau rapportée à S_L . Pour un éclairage presque uniquement diffus ($\alpha = 0$ par valeur supérieure), nous avons :

$$A_L \approx A_{L,o}(Q_{i,d,L}) = A'_{L,o}(Q_{i,d,L}) \equiv A_{L,dif}(Q_{i,d,L}) \quad \text{Eq. 4.1.36}$$

Cette relation est valable quel que soit $Q_{i,d,L}$, donc nécessairement : $A_{L,o} = A'_{L,o} = A_{L,dif}$. De plus, pour un éclairage direct seul ($\alpha \leq 1$), Eq. 4.1.32 se réduit à :

$$A_L \approx \alpha A_{L,s} \left(\frac{Q_{i,b,L}}{\alpha} \right) \equiv A_{L,dif}(Q_{i,b,L}) \quad \text{Eq. 4.1.37}$$

Cette équation donne la relation entre les fonctions $A_{L,s}$ et $A_{L,dif}$. Il nous reste donc à identifier les fonctions $A_{L,dif}$ et $A_{L,dif}$ ainsi que le coefficient α . Pour cela, nous allons utiliser les résultats de Bosc (1999) sur la photosynthèse des rameaux entiers de plusieurs arbres du Bray.

Taux de photosynthèse d'un rameau. Bosc (1999) a étudié la photosynthèse des rameaux de Pin maritime en conditions naturelles. Une fois décrite la géométrie d'un rameau donné, l'auteur est capable d'estimer les rayonnements direct et diffus interceptés par le rameau (*cf.* plus haut), puis d'estimer le taux de photosynthèse du rameau entier à l'aide de Eq. 4.1.32. Il part de l'hypothèse que les fonctions $A_{L,dif}$ et $A_{L,dif}$ sont identiques à la fonction $A = A_n + R_d$ paramétrée par Porté et Loustau (1998) puis émet différentes hypothèses sur α . En comparant les résultats du modèle à des mesures de photosynthèse, il est à même de déterminer quelle valeur de α est la plus adéquate. Pour cela, il sélectionne 5 jours de mesures durant lesquels les conditions d'ennuage varient fortement afin que le poids de $Q_{i,b,L}$ dans le rayonnement global intercepté par le rameau couvre toute sa plage de variation (entre 0 et 1).

Il suppose alors que la surface qui utilise le rayonnement direct est égale à 1/ l'unité ($\alpha = 1$) ou 2/ la silhouette du rameau dans la direction du soleil normalisée par S_L

($\alpha = sb_{b,L}/S_L = STAR_{b,L}$) ou 3/ la surface du rameau visible depuis le soleil normalisée par S_L ($\alpha = sv_{b,L}/S_L$) ou 4/ la surface développée du rameau visible depuis le soleil normalisée par S_L ($\alpha = sm_{b,L}/S_L$) (Figure 4.1.8).

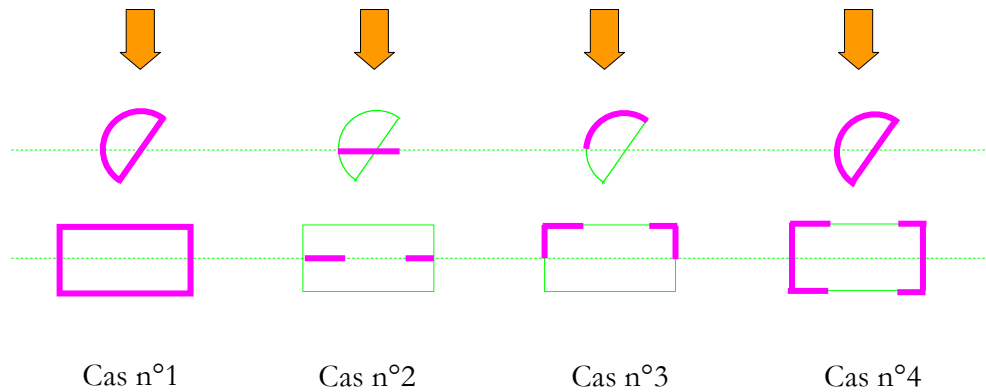


Figure 4.1.8 : représentation schématique des différents cas discutés dans Bosc (1999) pour 2 aiguilles d'un rameau : l'une vue en coupe « de face » et l'autre vue en coupe « de profil ».

Le premier cas correspond à l'application stricte des résultats de Smolander *et al.* (1987) mais nie la dépendance éventuelle de la courbe de réponse au rayonnement avec la distribution angulaire du rayonnement ($A_{L,dir} = A_{L,dif}$). Le rayonnement direct est alors trop uniformément réparti sur la surface du rameau, ce qui entraîne une surestimation systématique (+24 %) du taux de photosynthèse du rameau étudié (Bosc, 1999).

Le deuxième cas suppose que la surface foliaire au soleil a une aire égale à celle de la silhouette du rameau dans la direction du soleil et reçoit le même rayonnement qu'une surface placée perpendiculairement à la direction du soleil. C'est *a priori* assez réaliste à l'exception près que la surface réellement éclairée a une aire supérieure à la silhouette du rameau et que le rayonnement direct sur cette surface est réparti de manière moins uniforme du fait de son incidence plus ou moins rasante à la surface des différentes aiguilles et de la structure tridimensionnelle de l'objet. Ceci conduit donc à une sous-estimation du rôle du rayonnement direct sur le taux de photosynthèse des rameaux (Bosc, 1999).

Le troisième cas correspond à celui où toutes les surfaces éclairées par le soleil photosynthétisent, et avec un taux égal qu'elles soient en éclairage rasant ou non depuis la direction du soleil. C'est l'application du modèle de Farquhar *et al.* (1980) avec le paramétrage de Porté et Loustau (1998), *a priori* valable en éclairage isotrope, et utilisé quel que soit la distribution angulaire du rayonnement incident ($A_{dir} = A_{dif}$). La sous-estimation (-13 %) du modèle par rapport aux mesures observée par Bosc (1999) dans ce cas montre que l'approximation $A_{dir} = A_{dif}$ n'est pas applicable à des aiguilles de Pin maritime.

Le dernier cas suppose que toutes les surfaces appartenant à des sections d'aiguille éclairées par le soleil photosynthétisent pareillement qu'elles soient cachées ou non du soleil. Il permet d'obtenir un très bon accord entre modèle et mesures. Ceci revient à dire que le rayonnement direct, parce qu'il est plus pénétrant, est réparti sur l'ensemble des chloroplastes contenus dans les sections d'aiguilles au soleil, indépendamment de son angle d'incidence sur les aiguilles (Bosc, 1999). Un résultat similaire a été obtenu par Oker-Blom *et al.* (1989) qui avaient été obligés d'utiliser un modèle d'atténuation du rayonnement à l'intérieur des aiguilles pour décrire la courbe de réponse au rayonnement des rameaux à partir d'un modèle unique de photosynthèse à l'échelle de l'organite. L'avantage de la formulation de Bosc (1999) est qu'elle garde des grandeurs radiatives surfaciques. Par la suite, le rapport entre sw_L et S_L sera noté $WTAR_{b,L}$. Eq. 4.1.32 s'écrit alors :

$$A_L \approx \begin{cases} (1 - WTAR_{b,L})A(Q_{i,d,L}) + WTAR_{b,L}A\left(\frac{Q_{i,b,L}}{WTAR_{b,L}} + Q_{i,d,L}\right) & \text{si au soleil} \\ A(Q_{i,d,L}) & \text{si à l'ombre} \end{cases} \quad \text{Eq. 4.1.38}$$

où $A = A_{diff}$ représente le taux de photosynthèse d'une surface foliaire élémentaire éclairée de manière isotrope. $Q_{i,d,L}$ et $Q_{i,b,L}$ représentent les rayonnements *moyens* diffus et direct interceptés par le rameau. Appliquée à un ensemble d'aiguilles placées dans un plan horizontal, cette dernière formulation conduit à Eq. 4.1.23 car alors $WTAR = 1$.

WTAR d'un rameau. Le modèle de calcul de $STAR$ développé par Bosc (1999) permet également d'estimer la surface développée au soleil d'un rameau de géométrie donnée. Cette surface est égale à environ π fois le $STAR$: ce résultat est exact dans le cas d'aiguilles demi-cylindriques séparées et placées sur un plan horizontal. Ainsi, comme c'était le cas pour le $STAR$, le $WTAR$ d'un rameau dépend essentiellement de l'âge de celui-ci. Pour les rameaux présentés précédemment, nous avons calculé un $WTAR$ moyen compris entre 0.12 et 0.37 pour les rameaux de 7 mois et situés autour de la valeur de 0.46 pour les rameaux plus âgés.

Conclusion. Nous sommes désormais en mesure d'estimer le taux de photosynthèse d'un rameau en conditions *in situ*. Nous allons dans la section qui suit expliciter les différentes hypothèses qui vont nous permettre d'estimer globalement la contribution des aiguilles à la densité de sources/puits de CO_2 S_{ej} d'une couche de végétation j . Ces hypothèses de changement d'échelle seront ensuite appliquées aux flux de vapeur d'eau et de chaleur sensible à la surface des aiguilles afin d'estimer S_{qj} et S_{tj} .

4.2 Schéma d'intégration

■ OBJECTIF DU SCHEMA D'INTEGRATION

Introduction. Nous avons vu précédemment qu'il était possible de regrouper les rameaux d'un houppier en 6 classes : 3 classes d'âge (0-1, 1-2 et 2-3 ans) chacune divisée en 2 classes de rayonnement (à l'ombre et au soleil). Nous indiquerons l'âge des rameaux à l'aide de l'indice \hat{a} (indice discret). Pour tous les rameaux de même âge, nous utilisons les mêmes paramètres dans le modèle de photosynthèse (noté $A_{n,\hat{a}}$). Dans une même classe nous supposons que tous les rameaux ont même surface foliaire (notée $S_{\hat{a}}$), et même structure tridimensionnelle (notamment même $STAR_{\hat{a}}$). Nous reviendrons sur ces considérations plus bas.

Fonction de distribution spatiale des rameaux. Nous supposons que la distribution et l'orientation spatiales des rameaux sont générées par un processus stochastique. Nous avons donc un ensemble statistique de canopées, *i.e.* plusieurs réalisations d'une même canopée. Nous désignons alors par $\frac{1}{4\pi} f_{\hat{a}}(M_L, \Omega_L) dx_L dy_L dz_L d\Omega_L$ le nombre de rameaux de la classe \hat{a} situés autour du point $M_L = (x_L, y_L, z_L)$ dans le volume $dx_L dy_L dz_L$ et avec une orientation dans l'angle solide $d\Omega_L$ centré autour de Ω_L . Concrètement, cela peut provenir d'une étude sur quelques arbres qui aurait permis d'établir des lois statistiques sur la distribution et l'orientation des branches sur les troncs puis des rameaux primaires et d'ordres supérieurs sur les branches. Une telle étude sur 15 arbres a eu lieu à proximité du Bray (Champion et Loustau, 1997 ; Porté, 1999 ; Porté *et al.*, 1999). Nous avons la relation de normalisation :

$$\sum_{\hat{a}} S_{\hat{a}} \times \iiint_{\text{espace}} \frac{dx_L dy_L dz_L}{\Sigma} \int_{\Omega_L} \frac{d\Omega_L}{4\pi} f_{\hat{a}}(M_L, \Omega_L) = LAI \quad \text{Eq. 4.2.1}$$

où Σ (m^2 ou ha) est la superficie totale du couvert, et LAI ($\text{m}^2 \text{m}^{-2}$) l'indice foliaire développé moyen (*Leaf Area Index*). La densité volumique de surface foliaire de la classe \hat{a} (en m^2 foliaire par m^3 d'air) s'écrit :

$$\ell_{\hat{a}}(M_L) = S_{\hat{a}} \times \int_{\Omega_L} \frac{d\Omega_L}{4\pi} f_{\hat{a}}(M_L, \Omega_L) = S_{\hat{a}} \times f'_{\hat{a}}(M_L) \quad \text{Eq. 4.2.2}$$

Echantillonnage des flux de surface. Nous avons vu qu'il était nécessaire de procéder à une double paramétrisation du modèle de photosynthèse d'un rameau, suivant que celui-ci était à l'ombre ou au soleil (Eq. 4.1.38). Ainsi, le taux de photosynthèse (en $\mu\text{mol}_{(\text{CO}_2)} \text{m}^{-2} \text{s}^{-1}$) d'un rameau de classe d'âge \hat{a} , placé en M_L et d'orientation Ω_L s'écrit :

$$A_{n,L,\hat{a}}(M_L, \Omega_L) \approx \begin{cases} A_{n,L,\hat{a},s}(M_L, \Omega_L) & \text{si au soleil} \\ A_{n,L,\hat{a},o}(M_L, \Omega_L) & \text{si à l'ombre} \end{cases} \quad \text{Eq. 4.2.3}$$

où $A_{n,L,\hat{a},s}$ et $A_{n,L,\hat{a},o}$ sont donnée par Eq. 4.1.38 en remplaçant le taux de photosynthèse brute des surfaces d'aiguilles (\mathcal{A}) par le taux de photosynthèse nette des surfaces d'aiguilles d'âge \hat{a} (noté \mathcal{A}_n). Par conséquent, l'expression la plus simple que nous puissions prendre pour estimer le taux de photosynthèse nette (en $(\mu\text{mol}_{(\text{CO}_2)}/\text{mol}_{(\text{air})}) \text{s}^{-1}$ ou $\text{ppm}_{(\text{CO}_2)} \text{s}^{-1}$) de l'ensemble des aiguilles placées à la cote z_L s'écrit :

$$S_c^{\text{aig}}(z_L) = -\nu_m \sum_{\hat{a}} \{ \ell_{\hat{a},s}(z_L) \times \bar{A}_{n,L,\hat{a},s}(z_L) + \ell_{\hat{a},o}(z_L) \times \bar{A}_{n,L,\hat{a},o}(z_L) \} \quad \text{Eq. 4.2.4}$$

$\ell_{\hat{a},s}(z_L)$ (respectivement $\ell_{\hat{a},o}(z_L)$) représente la densité de surface foliaire ($\text{m}^2 \text{m}^{-3}$) à la côte z_L des rameaux de la classe \hat{a} au soleil (respectivement à l'ombre). $\bar{A}_{n,\hat{a},s}(z_L)$ (respectivement $\bar{A}_{n,\hat{a},o}(z_L)$) est le taux de photosynthèse (moyen sur l'ensemble des rameaux au soleil (respectivement à l'ombre) à la cote z_L . ν_m est le volume molaire de l'air et permet de convertir l'expression précédente dans l'unité choisie.

La relation entre $\ell_{\hat{a}}(M_L)$ et $\ell_{\hat{a},s}(z_L)$ n'est pas immédiate. De manière très théorique, nous pouvons écrire :

$$\ell_{\hat{a},s}(z_L) = \iint_{\text{soleil}} \frac{dx_L dy_L}{\Sigma} \ell_{\hat{a}}(M_L) \quad \text{Eq. 4.2.5}$$

mais la zone du plan (x_L, y_L) dans laquelle un rameau de classe \hat{a} est au soleil reste à définir.

Le problème de changement d'échelle consiste alors à 1/ trouver une expression pour $\ell_{\hat{a},s}$ et $\ell_{\hat{a},o}$ et 2/ intégrer, pour chaque classe d'âge, le modèle de rameau ombre/soleil (Eq. 4.2.3) sur l'ensemble des rameaux de la couche afin de ne distinguer qu'une couche à l'ombre et au soleil (Eq. 4.2.4). C'est un peu la même démarche qui nous a permis de passer d'un modèle de surface élémentaire d'aiguille à un modèle de rameau. La principale difficulté réside ici encore dans la définition du micro- environnement moyen pour l'ensemble des rameaux de chaque

classe et en particulier dans la définition de la grandeur radiative à utiliser. Peut-on utiliser le modèle de rameau tel qu'il a été défini précédemment ? Si oui, quelles variables climatiques (en particulier radiative) doit-on utiliser en entrée du modèle ? Pour le savoir, nous allons expliciter les approximations qui nous permettent de passer de notre modèle de rameau à un modèle en couches.

■ SCHEMA D'INTEGRATION

Indépendance des probabilités. Du fait du regroupement des rameaux à l'intérieur des houppiers, la position horizontale d'un rameau n'est pas indépendante de sa position verticale. Cependant, pour des arbres de même taille, une couche de végétation peut se repérer par sa hauteur relative Z_L par rapport aux houppiers. De plus, au sein d'un houppier donné, il est réaliste de supposer que la distance relative au tronc (notée R_L) est indépendante de Z_L (Porté, 1999 ; Porté *et al.*, 1999) de sorte que :

$$f'_a(M_L) = \begin{cases} f'_{a,1}(R_L) \times f'_{a,2}(Z_L), & 0 \leq R_L, Z_L \leq 1 \\ 0 & \text{ailleurs} \end{cases} \quad \text{Eq. 4.2.6}$$

Des mesures de structure par des méthodes destructrices effectuées sur 15 arbres à proximité du site du Bray ont permis d'explicitier les fonctions $f'_{a,1}$ et $f'_{a,2}$ – normalisées par le nombre moyen de rameaux d'âge \hat{a} dans un houppier – relatives à un houppier *moyen* (Porté, 1999 ; Porté *et al.*, 1999).

Nous désignerons par $f_{\hat{a},s}(\mathbf{\Omega}_L M_L)$ (respectivement $f_{\hat{a},o}(\mathbf{\Omega}_L M_L)$) les densités de probabilité qu'un rameau d'âge \hat{a} placé au point M_L et d'orientation $\mathbf{\Omega}_L$ soit au soleil (respectivement à l'ombre). Nous avons la relation de normalisation : $f_{\hat{a}} = f_{\hat{a},s} + f_{\hat{a},o}$. L'orientation d'un rameau dépend moins de sa distance au tronc que de sa hauteur relative (notée Z_L) dans le houppier (Champion, communication personnelle). Ainsi, nous pouvons écrire :

$$f_{\hat{a},s}(M_L, \mathbf{\Omega}_L) = \begin{cases} f_{\hat{a},s,1}(R_L) \times f_{\hat{a},s,2}(Z_L, \mathbf{\Omega}_L), & 0 \leq R_L, Z_L \leq 1 \\ 0 & \text{ailleurs} \end{cases} \quad \text{Eq. 4.2.7}$$

La probabilité qu'un rameau soit au soleil dépend a priori de R_L et Z_L de sorte que les densités de probabilité $f_{\hat{a},s,1}$ et $f_{\hat{a},s,2}$ ne peuvent pas s'écrire simplement comme un produit de probabilité.

Intégration sur la distribution angulaire. Avec les notations précédentes, le taux de photosynthèse nette d'un volume élémentaire de végétation centré autour de M_L s'écrit :

$$S_c^{\text{aig}}(M_L) = -v_m \times \sum_{\hat{a}} S_{\hat{a}} \int_{\Omega_L} \frac{d\Omega_L}{4\pi} \{ f_{\hat{a},s}(M_L, \Omega_L) A_{n,L,\hat{a},s}(M_L, \Omega_L) + f_{\hat{a},o}(M_L, \Omega_L) A_{n,L,\hat{a},o}(M_L, \Omega_L) \} \quad \text{Eq. 4.2.8}$$

Sous l'hypothèse que le rapport entre $WTAR$ et $STAR$ est à peu près constant (de l'ordre de π), les grandeurs radiatives servant à estimer $A_{n,L,\hat{a},s}$ sont 1/ le rayonnement direct incident sur le rameau et 2/ le rayonnement *moyen* (sur la distribution angulaire du diffus) intercepté par le rameau. Le premier est complètement indépendant de l'orientation du rameau et le second, qui résulte déjà d'une moyenne angulaire, ne doit pas en dépendre beaucoup de sorte que l'intégrale sur Ω_L dans Eq. 4.2.15 ne porte que sur le $WTAR$ des rameaux dans la direction du soleil. Alors le taux *moyen* de photosynthèse nette des rameaux d'âge \hat{a} au soleil situés autour du point M_L est donné par :

$$\begin{aligned} \overline{A}_{n,L,\hat{a},s}(M_L) &\equiv \frac{1}{f'_{\hat{a},s}} \int_{\Omega_L} \frac{d\Omega_L}{4\pi} f_{\hat{a},s} A_{n,L,\hat{a},s} \\ &\approx \left\{ \left(1 - \overline{WTAR}_{b,\hat{a}} \right) A_{n,\hat{a}}(Q_{i,d,\hat{a}}) + \overline{WTAR}_{b,\hat{a}} A_{n,\hat{a}} \left(\frac{\overline{STAR}_{b,\hat{a}}}{\overline{WTAR}_{b,\hat{a}}} Q_{b,r}/\mu_b + Q_{i,d,\hat{a}} \right) \right\} \quad \text{Eq. 4.2.9} \end{aligned}$$

$A_{n,\hat{a}}$ est donnée par le modèle de Farquhar *et al.* (1980) avec les paramètres de Porté et Loustau (1998). $Q_{b,r}$ représente le rayonnement direct incident au niveau de référence et $Q_{i,d,\hat{a}}$ représente le rayonnement diffus intercepté par un rameau d'âge \hat{a} placé en M_L et quel que soit son orientation : $Q_{i,d,\hat{a}}(M_L) = \left(\overline{STAR}_{d,\hat{a}}^+ Q_d^+ + \overline{STAR}_{d,\hat{a}}^- Q_d^- \right)$ (Eq. 4.1.33) où $\overline{STAR}_{d,\hat{a}}^{\pm}$ représente le $STAR$ d'un rameau d'âge \hat{a} moyenné sur la distribution angulaire du diffus descendant (+) ou montant (-), quel que soit son orientation. $f'_{\hat{a},s}(M_L)$ représente la densité de probabilité qu'un rameau d'âge \hat{a} se trouve au point M_L au soleil indépendamment de son orientation :

$$f'_{\hat{a},s}(M_L) = \int_{\Omega_L} \frac{d\Omega_L}{4\pi} f_{\hat{a},s}(M_L, \Omega_L) \quad \text{Eq. 4.2.10}$$

$\overline{WTAR}_{b,\hat{a}}$ est la moyenne du $WTAR$ dans la direction du soleil sur la distribution angulaire des rameaux d'âge \hat{a} :

$$\overline{WTAR}_{b,\hat{a}} = \frac{1}{f'_{\hat{a},s}} \int_{\Omega_L} \frac{d\Omega_L}{4\pi} f_{\hat{a},s}(M_L, \Omega_L) WTAR_{\hat{a}}(\Omega_L, \Omega_b) \quad \text{Eq. 4.2.11}$$

Cette quantité dépend *a priori* de la position M_L . Cependant, à l'intérieur des houppiers, nous pouvons penser qu'elle reste constante car la moyenne angulaire est normalisée par $f'_{\hat{a},s}$. L'approximation faite pour les rameaux au soleil (Eq. 4.2.9) est valable aussi pour les rameaux à l'ombre :

$$\overline{A}_{n,L,\hat{a},o}(M_L) \equiv \frac{1}{f'_{\hat{a},o}} \int_{4\pi} \frac{d\Omega_L}{4\pi} f_{\hat{a},o} A_{n,L,\hat{a},o} \approx A_{n,\hat{a}}(Q_{i,d,\hat{a}}) \quad \text{Eq. 4.2.12}$$

où $f'_{\hat{a},o}(M_L)$ est donné par une équation similaire à Eq. 4.2.10. Nous avons la relation de normalisation : $f'_{\hat{a}} = f'_{\hat{a},s} + f'_{\hat{a},o}$.

Périodicité de la canopée. Pour un couvert sylvicole en rangs avec une distance intra-rangs presque constante, il est réaliste de faire l'hypothèse d'une canopée périodique en x_L et y_L , de période X_L et Y_L . Alors le taux de photosynthèse nette d'une couche de végétation centrée autour de la côte z_L s'écrit :

$$S_c^{\text{aig}}(z_L) = \int_{X_L} \frac{dx_L}{X_L} \int_{Y_L} \frac{dy_L}{Y_L} S_c^{\text{aig}}(M_L) \quad \text{Eq. 4.2.13}$$

De même, Eq. 4.2.5 s'écrit :

$$\ell_{\hat{a},s}(z_L) = S_{\hat{a}} \int_{X_L} \frac{dx_L}{X_L} \int_{Y_L} \frac{dy_L}{Y_L} f'_{\hat{a},s}(M_L) \quad \text{Eq. 4.2.14}$$

Intégration sur la distribution horizontale. Le taux *moyen* de photosynthèse nette des rameaux d'âge \hat{a} de la couche au soleil est donné par :

$$\overline{A}_{n,L,\hat{a},s}(z_L) = \frac{S_{\hat{a}}}{\ell_{\hat{a},s}} \int_{X_L} \frac{dx_L}{X_L} \int_{Y_L} \frac{dy_L}{Y_L} f'_{\hat{a},s}(M_L) \overline{A}_{n,L,\hat{a},s}(M_L) \quad \text{Eq. 4.2.15}$$

Nous allons supposer que les taux de photosynthèse *moyens* apparaissant dans Eq. 4.2.15 sont égaux. Ceci signifie que $1/\overline{WTAR}_{b,\hat{a}}$ est indépendant de R_L et 2/ le rayonnement diffus $Q_{i,d,\hat{a}}$ apparaissant dans $\overline{A}_{n,L,\hat{a},s}$ peut être remplacé par le rayonnement diffus *moyen* (*i.e.* non local) sur l'ensemble de la couche. Alors :

$$\overline{A}_{n,L,\hat{a},s} = (1 - \overline{WTAR}_{b,\hat{a}})A_{n,\hat{a}}(\overline{Q}_{i,d,\hat{a}}) + \overline{WTAR}_{b,\hat{a}}A_{n,\hat{a}}\left(\frac{\overline{STAR}_{b,\hat{a}}}{\overline{WTAR}_{b,\hat{a}}}Q_{b,r}/\mu_b + \overline{Q}_{i,d,\hat{a}}\right) \quad \text{Eq. 4.2.16}$$

Les rayonnements *moyens* sont calculés suivant une équation similaire à Eq. 4.2.13. Il est important de remarquer qu'une telle approximation n'est pas vérifiée si la courbe de réponse au rayonnement de $A_{n,\hat{a}}$ est linéaire. Pour que ce soit le cas, il faudrait estimer les rayonnements *moyens* à partir d'une équation similaire à Eq. 4.2.15 et donc avoir recours à un modèle de transfert radiatif tridimensionnel. Cependant, pour une canopée faiblement inhomogène comme c'est le cas au site du Bray, nous pouvons penser que les rayonnements diffus *moyens* calculés suivant Eq. 4.2.13 et Eq. 4.2.15 sont presque égaux et donc que l'approximation précédente est valable et justifiée dans la partie linéaire de la courbe de réponse de $A_{n,\hat{a}}$ au rayonnement.

Une équation similaire à Eq. 4.2.16 peut être établie pour les rameaux de la couche à l'ombre. Nous obtenons finalement :

$$S_c^{\text{aig}}(\mathfrak{z}_L) = -v_m \times \sum_{\hat{a}} \left\{ \left[\ell_{\hat{a},s}(1 - \overline{WTAR}_{b,\hat{a}}) + \ell_{\hat{a},o} \right] A_{n,\hat{a}}(\overline{Q}_{i,d,\hat{a}}) + \overline{WTAR}_{b,\hat{a}} \ell_{\hat{a},s} A_{n,\hat{a}} \left(\frac{\overline{STAR}_{b,\hat{a}}}{\overline{WTAR}_{b,\hat{a}}} Q_{b,r}/\pi\mu_b + \overline{Q}_{i,d,\hat{a}} \right) \right\} \quad \text{Eq. 4.2.17}$$

Nous pouvons supposer que la probabilité qu'un rameau soit au soleil ne dépende pas de la classe d'âge du rameau. Alors $\ell_{\hat{a},s}/\ell_{\hat{a}} = f_s$ quel que soit la classe d'âge et :

$$S_c^{\text{aig}}(\mathfrak{z}_L) = -v_m \times \sum_{\hat{a}} \ell_{\hat{a}}(\mathfrak{z}_L) \left\{ (1 - \overline{WTAR}_{b,\hat{a}} f_s(\mathfrak{z}_L)) A_{n,\hat{a}}(\overline{Q}_{i,d,\hat{a}}) + \overline{WTAR}_{b,\hat{a}} f_s(\mathfrak{z}_L) A_{n,\hat{a}} \left(\frac{\overline{STAR}_{b,\hat{a}}}{\overline{WTAR}_{b,\hat{a}}} Q_{b,r}/\pi\mu_b + \overline{Q}_{i,d,\hat{a}} \right) \right\} \quad \text{Eq. 4.2.18}$$

Dans cette équation nous distinguons chaque cohorte d'aiguille (classe d'âge) et dans chacune d'elles, les surfaces d'aiguilles à l'ombre (dont certaines appartiennent à des rameaux au soleil) et celles au soleil.

Intégration verticale. Pour une couche de végétation j d'épaisseur finie Δz_j , il est *a priori* nécessaire d'intégrer verticalement l'expression précédente sur toute l'épaisseur de la couche :

$$S_{c,j}^{\text{aig}} = -v_m \times \sum_{\hat{a}} \int_{\Delta z_j} d\bar{z} \ell_{\hat{a}}(\bar{z}) \left\{ (1 - \overline{WTAR}_{b,\hat{a}} f_s(\bar{z})) A_{n,\hat{a}}(\bar{Q}_{i,d,\hat{a}}(\bar{z})) \right. \\ \left. + \overline{WTAR}_{b,\hat{a}} f_s(\bar{z}) A_{n,\hat{a}} \left(\left(\overline{STAR}_{b,\hat{a}} / \overline{WTAR}_{b,\hat{a}} \right) Q_{b,r} / \pi \mu_b + \bar{Q}_{i,d,\hat{a}}(\bar{z}) \right) \right\} \quad \text{Eq. 4.2.19}$$

Une telle intégration est justifiée pour une couche de végétation assez épaisse pour que le micro-environnement radiatif des rameaux subissent de fortes variations à l'intérieur de la couche. C'est le cas dans les modèles à 1 ou 2 couches qui ne distinguent au maximum qu'une feuille à l'ombre et une autre au soleil (Calvet *et al.*, 1998 ; Wang et Leuning, 1998 ; de Pury et Fraquhar, 1997, Sellers *et al.*, 1992). Dans le cas d'un modèle multicouche, une telle intégration n'est pas utile et nous calculerons les densités de sources de la couche j à l'aide de Eq. 4.2.18 estimée à la cote $z_{m,j}$ du milieu de la couche. Nous écrirons donc :

$$S_{c,j}^{\text{aig}} = -v_m \times \sum_{\hat{a}} \ell_{\hat{a},j} \left\{ (1 - f'_{s,\hat{a},j}) A_{n,\hat{a}}(\bar{Q}_{i,d,\hat{a},j}) \right. \\ \left. + f'_{s,\hat{a},j} A_{n,\hat{a}} \left(\left(\overline{STAR}_{b,\hat{a}} / \overline{WTAR}_{b,\hat{a}} \right) Q_{b,r} / \pi \mu_b + \bar{Q}_{i,d,\hat{a},j} \right) \right\} \quad \text{Eq. 4.2.20}$$

avec $f'_{s,\hat{a},j} = f_s(z_{m,j}) \overline{WTAR}_{b,\hat{a}}$.

Conclusion. Dans cette section, nous avons décrit la manière dont l'activité photosynthétique des aiguilles est prise en compte dans la densité de sources/puits de CO_2 d'une couche de végétation. L'objet de la section suivante est d'explicitier la manière dont sont estimées les grandeurs radiatives utilisées ainsi que la fonction f_s .

■ MODELE DE TRANSFERT RADIATIF

Introduction. A partir de la connaissance de la réflectivité et de la transmittivité des aiguilles ainsi que de la surface de projection d'un rameau donné dans toutes les directions, nous sommes en mesure d'estimer la réflectivité et transmittivité de ce rameau entier. Moyennant certaines approximations concernant la distribution angulaire et spatiale des rameaux, nous pourrions alors construire un modèle de transfert radiatif où les éléments diffusants seraient les rameaux entiers. Cependant, un tel modèle ne prendrait pas en compte la contribution des parties ligneuses à l'atténuation du rayonnement. Or il semblerait qu'une telle contribution soit non négligeable sur un couvert de Pins maritimes. Aussi, pour estimer

l'environnement lumineux des rameaux, nous avons préféré utiliser un modèle de transfert radiatif semi-empirique calibré sur notre site d'étude (Berbigier et Bonnefond, 1995 ; Hassika *et al.*, 1997). Ce modèle a été calibré à partir de mesures de rayonnement transmis au sous-bois par l'ensemble de la canopée. Nous étendons ici son application à la description du profil complet de rayonnement à l'intérieur de la canopée (Bosc, 1999, p. 130-2).

Rayonnement direct. Berbigier et Bonnefond (1995) ont supposé que l'atténuation du rayonnement par la canopée était de type « milieu turbide » et donc suivait la loi de Berr-Lambert :

$$\bar{Q}_b(z) = Q_{b,r} \exp\left(-\frac{\kappa_b}{\mu_b} \int_z^b \pi_\ell(z') dz'\right) \quad \text{avec } Q_{b,r} = \mu_b I_{b,r} \quad \text{Eq. 4.2.21}$$

π_ℓ représente la densité de *PAI* (*Plant Area Index*) à la cote z et κ_b est un coefficient empirique d'atténuation du rayonnement. Le *PAI* représente la densité (par mètre carré de sol) de surface végétale projetée verticalement (parties ligneuses comprises). Le facteur μ_b permet alors de se ramener à un *PAI* cumulé le long du trajet optique. Le *PAI* de la canopée entière est mesuré régulièrement au Bray et varie au cours de l'année entre 2.7 et 3.0 (Berbigier, résultats non publiés). Pour comparaison, le *LAI* développé est systématiquement plus élevé de l'ordre de 5-6 (Porté, 1999). Berbigier et Bonnefond (1995) ont estimé le coefficient κ_b pour le rayonnement global à 0.32 et Hassika *et al.* (1997) ont trouvé $\kappa_b = 0.33$ pour le *PAR*. Nous supposons donc qu'il ne dépend pas de la longueur d'onde choisie.

Profil de *PAI*. Afin d'estimer les intégrales dans Eq. 4.2.21, il est nécessaire de connaître le profil de *PAI* dans la canopée. Nous ne disposons que de mesures de *PAI* pour l'ensemble de la canopée et d'un profil de *LAI* développé par classe d'âge (Porté, 1999). Connaissant le *LAI* total de chaque cohorte (classe d'âge), nous pouvons estimer un profil de *LAI* moyen pour l'ensemble des cohortes en pondérant les distributions de chaque cohorte par leur poids respectif. Une telle pondération a déjà été utilisée au Chapitre 2 pour estimer la hauteur de déplacement d . Nous ferons alors l'hypothèse que le profil de *PAI* est homothétique avec celui du *LAI* moyen.

Rayonnement diffus atmosphérique. L'équation précédente est applicable aussi à la luminance dans une direction donnée du diffus atmosphérique :

$$\bar{I}_d(z, \mu) = I_{d,r}(\mu) \exp\left(-\frac{\kappa_b}{\mu} \int_z^b \pi_\ell(z') dz'\right) \quad \text{Eq. 4.2.22}$$

$\bar{I}_d(\bar{z}, \mu)$ est la luminance atmosphérique moyenne à la cote \bar{z} et dans la direction μ ($0 \leq \mu \leq 1$). La connaissance de la distribution angulaire du rayonnement atmosphérique permet de calculer le rayonnement diffus atmosphérique moyen \bar{Q}_d . Sous l'hypothèse d'une luminance atmosphérique répondant à la loi « SOC » (Standard Overcast), Berbigier et Bonnefond (1995) montrent qu'on peut écrire avec une très bonne approximation :

$$\bar{Q}_d(\bar{z}) = Q_{d,r} \exp\left(-\kappa_d \int_{\bar{z}}^h \pi_\ell(\bar{z}) d\bar{z}\right) \text{ avec } \kappa_d \approx 0.467. \quad \text{Eq. 4.2.23}$$

$Q_{d,r}$ représente le rayonnement diffus atmosphérique au niveau de référence.

Rayonnement rediffusé. Les rayonnements direct et diffus en provenance de l'atmosphère sont rediffusés par la végétation et le sol. A un niveau donné dans le couvert, nous avons :

$$\begin{cases} \bar{Q}_d^+ = \bar{Q}_d + \bar{Q}^+ \\ \bar{Q}_d^- = \bar{Q}^- \end{cases} \quad \text{Eq. 4.2.24}$$

\bar{Q}^+ et \bar{Q}^- sont les rayonnements rediffusés. A partir des équations différentielles de Kubelka-Munk, Berbigier et Bonnefond (1995) ont modélisé ces flux radiatifs dans la canopée sans introduire d'autre paramètre que ceux pour le direct (κ_b) et le diffus (κ_d). Les équations et leur résolution sont données dans Berbigier et Bonnefond (1995). Alors si nous connaissons la moyenne, sur la distribution angulaire du diffus, du *STAR* d'un rameau d'âge \hat{a} ($\overline{STAR}_{d,\hat{a}}$), nous sommes en mesure d'accéder au rayonnement diffus intercepté par les rameaux d'âge \hat{a} :

$$\bar{Q}_{i,d,\hat{a},j} = 2\left(\overline{STAR}_{d,\hat{a}}^+ \bar{Q}_d^+(\bar{z}_{m,j}) + \overline{STAR}_{d,\hat{a}}^- \bar{Q}_d^-(\bar{z}_{m,j})\right) \quad \text{Eq. 4.2.25}$$

Proportion des rameaux au soleil. Nous supposons que la proportion des rameaux à la cote \bar{z} qui sont au soleil indépendamment de leur âge est égale à la fraction de trous, *i.e.* la fraction du plan horizontal qui est éclairée par le soleil (Norman, 1980 ; Myneni *et al.*, 1989, p. 48) :

$$f_i(\bar{z}) = \exp\left(-\frac{\kappa_b}{\mu_b} \int_{\bar{z}}^h \pi_\ell(\bar{z}) d\bar{z}\right) \quad \text{Eq. 4.2.26}$$

Nous sommes désormais en mesure d'estimer les différents termes apparaissant dans l'équation Eq. 4.2.18.

Rayonnement thermique atmosphérique. Avant de clore ce chapitre, nous donnerons l'expression proposée par Berbigier et Bonnefond (1995) pour décrire la proportion du rayonnement thermique atmosphérique qui atteint le sous-bois. Une telle grandeur nous sera utile par la suite. Partant de l'équation Eq. 4.2.22, les auteurs appliquent une loi empirique de distribution angulaire du rayonnement thermique atmosphérique qui a l'avantage d'être vérifiée à proximité du site d'étude (Lagouarde, résultats non publiés). Après intégration sur toute la voûte céleste, ils ajustent une fonction analytique de forme exponentielle comme pour le rayonnement solaire diffus et proposent (Berbigier et Bonnefond, 1995) :

$$\overline{Q}_{th}(\underline{z}) = Q_{th,r} \exp\left(-\int_{\underline{z}}^b \pi_{\ell}(\underline{z}') d\underline{z}' \times \left(\kappa_{th} - \kappa'_{th} \int_{\underline{z}}^b \pi_{\ell}(\underline{z}') d\underline{z}'\right)\right) \quad \text{Eq. 4.2.27}$$

avec $\kappa_{th} \approx 0.546$ et $\kappa'_{th} \approx 0.0177$. $Q_{th,r}$ représente le rayonnement diffus atmosphérique au niveau de référence au-dessus de la canopée.

Conclusion. L'équation donnant le taux de photosynthèse d'une couche de végétation (Eq. 4.2.18) est à la base du modèle décrivant les densités de sources/puits de scalaire dans le couvert. En effet, dans une couche donnée, le rayonnement est la seule composante du micro-environnement qui n'est pas la même pour tous les éléments végétaux compris dans la couche. Aussi, les processus d'évapotranspiration, de conductance stomatique, de couche limite et de régulation thermique seront identiques pour toutes les surfaces d'aiguilles appartenant à la même cohorte et recevant le même rayonnement solaire. L'activité biologique des surfaces ligneuses n'est pas directement reliée au rayonnement solaire de sorte que la distinction à l'ombre et au soleil ne doit pas être faite pour décrire cette activité. En revanche, la distinction entre les unités de croissances est importante (Bosc, 1999).

5

MODELISATION DES ECHANGES ENTRE LA CANOPEE ET L'AIR

Le schéma d'intégration décrit dans le chapitre précédent va nous permettre d'estimer les densités de sources/puits de scalaires (chaleur, CO₂ et vapeur d'eau) dans la canopée. Une brève étude de chacun des termes des bilans de scalaires dans un couvert végétal révèle que la contribution des parties ligneuses à ses bilans peut être significative, notamment dans le terme de stockage de chaleur et surtout en tant que sources de CO₂ (Ryan, 1991 ; Edwards et Hanson, 1995 ; Baldocchi et Harley, 1995). Autrement dit, bien que la majorité des échanges avec l'atmosphère soient dus à l'activité biologique des feuilles (aiguilles de pin et sous-bois) et du sol, il est parfois nécessaire de prendre en compte les parties ligneuses.

Nous présenterons dans un premier temps le modèle biophysique complet intégrant les processus de photosynthèse, de régulation stomatique, de couche limite et de régulation thermique (via le bilan d'énergie) qui a permis d'estimer les densités de sources/puits de CO₂, de vapeur d'eau et de chaleur sensible des différentes cohortes d'aiguilles à l'ombre et au soleil. Une grande partie de ce modèle est issue de la littérature sur le sujet (Farquhar et Sharkey, 1982 ; Ball et al., 1987 ; Harley et al., 1985, 1992 ; Collatz et al., 1991 ; Baldocchi, 1993 ; Jacobs et al., 1994 ; Nikolov et al., 1995 ; Leuning, 1995). En particulier, la conductance stomatique des aiguilles est directement reliée à leur taux de photosynthèse (Ball et al., 1987 ; Leuning, 1995). Nous verrons que, appliqué à un rameau et en y distinguant les aiguilles à l'ombre et au soleil, ce modèle permet de très bien rendre compte des mesures de conductance stomatique effectuées in situ par Bosc (1999) sur plusieurs rameaux du Bray.

Dans un second temps, nous décrirons les modèles de respiration des parties ligneuses (Bosc, 1999) et de stockage de chaleur dans la végétation (Diawara, 1990 ; Lamaud et al., 1999).

5.1 Echanges entre les aiguilles et l'air

■ DENSITES DE SOURCES/PUITS

Introduction. L'équation donnant la contribution des aiguilles à la densité de source/puits de CO_2 d'une couche de végétation a été établie au chapitre précédent :

$$S_{i,j}^{\text{aig}} = -M_d/\rho_d \times \sum_{\hat{a}} \ell_{\hat{a},j} \{ (1 - f'_{s,\hat{a},j}) A_{n,\hat{a},o,j} + f'_{s,\hat{a},j} A_{n,\hat{a},s,j} \} \quad \text{Eq. 5.1.1}$$

$A_{n,\hat{a},o,j}$ et $A_{n,\hat{a},s,j}$ prennent les valeurs de la fonction $A_{n,\hat{a}}$ pour un rayonnement $\bar{Q}_{i,d,\hat{a},j}$ (explicité plus bas) et $Q_{b,r}/\pi\mu_b + \bar{Q}_{i,d,\hat{a},j}$ respectivement.

Nous avons remplacé le volume molaire de l'air par le rapport entre la masse molaire M_d (kg mol^{-1}) et la masse volumique ρ_d (kg m^{-3}) de l'air sec (sans vapeur d'eau), *i.e.* nous avons fait l'approximation : $v_m \approx \bar{p}_r/RT_{a,r} \approx \rho_d/M_d$ où \bar{p}_r et $T_{a,r}$ sont la pression et la température de l'air au niveau de référence.

Jusqu'à présent nous avons considéré que le taux de photosynthèse nette A_n à la surface des aiguilles était connu. Nous avons vu que le modèle de photosynthèse de Farquhar *et al.* (1980) liait l'assimilation nette à la concentration C_i en CO_2 dans la cavité sous-stomatique des aiguilles. La régulation stomatique permet de maintenir un rapport à peu près constant ($\approx 0.6-0.7$) entre cette concentration et celle de l'air libre du couvert (C_a) (Norman, 1982). Cependant, ce résultat empirique est trop approximatif pour estimer convenablement C_i (et donc A_n) à partir d'une simple mesure de C_a surtout lorsque le rayonnement est faible (Baldocchi, 1993). De plus, les paramètres biologiques du modèle de photosynthèse dépendent de la température de l'aiguille qui *a priori* est différente de celle de l'air. Il est donc nécessaire de développer un modèle qui rende compte des processus de régulation thermique et de diffusion/convection entre la cavité sous-stomatique et l'air libre du couvert. L'objet de cette section est de présenter le modèle biophysique complet que nous utilisons dans le modèle *MUSICA* afin de décrire les échanges de chaleur sensible, de vapeur d'eau et de CO_2 entre les aiguilles et l'air. Ce modèle intègre les processus de photosynthèse, d'ouverture stomatique, de couche limite laminaire et de régulation thermique (*via* le bilan d'énergie). Les paramètres de ce modèle biophysique seront différents pour chaque cohorte d'aiguilles.

Bilan d'énergie d'un rameau moyen. Le bilan d'énergie d'un rameau d'âge \hat{a} placé à un niveau $z_{m,j}$ dans la canopée et au soleil s'écrit :

$$\begin{aligned} \frac{1}{S_{\hat{a}}} \iint_{S_{\hat{a}}} d\sigma (Q_{i,b} + Q_{i,d} + Q_{i,th} - \varepsilon_{\ell} \sigma T_{s,\hat{a}}^4 - L E_{\hat{a}} - H_{\hat{a}}) &= \overline{Q}_{i,b,\hat{a},j} + \overline{Q}_{i,d,\hat{a},j} + \overline{Q}_{i,th,\hat{a},j} \\ &- \overline{STAR}_{b,\hat{a}} (\varepsilon_{\ell} \sigma T_{s,\hat{a},s,j}^4 + H_{\hat{a},s,j} + L_{\nu} E_{\hat{a},s,j}) \\ &- (1 - \overline{STAR}_{b,\hat{a}}) (\varepsilon_{\ell} \sigma T_{s,\hat{a},o,j}^4 + H_{\hat{a},o,j} + L_{\nu} E_{\hat{a},o,j}) = 0 \end{aligned} \quad \text{Eq. 5.1.2}$$

ε_{ℓ} est l'émissivité thermique des aiguilles (supposée la même pour les 3 cohortes), $\sigma = 5.67 \cdot 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-4}$ est la constante de Stefan-Boltzmann et L_{ν} (J kg^{-1}) est la chaleur de vaporisation de l'eau. Cette dernière dépend linéairement de la température de l'air dans la couche : $L_{\nu} = (3.15 - 0.00237 T_a) \times 10^6$. $T_{s,\hat{a},s,j}$, $H_{\hat{a},s,j}$ et $L_{\nu} E_{\hat{a},s,j}$ représentent la température de surface, le flux de chaleur sensible et le flux de chaleur latente d'un élément de surface d'une aiguille d'âge \hat{a} et recevant le rayonnement solaire $Q_{b,r}/\pi\mu_b + \overline{Q}_{i,d,\hat{a},j}$ et $T_{s,\hat{a},o,j}$, $H_{\hat{a},o,j}$ et $L_{\nu} E_{\hat{a},o,j}$ désignent les mêmes grandeurs mais pour un rayonnement solaire $\overline{Q}_{i,d,\hat{a},j}$ (nous utiliserons les mêmes notations pour le *PAR* et le *PIR* ou le rayonnement global). L'équation bilan Eq. 5.1.2 prend donc la même forme que l'équation Eq. 4.2.16 donnant le taux de photosynthèse d'un rameau moyen de classe \hat{a} au soleil, *i.e.* la même distinction a été faite entre les surfaces utilisant le rayonnement direct (surface développée des rameaux visible dans la direction du soleil) et celles ne l'utilisant pas. Le bilan d'énergie d'un rameau moyen de classe \hat{a} à l'ombre s'écrit d'une manière similaire à celui d'un rameau au soleil sans la distinction entre surface à l'ombre et au soleil :

$$\overline{Q}_{i,d,\hat{a},j} + \overline{Q}_{i,th,\hat{a},j} - \varepsilon_{\ell} \sigma T_{s,\hat{a},o,j}^4 = H_{\hat{a},o,j} + L_{\nu} E_{\hat{a},o,j} \quad \text{Eq. 5.1.3}$$

Désormais, nous ne distinguerons plus les différentes moyennes angulaires du *STAR* des rameaux d'âge donné. Les grandeurs radiatives intervenant dans les bilans d'énergie précédents s'écrivent alors :

$$\overline{Q}_{i,d,\hat{a},j} \approx 2 \overline{STAR}_{\hat{a}} (\overline{Q}_{d,m,j}^+ + \overline{Q}_{d,m,j}^-) \times (1 - \rho_{\ell} - \tau_{\ell}) \quad \text{Eq. 5.1.4}$$

$$\overline{Q}_{i,b,\hat{a},j} \approx \overline{STAR}_{\hat{a}} Q_{b,r}/\mu_b \times (1 - \rho_{\ell} - \tau_{\ell}) \quad \text{Eq. 5.1.5}$$

$$\overline{Q}_{i,th,\hat{a},j} \approx \frac{1}{2} (\overline{Q}_{th,m,j}^+ + \overline{Q}_{th,m,j}^-) \times \varepsilon_{\ell} \quad \text{Eq. 5.1.6}$$

$\overline{Q}_{d,m,j}^+$ et $\overline{Q}_{d,m,j}^-$ sont respectivement les rayonnements diffus descendant (atmosphérique plus rediffusé) et montant (rediffusé) au milieu de la couche j , $Q_{b,r}$ est le rayonnement direct au

niveau de référence et $\bar{Q}_{th,m,j}^+$ et $\bar{Q}_{th,m,j}^-$ sont les rayonnements thermiques descendant (en provenance de l'atmosphérique et de la végétation au-dessus) et montant (en provenance du sol et de la végétation en dessous). Le *STAR* n'intervient pas dans Eq. 5.1.6 car les rameaux sont comme transparents au rayonnement thermique. Le facteur $1/2$ est estimé en utilisant les équations Eq. 4.1.29 et Eq. 4.1.30 sans la fonction χ_L . Nous avons rajouté la réflectivité et la transmittivité des aiguilles par rapport aux équations Eq. 4.1.33 et Eq. 4.1.34 parce que nous ne pouvons plus les négliger dans le *PIR* (Figure 4.1.2).

Densités de sources/puits. Nous supposons à présent que sur les N_{veg} couches dans la végétation, seulement N_{can} sont comprises dans les houppiers (Figure 5.1.1). Nous imposons $N_{can} < N_{veg}$ pour assurer la séparation des houppiers et du sous-bois (entièrement compris dans la couche 1).

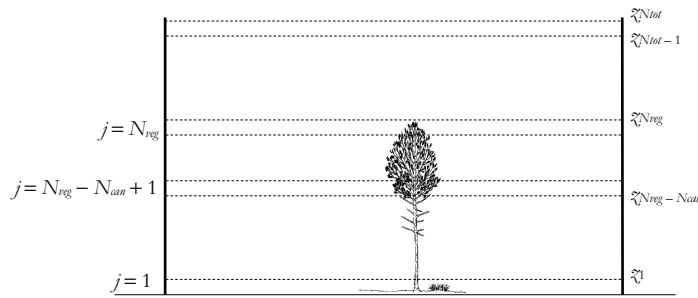


Figure 5.1.1 : séparation des couches de végétation du houppier et De la couche de sous-bois.

Multiplier Eq. 5.1.2 par la densité de rameaux au soleil et Eq. 5.1.3 par la densité de rameaux à l'ombre, fait apparaître les 2 quantités suivantes :

$$S_{q,j}^{aig} = 10^3 / \rho_d \times \sum_{\hat{a}} \ell_{\hat{a},j} \{ (1 - f'_{s,\hat{a},j}) E_{\hat{a},o,j} + f'_{s,\hat{a},j} E_{\hat{a},s,j} \} \quad j = N_{veg} - N_{can} + 1, N_{veg} \quad \text{Eq. 5.1.7}$$

$$S_{t,j}^{aig} = 1 / (\rho_d C_p) \times \sum_{\hat{a}} \ell_{\hat{a},j} \{ (1 - f'_{s,\hat{a},j}) H_{\hat{a},o,j} + f'_{s,\hat{a},j} H_{\hat{a},s,j} \} \quad j = N_{veg} - N_{can} + 1, N_{veg} \quad \text{Eq. 5.1.8}$$

$S_{q,j}^{aig}$ ($\text{g kg}^{-1} \text{s}^{-1}$) et $S_{t,j}^{aig}$ (K s^{-1}) représentent les densités volumiques de sources/puits de vapeur d'eau et de chaleur sensible respectivement. Nous rappelons que la capacité calorifique de l'air C_p est prise constante et égale à $1010 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$ pour les températures et humidités usuelles. Dans ces 2 équations ainsi que dans l'équation Eq. 5.1.1 nous distinguons les 3 cohortes d'aiguilles et dans chacune d'elles, les surfaces d'aiguilles à l'ombre (dont certaines appartiennent à des rameaux au soleil) et celles au soleil. Nous avons donc 6 « grosses feuilles » (ou plutôt 6 « gros rameaux ») par couche. Dans ce qui suit, nous allons décrire la manière dont le modèle biophysique permet d'estimer les flux $A_{n,\hat{a},s,j}$, $A_{n,\hat{a},o,j}$, $E_{\hat{a},s,j}$, $E_{\hat{a},o,j}$, $H_{\hat{a},s,j}$ et $H_{\hat{a},o,j}$ à la surface de ces gros rameaux.

■ MODELE DE RAMEAU (AXE EXCLUS)

Notions de résistances de surface. Il est usuel d'utiliser un schéma résistif afin de décrire la diffusion/convection des scalaires entre la cavité sous-stomatique et l'air libre du couvert (Jarman, 1974 ; Cowan, 1972 ; Parkhurst *et al.*, 1968 ; Campbell, 1977, p. 61) (Figure 5.1.2).

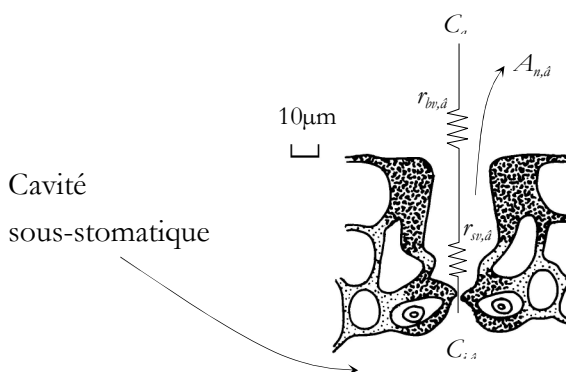


Figure 5.1.2 : représentation schématique des échanges entre la cavité sous-stomatique d'une feuille et l'air libre.

Ainsi, le taux de photosynthèse nette $A_{n,\hat{a}}$ (en $\mu\text{mol m}^{-2} \text{s}^{-1}$) et les flux de chaleur sensible $H_{\hat{a}}$ (en W m^{-2}) et de transpiration $E_{\hat{a}}$ (en $\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$) d'une surface d'aiguille d'âge \hat{a} s'écrivent alors :

$$\left\{ \begin{array}{l} A_{n,\hat{a}} = -\frac{\rho_d}{M_d} \frac{C_{i,\hat{a}} - C_a}{r_{bc,\hat{a}} + r_{sc,\hat{a}}} \quad \text{Eq. 5.1.9} \\ E_{\hat{a}} = \rho_d \frac{q_{i,\hat{a}} - q_a}{r_{bv,\hat{a}} + r_{sv,\hat{a}}} = \rho_d \frac{q^*(T_{s,\hat{a}}) - q_a}{r_{bv,\hat{a}} + r_{sv,\hat{a}}} \quad \text{Eq. 5.1.10} \\ H_{\hat{a}} = \rho_d C_p \frac{T_{s,\hat{a}} - T_a}{r_{bb,\hat{a}}} \quad \text{Eq. 5.1.11} \end{array} \right.$$

$r_{bv,\hat{a}}$ (s m^{-1}) est la « résistance de couche limite » relative à la vapeur d'eau, $r_{bc,\hat{a}}$ (s m^{-1}) est celle relative au CO_2 et $r_{bb,\hat{a}}$ (s m^{-1}) est celle relative à la chaleur sensible. La distinction entre ces 3 résistances est nécessaire car les diffusivités des scalaires dans l'air sont différentes. De même, $r_{sv,\hat{a}}$ et $r_{sc,\hat{a}}$ (s m^{-1}) sont les « résistances stomatiques » relatives à la vapeur d'eau et au CO_2 respectivement. $T_{s,\hat{a}}$ désigne la température de la surface d'aiguille d'âge \hat{a} tandis que T_a est celle de l'air libre. Enfin, q_a , $q_{i,\hat{a}}$ et $q^*(T_{s,\hat{a}})$ représentent les humidités spécifiques dans l'air libre, dans la cavité sous-stomatique et à saturation à la température $T_{s,\hat{a}}$, respectivement. Nous supposons donc que l'air dans la cavité sous-stomatique de la feuille est saturé en vapeur d'eau.

La notion de couche limite s'applique non pas à une surface élémentaire (ici, une surface d'aiguille) mais à un objet entier (une aiguille ou même le rameau sur lequel elle est attachée) (Figure 5.1.3). Aussi, les modèles de résistance de couche limite (Grant, 1984 ; Kowalski et Mitchell, 1975 ; Nobel, 1974 ; Cowan, 1972 ; Parkhurst *et al.*, 1968) sont généralement relatifs à cet objet entier. De plus, la non uniformité des stomates à la surface des feuilles est encore mal comprise (Mott et Buckley, 1998) de sorte que les modèles de conductances stomatiques (Jarvis, 1976 ; Ball *et al.*, 1988 ; Leuning, 1995) sont des modèles de conductance stomatique moyenne sur l'ensemble de la feuille, en supposant que les conditions climatiques y sont uniformes.

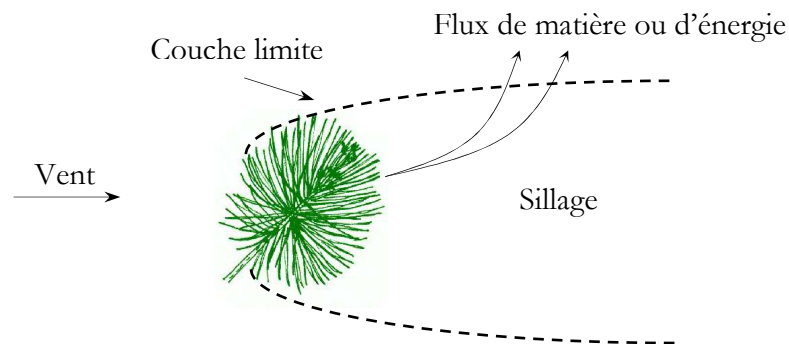


Figure 5.1.3 : représentation schématique des échanges entre un rameau et l'air libre.

Nous savons que pour un rameau au soleil, les conditions climatiques ne sont pas uniformes sur toute la surface de celui-ci puisqu'une partie des aiguilles qui le constituent sont à l'ombre. Pour cette raison également, l'ouverture stomatique, C_i et T_s ne sont pas les mêmes sur toute la surface du rameau. Cependant, à l'échelle où nous travaillons (celle d'une couche de végétation), cette non uniformité des grandeurs n'est pas perceptible. En effet, dans les équations Eq. 5.1.1, Eq. 5.1.7 et Eq. 5.1.8, nous distinguons uniquement 6 « grosses aiguilles » entièrement à l'ombre ou entièrement au soleil. Nous supposons que les flux de matière et d'énergie sont uniformes à la surface de ces « grosses aiguilles » bien que ce ne soit pas le cas pour un rameau réel au soleil. Alors, les flux $A_{n,\hat{a},s,j}$, $A_{n,\hat{a},o,j}$, $E_{\hat{a},s,j}$, $E_{\hat{a},o,j}$, $H_{\hat{a},s,j}$ et $H_{\hat{a},o,j}$ apparaissant dans l'expression des densités de sources/puits de scalaire peuvent s'écrire suivant des équations similaires à Eq. 5.1.9, Eq. 5.1.10 et Eq. 5.1.11 et les résistances stomatique et de couche limite apparaissant dans ces équations sont relatives à une « grosse aiguille » de surface foliaire $\ell_{\hat{a},j} \times (1 - f'_{s,\hat{a},j})$ (aiguilles à l'ombre) ou $\ell_{\hat{a},j} \times f'_{s,\hat{a},j}$ (aiguilles au soleil).

Coefficient d'interférence mutuelle. Nous avons vu au Chapitre 2 que la force de traînée par unité de volume pouvait s'écrire (Eq. 2.1.7) :

$$\rho_0 f_x = a_x \rho_0 C_{Dx} \langle \bar{u} \rangle^2 \quad \text{Eq. 5.1.12}$$

a_x représente la surface « de mouillage » des éléments végétaux (axes ligneux compris) par unité de volume et $\rho_0 \approx \rho_a$. Nous pouvons aussi dire que cette force de traînée est proportionnelle à la différence de densité de quantité de mouvement entre les surfaces d'échanges (où le vent est nul) et l'air libre :

$$\rho_0 f_x = \frac{\rho_0 \langle \bar{u} \rangle}{r_{lm} / a_x} \quad \text{Eq. 5.1.13}$$

r_{lm} (s m^{-1}) représente alors la « résistance de couche limite » relative à la quantité de mouvement de tous les éléments végétaux compris dans la couche de végétation. Nous avons alors l'expression :

$$r_{lm} = (C_{Dx} \langle \bar{u} \rangle)^{-1} \quad \text{Eq. 5.1.14}$$

Les aiguilles ne sont pas seules responsables de l'atténuation de la quantité de mouvement. En effet, les troncs, les branches et les tiges des rameaux absorbent aussi de la quantité de mouvement. Le coefficient de traînée C_{Dx} est donc relatif à l'ensemble des éléments végétaux de la couche de végétation et dépend fortement de l'arrangement tridimensionnel de ces derniers. Il ne rend donc pas compte des échanges de quantité de mouvement entre les aiguilles d'un rameau et l'air. Pour avoir une expression de la résistance de couche limite d'une aiguille dans un rameau, il est préférable de déterminer les coefficients de traînée relatifs à chaque élément du rameau (aiguilles, tige) pris séparément puis d'étudier l'effet d'un recouvrement de ces éléments lorsqu'ils sont regroupés pour former le rameau.

Une telle étude a été menée par Grant (1984) sur des rameaux d'épicéas (*Picea Rubens*). Nous supposons que ses résultats sont applicables aux rameaux de pin maritime, bien que la structure des rameaux soit différente pour les 2 espèces. Ainsi, Grant montre que, si l'écoulement n'est « pas trop fort » ($\approx 2 \text{ m s}^{-1}$), le coefficient de traînée d'un rameau est 2.1 fois plus faible que celui des éléments qui le constituent. Plus exactement, si nous négligeons la quantité de mouvement absorbée par la tige du rameau, l'expression de la résistance de couche

limite du rameau ($r_{bm,L}$) pour la quantité de mouvement se résume à :

$$r_{bm,L} = (C_{DL} \langle \bar{u} \rangle)^{-1} \approx (2.1 \times C_{D\ell} \langle \bar{u} \rangle)^{-1} \quad \text{Eq. 5.1.15}$$

C_{DL} est le coefficient de traînée du rameau et $C_{D\ell}$ est celui relatif à une aiguille seule. Le facteur 2.1 tient compte du recouvrement mutuel des aiguilles dans la direction de l'écoulement. La résistance de couche limite d'une aiguille isolée est donc 2.1 fois plus faible que celle d'une aiguille dans un rameau.

Résistance de couche limite. Le coefficient de traînée et les résistances de couche limite d'un objet de taille caractéristique d (m) relatives à la chaleur sensible, la vapeur d'eau ou le CO_2 sont estimées à l'aide de fonctions empiriques de nombres adimensionnés. Le nombre de Nusselt (Nu) compare le flux réel de chaleur sensible à la valeur qu'aurait ce flux si le transport était uniquement dû à la diffusion moléculaire provoquée par un même écart de température $T_{s,\hat{a}} - T_a$ sur une distance d depuis la surface (Campbell, 1977, p. 65) :

$$Nu \equiv \frac{H_{\hat{a}}}{\rho_{\hat{a}} C_p D_b (T_{s,\hat{a}} - T_a) / d} \quad \text{Eq. 5.1.16}$$

D_b ($m^2 s^{-1}$) est la diffusivité thermique moléculaire.

De même, nous définissons les nombres de Sherwood relatifs à la vapeur d'eau et au CO_2 (Campbell, 1977, p. 65) :

$$Sh_b \equiv \frac{E_{\hat{a}}}{D_v \rho_{\hat{a}} (q_{s,\hat{a}} - q_a) / d} \quad \text{et} \quad Sh_c \equiv \frac{-A_{n,\hat{a}}}{D_c (\rho_{\hat{a}} / M_d) (C_{s,\hat{a}} - C_a) / d} \quad \text{Eq. 5.1.17}$$

D_v et D_c ($m^2 s^{-1}$) sont les diffusivités moléculaires (binaires) relatives à la vapeur d'eau et au CO_2 respectivement et $q_{s,\hat{a}}$ et $C_{s,\hat{a}}$ sont l'humidité spécifique et la teneur en CO_2 à la surface des aiguilles. Par comparaison avec les équations Eq. 5.1.9, Eq. 5.1.10 et Eq. 5.1.11, nous obtenons :

$$r_{bb,\hat{a}} = \frac{1}{D_b Nu / d}, \quad r_{bv,\hat{a}} = \frac{1}{D_v Sh_b / d} \quad \text{et} \quad r_{bc,\hat{a}} = \frac{1}{D_c Sh_c / d} \quad \text{Eq. 5.1.18}$$

Les paramétrisations des nombres adimensionnés précédents sont différentes suivant la cause de la convection. Lorsque les échanges de matière et d'énergie sont provoqués par l'écoulement même autour de l'objet, nous parlons de convection forcée. Lorsque les échanges sont dus à un gradient de densité de l'air induit par le gradient de température dans la couche limite, nous parlons de convection libre. Dans la nature, les deux types de convection existent simultanément.

En convection forcée, le nombre de Nusselt d'un objet dépend du nombre de Reynolds (Re) tandis qu'en convection libre, c'est une fonction du nombre de Grashof (Gr) :

$$Re = \frac{d\langle \bar{u} \rangle}{\nu} \quad \text{et} \quad Gr = \frac{\kappa g d^3 |T_{v,s,\hat{a}} - T_{v,a}|}{\nu^2} \quad \text{Eq. 5.1.19}$$

où ν ($\text{m}^2 \text{s}^{-1}$) est la viscosité cinématique de l'air, $T_{v,s,\hat{a}}$ et $T_{v,a}$ sont les températures virtuelles de la surface et de l'air libre, κ est le coefficient de dilatation thermique de l'air ($3.66 \cdot 10^{-3} \text{K}^{-1}$) et g est l'accélération de la pesanteur (9.81m s^{-2}). Nous avons (Eq. 2.1.1) $T_{v,a} = T_a(1 + 0.61q)$ et une expression similaire pour $T_{v,s,\hat{a}}$. La viscosité cinématique de l'air est une fonction de la température T (K) et de la densité de l'air. Nous prenons l'expression des Smithsonian Meteorological Tables :

$$\nu \equiv \mu / \rho_a \quad \text{avec} \quad \mu = 1.4963 \times 10^{-6} \frac{T^{1.5}}{T + 120} \quad \text{Eq. 5.1.20}$$

μ ($\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-1}$) est la viscosité dynamique de l'air. Ainsi, si nous assimilons les aiguilles à des cylindres de diamètre $d_{v,\phi}$ et en supposant l'écoulement laminaire dans la couche limite, le nombre de Nusselt d'un rameau en convection forcée est donné par (Nikolov *et al.*, 1995 ; Campbell, 1977, p. 149) :

$$Nu \equiv \frac{0.69(\nu/D_b)^{0.33} Re^{0.5}}{2.1} \approx 0.29 Re^{0.5} \quad \text{Eq. 5.1.21}$$

Le facteur 2.1 étant celui proposé par Grant (1984) pour tenir compte de l'interférence mutuelle des aiguilles d'un même rameau. Des expressions similaires sont valables pour Sh_v et Sh_c en remplaçant D_b par D_v et D_c respectivement. Nous avons donc (Jones, 1992, p. 63 ; Campbell, 1977, p. 149) :

$$r_{bb,\hat{a}}^f = r_{bv,\hat{a}}^f (D_v/D_b)^{0.67} \approx r_{bv,\hat{a}}^f / 0.925 \quad \text{et} \quad r_{bc,\hat{a}}^f = r_{bv,\hat{a}}^f (D_v/D_c)^{0.67} \approx 1.39 r_{bv,\hat{a}}^f \quad \text{Eq. 5.1.22}$$

L'indice f signifie « convection forcée ».

La diffusivité moléculaire de la vapeur d'eau dans l'air D_v est une fonction de la température de l'air T et de la pression atmosphérique p (Smithsonian Meteorological Tables) :

$$D_v = 8.7941 \times 10^{-5} T^{1.81} / p \quad \text{Eq. 5.1.23}$$

Nous avons finalement :

$$r_{bv,\hat{a}}^f = C_f T_a^{-0.56} \left((T_a + 120) \langle \bar{u} \rangle / p_r d_{l,\hat{a}} \right)^{-0.5} \quad \text{Eq. 5.1.24}$$

avec $C_f = 831$. Théoriquement, il faudrait utiliser la température de l'air proche de la surface de l'objet, *i.e.* $T_{s,\hat{a}}$. Cependant, l'expression précédente est très peu sensible à la température (Nikolov *et al.*, 1995) ce qui nous permet d'utiliser la température de l'air libre. Nous utilisons la pression p_r au niveau de référence car nous négligeons les gradients de pression (Chapitre 2).

En convection libre, en supposant l'écoulement laminaire dans la couche limite, le nombre de Nusselt d'un rameau est donné par (Nikolov *et al.*, 1995 ; Monteith et Unsworth, 1990, p. 271) :

$$Nu \equiv 0.53 (\mathbf{v} / D_b)^{0.25} Gr^{0.25} \approx 0.49 Gr^{0.25} \quad \text{Eq. 5.1.25}$$

Le facteur tenant compte de l'interférence mutuelle des aiguilles d'un même rameau n'apparaît pas dans cette expression car, en convection libre, c'est plutôt l'enveloppe du rameau qu'il faut considérer (Nikolov *et al.*, 1995). La taille caractéristique permettant de calculer le nombre de Grashof sera alors le diamètre d_l du rameau et non des aiguilles. Nikolov *et al.* (1995) supposent que le rameau est de forme cylindrique mais l'expression de Nu qu'ils proposent est en fait valable pour un grand nombre de forme d'objet (Campbell, 1977, p. 69). En remplaçant D_b par D_v et D_c nous obtenons (Jones, 1992, p. 63 ; Campbell, 1977, p. 149) :

$$r_{bb,\hat{a}}^\ell = r_{bv,\hat{a}}^\ell (D_v / D_b)^{0.75} \approx r_{bv,\hat{a}}^\ell / 0.915 \quad \text{et} \quad r_{bc,\hat{a}}^\ell = r_{bv,\hat{a}}^\ell (D_v / D_c)^{0.75} \approx 1.43 r_{bv,\hat{a}}^\ell \quad \text{Eq. 5.1.26}$$

L'indice ℓ signifie « convection libre ». Nous avons finalement :

$$r_{bv,\hat{a}}^\ell = C_\ell T_a^{-0.56} \left((T_a + 120) / p \right)^{-0.5} \left((T_{s,\hat{a}} - T_a) / d_{l,\hat{a}} \right)^{-0.25} \quad \text{Eq. 5.1.27}$$

avec $C_\ell = 1154$. Nous avons remplacé les températures virtuelles par les températures réelles dans l'expression de Gr pour éviter un calcul itératif (Nikolov *et al.*, 1995) et parce que

L'utilisation des températures virtuelles n'apporterait que des corrections mineures à un modèle déjà très empirique. Finalement, nous prendrons :

$$r_{bv,\hat{a}} = \min(r_{bv,\hat{a}}^{\ell}, r_{bv,\hat{a}}^f), \quad r_{bb,\hat{a}} = r_{bv,\hat{a}}/0.92 \quad \text{et} \quad r_{bc,\hat{a}} = 1.4r_{bv,\hat{a}} \quad \text{Eq. 5.1.28}$$

Les facteurs de conversion entre résistances de couche limite sont approximativement les mêmes que la convection soit libre ou forcée. Nous remarquons alors que même si les tailles caractéristiques des aiguilles et des rameaux sont indépendantes de l'âge du rameau, la résistance de couche limite n'est pas la même pour les 3 classes d'âge car elle dépend de la température de surface $T_{s,\hat{a}}$ des « grosses aiguilles ».

Conductance stomatique. Bosc (1999) a mesuré puis modélisé la conductance stomatique de plusieurs rameaux entiers de pins maritimes de la parcelle du Bray en conditions *in situ*. L'auteur reprend l'approche statistique de Jarvis (1976) qui suppose que les stomates répondent à un certain nombre de contraintes climatiques. Cette étude révèle que seulement trois variables climatiques sont pertinentes pour modéliser la conductance stomatique des rameaux : celles-ci sont le rayonnement absorbé, le déficit de saturation de l'air et le potentiel de base (Bosc, 1999). La prise en compte de la température de l'air ou de sa teneur en CO_2 n'amélioreraient pas l'ajustement entre modèle et mesures. Ceci est probablement dû au fait que la température et le déficit de saturation ne sont pas des variables indépendantes et que les variations de concentration en CO_2 de l'air en conditions naturelles sont trop faibles pour observer convenablement un effet lié à cette variable climatique.

Dans l'idée d'étudier plus tard l'effet d'un doublement de CO_2 atmosphérique sur les échanges de matière et d'énergie entre la parcelle du Bray et l'atmosphère, il nous paraissait nécessaire de prendre en compte le rôle de la teneur en CO_2 . Le modèle de conductance stomatique de Ball *et al.* (1987), bien que semi-empirique, a l'avantage de prendre en compte implicitement un tel effet car il relie cette conductance au taux d'assimilation nette. Ce modèle suppose que les échanges gazeux ont atteint un état stationnaire et s'écrit, en l'absence de stress hydrique :

$$g_{sv,\hat{a}} = m_{\hat{a}} A_{n,\hat{a}} \frac{rh_{s,\hat{a}}}{C_{s,\hat{a}}} + g_{\min,\hat{a}} \quad \text{avec} \quad g_{sv,\hat{a}} = \frac{\rho_d}{M_d} (r_{sv,\hat{a}})^{-1} \quad \text{Eq. 5.1.29}$$

$g_{sv,\hat{a}}$ ($\text{mol m}^{-2} \text{s}^{-1}$) est la conductance stomatique : c'est l'inverse de la résistance stomatique divisé par le volume molaire. $m_{\hat{a}}$ est un paramètre adimensionné de l'ordre de 10 pour les espèces en C3 (Collatz *et al.*, 1991) et qui détermine la sensibilité de $g_{sv,\hat{a}}$ ($\text{mol m}^{-2} \text{s}^{-1}$) au taux d'assimilation nette de CO_2 $A_{n,\hat{a}}$ ($\text{mol m}^{-2} \text{s}^{-1}$) et à l'humidité relative $rh_{s,\hat{a}}$ et à la concentration de

CO_2 $C_{s,\hat{a}}$ à la surface des aiguilles. $g_{\min,\hat{a}}$ est la conductance stomatique au point de compensation ($A_{n,\hat{a}} = 0$) et est de l'ordre de $0.01 \text{ mol m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (Ball, 1988; Collatz *et al.*, 1991). Leuning (1995), à partir de considérations théoriques, a proposé une version modifiée de ce modèle de conductance stomatique qui consiste à 1/ utiliser une fonction du déficit de saturation de l'air dans la couche limite à la place de l'humidité relative $rh_{s,\hat{a}}$ et 2/ remplacer $C_{s,\hat{a}}$ par $C_{s,\hat{a}} - \Gamma^*$. Afin d'exploiter plus efficacement les résultats de Bosc (1999) qui utilise aussi le déficit de saturation de l'air (libre), nous avons retenu ce modèle pour notre étude. De plus, et pour les mêmes raisons, nous lui avons ajouté une fonction « sigmoïde » du potentiel de base pour rendre compte d'un éventuel stress hydrique (voir plus bas). Finalement, nous écrivons :

$$\begin{aligned}
 g_{sv,\hat{a}} &= \left\{ \frac{m_{\hat{a}} A_{n,\hat{a}}}{C_{s,\hat{a}} - \Gamma^*} \frac{1}{1 + VPD_{s,\hat{a}}/D_{0,\hat{a}}} + g_{\min,\hat{a}} \right\} f(\Psi_b) \\
 &= \left\{ \frac{m'_{\hat{a}} A_{n,\hat{a}}}{C_{s,\hat{a}} - \Gamma^*} \frac{1}{1 + VPD_{s,\hat{a}}/D_{0,\hat{a}}} + g'_{\min,\hat{a}} \right\}
 \end{aligned}
 \tag{Eq. 5.1.30}$$

Ψ_b (Pa) est le potentiel de base, $VPD_{s,\hat{a}}$ (g kg^{-1}) est le déficit de saturation dans la couche limite du rameau et $D_{0,\hat{a}}$ (g kg^{-1}) est un paramètre empirique. Le prime indique une multiplication par la fonction « stress hydrique » $f(\Psi_b)$. Nous avons :

$$VPD_{s,\hat{a}} = \frac{g_{bv,\hat{a}}}{g_{sv,\hat{a}} + g_{bv,\hat{a}}} (q^*(T_{s,\hat{a}}) - q_a)
 \tag{Eq. 5.1.31}$$

En remplaçant $VPD_{s,\hat{a}}$ par cette expression dans le modèle de conductance stomatique, nous obtenons l'équation du second degré suivante :

$$\begin{aligned}
 g_{sv,\hat{a}}^2 + [g_{bv,\hat{a}}(1 + VPD_{s,\hat{a}}/D_{0,\hat{a}}) - g'_{\min,\hat{a}} - m'_{\hat{a}} A_{n,\hat{a}}/C_{s,\hat{a}}] g_{sv,\hat{a}} \\
 - [g_{bv,\hat{a}}(g'_{\min,\hat{a}}(1 + VPD_{s,\hat{a}}/D_{0,\hat{a}}) + m'_{\hat{a}} A_{n,\hat{a}}/C_{s,\hat{a}})] = 0
 \end{aligned}
 \tag{Eq. 5.1.32}$$

Le coefficient constant de cette équation du second degré est en général négatif parce que $m_{\hat{a}}$, $C_{s,\hat{a}}$, q_a et $q^*(T_{s,\hat{a}})$ sont positifs et $A_{n,\hat{a}}$ n'est négatif que pour des valeurs du rayonnement où le modèle de conductance n'est plus valable (Leuning, 1995). Par conséquent, l'équation précédente a deux solutions réelles de signes opposés et la solution positive est la seule physiquement acceptable (Su *et al.*, 1996). Nous décrivons plus bas comment les résultats de Bosc (1999) nous ont permis d'estimer la valeur des paramètres $D_{0,\hat{a}}$, $m'_{\hat{a}}$ et $g'_{\min,\hat{a}}$.

Modèle de photosynthèse. Le modèle de photosynthèse de Farquhar *et al.* (1980) paramétré par Porté et Loustau (1998) a déjà été présenté dans le chapitre précédent :

$$A_{n,\hat{a}} = A_{\hat{a}} - R_d = (1 - \Gamma^*/C_i) \min(w_{c,\hat{a}}, w_{j,\hat{a}}) - R_d \quad \text{Eq. 5.1.33}$$

Le taux de respiration diurne R_d est le même pour les 3 cohortes d'aiguilles (Porté et Loustau, 1998) et n'est donc pas indexé par \hat{a} .

Collatz *et al.* (1991) utilisent une autre équation qui rend la transition entre les 2 modes de limitation moins abrupte :

$$\beta_{c,j} A_{\hat{a}}^2 - (w_{c,\hat{a}} + w_{j,\hat{a}}) A_{\hat{a}} + w_{c,\hat{a}} w_{j,\hat{a}} = 0 \quad \text{Eq. 5.1.34}$$

Les auteurs préconisent des valeurs de $\beta_{c,j}$ entre 0.8 et 1. Si $\beta_{c,j} = 1$, Eq. 5.1.34 se réduit à Eq. 5.1.33. Les résultats de Porté (1995) semblent être en accord avec une telle équation et nous modifieront donc le modèle de photosynthèse du Chapitre 4 en utilisant Eq. 5.1.34 et non Eq. 5.1.33 avec $\beta_{c,j} = 0.98$. Collatz *et al.* introduisent également une troisième limitation $w_{s,\hat{a}}$ liée à la capacité à exporter ou à utiliser les produits de la photosynthèse. Une telle limitation semble être inutile dans notre cas (Porté, 1995) et nous la négligerons toujours.

$w_{c,\hat{a}}$ et $w_{j,\hat{a}}$ sont deux fonctions homographiques de la concentration interne en CO_2 $C_{i,\hat{a}}$. De plus, nous avons :

$$C_{i,\hat{a}} = C_{s,\hat{a}} - A_{n,\hat{a}} / g_{sc,\hat{a}} \quad \text{Eq. 5.1.35}$$

$$C_{s,\hat{a}} = C_a - A_{n,\hat{a}} / g_{bc,\hat{a}} \quad \text{Eq. 5.1.36}$$

En combinant les 3 équations précédentes et les expressions de w_c et w_j , nous obtenons une équation du quatrième degré en $A_{n,\hat{a}}$ que l'on résout analytiquement (Nikolov *et al.*, 1995):

$$A_{n,\hat{a}}^4 + a_n A_{n,\hat{a}}^3 + b_n A_{n,\hat{a}}^2 + c_n A_{n,\hat{a}} + d_n = 0 \quad \text{Eq. 5.1.37}$$

où les coefficients a_n , b_n , c_n et d_n sont donnés par Nikolov *et al.* (1995) à condition de remplacer leurs coefficients numériques 4.5, 1.37, 2.33 et 1.33 par 4, 1.4, 2 et 1 respectivement. Cette différence dans les coefficients est due au fait que les auteurs utilisent un modèle de photosynthèse légèrement différent du modèle original de Farquhar *et al.* (1980) (Farquhar et von Caemmerer, 1982).

Bilan d'énergie. En combinant les équations Eq. 5.1.2 et Eq. 5.1.3, nous obtenons le bilan d'énergie des « grosses aiguilles » à l'ombre et au soleil :

$$(1 - \rho_\ell - \tau_\ell) \frac{\overline{STAR}_{\hat{a}}}{\overline{WTAR}_{\hat{a}}} \overline{Q}_{b,r}/\mu_b + \overline{Q}_{i,d,\hat{a}} + \overline{Q}_{i,th,\hat{a}} - \varepsilon_\ell \sigma T_{s,\hat{a},s}^4 = H_{\hat{a},s} + L_v E_{\hat{a},s} \quad \text{Eq. 5.1.38}$$

$$\overline{Q}_{i,d,\hat{a}} + \overline{Q}_{i,th,\hat{a}} - \varepsilon_\ell \sigma T_{s,\hat{a},o}^4 = H_{\hat{a},o} + L_v E_{\hat{a},o} \quad \text{Eq. 5.1.39}$$

En supposant que $\overline{Q}_{i,th,\hat{a}}$ et $g_{sv,\hat{a}}$ sont indépendants de $T_{s,\hat{a}}$, ces 2 équations peuvent être écrites sous forme d'une équation du quatrième degré de la température de surface que l'on résout analytiquement (Paw U, 1987).

Modèle de rameau. Nous avons désormais un modèle complet décrivant le fonctionnement biophysique des « grosses aiguilles » en conditions naturelles. Les équations Eq. 5.1.28, Eq. 5.1.32, Eq. 5.1.37, Eq. 5.1.38 (ou Eq. 5.1.39) sont les équations de base de ce modèle. Il s'agit d'équations couplées et donc une méthode itérative est nécessaire pour résoudre l'ensemble du système d'équations. Cependant, chaque équation prise séparément a une solution analytique ce qui facilite la convergence de la solution globale (Baldocchi, 1993 ; Nikolov *et al.*, 1995 ; Su *et al.*, 1996).

Nous avons utilisé le schéma de résolution proposé par Su *et al.* (1996) : dans un premier temps, nous supposons la température de surface connue (égale à la température de l'air), ce qui permet de faire une première estimation de la conductance de couche limite. L'équation de Prioul et Chartier (1977) (*cf.* Chapitre 4) nous fournit une première estimation du taux de photosynthèse du rameau sans avoir recours à $g_{sv,\hat{a}}$. Ensuite, nous effectuons une première itération sur $g_{sv,\hat{a}}$ et $A_{n,\hat{a}}$ en résolvant cycliquement les équations Eq. 5.1.32 et Eq. 5.1.37. Nous arrêtons l'itération dès que 2 estimations successives nous donnent des résultats qui ne diffèrent que de $10^{-8} \text{ mol m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ pour $g_{sv,\hat{a}}$ et de $10^{-13} \text{ mol m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ pour $A_{n,\hat{a}}$. La résolution du bilan d'énergie nous fournit une nouvelle estimation de la température de surface, ce qui permet de recalculer la conductance de couche limite puis d'effectuer une nouvelle itération sur $g_{sv,\hat{a}}$ et $A_{n,\hat{a}}$. Les critères de convergence sur $g_{sv,\hat{a}}$ et $T_{s,\hat{a}}$ sont de $10^{-6} \text{ mol m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ et de 10^{-3} K respectivement. Avec de tels critères, seulement quelques itérations suffisent à résoudre le système complet d'équations.

Paramétrage du modèle de conductance. L'équation Eq. 5.1.30 contient plusieurs paramètres fortement dépendants de l'espèce végétale étudiée (Leuning, 1995). Nous devons donc estimer les valeurs de ces paramètres correspondant au pin maritime.

Pour cela, nous avons considéré le rameau de 1 an étudié par Bosc (1999) pour calibrer son modèle de conductance stomatique. En 1997, ce rameau était situé au sommet du couvert ; il était donc constamment au soleil et nous lui avons attribué 2 « grosses aiguilles » de 1 an, une à l'ombre et l'autre au soleil. Leurs surfaces étaient données par le *WTAR* du rameau. Le modèle analytique d'architecture des rameaux de Bosc (1999) nous a permis d'estimer les valeurs du *STAR* et du *WTAR* de ce rameau pendant l'été et l'automne 1997 (la prise en compte de l'évolution temporelle de ces grandeurs est décrite au Chapitre 7).

Le modèle biophysique décrit précédemment nous fournissait alors des estimations de la conductance stomatique de chacune des « grosses aiguilles » puis du rameau entier selon une équation similaire à Eq. 4.1.38 :

$$g_{sv} = WTAR \times g_{sv,s} + (1 - WTAR) \times g_{sv,o} \quad \text{Eq. 5.1.40}$$

où $g_{sv,s}$ et $g_{sv,o}$ sont les conductances stomatiques des aiguilles au soleil et à l'ombre respectivement. Nous avons alors cherché les valeurs des paramètres m_a , $g_{\min,a}$ et $D_{0,a}$ et ceux de la fonction sigmoïde qui minimisaient l'écart entre ces valeurs et celles prédites par le modèle de conductance de Bosc. Pour cela, nous avons utilisé le jeu de données climatiques (40 jours) utilisé par Bosc pour calibrer son modèle ainsi que celui des deux mois d'été qui précédait cette période car la période étudiée par Bosc était trop marquée par un effet du stress hydrique (voir plus bas). Les valeurs des paramètres m_a , $g_{\min,a}$ et $D_{0,a}$ sont données dans le Tableau 5.1.1.

| Paramètre | Valeur |
|--------------|--|
| m_a | 22 |
| $g_{\min,a}$ | $13 \cdot 10^{-3} \text{ mol m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ |
| $D_{0,a}$ | 500 Pa |

Tableau 5.1.1 : paramètres du modèle de conductance stomatique relatifs au pin maritime.

Nous avons représenté sur la Figure 5.1.4 l'évolution de la conductance stomatique du rameau étudié calculée à partir de ces deux modèles de conductance sur la période

étudiée par Bosc (1999). L'accord entre les deux modèles acceptable nous notons cependant une tendance du modèle de Leuning (1995) à surestimer la conductance dès que le VPD est faible. Nous reviendrons sur ce point au Chapitre 7.

L'utilisation d'un plus grand jeu de données climatiques pour calibrer notre modèle nous a contraints à utiliser une fonction du potentiel de base légèrement différente de celle utilisée par Bosc (1999) :

$$f(\psi_b) = \left(1 + (\psi_b / \psi_{b,0})^{v_\psi}\right)^{-1} \quad \text{Eq. 5.1.41}$$

avec $\psi_{b,0} = -0.613$ Pa mais $v_\psi = 1.5$ et non 2.9. Ceci a pour effet de diminuer légèrement l'effet du stress hydrique et d'augmenter l'effet du déficit de saturation.

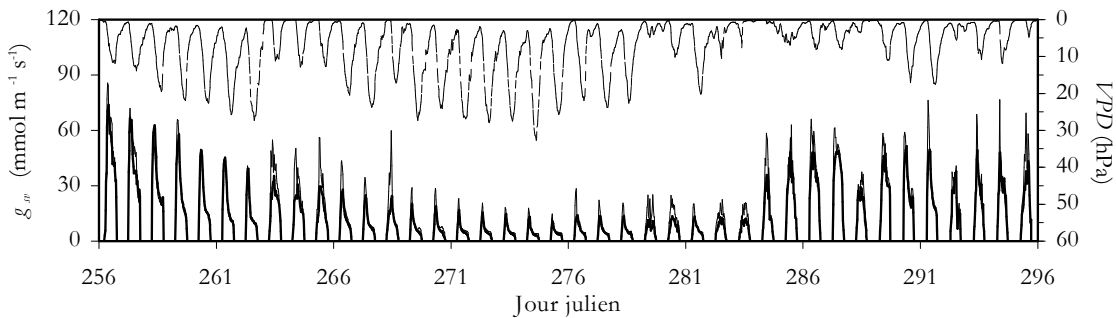


Figure 5.1.4 : évolution temporelle du VPD et de la conductance stomatique du rameau de 1 an étudié par Bosc (1999) à la fin de l'été 1997. Modèle de Bosc (1999) (traits gras) et modèle de Leuning (1995) (traits fins).

Les nombreuses mesures de conductance stomatique effectuées par Bosc (1999) n'ont pas permis de mettre en évidence des différences entre rameaux d'âges différents. Il était donc légitime de s'interroger sur la validité des valeurs des paramètres m_a , $g_{\min, a}$ et $D_{0, a}$ pour des rameaux plus âgés. Nous avons donc considéré un hypothétique rameau de 2 ans situé également au sommet du couvert et nous avons comparé les conductances stomatiques de ce rameau prédites par le modèle de Bosc et le nôtre avec les valeurs des paramètres précédentes. Les résultats sont représentés sur la Figure 5.1.5.

Nous pouvons constater que l'accord entre les deux modèles est encore satisfaisant compte tenu de la précision requise sur ces grandeurs par notre étude. Il faut noter que l'indépendance avec l'âge du modèle de conductance stomatique des rameaux de Bosc (1999) n'est pas en contradiction avec les différences d'activité photosynthétique des aiguilles observées par Porté et Loustau (1998). En effet, à rayonnement égal, les aiguilles de 1 an photosynthétisent plus que les aiguilles de 2 ans mais un rameau de 1 an capture moins efficacement la lumière que ses aînés. Ces 2 effets semblent se compenser

de sorte que la conductance stomatique d'un rameau est indépendante de son âge. Les résultats de cette étude semblent confirmer ce résultat. Nous supposons donc que les paramètres m_a , $g_{\min, a}$ et $D_{0, a}$ gardent les valeurs du Tableau 5.1.1 et que la fonction de stress hydrique est identique quelque soit l'âge du rameau.

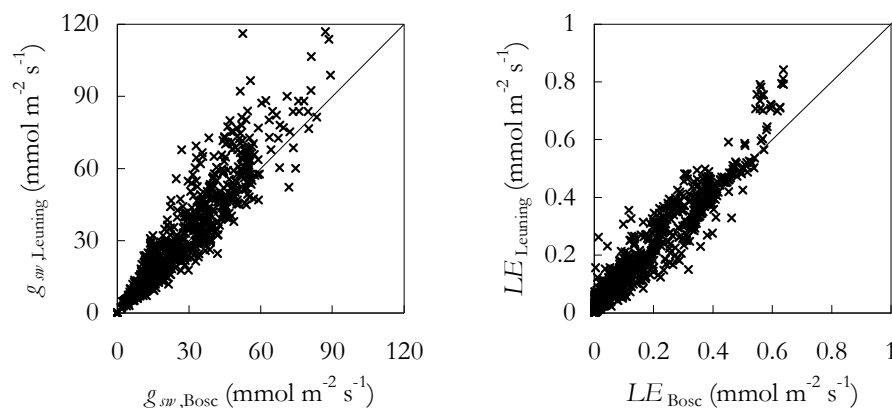


Figure 5.1.5 : comparaison des modèles de conductance stomatique de Bosc (1999) et Leuning (1995) pour un hypothétique rameau de 2 ans situé en haut du couvert au Bray en septembre-octobre 1997.

Conclusion. Nous avons présenté les équations utilisées dans le modèle *MUSICA* qui permettent de quantifier les échanges de matière et d'énergie entre les aiguilles de pins et l'air. Grâce aux différentes études expérimentales sur l'activité photosynthétique et stomatique de cette espèce végétale qui ont été menées parallèlement à ce travail de thèse, nous avons été en mesure d'estimer l'ensemble des paramètres intervenant dans ces équations et donc de disposer du modèle de rameau mécaniste dont nous avons besoin pour notre étude.

■ MODELE DE RAYONNEMENT THERMIQUE

Introduction. Le rayonnement de grande longueur d'onde incident sur une couche de végétation est dû au rayonnement thermique en provenance de l'atmosphère mais aussi à celui émis par la végétation dans les autres couches et par le sol (Norman, 1979). Partant de l'hypothèse que seul le rayonnement thermique atmosphérique est connu, il était indispensable de disposer d'un modèle de transfert radiatif adapté à ces longueurs d'onde afin de définir complètement le microclimat radiatif des rameaux. L'objet de cette section est de décrire brièvement le modèle de transfert radiatif grandes longueurs d'onde que nous avons utilisé dans le modèle *MUSICA* pour décrire le rayonnement thermique incident sur les couches de végétation comprises dans les houppiers.

Rayonnement en provenance de la végétation. Nous désignons par $Q_{veg,j}^+$ le rayonnement descendant en provenance des rameaux situés au-dessus de la couche j . Nous utilisons une formulation inspirée du modèle de Norman (1979) afin d'estimer ce rayonnement à différents niveaux dans les houppiers :

$$\begin{cases} \overline{Q}_{veg,N_{veg}}^+ = 0 \\ \overline{Q}_{veg,j}^+ = (\Delta \ell'_j)^{-1} \epsilon_t \sigma \sum_{\hat{a}} \overline{STAR}_{\hat{a}} \ell_{\hat{a},j} \Delta \zeta_j \left((1 - f'_{s,\hat{a},j}) T_{s,\hat{a},0,j}^4 + f'_{s,\hat{a},j} T_{s,\hat{a},s,j}^4 \right) \end{cases} \quad j = N_{veg} - N_{can}, N_{veg} - 1 \quad \text{Eq. 5.1.42}$$

$\Delta \ell'_j$ représente le LAI moyen de la couche j projeté vers le bas dans toutes les directions :

$$\Delta \ell'_j = \sum_{\hat{a}} \overline{STAR}_{\hat{a}} \ell_{\hat{a},j} \Delta \zeta_j \quad \text{Eq. 5.1.43}$$

Le $STAR$ moyen intervient dans cette expression parce que nous cherchons à estimer la surface des aiguilles de la couche j qui est visible depuis un plan situé sous cette couche et dans toutes les directions. Pour les densités de sources/puits de scalaire (Eq. 5.1.1, Eq. 5.1.7 et Eq. 5.1.8), c'était la surface totale de ces aiguilles qui intervenait. Ainsi, nous supposons que le rayonnement en provenance des aiguilles de la couche j est égal au rayonnement émis par une surface unité de même émissivité et portée à la température radiative moyenne des aiguilles visibles depuis un plan horizontal situé sous cette couche.

De même, le rayonnement émis vers le haut s'écrit :

$$\begin{cases} \overline{Q}_{veg,N_{veg}-N_{can}}^- = 0 \\ \overline{Q}_{veg,j}^- = (\Delta \ell'_j)^{-1} \epsilon_t \sigma \sum_{\hat{a}} \overline{STAR}_{\hat{a}} \ell_{\hat{a},j} \Delta \zeta_j \left((1 - f'_{s,\hat{a},j}) T_{s,\hat{a},0,j}^4 + f'_{s,\hat{a},j} T_{s,\hat{a},s,j}^4 \right) \end{cases} \quad j = N_{veg} - N_{can} + 1, N_{veg} \quad \text{Eq. 5.1.44}$$

car nous supposons l'émission thermique des aiguilles isotrope.

Rayonnement thermique dans la canopée. Les équations Eq. 5.1.42 et Eq. 5.1.44 vont servir de point de départ au modèle de transfert radiatif grandes longueurs d'onde dans la canopée.

En première approximation, nous pouvons dire que $(1 - \Delta\ell'_j)$ représente alors la fraction de la voûte supérieure qui n'est pas cachée par les aiguilles de la couche j . Ainsi, si nous désignons par $\bar{Q}_{th,j}^+$ le rayonnement thermique incident vers le bas sur la couche j , nous pouvons écrire :

$$\begin{cases} \bar{Q}_{th,N_{veg}}^+ = \bar{Q}_{th,r} \\ \bar{Q}_{th,j}^+ = \bar{Q}_{th,j+1}^+ \times (1 - \Delta\ell'_j) + \bar{Q}_{veg,j}^+ \Delta\ell'_j \end{cases} \quad j = N_{veg} - N_{can}, N_{veg} - 1 \quad \text{Eq. 5.1.45}$$

où $\bar{Q}_{th,r}$ représente le rayonnement thermique en provenance de l'atmosphère. De même, le rayonnement thermique incident vers le haut sur les aiguilles de la couche j s'écrit :

$$\begin{cases} \bar{Q}_{th,N_{veg}-N_{can}}^- = \bar{Q}_{th,1}^- \\ \bar{Q}_{th,j}^- = \bar{Q}_{th,j-1}^- \times (1 - \Delta\ell'_j) + \bar{Q}_{veg,j}^+ \Delta\ell'_j \end{cases} \quad j = N_{veg} - N_{can} + 1, N_{veg} \quad \text{Eq. 5.1.46}$$

où $\bar{Q}_{th,1}^-$ est le rayonnement thermique en provenance du sous-bois et du sol.

Schéma de résolution. Le modèle de rayonnement thermique décrit précédemment utilise les températures de surface des aiguilles dans toutes les couches de la végétation. Il est donc impossible d'estimer les températures de surface des aiguilles à l'ombre et au soleil d'une couche de végétation sans connaître au préalable celles des aiguilles dans toutes les autres couches de végétation. Ceci traduit la manière dont les différentes strates de la végétation interagissent entre elles. Nous devons avoir recours à un schéma itératif pour déterminer correctement le rayonnement thermique et les température de surface des aiguilles à chaque niveau dans le couvert. Ce schéma itératif sera décrit au Chapitre 7.

Conclusion. Le rayonnement thermique en provenance du sous-bois reste à ce stade la seule inconnue pour déterminer les densités de sources/puits de scalaire en provenance des aiguilles de pin maritime dans chaque strate de la canopée. L'ensemble des processus biologiques et physiques concernant le sous-bois seront décrits dans le prochain chapitre. Avant cela, nous allons étudier les différents bilans environnementaux d'une couche de végétation afin de répertorier les termes de ces bilans dus aux parties ligneuses puis nous décrirons comment prendre en compte la contribution des parties ligneuses aux densités de sources/puits de scalaire d'une couche de végétation.

5.2 Echanges entre les surfaces ligneuses et l'air

■ BILANS ENVIRONNEMENTAUX DANS LA CANOPEE

Introduction. Considérons une couche de végétation dans la canopée. Notre objectif consiste à décrire les densités de source/puits de scalaires (chaleur, CO_2 et vapeur d'eau) de cette couche de végétation à partir de la connaissance des flux à la surface de chacun des éléments végétaux contenus dans cette couche. Parmi ces derniers, nous pouvons distinguer les aiguilles et les éléments ligneux – axes des rameaux compris. Seules les aiguilles photosynthétisent mais tous, *a priori*, respirent et échangent de la chaleur (sensible et latente). En plus des densités de source/puits de scalaire, plusieurs termes de stockage apparaissent dans les bilan d'eau, de carbone ou de chaleur de la couche. Nous allons analyser les différents bilans de matière et d'énergie de la couche de végétation afin de sélectionner les termes prépondérants dont il faudra tenir compte.

Bilan de CO_2 . Le bilan de CO_2 de la couche j d'épaisseur Δz_j s'écrit :

$$F_{c,j} - F_{c,j-1} = v_m^{-1} S_{c,j} \Delta z_j - J_{c,j}^{\text{air}} \quad j = N_{\text{veg}} - N_{\text{can}} + 1, N_{\text{veg}} \quad \text{Eq. 5.2.1}$$

$F_{c,j}$ et $F_{c,j-1}$ ($\mu\text{mol m}^{-2} \text{s}^{-1}$) représentent les flux turbulents de CO_2 en haut et en bas de la couche respectivement. $S_{c,j}$ (ppm s^{-1}) est la densité de sources (respiration) ou puits (photosynthèse) de CO_2 vis-à-vis de l'atmosphère et $J_{c,j}^{\text{air}}$ ($\mu\text{mol m}^{-2} \text{s}^{-1}$) est le terme de stockage de CO_2 dans l'air libre de la couche (Figure 5.2.1).

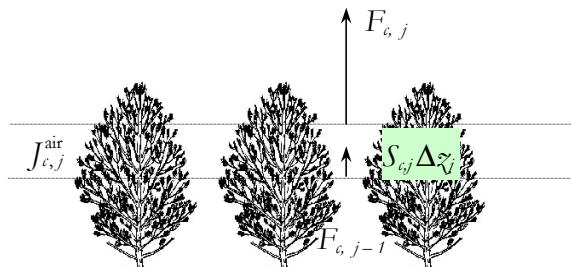


Figure 5.2.1 : bilan de CO_2 d'une couche j dans la canopée.

Cette équation est en contradiction avec l'hypothèse de stationnarité de la turbulence (Eq. 1.1.9) du fait de la présence des termes de stockage dans l'air libre du couvert. Afin de prendre

en compte ces termes de stockage, nous allons par la suite supposer que les teneurs atmosphériques subissent des variations « en escalier ». Entre les instants $t = 0$ et $t = \Delta t$, nous avons une densité de sources/puits de CO_2 telles que dans chaque couche $F_{c,j} - F_{c,j-1} = S_{c,j} \Delta z_j$ et qui, compte tenu de la turbulence moyenne, sont à l'origine d'un profil de CO_2 atmosphérique $C_{a,i}$ qui reste le même pendant toute cette durée. A l'instant $t = \Delta t$, de nouvelles valeurs de vent, rayonnement, ... sont à l'origine d'une nouvelle distribution de la densité de sources/puits de CO_2 . Celles-ci restent stationnaires entre les instants $t = \Delta t$ et $t = 2\Delta t$ et sont à l'origine d'un nouveau profil de CO_2 atmosphérique $C_{a,i}$.

Nous supposons donc qu'il y a eu stockage (ou déstockage) brutal de CO_2 dans l'air du couvert à l'instant $t = \Delta t$ telles que dans chaque couche $F_{c,j} - F_{c,j-1} = -J_{c,j}^{\text{air}}$. Ainsi, seule la densité de sources/puits de carbone dans la couche est à connaître. Celle-ci résulte de la photosynthèse des aiguilles mais aussi de la respiration des troncs et des branches :

$$F_{c,j} - F_{c,j-1} = v_m^{-1} (S_{c,j}^{\text{aig}} + S_{c,j}^{\text{troncs}}) \Delta z_j \quad t \neq \Delta t, 2\Delta t, \dots \quad \text{Eq. 5.2.2}$$

Bilan de vapeur d'eau. De même, le bilan de vapeur d'eau s'écrit :

$$\begin{aligned} E_j - E_{j-1} &= (\rho_d / 10^3) S_{q,j} \Delta z_j - J_{q,j}^{\text{air}} \\ &= (\rho_d / 10^3) S_{q,j} \Delta z_j \quad t \neq \Delta t, 2\Delta t, \dots \end{aligned} \quad \text{Eq. 5.2.3}$$

où les termes $S_{q,j}$ (ppt s^{-1}) et $J_{q,j}^{\text{air}}$ ($\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$) sont relatifs à la vapeur d'eau et non au CO_2 et E_j et E_{j-1} ($\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$) représentent les flux turbulents de vapeur d'eau en haut et en bas de la couche respectivement. A la différence du CO_2 , la vapeur d'eau peut se condenser dans l'air (brouillard matinal) ou à la surface de la végétation (rosée matinale) puis s'évaporer. Nous pourrions inclure ces phénomènes dans les termes $S_{q,j}$ (rosée) et $J_{q,j}^{\text{air}}$ (brouillard). De plus, nous pourrions prendre en compte dans le terme source $S_{q,j}$ l'évaporation de l'eau de pluie interceptée par la végétation. Cependant, les quantités d'eau liquide interceptées par la canopée lors d'épisodes pluvieux sont toujours faibles (Loustau *et al.*, 1992). Il en est de même des phénomènes de rosée et de brouillard (Berbigier *et al.*, 1991). Nous supposons donc que $S_{q,j}$ est, dans la canopée, uniquement due à la transpiration des aiguilles et nous négligerons les phénomènes de condensation dans $J_{q,j}^{\text{air}}$. Nous écrirons donc :

$$E_j - E_{j-1} = (\rho_d / 10^3) S_{q,j}^{\text{aig}} \Delta z_j \quad t \neq \Delta t, 2\Delta t, \dots \quad \text{Eq. 5.2.4}$$

Bilan d'énergie. La chaleur sensible n'est pas une grandeur conservative. Plus précisément, les sources/puits de chaleur sensible dépendent intimement des sources/puits de chaleur latente *via* le bilan d'énergie (conservation de l'enthalpie). Si nous désignons par $R_{n,j}$ et $R_{n,j-1}$ (W m^{-2}) les rayonnements nets en haut et en bas de la couche et par $S_{Cpt,j}$ et $S_{Lq,j}$ (W m^{-3}) les densités de sources/puits de chaleur sensible et latente de la couche, le bilan d'énergie d'une couche de végétation d'épaisseur Δz_j s'écrit :

$$R_{n,j} - R_{n,j-1} = (S_{Cpt,j} + S_{Lq,j})\Delta z_j + J_{Cpt,j}^{\text{air}} + J_{Lq,j}^{\text{air}} + J_{\chi,j}^{\text{veg}} \quad \text{Eq. 5.2.5}$$

Nous avons : $S_{Lq,j} = \rho_d L_{v,j} S_{q,j} / 10^3$ et $S_{Cpt,j} = \rho_d C_p S_{t,j}$. Les termes de stockage apparaissant dans ce bilan d'énergie sont (par ordre d'apparition dans l'équation) les stockages de chaleurs sensible et latente dans l'air libre et le « stockage » de chaleur dus aux diverses réactions biochimiques (photosynthèse, respiration d'entretien et de croissance) dans la végétation. Nous pouvons en première approximation négliger ce dernier terme de stockage dans le bilan d'énergie de la couche (Mc Caughley et Saxton, 1986). De plus, le stockage de chaleur sensible dans les aiguilles de rameaux est négligeable devant les autres termes du bilan d'énergie des aiguilles (et *a fortiori* de la couche) car leur volume total est négligeable. En revanche, le stockage de chaleur sensible dans les troncs, les branches et les axes des rameaux (noté $J_{Cpt,j}^{\text{troncs}}$) n'est généralement pas négligeable si nous travaillons à une échelle de temps horaire (Lamaud *et al.*, 1999 ; Mc Caughley et Saxton, 1986).

Bien qu'elles ne stockent pas de chaleur, les aiguilles participent activement aux échanges entre énergie radiative, chaleur sensible et chaleur latente, beaucoup plus que les troncs ou les branches. Ceci s'explique par la présence de stomates à la surface des aiguilles qui n'existent pas sur celle des troncs ou des branches et par la différence dans les conductances de couche limite des premiers par rapport à celles des seconds. En effet, en convection forcée comme en convection libre, nous avons vu que la « conductance de couche limite » d'un objet variait en puissance négative de la dimension caractéristique de l'objet. Or, la taille caractéristique d'une aiguille est bien inférieure à celle d'un tronc ou d'une branche, ce qui favorise considérablement les échanges avec l'air environnant. Nous supposons donc que seules les aiguilles contribuent quantitativement aux échanges de chaleur sensible et latente dans notre couche de végétation. Compte tenu des approximations faites sur les deux précédents bilans environnementaux, nous écrirons donc :

$$R_{n,j} - R_{n,j-1} - J_{Cpt,j}^{\text{troncs}} = \rho_d (C_p S_{t,j}^{\text{aig}} + (L_{v,j} / 10^3) S_{q,j}^{\text{aig}}) \Delta z_j \quad t \neq \Delta t, 2\Delta t, \dots \quad \text{Eq. 5.2.6}$$

Conclusion. Les équations Eq. 5.2.2, Eq. 5.2.4 et Eq. 5.2.6 donnent les bilans simplifiés de scalaires dans une couche de végétation. Une analyse des différents termes apparaissant dans ces bilans nous a permis de comprendre pourquoi les aiguilles de Pin maritime étaient responsables de la majorité des échanges de scalaires entre la canopée et l'atmosphère. Cependant, les troncs et les branches contribuent de manière non négligeable au terme de stockage de chaleur sensible dans la canopée et à la densité de source de CO_2 (via la respiration). Nous avons donc décidé de les prendre en compte dans le modèle *MUSICA*.

■ STOCKAGE ET RESPIRATION DES TRONCS ET DES BRANCHES

Stockage et défaut de bilan d'énergie. La combinaison des équations Eq. 5.1.2 et Eq. 5.1.3 nous permet d'estimer le bilan d'énergie d'une couche j dans la canopée :

$$\begin{aligned}
\rho_d(C_p S_{l,j}^{\text{aig}} + (L_{v,j}/10^3) S_{q,j}^{\text{aig}}) \Delta z_j &= (1 - \rho_\ell - \tau_\ell) \times (2(\bar{Q}_{d,m,j}^+ + \bar{Q}_{d,m,j}^-) + \bar{Q}_{b,m,j}/\mu_b) \Delta \ell'_j \\
&+ \frac{1}{2} \varepsilon_\ell (\bar{Q}_{th,m,j}^+ + \bar{Q}_{th,m,j}^-) \Delta \ell_j \\
&- \varepsilon_\ell \sigma \Delta z_j \sum_{\hat{a}} \ell_{\hat{a},j} ((1 - f'_{s,\hat{a},j}) T_{s,\hat{a},j}^4 + f'_{s,\hat{a},j} T_{s,\hat{a},j}^4) \\
&= R_{n,j} - R_{n,j-1} - J_{Cpt,j}^{\text{troncs}} \quad j = N_{\text{veg}} - N_{\text{can}} + 1, N_{\text{veg}} \quad \text{Eq. 5.2.7}
\end{aligned}$$

Les différentes grandeurs radiatives sont estimées à la cote $z_{m,j}$ du milieu de la couche à l'exception de $R_{n,j}$ et $R_{n,j-1}$ qui représentent les rayonnements nets en haut et en bas de la couche. Nous avons posé : $\bar{Q}_{b,m,j} = f_{s,m,j} Q_{b,r}$. Supposons pour simplifier la discussion que le bilan net de grandes longueurs d'onde est nul :

$$\begin{aligned}
\frac{1}{2} \varepsilon_\ell (\bar{Q}_{th,m,j}^+ + \bar{Q}_{th,m,j}^-) \Delta \ell_j - \varepsilon_\ell \sigma \Delta z_j \sum_{\hat{a}} \ell_{\hat{a},j} (f'_{s,\hat{a},j} T_{s,\hat{a},j}^4 + (1 - f'_{s,\hat{a},j}) T_{s,\hat{a},j}^4) \\
= (\bar{Q}_{th,j}^+ - \bar{Q}_{th,j}^-) - (\bar{Q}_{th,j-1}^+ - \bar{Q}_{th,j-1}^-) \quad \text{Eq. 5.2.8}
\end{aligned}$$

Eq. 5.2.7 s'écrit alors :

$$\begin{aligned}
(\bar{Q}_{d,j}^+ - \bar{Q}_{d,j}^- + \bar{Q}_{b,j}) - (\bar{Q}_{d,j-1}^+ - \bar{Q}_{d,j-1}^- + \bar{Q}_{b,j-1}) \\
= (1 - \rho_\ell - \tau_\ell) \times (2(\bar{Q}_{d,m,j}^+ + \bar{Q}_{d,m,j}^-) + \bar{Q}_{b,m,j}/\mu_b) \Delta \ell'_j + J_{Cpt,j}^{\text{troncs}} \quad \text{Eq. 5.2.9}
\end{aligned}$$

Cette équation signifie que le rayonnement solaire absorbé par la couche de végétation est utilisé en partie par les aiguilles et en partie par les parties ligneuses sous forme de stockage.

En reprenant les équations du transfert radiatif, nous pouvons écrire :

$$\begin{aligned}\bar{Q}_{b,j} - \bar{Q}_{b,j-1} &= \bar{Q}_{b,m,j} (\exp(+\kappa_b \Delta\pi_j / 2\mu_b) - \exp(-\kappa_b \Delta\pi_j / 2\mu_b)) \\ &\approx \bar{Q}_{b,m,j} \times \kappa_b \Delta\pi_j / \mu_b\end{aligned}\quad \text{Eq. 5.2.10}$$

$\Delta\pi_j$ représente le *PAI* de la couche j . Pour la canopée entière, nous avons un *PAI* de l'ordre de 3 en 1997 (Ogée et al., 1999) alors que le *LAI* développé des aiguilles était de l'ordre de 5 (Porté, 1999). Le *STAR* moyen des rameaux (toutes classes confondues) étant de l'ordre de 0.15 (Chapitre 5), nous avons : $\kappa_b \times PAI \approx 1 > \overline{STAR} \times WLAI \approx 0.75$. Appliqué à une couche de végétation, ce rapide calcul indique que la différence d'exponentielles apparaissant dans l'équation Eq. 5.2.10 est supérieure à $\Delta\ell_j$ ce qui signifie que le rayonnement solaire direct induit un stockage de chaleur dans les axes ligneux. Un raisonnement similaire peut être mené pour le rayonnement solaire diffus. Cependant, le facteur κ_d est plus élevé que κ_b , mais bien inférieur à $2 \times \kappa_b$, ce qui signifie que le stockage de chaleur dans les axes ligneux induit par ce rayonnement est beaucoup moins important.

Il est souhaitable qu'un modèle de végétation prédise une fermeture exacte du bilan d'énergie couche par couche. Pour cela, les modélisateurs généralement négligent le stockage de chaleur dans les parties ligneuses et considèrent que l'absorption du rayonnement par une couche de végétation est entièrement dûe aux parties vertes. Un tel choix nous obligerait à redéfinir les rayonnements solaires absorbés par les rameaux (Eq. 5.1.4 et Eq. 5.1.5) selon :

$$\left\{ \begin{aligned} \bar{Q}_{i,d,\hat{a},j} &= (\bar{Q}_{d,j}^+ - \bar{Q}_{d,j-1}^+ + \bar{Q}_{d,j}^- - \bar{Q}_{d,j-1}^-) / \Delta\ell_j \end{aligned} \right. \quad \text{Eq. 5.2.11}$$

$$\left\{ \begin{aligned} \bar{Q}_{i,b,\hat{a},j} &= (\bar{Q}_{b,j} - \bar{Q}_{b,j-1}) / \Delta\ell_j \end{aligned} \right. \quad \text{Eq. 5.2.12}$$

Une telle définition a le désavantage d'attribuer aux différentes cohortes le même rayonnement absorbé, alors que nous avons vu que les différences de section efficace d'interception entre rameaux d'âge différents permettait de compenser les différences d'activité photosynthétiques des aiguilles dans le modèle de conductance stomatique. Si l'estimation des densités de sources/puits de scalaires est l'objectif principal du modèle de végétation, il est donc préférable d'utiliser les équations Eq. 5.1.4 et Eq. 5.1.5 pour définir le rayonnement absorbé par les rameaux, quitte à ne pas fermer exactement le bilan d'énergie. Dans ce cas, le stockage de chaleur dans les axes ligneux n'est pas supposé être nul. Un modèle simple de stockage de chaleur peut alors servir à estimer ce terme.

Nous avons donc décidé de conserver les équations Eq. 5.1.4 et Eq. 5.1.5 dans le modèle *MUSICA* afin d'estimer le rayonnement absorbé par les rameaux. Le stockage dans les axes ligneux est modélisé à l'aide d'un modèle de stockage simple et empirique que nous allons présenter dans la section qui suit.

Modélisation du stockage dans les axes ligneux. Notre objectif était d'estimer le stockage de chaleur dans les axes ligneux sans compliquer abusivement le modèle *MUSICA*. Nous avons donc besoin d'un modèle de stockage simple et robuste, quitte à devoir utiliser des relations empiriques difficilement exportables d'un site à l'autre. Un tel modèle a été développé sur le site du Bray par Diawara (1990) puis validé sur des mesures de stockage de chaleur dans les troncs et les branches menées en continu pendant plus d'une année (Melmann, résultats non publiés). Ce modèle suppose que les températures de surfaces de axes ligneux sont très corrélées à la température de l'air :

$$J_{Cpt,j}^{\text{troncs}} = C_{Cpt,j}^{\text{troncs}} \frac{T_{a,j} - T_{a,j}^{\text{old}}}{\Delta t} \quad \text{Eq. 5.2.13}$$

$T_{a,j}^{\text{old}}$ représente la température moyenne de l'air de la couche au pas de temps précédent. Δt est le pas de temps du modèle. Le coefficient $C_{Cpt,j}^{\text{troncs}}$ ($\text{J m}^{-2} \text{K}^{-1}$) dépend de la densité de troncs et de branches dans la couche, ainsi que de la capacité calorifique du liber, de l'aubier et du cœur (Diawara, 1990). Cependant, il reste un paramètre empirique parce que c'est la température de l'air qui apparaît dans Eq. 5.2.13.

Ce modèle n'a jamais été utilisé que pour la canopée prise dans son ensemble, en séparant éventuellement la couche de végétation constituée par les houppiers de celle constituée par les troncs nus (Lamaud *et al.*, 1999). Nous l'utiliserons dans notre étude en divisant les coefficients empiriques relatifs aux houppiers et aux troncs nus (Tableau 5.2.1) par le nombre de couches de végétation dans ces 2 zones du couvert (N_{can} et $N_{\text{veg}} - N_{\text{can}}$ respectivement).

| | C_{Cpt}^{troncs} |
|-----------|--|
| Houppiers | $16.9 \text{ J m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ |
| Troncs | $8.5 \text{ J m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ |

Tableau 5.2.1 : coefficients pour le stockage de chaleur sensible dans les axes ligneux du Bray. D'après Diawara (1990) et actualisés pour tenir compte de la croissance des arbres entre 1991 et 1997.

Respiration des axes aériens. La respiration d'entretien des axes aériens du Bray a été étudiée par Bosc (1999). A partir de mesures continues de respiration sur plusieurs axes aériens d'âge et de taille différents, l'auteur montre que le taux de respiration d'entretien d'un axe à une température donnée peut s'exprimer simplement comme une fonction en puissance de son âge, de son diamètre et de sa longueur. L'auteur montre aussi que la dépendance de ce taux de respiration avec la température de l'axe est très bien reproduite par une fonction d'Arrhénius avec un Q10 de 2.05. A partir de données de structure des arbres, il parvient ainsi à estimer la respiration d'entretien des troncs sous houppier et des troncs et des branches dans les houppiers (Tableau 5.2.2).

| Respiration d'entretien | |
|-------------------------|-----------------------------|
| Houppiers | 9.84 $\mu\text{mol s}^{-1}$ |
| Troncs | 7.68 $\mu\text{mol s}^{-1}$ |

Tableau 5.2.2 : respiration d'entretien des axes ligneux d'un arbre moyen du Bray (T = 15 °C). D'après Bosc (1999).

Pour une densité d'arbres de 518 tiges ha^{-1} , ces valeurs conduisent à un taux de respiration total par unité de surface au sol de 0.91 $\mu\text{mol m}^{-2} \text{s}^{-1}$ à 15 °C (Bosc, 1999).

Nous avons utilisé ces résultats pour estimer la respiration d'entretien des axes aériens couche par couche dans le modèle *MUSICA*. La température utilisée dans la fonction d'Arrhénius est prise égale à la température de l'air dans la couche considérée. La respiration de croissance représenterait moins de 20 % de la respiration totale de ces axes (Bosc, 1999). Nous avons donc décidé de la négliger.



MODELISATION DES ECHANGES ENTRE LE SOUS-BOIS, LE SOL ET L'AIR

Les modèles de végétation relatifs à des cultures basses (blé, maïs,...) considèrent généralement une seule espèce végétale. Dans un couvert forestier, la prise en compte d'un sous-bois est généralement inévitable car il contribue quantitativement aux bilans environnementaux du couvert dans son ensemble (Kelliher et al., 1990 ; Loustau et Cochard, 1991 ; Berbigier et al., 1991 ; Baldocchi et Vogel, 1996 ; Blanken et al., 1997). Il nous a donc paru nécessaire de modéliser l'interception du rayonnement solaire par le sous-bois et les flux de scalaires à la surface des feuilles qui le constituent.

Le sol participe également aux échanges avec l'atmosphère en tant que source de vapeur d'eau, de CO₂ et de chaleur sensible. En effet, la respiration autotrophe et hétérotrophe du sol peut être une composante importante du bilan de CO₂ du couvert (Ewel et al., 1986 ; Valentini et al., 1999) et le flux de chaleur dans le sol peut représenter jusqu'à 50 % du bilan d'énergie du sous-bois (Ogée et al., 1999).

Enfin, le sol interagit avec la végétation en tant que réserve en eau. Il est donc indispensable de pouvoir estimer le stock hydrique de la couche racinaire afin de prendre en compte, même de façon sommaire, l'effet d'un stress hydrique sur le fonctionnement de la végétation.

L'objet de ce chapitre est de présenter les différents modèles permettant d'estimer 1/ les densités de sources/puits de scalaire dans le sous-bois, 2/ les flux de chaleur sensible et latente en provenance du sol (Ogée et al., 1999) et la respiration (autotrophe et hétérotrophe) du sol (Delzon, 1999 ; Berbigier et al., 1999) et 3/ le stockage d'eau et de chaleur dans le sol (Ogée et al., 1999).

6.1 Echanges entre le sous-bois et l'air

■ DENSITES DE SOURCES/PUITS

Introduction. La discrétisation du couvert utilisée par le modèle *MUSIC* a été décrite dans le chapitre précédent. Sur N_{veg} couches de végétation, il y en a N_{can} dans les houppiers. Nous avons imposé la condition $N_{\text{can}} < N_{\text{veg}}$ parce que nous supposons que le sous-bois et les houppiers sont séparés. Le sous-bois est alors entièrement compris dans la couche $j = 1$, *i.e.* l'épaisseur Δz_1 de la couche est supérieure à la hauteur moyenne du sous-bois.

Echantillonnage des flux de surface. Comme pour chacune des cohortes d'aiguilles dans la canopée, nous allons distinguer les feuilles du sous-bois à l'ombre de celles au soleil. Les feuilles mortes du sous-bois pouvant participer aux échanges de scalaires avec l'atmosphère, nous en tiendrons compte dans l'expression des densités de sources/puits. Ainsi, la densité de sources/puits de CO_2 dans le sous-bois $S_{c,1}^{\text{ssb}}$ (ppm s^{-1}) s'écrit alors :

$$S_{c,1}^{\text{ssb}} = -M_d / \rho_d \times (f'_{s,u} A_{n,u,1,s} + (1 - f'_{s,u}) A_{n,u,1,o}) V_{g,u} L_{t,u} / \Delta z_1 \quad \text{Eq. 6.1.1}$$

$f'_{s,u}$ représente la proportion de feuilles au soleil dans le sous-bois, $V_{g,u}$ est la proportion de feuilles vivantes dans le sous-bois et $L_{t,u}$ est la surface foliaire totale du sous-bois. $A_{n,u,1,s}$ et $A_{n,u,1,o}$ sont les taux de photosynthèse d'une surface de feuille de sous-bois vivante (indice 1) au soleil et à l'ombre respectivement. Les feuilles mortes (indice 2) ne photosynthétisent pas par définition. Nous avons gardé les mêmes notations que dans la canopée en remplaçant l'indice \hat{a} par l'indice u et en supprimant l'indice $j = 1$ sur les flux de surface et $f'_{s,u}$. Les densités de sources/puits de vapeur d'eau et de chaleur sensible en provenance du sous-bois s'écrivent :

$$S_{q,1}^{\text{ssb}} = 10^3 / \rho_d \times \{ (f'_{s,u} E_{n,1,s} + (1 - f'_{s,u}) E_{n,1,o}) V_{g,u} + (f'_{s,u} E_{n,2,s} + (1 - f'_{s,u}) E_{n,2,o}) (1 - V_{g,u}) \} L_{t,u} / \Delta z_1 \quad \text{Eq. 6.1.2}$$

$$S_{t,1}^{\text{ssb}} = 1 / (\rho_d C_p) \times \{ (f'_{s,u} H_{n,1,s} + (1 - f'_{s,u}) H_{n,1,o}) V_{g,u} + (f'_{s,u} H_{n,2,s} + (1 - f'_{s,u}) H_{n,2,o}) (1 - V_{g,u}) \} L_{t,u} / \Delta z_1 \quad \text{Eq. 6.1.3}$$

$S_{q,1}^{\text{ssb}}$ ($\text{g kg}^{-1} \text{s}^{-1}$) est la densité de sources/puits de vapeur d'eau et $S_{t,1}^{\text{ssb}}$ (K s^{-1}) est la densité de

sources/puits de chaleur sensible. $E_{n,1,s}$ et $E_{n,1,o}$ représentent les taux d'évapo-transpiration d'une surface de feuille vivante au soleil et à l'ombre respectivement et $H_{n,1,s}$ et $H_{n,1,o}$ sont les flux de chaleur sensible associés. Les flux à la surface des feuilles mortes portent l'indice 2.

■ TRANSFERT RADIATIF DANS LE SOUS-BOIS

Rayonnement solaire. L'espèce dominante dans le sous-bois du Bray est une Graminée (*Molinia Coerulea Moench L.*) (Annexe A). Modéliser le transfert radiatif dans le sous-bois n'est pas une tâche aisée compte tenu de l'hétérogénéité des touffes de molinie (Loustau et Cochard, 1991) et de leur compacité. Structurellement, la grande culture qui ressemble le plus au sous-bois du Bray est le blé. Nous avons donc utilisé un modèle de transfert radiatif adapté à cette culture basse pour estimer les grandeurs radiatives utiles à l'estimation des densités de sources/puits de scalaires dans le sous-bois. Le modèle générique de Sellers (1985) a été choisi pour sa robustesse et sa simplicité d'utilisation.

Les paramètres de ce modèle sont : 1/ les propriétés optiques des feuilles vivantes et mortes pour le visible et le proche infrarouge et 2/ le facteur d'inclinaison $\chi_{L,n}$ des feuilles utilisé dans la formule de Goudriann (1977) pour estimer le coefficient d'atténuation du rayonnement direct :

$$G_n(\mu_p) = \phi_1 + \phi_2 \mu_p \quad \text{Eq. 6.1.4}$$

où ϕ_1 et ϕ_2 sont des fonctions linéaires de $\chi_{L,n}$ (Myneni *et al.*, 1989, p. 30). En l'absence de mesures des propriétés optiques des feuilles de molinie, nous avons pris des valeurs issues de la littérature relatives au feuilles de blé (Sellers, 1985). La plage de variation théorique du facteur d'inclinaison est comprise entre -1 (érectophile) et $+1$ (plagiophile), mais en pratique, sa valeur est comprise entre -0.5 et 0 pour des cultures qui morphologiquement s'apparentent au blé. Pour notre étude, nous avons fixé ce facteur à -0.2 , qui est une valeur caractéristique des végétations faiblement érectophiles (Myneni *et al.*, 1989, p. 30 ; Sellers, 1985).

Le modèle de Sellers consiste à estimer les coefficients de transmission du direct et de rediffusions du direct et du diffus d'une couche de végétation. Nous appellerons $T_{b,n}$ et $R_{b,n}$ les coefficients de rediffusion vers le bas et vers le haut du rayonnement direct et $T_{d,n}$ et $R_{d,n}$ ceux relatifs au rayonnement diffus (Sellers, 1985). La connaissance de ces coefficients nous permet de calculer le rayonnement moyen absorbé par la végétation du sous-bois.

Le rayonnement direct arrivant au sol s'écrit :

$$\bar{Q}_{b,0} = \bar{Q}_{b,1} \times \exp(-G_u(\mu_b)L_{t,u}/2\mu_b) \quad \text{Eq. 6.1.5}$$

Le facteur 2 tient compte du fait que $L_{t,u}$ représente le LAI développé du sous-bois. Le rayonnement diffus (atmosphérique et rediffusé vers le bas) arrivant au sol s'écrit :

$$\bar{Q}_{d,0}^+ \equiv \bar{Q}_{d,0} + \bar{Q}_0^+ = T_{d,u} (\bar{Q}_{d,1} + \bar{Q}_1^+) + T_{b,u} \bar{Q}_{b,1} \quad \text{Eq. 6.1.6}$$

Les rayonnements rediffusés vers le haut par le sol et le sous-bois s'écrivent :

$$\bar{Q}_{d,0}^- = a_g (\bar{Q}_{b,0} + \bar{Q}_{d,0} + \bar{Q}_0^+) \quad \text{Eq. 6.1.7}$$

$$\bar{Q}_{d,1}^- = R_{b,u} \bar{Q}_{b,1} + R_{d,u} (\bar{Q}_{d,1} + \bar{Q}_1^+) \quad \text{Eq. 6.1.8}$$

a_g représente l'albédo solaire du sol, quelque soit la distribution angulaire du rayonnement incident (diffus ou unidirectionnel). L'équation Eq. 6.1.8 est une des conditions aux limites du modèle de transfert radiatif dans la canopée (Berbigier et Bonnefond, 1995).

Fraction de sous-bois au soleil. De l'équation Eq. 6.1.5 nous tirons $\bar{Q}_{b,0} = f_{s,1} \bar{Q}_{b,r} \times \exp(-G_u L_{t,u}/2\mu_b)$ où $f_{s,1}$ est donnée par l'équation Eq. 4.2.26. Nous pouvons donc estimer la fraction de feuilles au soleil par la formule (Myneni *et al.*, 1989, p. 48) :

$$f'_{s,u} = f_{s,1} \frac{1 - \exp(-G_u L_{t,u}/2\mu_b)}{G_u L_{t,u}/2\mu_b} \quad \text{Eq. 6.1.9}$$

Rayonnement absorbé. Le rayonnement moyen absorbé par la végétation du sous-bois est simplement estimé par les équations suivantes :

$$\bar{Q}_{i,b,u} = (\bar{Q}_{b,1} - \bar{Q}_{b,0}) / (f'_{s,u} L_{t,u}) \quad \text{Eq. 6.1.10}$$

$$\bar{Q}_{i,d,u} = ((\bar{Q}_{d,1}^+ - \bar{Q}_{d,0}^+) + (\bar{Q}_{d,0}^- - \bar{Q}_{d,1}^-)) / L_{t,u} \quad \text{Eq. 6.1.11}$$

Ces équations supposent que le sous-bois est seul responsable de l'atténuation du rayonnement dans cette région du couvert.

Rayonnement thermique. Le rayonnement thermique atmosphérique incident sur le sous-bois est donné par le modèle de transfert radiatif de grandes longueurs d'onde dans la canopée (Eq. 4.2.27). Ce modèle peut s'écrire : $\bar{Q}_{th,1}^+ = \bar{Q}_{reg,Nreg-Ncan} f_{th,1}$ où $f_{th,1}$ représente la fraction de ciel vue depuis le sous-bois (Berbigier et Bonnefond, 1995). Son complémentaire $1 - f_{th,1}$ représente alors la fraction de la voûte céleste cachée du sous-bois par la canopée. Le rayonnement thermique incident sur le sous-bois s'écrit donc :

$$\bar{Q}_{th,1}^+ = \bar{Q}_{reg,Nreg-Ncan}^+ (1 - f_{th,u}) + f_{th,u} \bar{Q}_{th,r} \quad \text{Eq. 6.1.12}$$

Une fraction $T_{th,u}$ de ce rayonnement est intercepté par le sous-bois qui lui-même émet un rayonnement thermique $\bar{Q}_{th,u}$, de telle sorte que le rayonnement thermique arrivant au sol est donné par :

$$\bar{Q}_{th,0}^+ = \bar{Q}_{th,u} (1 - T_{th,u}) + T_{th,u} \bar{Q}_{th,1}^+ \quad \text{Eq. 6.1.13}$$

De même, si $\bar{Q}_{th,g}$ désigne le rayonnement thermique en provenance du sol, nous dirons qu'une fraction $T_{th,u}$ de ce rayonnement est interceptée par la végétation du sous-bois de telle sorte que :

$$\begin{cases} \bar{Q}_{th,1}^- = \bar{Q}_{th,u} (1 - T_{d,u}) + T_{d,u} \bar{Q}_{th,0}^- \\ \bar{Q}_{th,0}^- = \bar{Q}_{th,g} \end{cases} \quad \text{Eq. 6.1.14}$$

Le rayonnement thermique absorbé par le sous-bois est donné par une équation similaire à Eq. 5.1.6 :

$$\bar{Q}_{i,th,u} = \frac{1}{2} ((\bar{Q}_{th,1}^+ + \bar{Q}_{th,0}^+) + (\bar{Q}_{th,0}^- + \bar{Q}_{th,1}^-)) \quad \text{Eq. 6.1.15}$$

Le rayonnement thermique *moyen* intercepté par le sous-bois est égal à la somme des rayonnements thermiques ascendant et descendant au milieu de la couche 1. Le sous-bois contribue en partie à ce rayonnement thermique (Eq. 6.1.13 et Eq. 6.1.14) ce qui traduit le fait qu'il existe aussi des échanges radiatifs entre les éléments foliaires d'une même couche.

Conclusion. L'ensemble des équations précédentes permet de définir l'environnement radiatif du sous-bois. Dans la section suivante, nous allons décrire brièvement le modèle biophysique qui nous a permis d'estimer les flux de surface apparaissant dans les équations Eq. 6.1.1, Eq. 6.1.2 et Eq. 6.1.3 ainsi que le rayonnement thermique $\bar{Q}_{th,u}$.

■ MODELE DE SOUS-BOIS

Modèle de photosynthèse. Le modèle de photosynthèse de Collatz *et al.* (1991) est un modèle générique car il peut être utilisé sur toutes les espèces végétales en C3. Les paramètres biochimiques qui interviennent dans ce modèle dépendent néanmoins de l'espèce en question. Le manque de données expérimentales concernant l'activité photosynthétique de la molinie nous a contraints à utiliser des paramètres relatifs à des espèces proches d'un point de vue biologique. Une compilation des valeurs de $V_{c\text{max},25}$ et $J_{\text{max},25}$ disponibles dans la littérature a été effectuée par Wullschleger (1993). Nous avons choisi les paramètres moyens relatifs aux espèces caractéristiques des sous-bois (Tableau 6.1.1).

| Paramètre | Valeur | Unité |
|----------------------|--------|--------------------------------------|
| $V_{c\text{max},25}$ | 66 | $\mu\text{mol m}^{-2} \text{s}^{-1}$ |
| $J_{\text{max},25}$ | 149 | $\mu\text{mol m}^{-2} \text{s}^{-1}$ |
| α_j | 0.18 | mol mol^{-1} |

Tableau 6.1.1 : valeurs des paramètres du modèle de photosynthèse pour le sous-bois. D'après Wullschleger (1993).

Pour les autres paramètres du modèle de photosynthèse, nous avons conservé les valeurs utilisées pour les aiguilles de pin maritime car elles correspondaient aux valeurs utilisées par Wullschleger (1993) et qu'elles correspondent à des valeurs standards pour les espèces en C3 (Harley *et al.*, 1985 ; Farquhar *et al.*, 1980).

Modèle de conductance stomatique. Pour modéliser la conductance stomatique des feuilles du sous-bois, nous avons utilisé le même modèle que dans la canopée, *i.e.* le modèle générique de Leuning (1995). Nous verrons plus bas comment nous avons estimé les paramètres de ce modèle.

Modèle de conductance de couche limite. Le modèle de conductance de couche limite du sous-bois relative à la vapeur d'eau est identique à celui des rameaux à l'exception près que les coefficients C_f et C_ℓ sont ici relatifs à des feuilles assimilées à des plaques planes. Ceux-ci sont donnés par (Nikolov *et al.*, 1995) :

| Paramètre | Valeur |
|-----------|--------|
| C_f | 231 |
| C_ℓ | 611 |

Tableau 6.1.2 : valeurs des paramètres du modèle de conductance de couche limite pour des feuilles planes. D'après Nikolov *et al.* (1995).

Les feuilles de molinie étant assez rapprochées les unes des autres, il est naturel d'introduire dans ce modèle de conductance un facteur d'interférence mutuelle comme nous avons fait pour les aiguilles d'un même rameau. Nous utiliserons le facteur d'interférence proposé par Landsberg et James (1976) pour des feuilles planes. Cette paramétrisation a été précédemment utilisée sur le site du Bray lors d'une étude de la transpiration des feuilles de molinie et de leurs réponses à un stress hydrique (Loustau et Cochard, 1991).

Les stomates sont répartis de manière dissymétrique sur les 2 faces des feuilles de molinie (Loustau et Cochard, 1991). Nous négligerons cette dissymétrie et considérerons que les échanges de chaleur sensible mais aussi de vapeur d'eau et de CO_2 sont symétriquement répartis sur les deux faces des feuilles. Nous avons alors les correspondances suivantes entre conductances de couche limite :

$$g_{bb,u} = 0.92g_{bv,u} \quad \text{et} \quad g_{bc,u} = g_{bv,u}/1.4 \quad \text{Eq. 6.1.16}$$

Bilan d'énergie. Avec les notations précédentes, les bilans d'énergie des feuilles du sous-bois au soleil (indice s) et à l'ombre (indice o) s'écrivent :

$$\overline{Q}_{i,b,u} + \overline{Q}_{i,d,u} + \overline{Q}_{i,th,u} - \epsilon_u \sigma T_{s,u,s}^4 = H_{u,s} + L_{v,1} E_{u,s} \quad \text{Eq. 6.1.17}$$

$$\overline{Q}_{i,d,u} + \overline{Q}_{i,th,u} - \epsilon_u \sigma T_{s,u,o}^4 = H_{u,o} + L_{v,1} E_{u,o} \quad \text{Eq. 6.1.18}$$

Le rayonnement thermique en provenance du sous-bois résulte d'une moyenne entre les surfaces à l'ombre et au soleil :

$$\overline{Q}_{th,u} = \epsilon_u \sigma (f'_{s,u} T_{s,u,s}^4 + (1 - f'_{s,u}) T_{s,u,o}^4) \quad \text{Eq. 6.1.19}$$

Schéma de résolution. Comme pour les rameaux, nous écrirons les équations Eq. 6.1.17 et Eq. 6.1.18 sous la forme d'un polynôme du 4^{ème} degré de la température de surface. La résolution du système d'équations donnant le taux de photosynthèse, les conductances de couche limite et stomatique et la température de surface des feuilles à l'ombre et au soleil est alors effectuée de la même manière que pour les aiguilles dans la canopée .

Conductance et stress hydrique. Loustau et Cochard (1991), à partir de mesures de transpiration des feuilles de molinie, ont montré que cette espèce était moins sensible au stress que la canopée. Lorsque le stock en eau des 70 premiers centimètres du sol atteint 40 mm, la transpiration de la molinie ne chute que de 40-50 % par rapport à sa valeur

hors stress hydrique. Dans les mêmes conditions, les auteurs notent que la transpiration de la canopée a chuté dans des proportions beaucoup plus importantes (Loustau et Cochard, 1991 ; Granier et Loustau, 1994).

Nous avons utilisé la même fonction de stress $f(\Psi_b)$ pour les aiguilles de pin et le sous-bois mais nous avons modifié les paramètres de cette fonction relatifs au sous-bois afin de rendre compte des observations de Loustau et Cochard (1991). Les 2 fonctions sont représentées sur la Figure 6.1.1. La fonction de Bosc (1999) reproduit bien la diminution rapide de la transpiration des aiguilles. Quand à la fonction que nous proposons d'utiliser pour le sous-bois, elle rend bien compte des observations de Loustau et Cochard (1991).

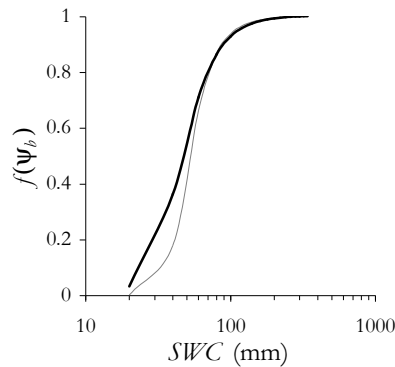


Figure 6.1.1 : fonction de limitation des conductances stomatiques des aiguilles (trait fin) et du sous-bois (trait gras).

Autres paramètres. Les autres paramètres du modèle de conductance stomatique ont été estimés par une méthode similaire à celle utilisée pour les rameaux. Berbigier *et al.* (1991) ont estimé une conductance « de couvert » pour le sous-bois à partir de mesures de flux turbulents dans cette région du couvert. Ils montrent que cette conductance est très bien corrélée au rapport entre le rayonnement net transmis par la canopée ($R_{n,1}$) et le déficit de saturation de l'air du sous-bois. Nous écrivons :

$$\langle g_{s,u} \rangle = \alpha_u \frac{R_{n,1}}{q^*(T_{a,1}) - q_{a,1}} \quad \text{avec } \alpha_u = 4.36 \cdot 10^{-2} \text{ SI} \quad \text{Eq. 6.1.20}$$

Nous avons estimé la conductance de couvert à l'aide du modèle de Leuning (1995) pour les feuilles à l'ombre et au soleil en posant :

$$\langle g_{s,u} \rangle = V_{g,u} L_{i,u} \times (f'_{s,u} g_{sv,u,1,s} + (1 - f'_{s,u}) g_{sv,u,1,o}) \quad \text{Eq. 6.1.21}$$

$g_{sv,u,1,s}$ et $g_{sv,u,1,o}$ désignent les conductances stomatiques des feuilles vertes au soleil et à l'ombre

respectivement. Les feuilles mortes sont supposées avoir une conductance nulle. A l'aide du modèle de transfert radiatif de Berbigier et Bonnefond (1995), nous avons estimé le micro-environnement radiatif du sous-bois durant l'été 1997. A cette époque de l'année, la végétation du sous-bois a terminé sa croissance avec un LAI développé moyen de l'ordre de 2.9 (Loustau et Cochard, 1991). En supposant que la température de l'air dans le sous-bois, sa teneur en vapeur d'eau et en CO_2 étaient les mêmes qu'au niveau de référence au-dessus du couvert, nous étions en mesure de connaître le microclimat dans le sous-bois. Nous avons alors estimé la conductance de couvert à l'aide de notre modèle de sous-bois selon l'équation Eq. 6.1.21. Par comparaison avec la relation de Berbigier *et al.* (1991), nous étions en mesure d'estimer les paramètres manquants de notre modèle de conductance stomatique, *i.e.* m_u , $g_{s,min,u}$ et $D_{0,u}$. Pour cela, nous avons fixé $D_{0,u}$ à une valeur standard de 500 Pa (Leuning, 1995), puis nous avons ajusté m_u et $g_{s,min,u}$ pour satisfaire l'équation Eq. 6.1.20. Les valeurs des paramètres sont donnés dans le Tableau 6.1.3 permettent d'obtenir un bon accord entre les 2 modèles de conductance stomatique (Figure 6.1.2).

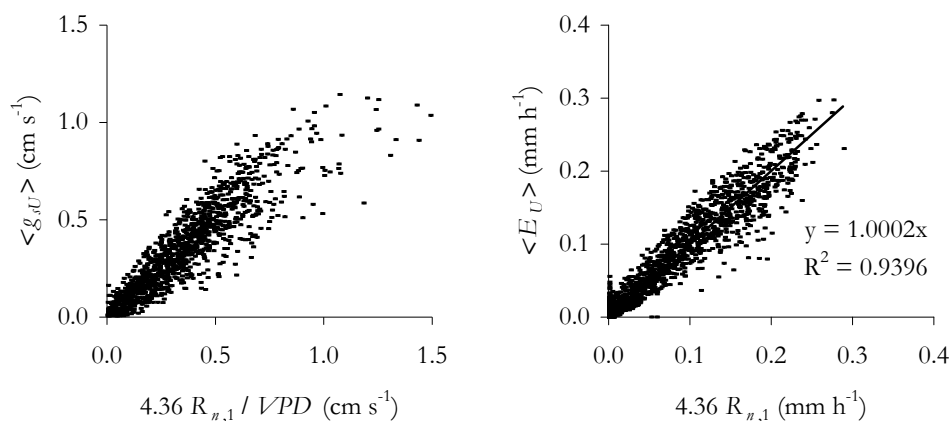


Figure 6.1.2 : comparaison du modèle de conductance de couvert dans le sous-bois avec la relation obtenue par Berbigier et al. (1992).

| Paramètre | Valeur | Unité |
|---------------|-------------------|-----------------------|
| m_u | 45 | - |
| $g_{s,min,u}$ | $4 \cdot 10^{-3}$ | $mol\ m^{-2}\ s^{-1}$ |
| $D_{0,u}$ | 500 | Pa |

Tableau 6.1.3 : valeurs des paramètres du modèle de conductance stomatique du sous-bois.

Conclusion. Nous avons décrit dans cette section les modèles biophysique et de transfert radiatif qui nous permettent d'estimer les densités de sources/puits de scalaires en provenance de la végétation du sous-bois. Ces modèles sont issus de la littérature et gardent un caractère générique qui les rendent facilement exportables. Les valeurs des paramètres que nous nous proposons d'utiliser pour le sous-bois du Bray sont tous en accord avec les différentes informations recueillies dans la littérature concernant ce type de végétation.

6.2 Echanges entre le sol et l'air

■ STOCKAGE DE CHALEUR DANS LE SOL

Introduction. Les feuilles de molinie ne constituent pas les seules surfaces d'échanges de scalaire dans le sous-bois. Une brève analyse des bilans environnementaux révèle que, vis-à-vis des échanges de scalaires avec l'atmosphère, le sol est au moins aussi important que la végétation du sous-bois.

Bilan d'énergie et de vapeur d'eau. Les bilans d'énergie et de vapeur d'eau du sous-bois s'écrivent :

$$R_{n,1} - R_{n,0} - J_{Cpt,1}^{\text{troncs}} = (\rho_d C_p S_{t,1}^{\text{ssb}} + (\rho_d / 10^3) L_{v,1} S_{q,1}^{\text{ssb}}) \Delta \zeta_1 \quad t \neq \Delta t, 2\Delta t, \dots \quad \text{Eq. 6.2.1}$$

$$E_1 - E_0 = (\rho_d / 10^3) S_{q,1}^{\text{ssb}} \Delta \zeta_1 \quad t \neq \Delta t, 2\Delta t, \dots \quad \text{Eq. 6.2.2}$$

$R_{n,0}$ (W m^{-2}) et E_0 ($\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$) représentent le rayonnement net et le flux de vapeur d'eau à la surface de la litière. Compte tenu des équations Eq. 6.1.10 et Eq. 6.1.11, nous négligerons le stockage de chaleur dans les troncs dans le bilan d'énergie précédent. La densité de l'air ρ_d permet de convertir la densité de sources/puits de vapeur d'eau du sous-bois dans la même unité que E_0 . De même, le flux de vapeur d'eau $F_{q,g}$ en provenance de la litière qui intervient dans le modèle de dispersion turbulente (Chapitre 1) est donné par :

$$E_0 = (\rho_d / 10^3) F_{q,g} \quad \text{Eq. 6.2.3}$$

$R_{n,0}$ et E_0 sont reliés *via* le bilan d'énergie à la surface de la litière :

$$\begin{aligned} R_{n,0} - J_{Cpt}^{\text{lit}} &= H_0 + L_{v,g} E_0 + G \\ &= \rho_d C_p F_{t,g} + (\rho_d / 10^3) L_{v,g} F_{q,g} + G \end{aligned} \quad \text{Eq. 6.2.4}$$

H_0 et $L_{v,g} E_0$ (W m^{-2}) sont les flux de chaleur sensible et latente à la surface du sol, G (W m^{-2}) représente le stockage dans le sol et J_{Cpt}^{lit} (W m^{-2}) celui dans la litière. $F_{t,g}$ (K m s^{-1}) représente le flux de chaleur sensible en provenance du sol qui intervient dans le modèle de dispersion turbulente. Nous allons voir maintenant comment modéliser $R_{n,0}$, E_0 , H_0 et G .

Flux de chaleur dans le sol. Deux ans de mesures continues de profils de température et d'humidité dans le sol du Bray nous ont permis d'estimer précisément le stockage de chaleur dans le sol (Ogée *et al.*, 1999). Ainsi, à l'échelle de la demi-heure, le flux de chaleur dans le sol représente entre 5 et 10 % du rayonnement net incident, *i.e.* 20 à 50 % du bilan d'énergie du sous-bois. Sur 24 heures, le stockage dans le sol est généralement négligeable dans le bilan d'énergie du couvert. Par contre, il joue un rôle régulateur à de plus grandes échelles de temps. En effet, son inertie thermique étant très grande, il ne répond que très peu aux changements climatiques brutaux, alors qu'il est sensible aux cycles saisonniers. Ainsi, les stockages mensuels sont systématiquement positifs au printemps et en été et négatifs en automne et en hiver. Entre les mois de Septembre 1997 et Mars 1998, le sol du Bray a déstocké en moyenne, 70 MJ m^{-2} , soit 35 % du bilan d'énergie du sous-bois pour la même période (Figure 6.2.1). Sur une année complète, l'énergie stockée dans le sol et celle déstockée se compensent.

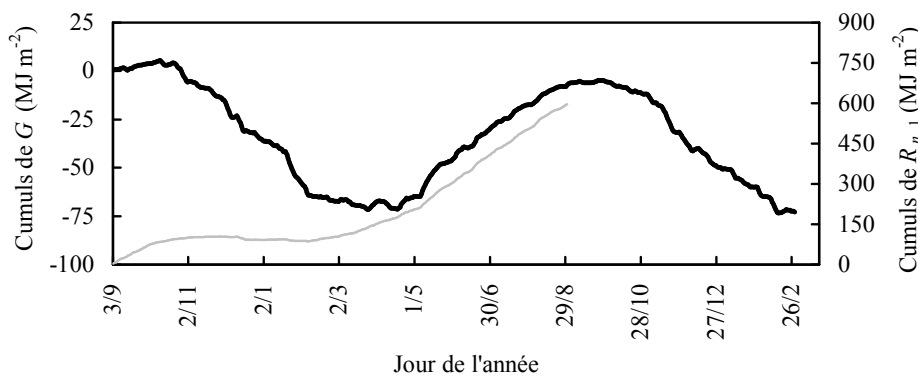


Figure 6.2.1: valeurs cumulées du stockage d'énergie dans le sol et du rayonnement net du sous-bois du Bray. D'après Ogée *et al.* (1999).

Modélisation du flux de chaleur dans le sol. Cette étude a permis de montrer que le bilan d'énergie à l'interface sol-litière pouvait s'écrire simplement :

$$G = \alpha_{\text{soil}} R_{n,0} - H_{\text{soil}} \quad \text{Eq. 6.2.5}$$

où H_{soil} joue le rôle de flux de chaleur sensible entre le sol et l'air *via* la couche de litière (Figure 6.2.2). Cette dernière semble donc empêcher l'eau du sol de s'évaporer. Ce résultat s'appuie sur le fait que les estimations de G étaient très fortement corrélées à la différence de températures entre l'interface sol-litière et l'air à 0.2 m et, dans une moindre mesure, au rayonnement net $R_{n,1}$ transmis par la canopée (Ogée *et al.*, 1999). Le vent moyen ou le stock en eau du sol ne semblait pas affecter cette relation. De plus, le rôle du rayonnement net transmis était fortement atténué pendant l'été et l'automne, *i.e.* quand le sous-bois est couvrant. Ceci nous a conduits à utiliser $R_{n,0}$ et non $R_{n,1}$ dans le modèle *MUSIC*.

Ces résultats nous ont permis d'élaborer un modèle de flux de chaleur dans le sol simple et fiable. En effet, le flux H_{soil} peut s'écrire :

$$H_{\text{soil}} = \rho_d C_p g_{bb,\text{soil}} (T_{\text{lit},0} - T_{\text{air},0.2}) \quad \text{Eq. 6.2.6}$$

où $T_{\text{lit},0}$ et $T_{\text{air},0.2}$ représentent les températures à l'interface sol-litière et dans l'air à 0.2 m respectivement et $g_{bb,\text{soil}}$ a les dimensions d'une conductance (m s^{-1}) et sera appelée « conductance de surface du sol » par la suite. Cette conductance semblait constante au cours de l'année et indépendante du vent moyen ou de l'humidité du sol (Ogée *et al.*, 1999). L'utilisation de $R_{n,0}$ et non $R_{n,1}$ dans l'équation Eq. 6.2.5, nous permet également d'utiliser un coefficient α_{soil} constant au cours de l'année. Les valeurs de ces paramètres relatives au site du Bray sont données dans le Tableau 6.2.1.

| | Paramètre | Valeur | Unité |
|------------------------|---------------------|-------------------|-------|
| $g_{bb,\text{soil}}$ | $2.2 \cdot 10^{-3}$ | m s^{-1} | |
| α_{soil} | 0.03 | - | |

Tableau 6.2.1 : valeurs des paramètres du modèle de stockage dans le sol.
D'après Ogée *et al.* (1999).

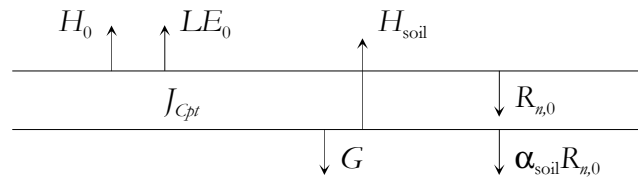


Figure 6.2.2 : représentation schématique du bilan d'énergie dans la couche de litière.

En assimilant la température à l'interface sol-litière à la température « de surface » du sol et celle de l'air à 20 cm à $T_{a,1}$, nous avons intégré au modèle *MUSIC*A un modèle de transfert thermique dans le sol inspiré du modèle « force-restore » (Deardoff, 1978). Ce modèle décrit les équations d'évolution d'une température de surface (notée $T_{s,g}$) et d'une température profonde (notée $T_{d,g}$) selon :

$$\begin{cases} \frac{T_{s,g} - T_{s,g,\text{old}}}{\Delta t} = \frac{G}{C_g} - \frac{2\pi}{\tau} (T_{s,g} - T_{d,g}) \\ \frac{T_{d,g} - T_{d,g,\text{old}}}{\Delta t} = \frac{G}{C_d} \end{cases} \quad \text{Eq. 6.2.7}$$

Nous avons posé $\tau = 86400$ s. L'indice « old » signifie qu'il s'agit de la valeur de la variable au pas de temps précédent et C_g et C_d sont des fonctions de la conductivité thermique et de la

capacité calorifique des premiers centimètres du sol (Deardoff, 1978). Ces dernières ont été estimés sur le sol du Bray à l'aide du modèle théorique de de Vries (1975) et sont des fonctions de l'humidité volumique du sol en surface (Ogée *et al.*, 1999). En remplaçant G par son expression (Eq. 6.2.5) et en exprimant H_{soil} à l'aide de $T_{s,g}$ et $T_{a,1}$ (Eq. 6.2.6), nous disposons de 2 équations d'évolution couplées. Compte tenu de la grandeur du pas de temps ($\Delta t = 1800$ s), la résolution d'un tel système d'équations nécessite une méthode semi-implicite (Press *et al.*, 1992). Connaissant les températures du sol au pas de temps précédent, nous sommes alors capables d'estimer ces températures au pas de temps suivant ainsi que le flux de chaleur dans le sol (G). Ce modèle est assez peu sensible aux conditions initiales compte tenu du forçage climatique important lié à $R_{n,0}$ et $T_{a,1}$.

La Figure 6.2.3 représente les résultats de ce modèle sur le mois d'Octobre 1997 durant lequel une série de périodes de refroidissement et de réchauffement se sont succédées. Nous avons utilisé en entrée les mesures de température de l'air à 20 cm et d'humidité du sol en surface utilisées par Ogée *et al.* (1999). Le rayonnement net transmis $R_{n,1}$ a été calculé par le modèle de Berbigier et Bonnefond (1995) corrigé d'un terme de rayonnement thermique (Ogée *et al.*, 1999) et le rayonnement $\alpha_{\text{soil}}R_{n,0}$ a été estimé d'après Ogée *et al.* (1999).

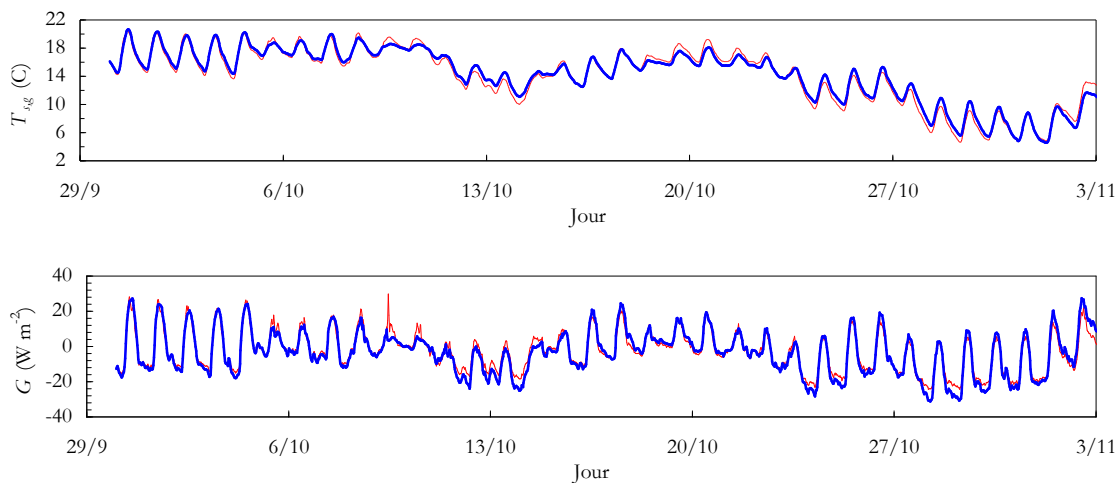


Figure 6.2.3: flux de chaleur dans le sol et température de surface du sol du Bray pendant les mois d'octobre-novembre 1997. Mesures (trait fin) et modèle (trait gras).

Nous constatons que ce modèle de transfert thermique reproduit très bien les variations temporelles de G et $T_{s,g}$. Ceci a été vérifié quel que soit la période de l'année. Nous avons donc choisi d'utiliser ce modèle en routine dans le modèle *MUSICA*.

Stockage et défaut de bilan. Avec le modèle de stockage dans le sol précédent, nous sommes en mesure de réécrire le bilan d'énergie de la couche de litière :

$$R_{n,0}(1 - \alpha_{\text{soil}}) - J_{\text{Cpt}}^{\text{lit}} = H_0 - H_{\text{soil}} + L_{v,g}E_0 \quad \text{Eq. 6.2.8}$$

Le flux d'évaporation de la litière est donné par une équation similaire à celle de H_{soil} :

$$L_{v,g}E_0 = \rho_d L_{v,g} g_{bb,\text{soil}} (q^*(T_{s,g}) - q_{a,1}) \quad \text{Eq. 6.2.9}$$

Une telle définition peut paraître arbitraire mais elle permet de reproduire très bien les mesures d'évaporation du sous-bois en mars 1998 de Lamaud *et al.* (1999) (Chapitre 7).

H_0 est alors estimé par défaut de bilan, en supposant que le stockage dans la litière est nul. Un tel choix provoque une surestimation systématique de H_0 pendant la journée et l'inverse pendant la nuit. Cependant les ordres de grandeurs sont assez faibles pour que cela n'ait pas de conséquences importantes dans le modèle *MUSIC-A*.

■ RESPIRATION DU SOL

Bilan de CO_2 . Le bilan de CO_2 du sous-bois s'écrit comme l'équation Eq. 6.2.3 en remplaçant l'indice j par 1 :

$$F_{c,1} - F_{c,0} = (\rho_d / M_d) (S_{c,1}^{\text{ssb}} + S_{c,1}^{\text{troncs}}) \Delta z_1 \quad t \neq \Delta t, 2\Delta t, \dots \quad \text{Eq. 6.2.10}$$

$F_{c,0}$ ($\mu\text{mol m}^{-2} \text{s}^{-1}$) représente le flux de CO_2 en provenance du sol et $S_{c,1}^{\text{troncs}}$ (ppm s^{-1}) représente la densité de sources/puits de CO_2 en provenance des troncs. Nous avons utilisé le volume molaire de l'air pour convertir ces densités de sources/puits dans la même unité que les flux. De même, le flux $F_{c,g}$ (ppm m s^{-1}) en provenance du sol qui intervient dans le modèle de dispersion turbulente (Chapitre 1) est tel que :

$$F_{c,0} = (\rho_d / M_d) F_{c,g} \quad \text{Eq. 6.2.11}$$

Le modèle de respiration des troncs a été décrit précédemment. Seule la respiration du sol $F_{c,0}$ n'est pas connue.

Respiration du sol. Delzon (1999) a effectué des mesures de flux de CO_2 émanant du sol du Bray entre février et juin 1999. Pour cela, l'auteur a utilisé un système d'analyse gazeuse à circuit fermé (CIRAS-1, PP Systems, Hitchin, UK) peu volumineux qui pouvait être placé sur des zones sans molinie. Le flux de CO_2 ainsi mesuré englobait à la fois la respiration des racines et celle des micro-organismes (Ewen *et al.*, 1986). Ces 2 termes dépendent *a priori* de la température et de l'humidité du sol. Les faibles variations de l'humidité du sol pendant la période de mesures n'ont pas permis de mettre en évidence le rôle de cette variable sur le flux de CO_2 en provenance du sol. En revanche, ce flux dépendait sensiblement de la température du sol à -10 cm selon la loi classique :

$$F_{e,0} = F_{e,0,20} Q_{10,g}^{(T_{-10}-20)/10} \quad \text{Eq. 6.2.12}$$

Les valeurs des paramètres de ce modèle sont donnés dans le Tableau 6.2.2. Les valeurs de respiration et du Q10 du Tableau 6.2.2 sont très élevées, probablement parce que les mesures de respiration ont été effectuées pendant la période de croissance des racines. Cependant, le système de mesures est peut-être à remettre en cause également car il peut provoquer une dépression de l'air dans la cuvette de mesures conduisant à une surestimation de la respiration jusqu'à 50 % (Delzon, 1999). De plus, la plage de variation de la température du sol durant la période de mesures (entre 6 et 16 °C) est probablement trop peu étendue pour avoir une détermination fiable des coefficients de l'équation précédente. Ainsi, en fixant le Q10 à une valeur usuelle de 2.6 et en ajustant uniquement $F_{e,0,20}$ aux mesures, nous obtenons un taux de respiration à 20 °C de $17.5 \mu\text{mol m}^{-2} \text{s}^{-1}$ au lieu de $25.6 \mu\text{mol m}^{-2} \text{s}^{-1}$.

| Paramètre | Valeur | Unité |
|--------------|--------|--------------------------------------|
| $F_{e,0,20}$ | 25.6 | $\mu\text{mol m}^{-2} \text{s}^{-1}$ |
| $Q_{10,g}$ | 4.6 | - |

Tableau 6.2.2 : valeurs des paramètres du modèle de respiration du sol de Delzon (1999).

A partir de mesures de flux de CO_2 nocturnes par la méthode des corrélations turbulentes et en se restreignant aux nuits où u_* était supérieure à 0.4 m s^{-1} , Berbigier *et al.* (1999) ont estimé un flux de respiration moyen sur toute la période couverte par la campagne EUROFLUX. Ecrite sous forme d'une loi en Q10, ces estimations prédisent des valeurs de Q10 et de $F_{e,0,20}$ de 2.34 et $7.1 \mu\text{mol m}^{-2} \text{s}^{-1}$ respectivement. Malheureusement, une telle méthode a le désavantage de privilégier les nuits « perturbées » et souvent pluvieuses (Berbigier *et al.*, 1999). D'ailleurs, ces valeurs, bien que nettement plus faibles que celles estimées par Delzon (1999), sont relatives à la température de surface du sol $T_{s,g}$ et non celle à -10 cm et donc semblent plutôt confirmer les résultats de Delzon (1999) (Figure 6.2.4). Cependant, des taux de

respiration supérieurs à $30 \mu\text{mol m}^{-2} \text{s}^{-1}$ ne semblent pas réalistes même en été et ses valeurs de respiration sont encore très controversées.

Conclusion. Au vu de ces résultats, il n'était pas possible de connaître précisément la respiration du sol du Bray et ses variations avec la température ou le stock en eau. Nous verrons au Chapitre 8 comment le modèle *MUSICA* peut servir à conforter telle ou telle hypothèse sur le sujet.

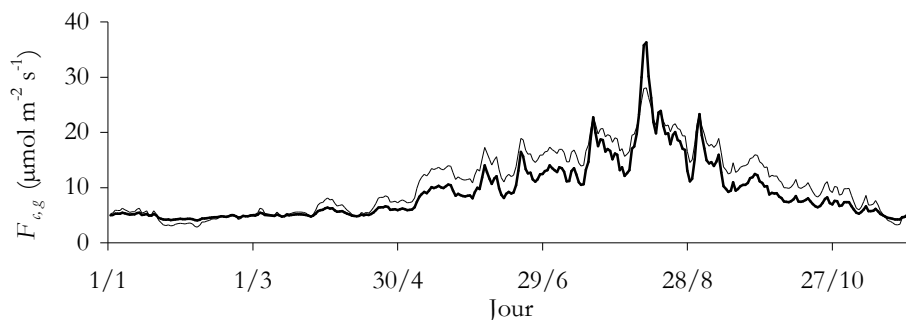


Figure 6.2.4 : taux journalier de respiration du sol en 1998, estimées par le modèle de Delzon (1999) (trait fin) et Berbigier et al. (1999) (trait gras).

Dans les simulations présentées au Chapitre 7 consacré à l'étude des flux de chaleur sensible et latente, nous avons intégré au modèle *MUSICA* l'équation Eq. 6.2.12 avec les valeurs proposées par Berbigier *et al.* (1999) sachant que la respiration du sol n'affectait que très peu les valeurs de ces flux. Nous avons fait ce choix parce que la température du sol à -10 cm n'était pas calculée par le modèle, contrairement à la température de surface $T_{s,g}$.

6.3 Transferts hydriques dans le sol

■ BILAN HYDRIQUE

Introduction. Nous avons vu dans les chapitres précédents que les échanges entre la végétation et l'air dépendaient fortement du potentiel de base mais nous n'avons pas précisé comment celui-ci était estimé par le modèle. De plus, l'humidité du sol en surface est nécessaire à l'estimation de la conductivité thermique et de la capacité thermique du sol. L'objet de cette section est de décrire la manière dont le modèle *MUSICA* estime ces grandeurs hydrologiques.

Description du sol. Le sol du Bray est caractéristique d'une lande humide car il possède 1/ une nappe d'eau peu profonde allant au plus à des profondeurs de l'ordre de 120 cm en été et 2/ une couche de sable enduré appelé « alios » et située entre 30 et 80 cm environ (El Hadj Moussa, 1989). Cet alios, là où il n'est pas fracturé, empêche le système racinaire plongeant des pins de pénétrer plus profond (Maugé, 1987, p. 28). Des fossés de drainage situés autour de la parcelle constituent la seule installation culturale. Ils permettent de réduire le ruissellement ou plutôt, à cause du faible relief, la formation de zones marécageuses.

Mesures d'humidité. Le suivi du stock hydrique est nécessaire à la bonne compréhension de certains phénomènes physiologiques comme la fermeture stomatique ou la chute d'aiguilles. Depuis le début du programme Euroflux en juin 1996, le stock hydrique a été mesuré tous les 2-3 semaines par l'équipe d'Ecophysiologie Forestière de Pierroton à l'aide d'une sonde à neutrons et d'un réseau de 20 tubes espacés plongeant jusqu'à 150 cm de profondeur. La sonde fournissait une mesure d'humidité volumique tous les 10 cm à partir de 15 cm de profondeur.

Cependant, les problèmes d'étalonnage liés à l'interdiction par les normes européennes d'un tel appareil de mesure et l'impossibilité de faire des mesures automatisées nous ont poussés à utiliser d'autres techniques. A partir du mois de septembre 1997, un petit réseau de 10 sondes, constituées de guides d'onde de 20 cm de long enterrés horizontalement à différentes profondeurs, nous a permis de compléter les mesures de stock hydrique. Ces guides d'onde étaient connectés par câbles coaxiaux à un réflectomètre dans le domaine temporel (Time Domain Reflectometer ou *TDR*; TRASE Systems, Soil Moisture Equipment Corp., Santa Barbara, CA.). L'avantage de ce système de mesures est qu'il peut être automatisé. De plus, la petite taille des sondes permet de faire des mesures précises en surface jusqu'à 5 cm de profondeur. Par contre, la faible longueur des câbles coaxiaux (20 m maximum) limite terriblement la superficie couverte par le réseau de sondes à partir d'une seule centrale de mesure. Pour un site comme celui du Bray, où le relief est peu perturbé, ceci n'avait pas trop d'importance. Ainsi, toutes les 12 heures, trois profils d'humidité entre 5 cm et 80 cm de profondeur étaient mesurés automatiquement.

Bilan hydrique. Le bilan hydrique de la couche racinaire s'écrit simplement :

$$\frac{SWC - SWC_{old}}{\Delta t} = P_r - E_r - R_{off} - D_g \quad \text{Eq. 6.3.1}$$

P_r et E_r représentent le taux de précipitation et le flux total d'évapotranspiration du couvert, R_{off} est le ruissellement et SWC est le stock en eau du sol. Le terme additionnel D_g représente le flux de drainage (ou de remontées capillaires) à la base de la couche racinaire. En négligeant le terme de ruissellement parce que la dénivellation du site est négligeable, D_g représente le seul

terme du bilan précédent qui n'est pas mesuré par le dispositif EUROFLUX. Le modèle utilisé pour estimer ce flux de drainage est présenté dans la section suivante. Nous verrons aussi comment le potentiel de base et l'humidité du sol en surface peuvent être estimés à partir du stock hydrique SWC .

■ MODELISATION DES GRANDEURS HYDROLOGIQUES

Modélisation du drainage. Le dispositif EUROFLUX nous permettait d'estimer le flux de drainage comme le défaut de bilan de l'équation Eq. 6.3.1. Cependant, à l'échelle de 24 heures, la variation du stock hydrique est généralement faible (sauf pendant de longs épisodes pluvieux) ce qui rend difficile l'estimation du terme de gauche de l'équation Eq. 6.3.1 et donc celle du flux de drainage. A de plus grandes échelles de temps, le problème est levé mais il paraît difficile d'élaborer un modèle mécaniste de drainage profond à partir de valeurs moyennes de ce flux sur des périodes couvrant des états hydriques du sol très différents. Nous avons donc imposé *a priori* un modèle de drainage profond, puis nous avons ajusté les paramètres de ce modèle afin qu'ils reproduisent les variations de stock hydrique observées pendant la campagne.

Ce modèle suppose qu'il existe une relation de proportionnalité entre le flux de drainage et le surplus de stock hydrique au-dessus de la capacité au champ W_c (Hillel, 1980, p. 53) :

$$D_g = \lambda_g(SWC - W_c) \quad \text{Eq. 6.3.2}$$

Le coefficient de proportionnalité est un paramètre à déterminer. Cette relation n'est valable que lorsque SWC est supérieur à W_c . Dans le cas contraire, le drainage devrait être nul par définition de la capacité au champ. En revanche, il peut y avoir des remontées capillaires depuis la nappe d'eau profonde jusqu'à la couche racinaire. Pour rendre compte de ce phénomène, nous écrivons :

$$D_g = \begin{cases} \lambda_g(SWC - W_c) & \text{si } SWC \geq W_c + \Delta W_c \\ -K_g & \text{si } SWC < W_c - \Delta W_c \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad \text{Eq. 6.3.3}$$

Les paramètres du modèle sont alors ΔW_c , W_c , K_g et λ_g . Nous avons pris 30 mm, 140 mm, 0.05 mm jour⁻¹ et 0.08 jour⁻¹ pour caler ce modèle sur les données EUROFLUX de l'année 1997-1998. Les résultats sont représentés sur la Figure 6.3.1. Ce modèle reproduit

correctement l'évolution saisonnière du stock hydrique pour deux années consécutives et une distribution très variable des précipitations. Nous avons donc décidé de l'utiliser dans le modèle *MUSICA*. Cependant, nous ne pouvons prétendre disposer d'un modèle prédictif de transferts hydriques dans le sol ; dans la perspective d'utiliser le modèle *MUSICA* sur des simulations à long terme (plusieurs années), il sera donc nécessaire de mieux prendre en compte les phénomènes de drainage et de remontées capillaires afin de simuler correctement les périodes de stress hydrique.

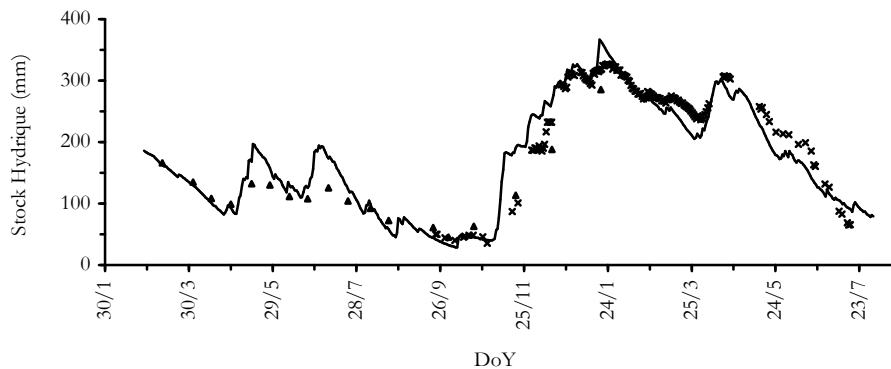


Figure 6.3.1 : évolution du stock hydrique au Bray pendant l'année 1997-1998. Mesures par sondes à neutrons (Triangles) et sondes TDR (croix) et modèle (trait gras).

Potentiel de base et stock hydrique. Le stock en eau du sol et le potentiel de base sont intimement liés. Nous utiliserons la relation empirique valable sur notre site (Bosc, communication personnelle) :

$$\Psi_b = \Psi_{b,\max} + \left(\frac{SWC}{W_\Psi} \right)^{-v_\Psi} \quad \text{Eq. 6.3.4}$$

Les valeurs des paramètres $\Psi_{b,\max}$, W_Ψ et v_Ψ sont données au Chapitre 7.

Humidité de surface et stock hydrique. L'humidité de surface n'étant utile qu'au modèle de transfert thermique, il nous a paru superflu de développer un modèle élaboré de transfert hydrique dans la couche racinaire. Nous avons donc cherché une relation empirique entre l'humidité de surface et le stock hydrique en vue de l'utiliser dans le modèle *MUSICA*. Les mesures d'humidité de surface effectuées pendant l'année 1997-1998 nous ont permis d'étudier une telle relation (Figure 6.3.2). Nous voyons que l'humidité de surface du sol croît linéairement avec le stock hydrique de la couche racinaire jusqu'à une valeur critique correspondant approximativement à la capacité au champ. Au-delà de cette valeur, la relation

devient concave, traduisant l'effet de l'évaporation du sol en surface pour des valeurs de SWC encore proches de la capacité au champ, puis l'effet du drainage dès que le stock hydrique est trop important. Nous avons calé une fonction empirique pour rendre compte de cette relation :

$$\theta_g = \begin{cases} \exp(v_g(W_0 - W_1) + \theta_{g,0}) SWC/W_0 & \text{si } SWC \leq W_0 \\ \exp(v_g(SWC - W_1) + \theta_{g,0}) & \text{si } SWC > W_0 \end{cases} \quad \text{Eq. 6.3.5}$$

Les valeurs des paramètres utilisés dans cette relation sont données au Chapitre 7. Nous avons bien sûr $W_0 \approx W_c$. Cette fonction est représentée sur la Figure 6.3.2 et rend bien compte des variations observées.

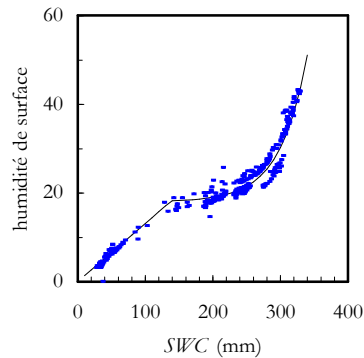


Figure 6.3.2 : relation entre l'humidité en surface et le stock hydrique au Bray.

Conclusion. Nous avons décrit les principaux modules permettant d'estimer les grandeurs hydrologiques utiles au modèle *MUSICA*. Les relations utilisées gardent un caractère fortement empiriques et ne prétendent pas à l'universalité. Aussi devons nous les utiliser avec précaution.

Troisième Partie
COUPLAGE DES PROCESSUS

INTRODUCTION

Les principaux processus intervenant dans les échanges de vapeur d'eau, de chaleur et de CO₂ entre le site du Bray et l'atmosphère ont été abordés dans les chapitres précédents. Cette étude séparée des processus nous a permis d'élaborer un modèle mécaniste complet de couvert. Ce modèle a été baptisé MuSICA car il s'agit d'un modèle « Multicouche Simulant les Interactions entre un Couvert et l'Atmosphère ».

Un modèle est un outil qu'il faut manier avec prudence et dont il faut bien connaître les éléments afin d'interpréter correctement ses prédictions. Ainsi, « valider » un modèle de végétation consiste moins à montrer que ces prédictions sont physiquement acceptables qu'à préciser quand, où et comment ce modèle peut être utilisé. L'objet de cette troisième partie est 1/ de présenter le modèle MuSICA et d'évaluer ses performances en relation avec les conditions météorologiques et 2/ de présenter une première application du modèle MuSICA.

L'originalité du modèle MuSICA est qu'il a été élaboré avant tout pour un site particulier, le Bray. Depuis longtemps, ce site fait l'objet d'études écophysiological et bioclimatiques intensives. Ainsi, la majorité des processus intervenant dans le modèle MuSICA ont été étudiés séparément et les différents sous-modèles qui ont résulté de ces études ont déjà été validés indépendamment les uns des autres. Il était donc légitime de penser que le modèle MuSICA était un modèle fiable au moins tant que nous restions sur le Bray dans des conditions météorologiques proches de celles couramment enregistrées. Ceci explique pourquoi, dans un premier temps, nous n'avons utilisé le modèle MuSICA que sur le site du Bray et avec le jeu de données de la campagne EUROFLUX. L'utilisation de ce modèle à d'autres sites ou d'autres conditions météorologiques dépasse le cadre de ce travail.

Le premier chapitre est consacré à la présentation du modèle et à l'étude de ses capacités à reproduire les différents termes du bilan d'énergie. Ceci permettra de comprendre dans quelles conditions météorologiques le modèle est susceptible d'être fiable et donc utilisable.

*Le second chapitre est consacré à l'étude du bilan de carbone annuel du site du Bray. Nous avons vu au début de ce mémoire que le dispositif EUROFLUX ne permettait pas de séparer simplement les différents termes de ce bilan. L'utilisation du modèle MuSICA nous a permis d'estimer la production primaire brute (**GPP**) du Bray pendant l'année 1997. Nous avons aussi cherché à évaluer le poids du stockage de CO₂ dans le bilan de carbone à l'échelle semi-horaire afin de savoir s'il était possible d'estimer la respiration du sol à partir de mesures de flux turbulents.*

7 **PRESENTATION DU MODELE MUSICA ET PREMIERES VALIDATIONS**

L'objet de ce chapitre est 1/ de familiariser le lecteur avec le modèle MuSICA afin qu'il en saisisse les concepts et comprenne quels types d'étude il est possible de mener avec cet outil et 2/ d'évaluer les performances de ce modèle en relation avec les conditions météorologiques.

Tous les processus intervenant dans le modèle MuSICA interagissent. Nous avons donc dû utiliser des techniques itératives de convergence. Ces dernières avaient été éprouvées antérieurement par d'autres auteurs (Su et al., 1996 ; Baldocchi et Harley, 1995) ce qui nous garantissait leur fiabilité.

De plus, la base de données EUROFLUX sur laquelle s'appuie ce travail couvre plusieurs années de mesures. Il fallait donc que le modèle MuSICA puisse tenir compte des changements phénologiques et biologiques durant cette période. Pour cela, nous avons eu recours à des modèles d'évolution comme ceux décrivant les cycles phénologiques des différentes cohortes d'aiguilles (Porté, 1999) ou du sous-bois (Loustau et Cochard, 1991).

Dans ce chapitre nous allons donc 1/ expliciter le schéma itératif utilisé par le modèle MuSICA, 2/ énumérer la liste de ses paramètres et justifier les valeurs utilisées dans nos simulations et leurs éventuelles évolutions saisonnières et 3/ étudier les capacités du modèle à simuler les flux de matière et d'énergie mesurés lors de la campagne EUROFLUX. Plusieurs journées couvrant une large gamme de conditions climatiques, édaphiques et physiologiques ont été sélectionnées afin d'évaluer les capacités et les limites du modèle MuSICA.

7.1 Présentation du modèle *MuSICA*

■ PARAMETRES DU MODELE

Introduction. Le modèle *MuSICA* utilise au total une centaine de paramètres. Nous les avons regroupés selon les processus et l'élément du couvert auxquels ils se rattachent (Tableau 7.1). La majorité de ces paramètres ont été définis dans les chapitres précédents. La latitude et la longitude du site sont utiles pour calculer l'angle d'élévation du soleil au cours du temps. Les paramètres $\beta_{1,\hat{a}}$, $\beta_{2,\hat{a}}$, $\beta_{3,\hat{a}}$ et $\beta_{4,\hat{a}}$ sont les coefficients des fonctions « beta » décrivant les profils verticaux des cohortes d'aiguilles dans les houppiers qui ont déjà été utilisés au Chapitre 2 (Porté, 1999 ; Porté *et al.*, 1999). Nous désignons par $L_{t,\hat{a}}$ la surface foliaire développée de la cohorte d'aiguilles d'âge \hat{a} . Celle-ci évolue au cours de l'année, de même que la surface foliaire développée $L_{t,m}$ du sous-bois mais aussi certains paramètres photosynthétiques et géométriques relatifs à la végétation. Afin de pouvoir utiliser le modèle *MuSICA* à différentes périodes de l'année, il était nécessaire de modéliser l'évolution saisonnière de ces paramètres.

Variations saisonnières de la surface foliaire. Pour décrire les variations saisonnières de la surface foliaire des différentes cohortes d'aiguilles et du sous-bois, nous avons eu recours à des modèles empiriques de croissance basés sur des mesures phénologiques menées au site du Bray entre 1988 et 1995 (Porté, 1999 ; Granier et Loustau, 1994 ; Loustau et Cochard, 1991). De tels modèles fonctionnent à une échelle journalière.

Le paramètre clé de ces modèles de croissance est la date d'émergence des aiguilles de l'année (ou des feuilles pour le sous-bois). Pour les aiguilles, cette date, notée par la suite *DNE* (Date of Needle Emergence) correspond à une valeur de 1390 ° jour (Desprez-Loustau et Dupuis, 1994 cité par Porté, 1999) :

$$\sum_{m=1}^{m=DNE} \frac{T_{\max,m} + T_{\min,m}}{2} = 1390 \quad \text{Eq. 7.1.1}$$

où m est un indice correspondant au jour julien et $T_{\max,m}$ et $T_{\min,m}$ sont les *extrema* de température du jour considéré. Connaissant le *DNE* et les valeurs des surfaces foliaires hivernales des différentes cohortes d'aiguilles, il est possible d'estimer la surface foliaire de chaque cohorte pour tous les jours de l'année. Les équations et les valeurs des paramètres sous-jacents sont données par Porté (1999).

| Paramètre | Signification | Valeurs 97 | Unité |
|------------------------------------|--|----------------|--------------------------------|
| Site | | | |
| TimeStep | Pas de temps (durée de la mesure) | 1800 | s |
| SiteLatitude | Latitude du site | 44.75 | ° |
| SiteLongitude | Longitude du site | 0.77 | ° |
| Hauteurs | | | |
| RefHeight | Hauteur de référence | 25.0 | m |
| VegHeight | Hauteur des houppiers | 18.0 | m |
| BotHeight | Hauteur de la base des houppiers | 12.0 | m |
| UndHeight | Hauteur du sous-bois | 0.7 | m |
| Surfaces foliaires | | | |
| Age | Indice pour différencier les cohortes d'aiguilles | 3 | - |
| Beta(4, Age) | Coefficients des fonctions « Beta » pour profil de LAI de chaque cohorte | Porté (1999) | - |
| PAIC | PAI des houppiers | 2.9 | m ² .m ² |
| LCHiv(Age) | Surfaces foliaires développées hivernales de chaque cohorte d'aiguilles | Porté (1999) | m ² .m ² |
| LtUMin, LtUMax | Surface foliaire développée hivernale et estivale du sous-bois | 1.2, 2.9 | m ² .m ² |
| DNE | Date d'émergence des aiguilles | 145 | - |
| Architecture et rayonnement | | | |
| SMin, SMax | STARs moyens minimal et maximal des rameaux | .04, .19 | m ² .m ² |
| WMin, WMax | WTARs moyens minimal et maximal des rameaux | .12, .48 | m ² .m ² |
| KbC, KdC | Facteurs d'atténuation du rayonnement direct et diffus dans la canopée | .32, .467 | - |
| KthC1, KthC2 | Facteurs d'atténuation du rayonnement thermique dans la canopée | .548, .0177 | - |
| ChiLU | Facteur d'inclinaison des feuilles du sous-bois | -.2 | - |
| Propriétés optiques | | | |
| <i>Sol</i> | | | |
| AlbG(2) | Albédos hémisphériques du sol (PAR/PIR) | .15, .3 | - |
| EpsiG | Emissivité du sol | .98 | - |
| <i>Éléments du sous-bois</i> | | | |
| RhoU(2,2) | Réflectances du sous-bois (feuilles vertes/mortes, PAR/NIR) | Sellers (1985) | - |
| TauU(2,2) | Transmittances du sous-bois (feuilles vertes/mortes, PAR/NIR) | Sellers (1985) | - |
| EpsiU | Emissivité foliaire du sous-bois | .98 | - |
| <i>Éléments de la canopée</i> | | | |
| RhoC(2) | Réflectances des aiguilles (PAR/NIR) | .09, .454 | - |
| TauC(2) | Transmittances des aiguilles (PAR/NIR) | .014, .214 | - |
| EpsiC | Emissivité des aiguilles | .98 | - |
| Turbulence | | | |
| zStar | Hauteur normalisée de la sous-couche rugueuse | 1.37 | - |
| DispHgt | Hauteur de déplacement normalisée | .92 | - |
| Eta | Paramètre pour profil de vent moyen dans SCR | .47 | - |
| Delta | Rapport du vent moyen et de u_s en $z = b$ | 2.9 | - |
| NuE | Paramètre pour le profil de vent moyen dans les houppiers | 1.2 | - |
| BetaE | Paramètre pour le profil de vent moyen dans les houppiers | 1.5 | - |
| OmicronE | Paramètre pour le profil de vent moyen dans le sous-bois | .05 | - |
| SwStar | Rapport de σ_w et de u_s dans la SCI | 1.33 | - |
| Sw0 | Rapport de σ_w et de u_s au sol | .25 | - |
| CurvSw | Concavité pour le profil de σ_w | .98 | - |
| NuSw | Paramètre pour le profil de σ_w dans sous-bois | 14. | - |
| BetaSw | Paramètre pour le profil de σ_w dans sous-bois | 4. | - |
| TLC | Echelle de temps lagrangien normalisée en $z = b$ | .3 | - |
| CurvTL | Concavité pour le profil de T_L | .98 | - |
| NuTL | Paramètre pour le profil de T_L dans le sous-bois | 10. | - |
| Propriétés conductrices | | | |
| BulkG | Porosité volumique du sol en surface | .42 | - |
| CondG(5) | Coefficients pour le calcul de la conductivité thermique du sol | Ogée (1999) | - |

Tableau 7.1.1 : liste des paramètres du modèle *MuSICA*.

| Paramètre | Signification | Valeurs 97 | Unité |
|-------------------------------------|---|--------------------------|---------------------------------------|
| Propriétés hydrologiques | | | |
| Ws | Teneur en eau du sol à saturation ou maximale | 330. | mm |
| Wc | Teneur en eau du sol à la capacité au champ | 140. | mm |
| Wr | Teneur en eau du sol résiduelle ou minimale | 25. | mm |
| SigWc | Zone de validité de la loi de capacité au champ | 30. | mm |
| LamdaG | Taux de drainage du sol au dessus de la capacité au champ | .08 | jour ⁻¹ |
| Ks | Flux hydrique par remontées capillaires | .05 | mm.jour ⁻¹ |
| SWC0 | Paramètre pour le calcul de l'humidité volumique de surface | 140. | mm |
| SWC1 | Paramètre pour le calcul de l'humidité volumique de surface | 200. | mm |
| HvG0 | Paramètre pour le calcul de l'humidité volumique de surface | 16. | % |
| NuG | Paramètre pour le calcul de l'humidité volumique de surface | .025 | - |
| PhiBMax | Potentiel de base maximal | -37456 | Pa |
| SWCPhiB | Paramètre pour le calcul du potentiel de base | 43.604 | mm |
| NuPhiB | Paramètre pour le calcul du potentiel de base | 2.90318 | - |
| Propriétés aérodynamiques | | | |
| <i>Sol</i> | | | |
| gbG | Conductance de couche limite du sol | 2.2 | mm s ⁻¹ |
| AlfaG | Fraction du rayonnement net transmis par la litière | .03 | - |
| <i>Sous-bois</i> | | | |
| LeafWidthU | Largeur caractéristique des feuilles du sous-bois | .006 | m |
| ShelterU | Facteur d'interférence mutuelle du sous-bois | 1.3 | - |
| <i>Canopée</i> | | | |
| NeedleWidth | Largeur caractéristique des aiguilles | .0024 | m |
| WhorlWidth | Largeur caractéristique des rameaux | .25 | m |
| ShelterC | Facteur d'interférence mutuelle des aiguilles | 2.1 | - |
| Propriétés respiratoires | | | |
| <i>Sol</i> | | | |
| Fc20G | Taux de respiration du sol à 20°C | 7.1 10 ⁻⁶ | mol.m ⁻² .s ⁻¹ |
| Q10G | Facteur Q10 pour la respiration du sol | 2.34 | - |
| <i>Sous-bois</i> | | | |
| Rd25U | Taux de respiration (diurne/nocturne) à 25°C du sous-bois | .34 10 ⁻⁶ | mol.m ⁻² .s ⁻¹ |
| Q10U | Facteur Q10 pour la respiration (diurne/nocturne) du sous-bois | 2.3 | - |
| <i>Aiguilles</i> | | | |
| Rd25C(Age) | Taux de respiration (diurne/nocturne) à 25°C des aiguilles | .34 10 ⁻⁶ | mol.m ⁻² .s ⁻¹ |
| Q10C(Age) | Facteur Q10 pour la respiration (diurne/nocturne) des aiguilles | 2.3 | - |
| <i>Troncs/branches</i> | | | |
| R15Lig | Taux de respiration à 15°C des troncs et des branches | .91 10 ⁻⁶ | mol.m ⁻² .s ⁻¹ |
| Q10Lig | Facteur Q10 pour la respiration des troncs et des branches | 2.05 | - |
| Propriétés photosynthétiques | | | |
| <i>Sous-bois</i> | | | |
| CurvU | Concavité de la Jmax-PAR absorbé du sous-bois | .95 | - |
| Jm25U | Flux maximal de transport des électrons à 25°C du sous-bois | 149 10 ⁻⁶ | mol.m ⁻² .s ⁻¹ |
| Vm25U | Vitesse maximale de carboxylation à 25°C du sous-bois | 66 10 ⁻⁶ | mol.m ⁻² .s ⁻¹ |
| QuanFacU | Efficience quantique du sous-bois | .18 | - |
| SlopeU | Pente de la relation An-gs du sous-bois | 45 | - |
| gsmInU | Conductance stomatique minimale du sous-bois | 4. | mmol.m ⁻² .s ⁻¹ |
| DstarU | Paramètre pour effet du VPD sur le sous-bois | 500 | Pa |
| k1PhiU,k2PhiU | Paramètres pour effet du stress hydrique | -.613, 1.5 | MPa et - |
| <i>Canopée</i> | | | |
| CurvC(Age) | Concavité de la relation Jmax-PAR absorbé des aiguilles | .95 | - |
| Jm25C1, | Flux maximal de transport des électrons à 25°C des aiguilles de | 113.7 10 ⁻⁶ , | μmol.m ⁻² .s ⁻¹ |
| Jm25C2 | 1 an et 2 ans | 90.0 10 ⁻⁶ | |
| Vm25C1, | Vitesse maximale de carboxylation à 25°C des aiguilles de 1 an | 53.1 10 ⁻⁶ , | μmol.m ⁻² .s ⁻¹ |
| Vm25C2 | et 2 ans | 37.1 10 ⁻⁶ | |
| QFC1,QFC2 | Efficience quantique des aiguilles de 1 an et 2 ans | .142, .106 | - |
| SlopeC(Age) | Pente de la relation An-gs des aiguilles | 22., 22., 22. | - |
| gsmInC(Age) | Conductance stomatique minimale des aiguilles | 13., 13., 13. | mmol.m ⁻² .s ⁻¹ |
| DstarC | Paramètre pour effet du VPD sur les aiguilles | 500. | Pa |
| k1PhiC,k2PhiC | Paramètres pour effet du stress hydrique | -.913, 1.5 | MPa et - |

 Tableau 7.1.1 : liste des paramètres du modèle *MUSICA* (suite).

Les évolutions saisonnières des surfaces développées de chaque cohorte d'aiguilles du Bray pendant l'année 1997 sont représentées sur la Figure 7.1.1. Nous avons utilisé les valeurs de L_{AI} hivernaux données par Porté (1999) et relatives à l'année 1996, les valeurs en 1997 n'étant pas connues.

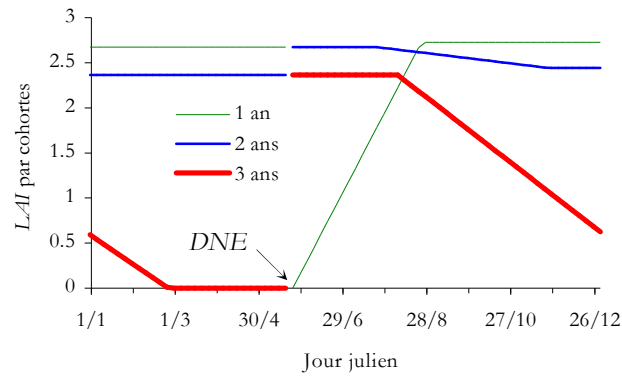


Figure 7.1.1 : modèle phénologique pour les différentes cohortes d'aiguilles du pin maritime. D'après Porté (1999).

Les stades phénologiques du sous-bois sont décrits par Loustau et Cochard (1991) à partir d'observations et de mesures de surfaces foliaires effectuées au Bray en 1988 et 1989. Ces mesures mettent en évidence une émergence des feuilles du sous-bois plus précoce que les aiguilles d'environ 45 jours (fin mars) et une sénescence (fanaison) débutant vers la fin de l'été pour se terminer au mois de novembre. La valeur maximale de la surface foliaire développée du sous-bois ($L_{t,u,max}$) est de l'ordre de 2.9 (L_{AI} de 1.45) et est atteinte vers la fin du mois de juin (Loustau et Cochard, 1991). Entre le mois de novembre et le mois de mars, le sous-bois est mort mais se décompose lentement : nous avons donc introduit un L_{AI} minimal ($L_{t,u,min}$) correspondant à la couverture hivernale du sous-bois. Les équations utilisées dans le modèle *MUSICA* et donnant la surface foliaire totale développée du sous-bois (feuilles mortes comprises) ainsi que la fraction de feuilles vivantes sont alors :

$$\left. \begin{array}{l}
 \left\{ \begin{array}{l}
 L_{t,u} = L_{t,u,min} \times (DNE - 45 - m) / (DNE - 45) \\
 V_{g,u} = 0
 \end{array} \right. \quad m < DNE - 45 \\
 \\
 \left\{ \begin{array}{l}
 L_{t,u} = L_{t,u,max} \times \min(1, (m - DNE + 45) / 75) \\
 V_{g,u} = 1
 \end{array} \right. \quad DNE - 45 \leq m < DNE + 92 \\
 \\
 \left\{ \begin{array}{l}
 L_{t,u} = L_{t,u,min} + (L_{t,u,max} - L_{t,u,min}) \times (366 - m) / (366 - DNE - 92) \\
 V_{g,u} = L_{t,u,max} \times \max(0, (DNE + 92 + 75 - m) / 75) / L_{t,u}
 \end{array} \right. \quad DNE + 92 \leq m
 \end{array} \right\} \quad \text{Eq. 7.1.2}$$

Les paramètres indépendants du temps sont alors $L_{t,m,\min}$, $L_{t,m,\max}$ et DNE . Leurs valeurs pour le site du Bray et pour l'année 1997 sont données dans le Tableau 7.1.1. Le cycle phénologique de la molinie ainsi modélisé est représenté sur la Figure 7.1.2.



Figure 7.1.2 : cycle phénologique de la molinie modélisé à partir des mesures de Loustau et Cochard (1991). Surface vivante (gras) et totale (fin).

Paramètres photosynthétiques. Nous avons vu au Chapitre 4 que les paramètres photosynthétiques des aiguilles dépendaient de la cohorte considérée (Porté et Loustau, 1998). Afin d'estimer les paramètres photosynthétiques des aiguilles à n'importe quelle période de l'année, nous avons suivi l'approche de Bosc (1999) qui suppose une évolution linéaire de ces paramètres :

$$\begin{cases} J_{\max,25,\hat{a}} = J_{\max,25,1} + (J_{\max,25,2} - J_{\max,25,1}) \times (Y_{\hat{a}} - 1), \\ V_{\max,25,\hat{a}} = V_{\max,25,1} + (V_{\max,25,2} - V_{\max,25,1}) \times (Y_{\hat{a}} - 1), \\ \alpha_{j,\hat{a}} = \alpha_{j,1} + (\alpha_{j,2} - \alpha_{j,1}) \times (Y_{\hat{a}} - 1), \end{cases} \quad \text{Eq. 7.1.3}$$

$Y_{\hat{a}}$ est l'âge de la cohorte \hat{a} exprimée en nombre d'années. Cet âge dépend du DNE de l'année et vaut 0, 1 ou 2 pour $m = DNE$.

STAR et WTAR des rameaux. Nous avons vu au Chapitre 4 que le *STAR* et le *WTAR* d'un rameau évoluaient au cours de la vie de ce rameau. Leur évolution est croissante, ce qui traduit l'ouverture progressive de l'angle d'insertion moyen des aiguilles par rapport à l'axe du rameau. Ainsi, les rameaux de 1 an ont une efficacité d'utilisation de la lumière (*RUE*) élevée comparativement à leurs aînés ($J_{m,25}$ et $V_{m,25}$ élevés) mais capturent moins efficacement la lumière.

Il nous a paru important de prendre en compte dans le modèle *MUSICA* ces différences morphologiques entre cohortes. A partir des estimations des *STAR* et *WTAR* des rameaux de 0 et 1 an (Chapitre 4), nous estimons le *STAR* et le *WTAR* d'un rameau d'âge $Y_{\hat{a}}$ selon les équations :

$$\begin{cases} STAR_{\hat{a}} = (S_{\hat{a}} + S_{\max} - \sqrt{(S_{\hat{a}} + S_{\max})^2 - 4\theta_S S_{\hat{a}} S_{\max}}) / 2\theta_S \\ WTAR_{\hat{a}} = (W_{\hat{a}} + W_{\max} - \sqrt{(W_{\hat{a}} + W_{\max})^2 - 4\theta_W W_{\hat{a}} W_{\max}}) / 2\theta_W \end{cases} \quad \text{Eq. 7.1.4}$$

avec :

$$\begin{cases} S_{\hat{a}} = S_{\min} + (S_{\max} - S_{\min}) \times Y_{\hat{a}} \\ W_{\hat{a}} = W_{\min} + (W_{\max} - W_{\min}) \times Y_{\hat{a}} \end{cases} \quad \text{Eq. 7.1.5}$$

Les valeurs de S_{\min} , S_{\max} , W_{\min} et W_{\max} sont données dans le Tableau 7.1.1 et nous avons pris $\theta_S = \theta_W = 0.98$.

Conclusion. Les équations précédentes nous permettent d'estimer les paramètres du modèle *MUSICA* qui varient significativement au cours d'une année. D'autres paramètres du Tableau 7.1.1 dépendent *a priori* du temps comme la hauteur du couvert, de la base du houppier et la hauteur de déplacement (Chapitre 2). Par exemple, la croissance verticale des pins maritimes est d'environ 60 cm par an (Porté, 1999). Cependant, le modèle étant peu sensible à la valeur de ces paramètres, il ne nous a pas semblé nécessaire de prendre en compte leurs variations intra-annuelles. Ceci est justifié tant que ces variations sont faibles par rapport à la valeur annuelle moyenne : en 1997, la hauteur moyenne du couvert valait $h \approx 18$ m et donc était supérieure d'un ordre de grandeur à sa variation intra-annuelle. Il en est de même pour la hauteur de la base des houppiers et la hauteur de déplacement.

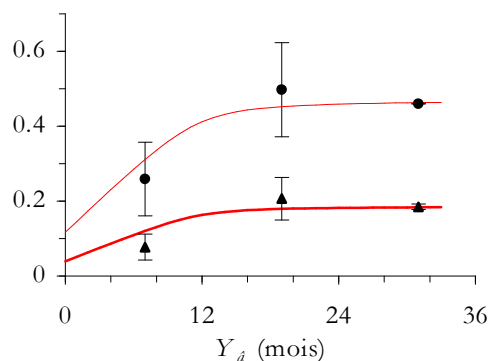


Figure 7.1.3 : évolution au cours de la vie d'un rameau de pin maritime de son *STAR* (trait gras) et son *WTAR* (trait fin) modélisée à partir de données de Bosc (1999).

■ SCHEMA DE RESOLUTION

Introduction. Le modèle *MuSICA* possède les mêmes variables d'entrée qu'un modèle de surface : outre l'année, le jour et l'heure permettant de repérer chaque *run*, ces variables d'entrée sont les différents rayonnements en provenance de l'atmosphère, *i.e.* le *PAR* direct $Q_{1,b,r}$, le *PAR* diffus $Q_{1,d,r}$, le *PIR* direct $Q_{2,b,r}$, le *PIR* diffus $Q_{2,d,r}$ et le rayonnement thermique atmosphérique $Q_{th,r}$, la température $T_{a,r}$, la pression $p_{atm,r}$, l'humidité $q_{a,r}$ et la teneur en CO_2 $C_{a,r}$ de l'air ainsi que le vent horizontal moyen U_r à un niveau de référence z_r situé dans la sous-couche rugueuse au-dessus de la végétation. Pour chaque *run*, le modèle *MuSICA* estime les profils de vent et de concentration en scalaire dans le domaine d'étude, les profils de densités de sources/puits de scalaires dans la végétation et les flux turbulents qui en résultent. Pour cela, nous avons eu recours à un schéma itératif qui rend compte de l'interaction entre les divers processus. Ce schéma est représenté sur la Figure 7.1.4.

Schéma itératif. Avant toute simulation, le modèle *MuSICA* définit un certain nombre de constantes physiques (subroutine `Constants`) qu'il utilisera dans les calculs, puis lit dans un fichier créé par l'utilisateur les drapeaux concernant la simulation (`SimulationType`) et les différents paramètres du Tableau 7.1.1 (`ReadParameters`). Les différentes hauteurs caractéristiques du couvert étant supposées constantes au cours de la simulation, le modèle calcule une fois pour toute la hauteur moyenne, l'épaisseur, ... de chaque couche du domaine d'étude (`Discretisation`).

Pour chaque *run*, le modèle lit dans un fichier d'entrée les variables d'entrée précédemment citées (`MeteoData`). Pour le premier *run*, ce fichier fournit également les valeurs initiales du stock hydrique dans la couche racinaire, de l'humidité de surface et des température de sol en surface et en profondeur. Pour chaque nouveau jour, les paramètres dépendants du temps sont estimés selon les équations précédentes (`UpdateParameters` et `LeafAreaDensity`). Ceci permet de calculer les profils de rayonnements solaires direct et diffus dans la végétation pour le visible et le proche infrarouge (`RadiativeTransferSW`).

Le profil de vent moyen décrit au Chapitre 2 dépend de deux quantités turbulentes à ce stade inconnues par le modèle : celles-ci sont la vitesse de frottement u_* et la longueur d'Obukhov L . Dans un premier temps, le modèle suppose donc que les conditions de stabilité sont neutres ($L = \infty$). Ceci permet de faire une première estimation de u_* et de calculer le vent moyen dans la végétation (`WindSpeed`). Le vent horizontal moyen au niveau de référence est bloqué à 0.35 m s^{-1} car le modèle peut devenir très instable quand les vents sont trop faibles. Moins de 1 % des données correspondent à des vitesses de vent à 25 m inférieures à cette valeur.

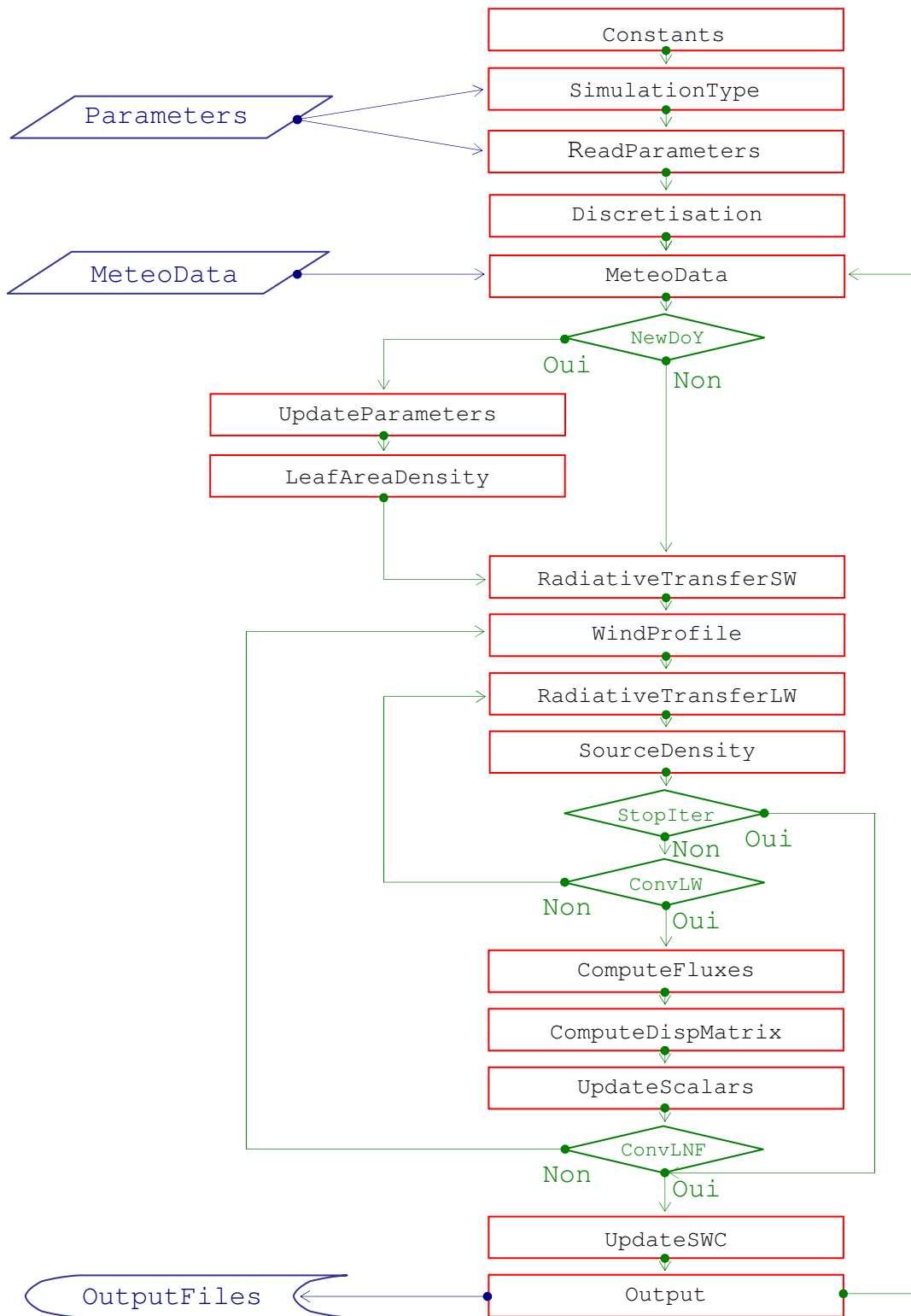


Figure 7.1.4 : schéma itératif utilisé par le modèle *MuSICA*.

L'environnement radiatif de la végétation n'est pas entièrement connu car celui-ci dépend également du rayonnement thermique en provenance du sol et de la végétation. Les diverses températures de surfaces (à l'exception de celle du sol) sont donc initialisées à la température de l'air au niveau de référence. Ceci permet de faire une première estimation du rayonnement thermique ascendant et descendant à chaque niveau dans la végétation (`RadiativeTransferLW`).

L'environnement non radiatif est également inconnu et le modèle *MUSICA* suppose dans un premier temps qu'il est égal à celui au niveau de référence. Ceci permet de calculer les divers flux de matière et d'énergie à la surface des éléments végétaux et du sol (`SourceDensity`). Ce calcul des flux de surface fait appel au bilan d'énergie des différents éléments végétaux et du sol et donc permet de faire une nouvelle estimation des températures de surfaces et du rayonnement thermique qui en dépend. Le modèle *MUSICA* procède donc à une première itération sur le modèle de rayonnement thermique. Un tel schéma itératif a été utilisé par Su *et al.* (1996). Nous prenons le même critère de convergence proposé par ces auteurs, *i.e.* nous supposons qu'il y a convergence (`ConvLW = .TRUE.`) lorsque le rayonnement thermique absorbé par n'importe quel élément végétal diffère de moins de 10^{-2} W m^{-2} entre 2 itérations successives. Seulement 4 à 5 itérations suffisent pour satisfaire ce critère. Nous avons limité le nombre d'itérations à 8 itérations maximum après quoi le schéma itératif cesse et `ConvLW` prend la valeur `.FALSE.`. Si au cours d'une itération, le micro-environnement non radiatif de la végétation prend des valeurs irréalistes (air complètement sec, gradients de températures trop élevés, teneur en CO_2 nulle,...), le schéma itératif s'arrête (`StopIter = .TRUE.`) et les valeurs de flux du *run* précédent sont conservées pour le calcul des cumuls journaliers. Dans le cas contraire, à la fin de cette première itération (`ConvLW = .TRUE.` ou `IterLW = 8`), les densités de sources/puits de scalaires sont calculées.

L'intégration des densités de sources/puits de chaleur sensible nous donne le flux de chaleur sensible au niveau de référence ce qui permet d'avoir une nouvelle estimation de la longueur d'Obukhov L . La matrice de dispersion turbulente normalisée et en conditions neutres (d_{ji}) est calculée une fois pour toute au premier *run* mais à chaque itération, cette matrice est dimensionnée et corrigée des effets de stabilité atmosphérique à l'aide de u_* et L (`ComputeDispMatrix`). La connaissance des densités de sources/puits de scalaires permet alors de faire une nouvelle estimation des profils de concentrations en scalaire dans le domaine d'étude (`UpdateScalars`). Une nouvelle itération commence alors sur le calcul de ces profils de concentrations et de la longueur d'Obukhov. Le critère de convergence est fixé sur le calcul du flux de chaleur sensible H_r au niveau de référence : nous supposons qu'il y a convergence (`ConvLNF = .TRUE.`) dès que deux estimations successives de ce flux vont différer de moins de 10^{-4} fois le rayonnement net au niveau de référence. Nous utilisons le

rayonnement net car le critère de convergence ne doit pas être le même le jour et la nuit ou en hiver et en été. Seulement 3 à 4 itérations suffisent pour satisfaire ce critère.

Lorsque la convergence est assurée, le modèle *MUSIC*A calcule les profils verticaux de flux turbulents (`ComputeFluxes`). Ceci permet de mettre à jour le stock hydrique dans la couche racinaire (`UpdateSWC`) puis de calculer les cumuls journaliers avant de stocker sur le disque dur les différentes variables de sortie (`Output`). Les variables `ConvLW`, `ConvLNF` et `StopIter` sont également enregistrées afin de pouvoir sélectionner *a posteriori* les sorties du modèle les plus fiables.

Temps de calcul. Nous avons précisé le nombre moyen d'itérations pour satisfaire les deux critères de convergence précédents. En moyenne, le modèle fait donc environ une douzaine d'itérations (4-5 itérations imbriquées dans 3-4 itérations). Ces itérations viennent se rajouter aux itérations nécessaires au calcul des flux de surface de chaque gros rameau et chaque grosse feuille (Chapitres 5 et 6).

Nous avons cherché à gagner du temps de calcul en calculant une fois pour toute au premier *run* certaines grandeurs comme la matrice de dispersion d_{ij} ou le profil de vent moyen normalisé en conditions neutres. Nous avons gagné aussi du temps de calcul en négligeant les flux à la surface des aiguilles et du sous-bois dont la surface foliaire était négligeable dans le calcul des densités de sources/puits de scalaires. Ainsi, dès que $L_{s,u} \leq 10^{-2}$ ou $l_{s,j} \Delta z_j \leq 10^{-2}$, les flux à la surface des éléments végétaux sont supposés nuls. De même, dès que la fraction de feuilles ou de rameaux au soleil est inférieure à 1%, *i.e.* $f'_{s,u} \leq 10^{-2}$ ou $f'_{s,d,j} \leq 10^{-2}$, seules les parties à l'ombre sont considérées dans le calcul des densités de sources/puits de scalaires.

Une telle sélection des flux de surface par rapport à la densité de surface foliaire dans la couche pourrait limiter le nombre N_{can} de couches dans les houppiers. Cependant, pour un *LAI* développé de 5 et une profondeur de houppier de 12 m, si nous voulons que le modèle prenne en compte des densités de *LAI* supérieures à la moitié du *LAI* moyen ($0.5 \times 5/12 \approx 0.2$), nous pouvons prendre N_{can} entre 1 et 20 ($0.2/0.01 = 20$). Pour toutes nos simulations, nous prendrons $N_{can} = 10$ et $N_{reg} = 20$. Le nombre total de couches (jusqu'au niveau de référence) a été fixé à $N_{tot} = 25$.

Le modèle *MUSIC*A est écrit en langage Fortran standard (F77) à l'exception de certaines lignes de commande propre au Visual Fortran. Une fois compilé (en version « Debug » et non « Release »), le programme met environ 90 minutes pour traiter 12 mois de données sur un ordinateur équipé d'un Pentium 133 et de 32 Mo de mémoire vive.

7.2 Evaluation du modèle *MuSICA*

■ VALEURS SEMI-HORAIRES

Introduction. Nous allons désormais présenter les résultats du modèle *MuSICA* initialisé avec les valeurs des paramètres indiquées dans le Tableau 7.1.1 qui sont relatives au site du Bray et à l'année 1997. Ces résultats seront comparés aux mesures de flux radiatifs et turbulents collectées pendant la campagne EUROFLUX.

Calcul des flux. Dans cette section, nous nous limiterons à l'étude du bilan d'énergie, et plus particulièrement aux flux de chaleur sensible et latente. L'étude du bilan de carbone fera l'objet du prochain chapitre. Les stockages de chaleur dans l'air entre le sol et le niveau de référence sont retranchés des densités de sources/puits de scalaire intégrées pour estimer les flux turbulents de chaleur sensible et latente :

$$\begin{cases} H_r = \rho_d C_p F_{t,g} + \rho_d C_p \sum_{j=1}^{N_{reg}} S_{t,j} \Delta z_j - \sum_{i=1}^{N_{tot}} J_{Cpl,i}^{air} \\ LE_r = \rho_d L_v F_{q,g} + \rho_d L_v \sum_{j=1}^{N_{reg}} S_{q,j} \Delta z_j - \sum_{i=1}^{N_{tot}} J_{Lq,i}^{air} \end{cases} \quad \text{Eq. 7.2.1}$$

Termes de stockage. Nous avons essayé de quantifier l'importance des gradients de scalaires dans le calcul des termes de stockage et donc des flux turbulents. En effet, il est important de savoir si nous commettons une grosse erreur en estimant ces termes de stockage à partir d'une simple mesure de scalaire au niveau de référence.

Pour cela, nous avons effectué deux simulations : dans la première simulation, nous utilisons le modèle de transfert turbulent (`ComputeDispMatrix` et `UpdateScalars`) tandis que dans la seconde, nous le désactivons tout en gardant l'itération sur `IterLNF` qui permet de calculer u_* et L et donc le profil de vent moyen. Ceci revient à négliger le rôle des gradients de température et d'humidité dans la détermination des densités de sources/puits de scalaires ce qui est justifié car les gradients de scalaires entre les surfaces d'échanges et l'air au niveau de référence sont nettement supérieurs aux gradients entre les différentes couches d'air dans le couvert. Par contre, cela peut avoir des conséquences importantes sur le calcul des termes de stockages.

Nous avons représenté sur la Figure 7.2.1 les résultats de ces deux simulations pour deux périodes différentes, une sans sous-bois et l'autre avec. Seuls les *runs* pour lesquels `StopIter` prend la valeur `.TRUE.` sont représentés. Ces *runs* correspondent généralement à des valeurs de u_* supérieures à environ 0.2 m s^{-1} .

Les stockages de chaleur latente dans la journée sont souvent inférieurs à ceux de chaleur sensible sauf peut-être durant les mois d'été où la transpiration de la molinie peut engendrer de forts gradients d'humidité. Nous constatons bien une telle différence entre les deux simulations durant les mois d'été (Figure 7.2.1). Cependant, il est difficile de conclure sur la qualité des résultats de l'une ou l'autre simulation. Par exemple si l'on prend les journées sans pluies 188 et 189, il semblerait que l'utilisation du modèle de transfert turbulent soit à l'origine d'une sous-estimation du flux de chaleur latente.

Concernant le flux de chaleur sensible, les deux simulations prédisent des résultats assez différents quelle que soit l'époque de l'année. Cependant, ici encore, il est difficile de conclure quant à la bonne conduite du modèle de transfert turbulent. Pendant les nuits 99, 104 ou 105 durant lesquelles u_* est relativement élevée, l'introduction d'un gradient de température semble améliorer la qualité des résultats. Cependant, dès que u_* est trop faible (nuits 91, 100, 101), le modèle de transfert turbulent converge mal et quand c'est le cas, les deux simulations donnent des résultats similaires. Il faut noter que la source de chaleur sensible en provenance du sol est assez mal modélisée (chapitre 6) et peut donc être à l'origine de gradients de température irréalistes dans le sous-bois.

Au vu de ces résultats, nous avons donc décidé de poursuivre cette étude en désactivant le modèle de transfert turbulent pour le calcul des profils de température et d'humidité. En effet, l'utilisation de ce modèle ne semble pas améliorer les résultats par rapport à une simulation où il serait désactivé. De plus, cette désactivation nous paraissait nécessaire pour assurer la convergence du modèle à chaque *run*, afin de calculer les moyennes journalières de ces flux. Le cas des profils de CO_2 sera traité au chapitre 8.

Respiration du sol. La respiration du sol a été modélisée à l'aide du modèle proposé par Berbigier *et al.* (1999) présenté au chapitre 6. Nous avons vu que ce modèle était sujet à caution et nous avons donc étudié l'impact de ce modèle sur l'estimation des flux turbulents de chaleur sensible et latente. Pour cela, nous avons effectué une autre simulation en supposant que le flux de respiration du sol était deux fois plus faible que celui estimé par notre modèle et nous avons comparé les flux de chaleur résultant d'une telle respiration. Les résultats de cette étude montrent que le flux de CO_2 joue un rôle absolument négligeable dans la détermination des sources/puits de chaleur sensible et latente et des flux turbulents associés.

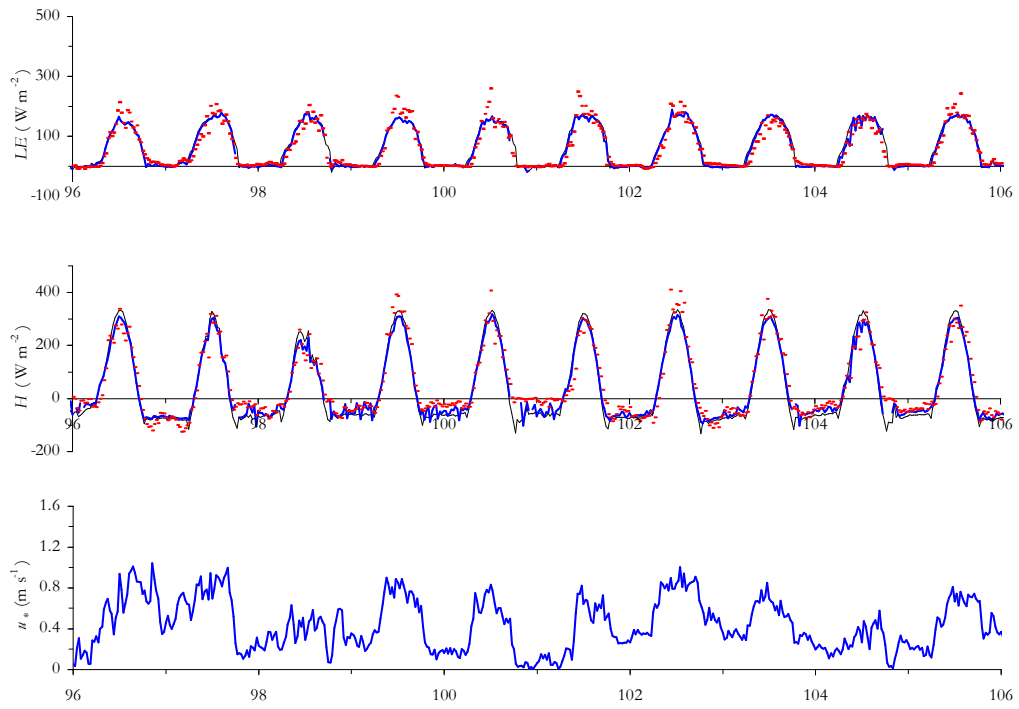


Figure 7.2.1 (a) : variations temporelles des flux turbulents en avril 1997 : mesures (points), modèle avec LNF (trait gras) ou sans LNF (trait fin) et vitesse de frottement mesurée.

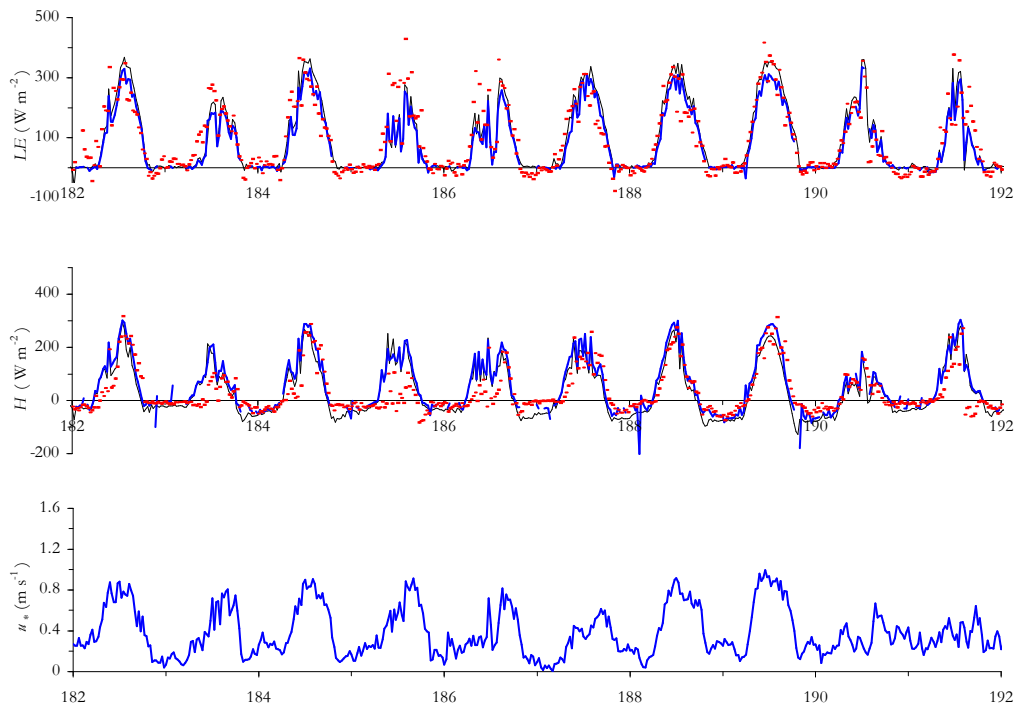


Figure 7.2.1 (b) : variations temporelles des flux turbulents en juillet 1997 : mesures (points), modèle avec LNF (trait gras) ou sans LNF (trait fin) et vitesse de frottement mesurée.

Résultats de la simulation sur l'année. Les valeurs semi-horaires des flux turbulents de chaleur sensible et de chaleur latente mesurés et simulés (en désactivant le modèle de transfert turbulent) par le modèle *MUSIC*A entre le mois de mars 1997 et le mois de décembre 1997 sont représentées en Annexe B.

Globalement, nous pouvons dire que le modèle *MUSIC*A reproduit bien les valeurs des flux mesurés H_r et LE_r pour une large gamme de conditions climatiques ou édaphiques. Cependant, sous certaines conditions, le modèle est en léger désaccord avec les mesures.

Ainsi, ponctuellement, nous remarquons que le flux de chaleur latente est largement sous-estimé par le modèle *MUSIC*A. C'est le cas fin mai (jours 148 à 150), ou encore en juillet (jours 219 à 226). De tels écarts ne peuvent être attribués à un flux d'évaporation mal pris en compte par le modèle car aucune de ces journées ne sont particulièrement pluvieuses. Par contre, ces journées correspondent toutes à des pics du déficit de saturation de l'air (VPD) supérieurs à 25 hPa en moyenne sur 24 h (Figure 7.2.2).

Inversement, durant le mois d'avril (jours 111 et 115) ou d'octobre (jours 302 à 305), nous remarquons que les flux de chaleur latente simulés sont systématiquement plus élevés que les valeurs mesurées. De tels écarts sont trop ponctuels (5 jours) pour qu'ils soient causés par une surestimation de la surface transpirante par le modèle phénologique du sous-bois. En revanche, ces périodes correspondent à des journées claires avec des VPD assez faibles (Figure 7.2.2).

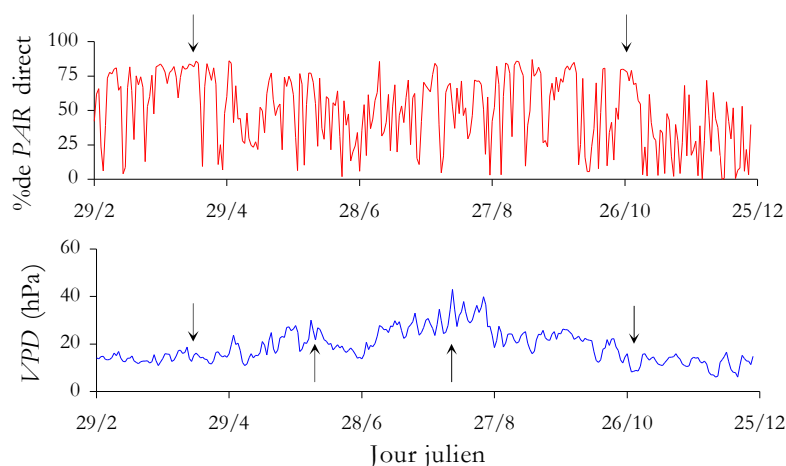


Figure 7.2.2 : évolution saisonnière du pourcentage de PAR direct et du VPD au Bray pendant l'année 1997. Les périodes à VPD faible et % PAR élevé sont repérées par des flèches vers le bas et celles à VPD fort par des flèches vers le haut.

Enfin, durant la période de stress hydrique des mois de septembre et octobre 1997, il apparaît très nettement que le modèle *MUSIC*A sous-estime l'effet de ce stress.

Discussion. Les écarts entre le modèle et les mesures pendant les périodes sans stress hydrique peuvent s'expliquer par une mauvaise conduite du modèle de conductance stomatique des aiguilles. En effet, ce modèle semble surestimer cette conductance par temps clair et en l'absence de stress hydrique dès que le déficit de saturation de l'air est inférieur à une valeur critique de l'ordre de 10 hPa. Dans ces conditions, qui sont celles de ces 5 jours du mois d'avril 1997 (Figure 7.2.2), le modèle de conductance stomatique ne subit aucune limitation et prédit des valeurs de conductance trop élevées.

C'est sans doute les raisons qui ont motivé Bosc (1999) pour utiliser une fonction de limitation par le *VPD* bornée pour les faibles valeurs de cette variable climatique (Figure 7.2.3). Au contraire, le modèle de conductance des aiguilles que nous utilisons intègre une fonction de limitation par le *VPD* de type hyperbolique (Leuning, 1995) qui prend incontestablement des valeurs trop élevées lorsque le *VPD* est faible et que le rayonnement est fort.

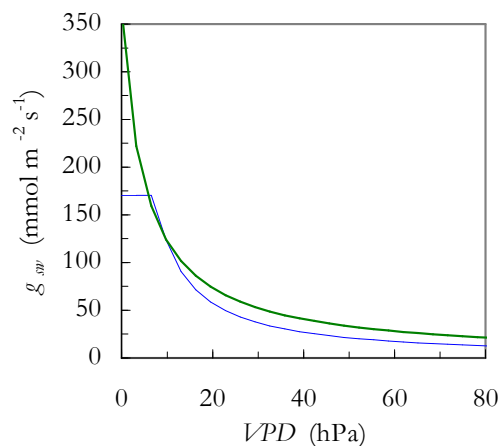


Figure 7.2.3 : fonction de limitation par le *VPD* pour les modèles de conductance stomatique de Bosc (1999) (trait fin) et de Leuning (1995) (trait gras). Les fonctions ont été normalisées pour être égales à $VPD = 10$ hPa.

Cette fonction hyperbolique est issue d'études réalisées en conditions naturelles (Leuning, 1995). Il est vrai que généralement dans la nature le déficit de saturation de l'air est faible lorsque le ciel est clair ce qui explique cette forme hyperbolique. Néanmoins, une fonction comme celle proposée par Bosc (1999) semble adaptée à une gamme plus large de conditions climatiques que celle proposée par Leuning (1995). L'inconvénient d'une fonction comme celle proposée par Bosc (1999) est qu'elle n'est pas différentiable et risquerait donc d'introduire des problèmes de convergence du modèle biophysique de rameau (Chapitre 5). Une fonction de limitation en décroissance linéaire comme celle proposée par Jarvis (1976) risque d'introduire une sensibilité trop forte de la conductance stomatique pour les fortes valeurs de *VPD*. Le modèle actuel semble déjà prédire une fermeture stomatique trop forte comme pendant les jours 148 à 150 ou 219 à 226.

La période de stress hydrique des mois de septembre et octobre 1997 est mal reproduite par le modèle *MuSICA* essentiellement parce que le modèle surestime le stock hydrique pendant cette période (Figure 7.2.4) ce qui retarde la période de stress jusqu'au jour 271.

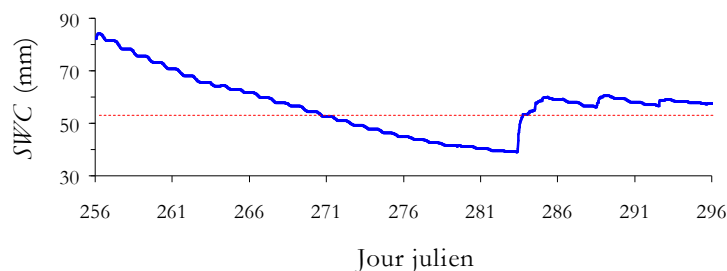


Figure 7.2.4 : évolution du stock en eau de la couche racinaire simulé par le modèle *MuSICA* pendant les mois de septembre et octobre 1997. La ligne pointillée correspond à une diminution de 70 % de la conductance stomatique.

Ainsi, dès que le stock hydrique atteint une valeur critique de 50-60 mm, le modèle *MuSICA* doit être utilisé avec prudence car la moindre erreur dans l'estimation de ce stock hydrique est fatale.

Conclusion. L'analyse des valeurs semi-horaires des flux de chaleur nous a permis de constater que le modèle *MuSICA* reproduit correctement les variations temporelles de ces flux turbulents. Cependant, 1/ lorsque le *VPD* de l'air est faible et que simultanément le pourcentage de rayonnement direct est élevé (> 75 %), le flux de chaleur latente risque d'être surestimé ; 2/ au contraire, lorsque le *VPD* de l'air est trop fort (> 25 hPa en moyenne journalière) le flux de chaleur latente risque d'être sous-estimé ; enfin 3/ lorsque le stock hydrique descend en-dessous d'une valeur critique de 50-60 mm, le modèle doit être utilisé avec prudence du fait de sa forte sensibilité envers le stock hydrique durant ces périodes.

■ VALEURS JOURNALIÈRES

Introduction. Les valeurs semi-horaires sont lourdes à manipuler sur de longues périodes de mesures. Aussi avons-nous préféré poursuivre notre étude avec les valeurs journalières. Pour cela, nous avons utilisé les valeurs précédentes des flux simulés par le modèle *MuSICA* que nous avons sommées journée par journée.

Comparaison aux mesures Euroflux. La comparaison des valeurs journalières de rayonnement net et de flux de chaleur latente estimées par le modèle *MuSICA* et mesurées pendant la campagne EUROFLUX est représentée sur la Figure 7.2.5.

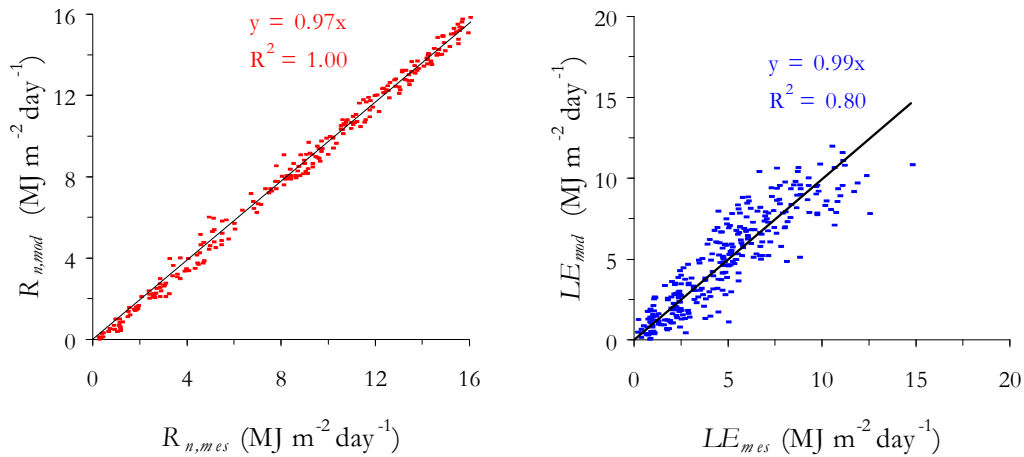


Figure 7.2.5 : comparaison entre les valeurs journalières de rayonnement net et de chaleur latente estimées et mesurées au site du Bray en 1997.

A une telle échelle de temps, le modèle est encore en très bon accord avec les mesures. Les périodes de stress hydrique (fin été) ou celles de faible VPD (hiver) correspondent aux plus faibles valeurs du flux de chaleur latente. Ainsi, le modèle *MuSICA* semble pouvoir estimer très précisément l'évapotranspiration totale du site du Bray sur une année entière. Il en est de même du flux de chaleur sensible. Ceci est illustré sur la Figure 7.2.6.

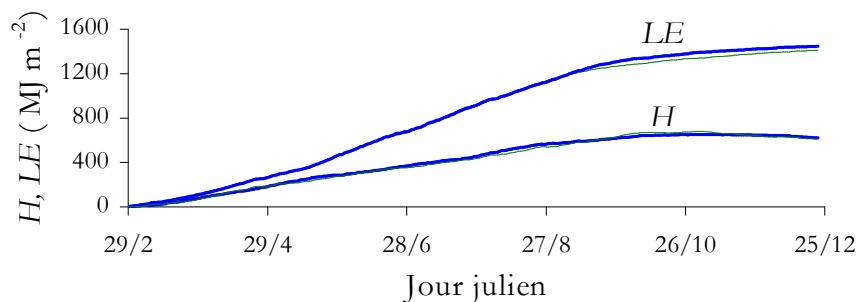


Figure 7.2.6 : cumul des flux de chaleur latente et sensible simulés par le modèle *MuSICA* (trait gras) et mesurés pendant la campagne EUROFLUX (trait fin) au Bray pendant l'année 1997.

A l'échelle journalière, le flux de chaleur sensible ne dépasse jamais $7 \text{ MJ m}^{-2} \text{ jour}^{-1}$ (Figure 7.2.7) alors que le flux de chaleur latente atteint à certaines périodes de l'année des valeurs de $12 \text{ MJ m}^{-2} \text{ jour}^{-1}$. Ces faibles valeurs sont dues au fait qu'il s'agit d'une moyenne sur 24 h et que les valeurs nocturnes du flux de chaleur sensible sont toujours négatives.

Enfin, la manière dont les rayonnements absorbés sont évalués par le modèle *MuSICA* (chapitre 5) explique la non fermeture du bilan d'énergie.

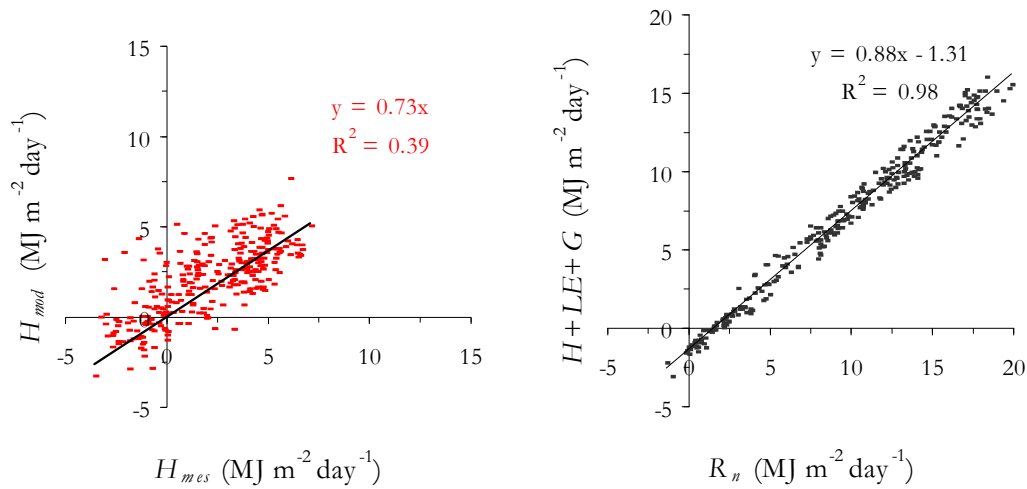


Figure 7.2.7 : comparaison entre les valeurs journalières de chaleur sensible estimées et mesurées au site du Bray en 1997 et bilan d'énergie journalier prédit par le modèle.

Relation de Priestley-Taylor. A l'échelle du couvert entier, le flux de chaleur latente est fortement corrélé à l'énergie disponible $R_n - G$ selon la relation de Priestley-Taylor. Une telle relation a été obtenue par Berbigier *et al.* (1999) sur le Bray pendant les années 1997 et 1998 à partir des mesures EUROFLUX. Nous avons vérifié que le modèle *MuSICA* rendait bien compte de ce résultat (Figure 7.2.8).

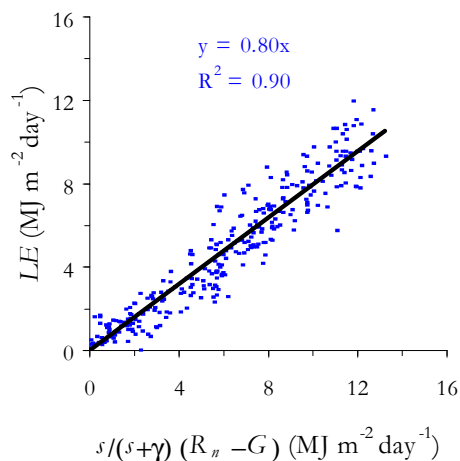


Figure 7.2.8 : relation de Priestley-Taylor du Bray en 1997 estimée à l'aide du modèle *MuSICA*.

Transpiration du sous-bois. Le rapport entre la transpiration et l'évapotranspiration potentielle est un bon indicateur de stress hydrique (Loustau et Cochard, 1991). Le modèle *MuSICA* permet d'étudier les variations annuelles de ce rapport. Par exemple, les valeurs prédites pour le sous-bois par le modèle *MuSICA* sont représentées sur la Figure 7.2.9.

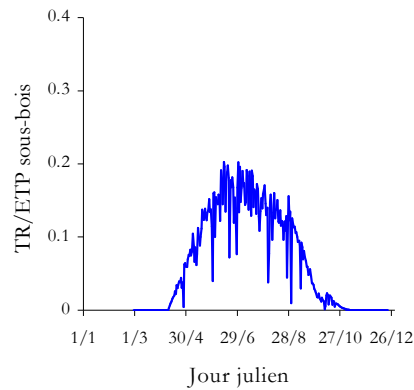


Figure 7.2.9 : rapport entre la transpiration du sous-bois du Bray et l'évapotranspiration potentielle à ce niveau en 1997 estimé à l'aide du modèle *MuSICA*.

Les variations annuelles s'expliquent en majorité par l'accroissement de la surface transpirante du sous-bois. Cependant, l'épisode de stress hydrique au mois d'octobre 1997 est aussi responsable d'une variation importante de ce rapport. La valeur maximale de 0.2 est en accord avec les résultats de Loustau et Cochard (1991).

Enfin, la quantité totale d'eau transpirée par le sous-bois prédite par le modèle est de 460 MJ m^{-2} durant l'année 1997 (Figure 7.2.10) soit près de 25 % de la valeur relative au couvert entier (Figure 7.2.6).

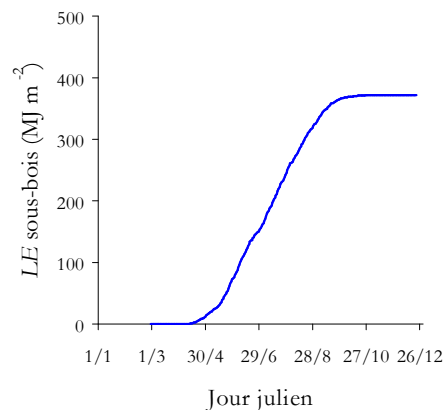


Figure 7.2.10 : valeurs cumulées de la quantité d'eau transpirée par le sous-bois en 1997 estimées à l'aide du modèle *MuSICA*.

Conclusion. Ce chapitre nous a permis de présenter le modèle *MuSICA* et de préciser ses limites et ses possibilités d'utilisation. Nous avons également évalué ses capacités à simuler les différents termes du bilan d'énergie à différentes échelles de temps.

Il semblerait que le modèle de transfert turbulent joue un rôle secondaire dans la détermination des flux de chaleur sensible et latente et il nous a paru préférable de le désactiver pour calculer les profils de température et d'humidité de l'air compte tenu des problèmes de convergence rencontrés en condition de forte stabilité atmosphérique. Nous attribuons ces problèmes à la mauvaise modélisation du flux de chaleur sensible en provenance du sol.

Cette version du modèle *MuSICA* semble alors constituer un outil performant et fiable pour des études à long terme des bilans d'eau et d'énergie d'un peuplement comme le Bray. Cependant, pendant les journées claires à faible déficit de saturation, le flux de chaleur latente peut être légèrement surestimé par le modèle. De plus, les périodes de stress hydrique sont difficiles à prédire exactement compte tenu de l'extrême sensibilité du modèle envers le stock en eau du sol dès que celui-ci descend en-dessous de 50 mm.

Le modèle *MuSICA* s'appuie sur des concepts physiques et biologiques et peut donc être un outil très performant pour étudier l'impact d'un changement climatique à court terme sur les échanges d'eau et d'énergie entre le peuplement du Bray et l'atmosphère (Loustau *et al.*, 1997). A plus long terme, les phénomènes d'acclimatation nécessitent de connaître l'évolution des paramètres biologiques induits par un tel changement climatique (Wang *et al.*, 1995).

8

ETUDE DU BILAN CARBONE DU SITE DU BRAY

Ce dernier chapitre est consacré à l'étude des échanges de carbone entre le peuplement du Bray et l'atmosphère. Les différents termes de ce bilan ont été énoncés précédemment. Nous avons vu que la difficulté concernant l'étude de ce bilan était de séparer du flux net de carbone les termes d'assimilation, de stockage dans l'air et de respiration.

Le chapitre précédent nous a permis d'évaluer les capacités du modèle MuSICA à simuler les valeurs des flux turbulents de chaleur sensible et latente mesurées au Bray durant de l'année 1997. Le bon accord entre le modèle et les mesures nous conforte dans l'idée que les processus biologiques et physiques à l'origine de ces flux sont bien pris en compte par le modèle. Compte tenu du lien direct entre le flux de transpiration et celui de photosynthèse nette, il est légitime de penser que le modèle MuSICA est également capable d'estimer correctement la production primaire brute du Bray.

En revanche, nous avons vu que le modèle de respiration du sol utilisé par le modèle MuSICA semblait prédire des valeurs trop élevées de respiration (chapitre 6). Il serait donc intéressant de pouvoir estimer l'amplitude de cette surestimation ainsi que le rôle du stockage dans l'estimation de cette respiration à l'aide des mesures de flux turbulents.

Dans ce chapitre nous nous proposons 1/ d'évaluer à l'aide du modèle MuSICA la production primaire brute du Bray en 1997 et 2/ de quantifier l'importance du stockage de CO₂ dans l'air et de la respiration du sol dans le bilan de carbone.

8.1 Production primaire brute

■ ESTIMATIONS DU MODELE *MUSICA*

Introduction. Nous partons de l'hypothèse que le modèle *MUSICA* a été correctement paramétré pour estimer la production primaire brute (**GPP**) du Bray et de son sous-bois seul pendant l'année 1997. Nous comparerons alors ces valeurs avec d'autres estimations tirées de la littérature afin de vérifier qu'elles sont bien cohérentes.

Relation avec le *fAPAR*. Nous estimons la production primaire brute comme la somme de tous les flux de CO_2 à la surface des aiguilles et des feuilles du sous-bois. Nous intégrons donc dans ce terme la photo-respiration mais aussi, pour des raisons pratiques, la respiration « à l'obscurité » de ces éléments végétaux :

$$\mathbf{GPP} = v_m^{-1} \sum_{j=Ncan}^{Nveg} S_{e,j}^{aig} \Delta z_j + v_m^{-1} S_{e,1}^{ssb} \Delta z_1 \quad \text{Eq. 8.1.1}$$

Le dernier terme de cette équation représente le **GPP** du sous-bois seul.

La Figure 8.1.1 représente les cumuls journaliers de **GPP** en fonction du *PAR* absorbé (*fAPAR*). Nous voyons que la production primaire brute augmente bien de manière quasi linéaire avec le *PAR* absorbé.

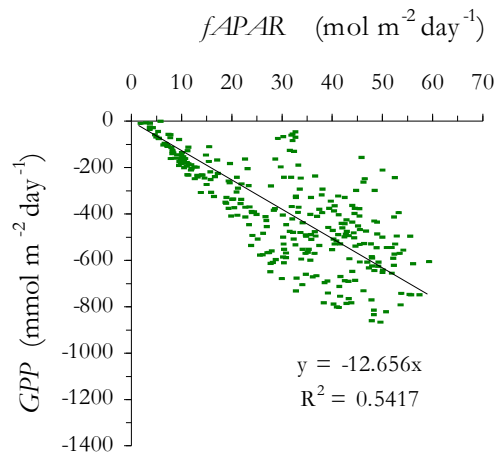


Figure 8.1.1 : relation entre la production primaire brute journalière du Bray estimée à l'aide du modèle *MUSICA* et le *PAR* absorbé pendant l'année 1997.

La pente de cette relation linéaire définit une efficacité d'utilisation de la lumière (**RUE**) moyenne (Campbell, 1977). Nous obtenons ainsi une valeur de $-12.6 \text{ mmol mol}^{-1}$, soit encore 1.63 g de matière sèche par mégajoules de rayonnement visible absorbé. Cette valeur est en parfait accord avec celle de 1.74 gMS MJ^{-1} donnée par Mc Murtrie *et al.* (1994) sur différents peuplements de pins. En revanche, cette estimation de l'efficacité d'utilisation de la lumière est largement plus faible (de 32 %) que celle de $-18.6 \text{ mmol mol}^{-1}$ donnée par Berbigier *et al.* (1999). Cependant, cette dernière valeur a été obtenue en soustrayant aux valeurs de flux turbulents de CO_2 un terme de respiration du sol probablement surestimé (Berbigier *et al.*, 1999), ce qui a pour effet d'amplifier la valeur de **RUE**.

Evolution saisonnière du GPP. La Figure 8.1.2 montre les variations de **GPP** pendant l'année 1997 pour le peuplement du Bray et son sous-bois estimées par le modèle *MuSICA*. A l'échelle du couvert, le **GPP** dépend essentiellement de la quantité de rayonnement visible disponible. En revanche, pour le sous-bois, le **GPP** dépend aussi fortement de la surface totale de feuilles vivantes. La période de stress hydrique en septembre-octobre semble avoir eu un effet plus important sur la canopée que sur le sous-bois seul.

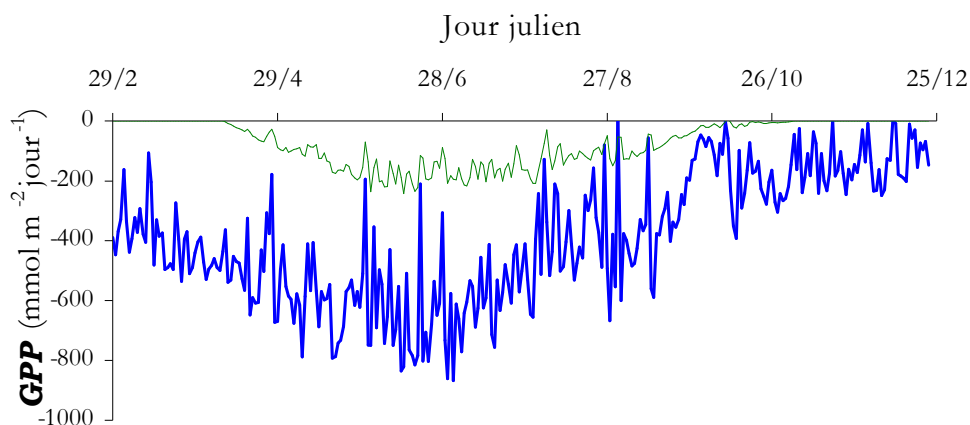


Figure 8.1.2 : production primaire brute du Bray (trait gras) et de son sous-bois (trait fin) pour l'année 1997 estimées à l'aide du modèle *MuSICA*.

Les valeurs cumulées correspondantes sont représentées sur la Figure 8.1.3. Ainsi, si les prédictions du modèle *MuSICA* sont correctes, le sous-bois contribuerait à environ 18 % de la quantité de carbone assimilée par le peuplement. Nous n'avons pas trouvé de valeurs dans la littérature à mettre en regard avec ces prédictions.

Les valeurs cumulées des flux turbulents de CO_2 mesurés pendant l'année 1997 au-dessus du site sont de 600 gC m^{-2} (Berbigier *et al.*, 1999). Si cette valeur correspond bien au **NEE** du Bray, et si la valeur de $1400 \text{ gC m}^{-2} \text{ an}^{-1}$ prédite par le modèle *MuSICA* correspond

effectivement au **GPP** annuel du Bray, cela signifierait que plus de la moitié (environ $800 \text{ gC m}^{-2} \text{ an}^{-1}$) du carbone assimilé est restituée à l'atmosphère *via* la respiration du sol et des parties ligneuses. Cette proportion est peut-être encore plus importante compte tenu des problèmes liés à la mesure des flux turbulents en période nocturne (Berbigier *et al.*, 1999 ; Aubinet *et al.*, 1999). Bosc (1999) estime la respiration (d'entretien) des troncs et des branches du Bray à $421.6 \text{ gC m}^{-2} \text{ an}^{-1}$. Le sol contribuerait donc pour moitié à ce terme de respiration.

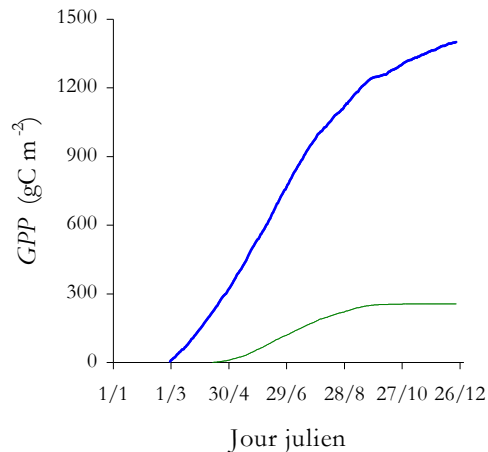


Figure 8.1.3 : cumuls de la production primaire brute du Bray (trait gras) et de son sous-bois (trait fin) en 1997 estimés à l'aide du modèle *MuSICA*.

■ EFFICIENCE D'UTILISATION DE LA LUMIERE

Introduction. L'efficacité d'utilisation de la lumière ou **RUE** est définie comme le rapport entre le **GPP** et le *PAR* absorbé :

$$\mathbf{RUE} = \mathbf{GPP} / f\mathbf{APAR} \quad \text{Eq. 8.1.2}$$

La valeur de $-12.6 \text{ mmol mol}^{-1}$ donnée par le modèle *MuSICA* est une valeur moyenne sur l'année. En fait, le **RUE** est susceptible de changer d'un jour à l'autre car il dépend *a priori* du *VPD* de l'air ainsi que du pourcentage de *PAR* direct (Lamaud *et al.*, 1997) Nous nous proposons donc de modéliser cette efficacité de conversion à l'échelle journalière.

Relation avec le *VPD*. La Figure 8.1.4 montre comment évolue le **RUE** avec le *VPD* moyen sur la journée. Nous avons essayé de caler une fonction de la forme (Porté, 1999) :

$$\mathbf{RUE} = \mathbf{RUE}_{\max} (1 + \mathbf{VPD} / D_*)^{-1} \quad \text{Eq. 8.1.3}$$

Le meilleur ajustement a été obtenu avec $RUE = -23 \text{ mmol mol}^{-1}$ et $D_* = 26.3 \text{ mmol mol}^{-1}$. Cette fonction est également représentée sur la Figure 8.1.4.

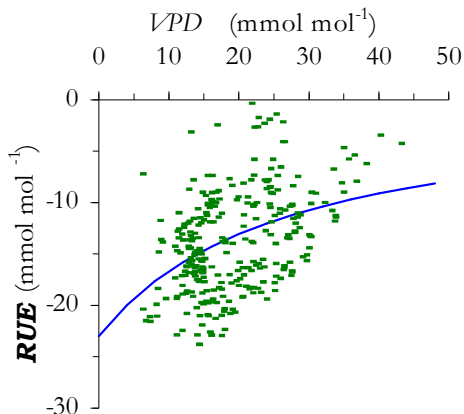


Figure 8.1.4 : dépendance du RUE journalier envers le VPD .
Valeurs estimées à l'aide du modèle *MuSICA* sur le Bray et pour l'année 1997.

Rayonnement direct et diffus. La fraction de rayonnement direct semble être une variable climatique également bien adaptée pour décrire les variations observées du RUE . Ceci est illustré sur la où l'on peut voir que le RUE augmente linéairement avec cette variable.

Nous avons vu au chapitre 7 que ces deux variables étaient fortement corrélées. Aussi, il est difficile de découpler l'effet de l'un et l'autre. Nous avons donc décidé d'ajuster une fonction unique du % de PAR direct. Nous obtenons :

$$RUE = -18.5 \times (1 - \max(0, (\%PAR - 40)/60)) \quad \text{Eq. 8.1.4}$$

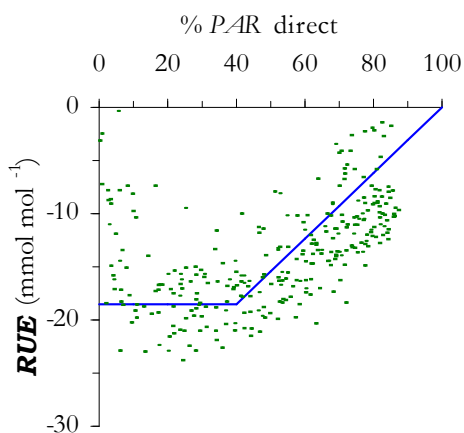


Figure 8.1.5 : dépendance du RUE journalier envers le % de PAR direct.
Valeurs estimées à l'aide du modèle *MuSICA* sur le Bray et pour l'année 1997.

Conclusion. Nous avons utilisé le modèle *MUSICA* pour estimer la production primaire brute du Bray en 1997. Les valeurs obtenues sont en accord avec d'autres estimations issues de la littérature ce qui nous permet de penser que le modèle *MUSICA* peut-être utilisé pour calculer ce terme du bilan de carbone et sa répartition entre le sous-bois et la canopée. De plus, le caractère mécaniste de ce modèle est un atout important notamment pour étudier l'impact d'un changement climatique sur la production primaire brute.

8.2 Stockages dans l'air et respiration du sol

■ STOCKAGES DANS L'AIR

Introduction. Nous avons étudié brièvement au chapitre précédent les capacités du modèle de transfert turbulent à estimer les termes de stockages de chaleur sensible et latente dans l'air. Cependant, nous n'avons pas pu conclure quant à la validité de ces estimations. La difficulté à estimer les flux de chaleur sensible et latente en provenance du sol est sans aucun doute la raison principale pour laquelle cette étude n'a pas pu être achevée.

Nous avons vu au chapitre 6 que le flux de CO_2 en provenance du sol était également difficile à estimer et que le modèle de respiration utilisé avait tendance à surestimer ce flux. Ceci est un inconvénient majeur si l'on cherche à quantifier le stockage de CO_2 dans l'air du couvert à l'aide du modèle de transfert turbulent. En effet, une surestimation de la respiration du sol aurait pour effet d'amplifier le stockage de CO_2 dans l'air en période de stabilité atmosphérique.

Nous avons cependant essayé d'estimer le stockage de CO_2 dans l'air du couvert. La Figure 8.2.1 montre les variations temporelles des flux de CO_2 mesurés au-dessus du couvert et celles prédites par le modèle *MUSICA* avec ou sans le modèle de transfert turbulent (« avec *LNF* » et « sans *LNF* »). Ces flux ont été calculés selon la relation :

$$F_{c,r} = v_m^{-1} F_{c,g} + v_m^{-1} \sum_{j=1}^{N_{reg}} S_{c,j} \Delta z_j - \sum_{i=1}^{N_{tot}} J_{c,i}^{air} \quad \text{Eq. 8.2.1}$$

L'utilisation du modèle de transfert turbulent (« avec *LNF* ») permet de reproduire des gradients de CO_2 dans le couvert en période de forte stabilité ce qui a pour effet d'amplifier les variations du stockage de CO_2 dans l'air.

Nous pouvons distinguer 4 type de nuits : les nuits calmes sans pluie (101, 104, 105, 109, 110, 169, 170 et 176), les nuits calmes avec pluie (183), les nuits agitées sans pluie (102, 103, 106, 107 et 108) et les nuits agitées avec pluie (172, 173, 177, 178, 180, 181 et 182).

Nuits calmes sans pluie. Pendant les nuits sans pluie où u_* est faible (101, 104, 105, 109, 110, 169, 170 et 176), les valeurs nocturnes de flux prédites par le modèle de transfert turbulent (« avec *LNF*») semblent alors osciller autour de la valeur estimée en négligeant les gradients de CO_2 (« sans *LNF*»), mais ne permettent pas de reproduire les valeurs de flux mesurées (Figure 8.2.1). Ces oscillations traduisent des stockages et des déstockages importants provoqués par le moindre changement de u_* entre deux *rms* consécutifs. L'amplitude de ces oscillations est sans aucun doute surestimée ; cependant, les différences observées entre mesures et modèle ne semblent pas être liées à une mauvaise estimation du stockage dans l'air (Aubinet *et al.*, 1999).

Pour obtenir un bon accord entre les mesures et le modèle pendant ces nuits, il faudrait que la respiration du sol soit diminuée de moitié dans le modèle *MUSICA*. Dans l'hypothèse où la photosynthèse du couvert est correctement estimée, il faudrait également appliquer le même facteur de correction à la respiration du sol le jour pour que les flux nets de CO_2 soient correctement estimés par le modèle pendant les journées qui suivent ces nuits stables.

Nuits calmes avec pluie. Les nuits calmes avec pluie sont rares. Seule la nuit 183 correspond à ce cas de figure pendant les périodes représentées sur la Figure 8.2.1. Durant cette nuit, le modèle *MUSICA* (« avec *LNF*» et « sans *LNF*») est en bon accord avec les mesures. L'utilisation du modèle de transfert turbulent introduit cependant des stockages et des déstockages de CO_2 sans aucun doute trop élevés.

Nuits agitées sans pluie. Pendant les nuits sans pluie où u_* est fort (102, 103, 106, 107 et 108), les deux versions du modèle (« avec *LNF*» et « sans *LNF*») prédisent des flux nocturnes bien plus forts que les flux mesurés. Là encore, il faudrait que le modèle de respiration du sol prédise un flux 2 fois plus faible pour obtenir un bon accord avec les mesures.

Nuits agitées avec pluie. Durant les nuits pluvieuses où u_* est fort (172, 173, 177, 178, 180, 181 et 182), les deux versions du modèle (« avec *LNF*» et « sans *LNF*») prédisent des flux nocturnes en accord avec les flux mesurés.

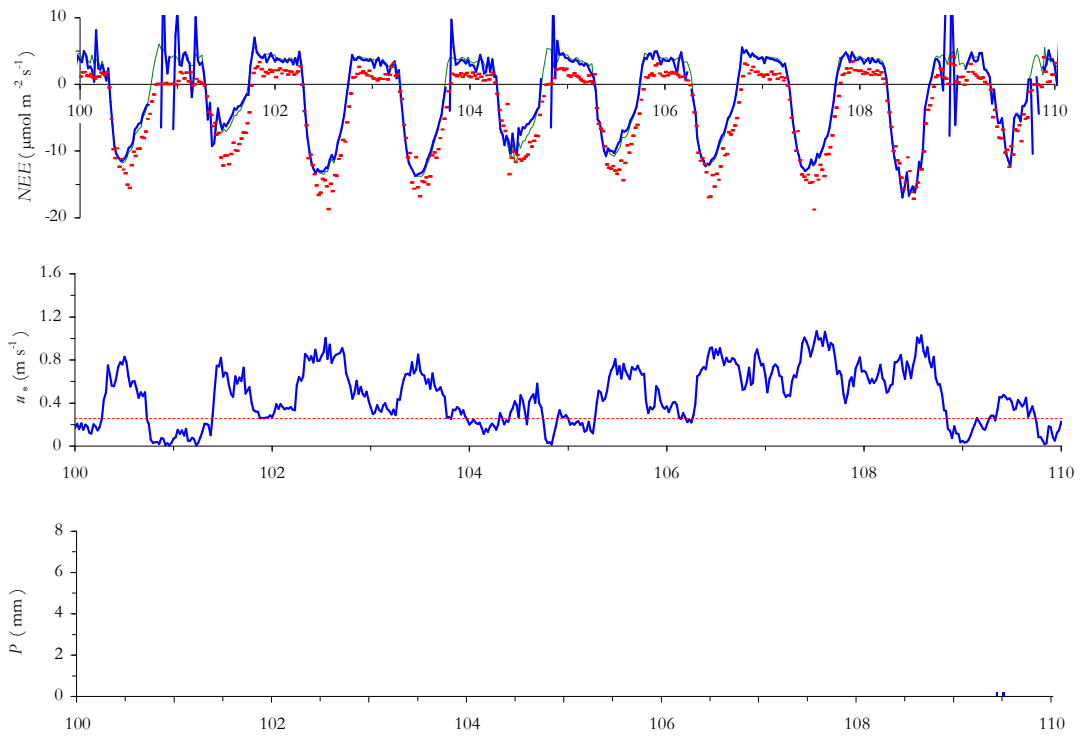


Figure 8.2.1 (a) : variations temporelles du flux de CO_2 en avril 1997 : mesures (points), modèle avec *LNF* (trait gras) et sans *LNF* (trait fin). Vitesse de frottement et précipitations mesurées.

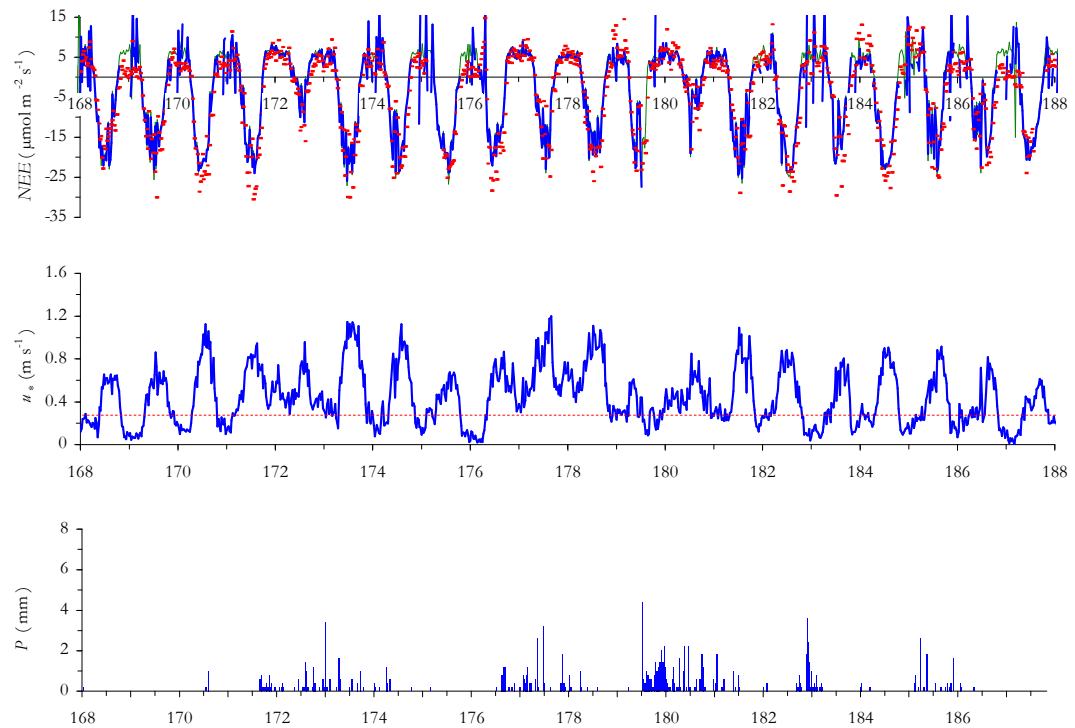


Figure 8.2.1 (b) : variations temporelles du flux de CO_2 en juillet 1997 : mesures (points), modèle avec *LNF* (trait gras) et sans *LNF* (trait fin). Vitesse de frottement et précipitations mesurées.

Conclusion. Cette rapide analyse des flux de CO_2 nocturnes suivant l'intensité de la turbulence et des précipitations nous montre que : 1/ pendant les nuits pluvieuses, la respiration du sol est généralement plus importante (d'un facteur 2 environ) que pendant les nuits sans pluie, 2/ le modèle surestime fortement la respiration pendant les nuits non pluvieuses et 3/ le stockage de CO_2 dans l'air ne peut pas expliquer les variations du flux de CO_2 d'une nuit à l'autre (par exemple entre la nuit 101 et les nuits 102 ou 103). Autrement dit, la respiration du sol semble augmenter fortement avec l'humidité de surface du sol ce qui expliquerait les différences observées entre les nuits avec et sans pluie.

L'inconvénient du critère de sélection ($u_* > 0.4 \text{ m s}^{-1}$) utilisé par Berbigier *et al.* (1999) pour estimer la respiration du sol est qu'il privilégie les nuits pluvieuses qui correspondent aux plus fortes valeurs de u_* . L'utilisation d'un critère de sélection moins restrictif ($u_* > 0.25 \text{ m s}^{-1}$) permettrait d'inclure dans cette sélection des périodes sans pluie comme les nuits 102, 103 ou 104 (Figure 8.2.1).

■ ESTIMATION DE LA RESPIRATION

Introduction. Les résultats précédents nous ont permis d'avoir un ordre de grandeur de la respiration du sol. Nous nous proposons ici d'estimer avec plus de précision cette respiration en utilisant les valeurs journalières de production primaire brute données par le modèle *MUSICA*. Nous supposons qu'à une telle échelle de temps, le stockage de CO_2 dans l'air est nul et que les flux de CO_2 mesurés au-dessus du Bray sont bien représentatifs des échanges entre l'atmosphère et la parcelle. En ajoutant au flux net de CO_2 mesuré la valeur de **GPP** donnée par le modèle *MUSICA*, nous obtenons une estimation de la respiration du sol et des troncs (la respiration d'entretien des feuilles est incluse dans le **GPP**). Appliquée à l'ensemble de l'année 1997, cette méthode permet d'étudier la relation entre le terme de respiration ainsi calculé et la température et l'humidité du sol en surface.

Résultats. Nous avons représenté sur la Figure 8.2.2 les valeurs journalières de respiration estimées selon la méthode décrite plus haut. Nous avons mis en regard les valeurs de **GPP** estimées par le modèle *MUSICA*.

Nous pouvons voir tout d'abord que ces estimations du terme de respiration sont bien positives sur l'ensemble de l'année sauf à la fin de l'été (jours 273 à 277) où l'on obtient des valeurs négatives irrésistibles allant jusqu'à $-28 \text{ mmol m}^{-2} \text{ jour}^{-1}$. Ces journées coïncident avec le début de la période de stress hydrique durant laquelle la respiration du sol a sans aucun doute été fortement réduite. Aussi, nous pouvons penser que ces valeurs négatives de la respiration

du sol sont causées par une légère sous-estimation de l'effet du stress hydrique par le modèle *MuSICA* déjà observé sur les flux de chaleur latente (chapitre 7).

Ces valeurs de respiration sont maximales au printemps et au début de l'été, ce qui coïncide bien avec la période de croissance des racines. Le cumul de ces valeurs de respiration sur l'année atteint $826 \text{ gC m}^{-2} \text{ an}^{-1}$ ($8.26 \text{ tC ha}^{-1} \text{ an}^{-1}$) soit environ 50 % des valeurs estimées par Delzon (1999) ou Berbigier *et al.* (1999).

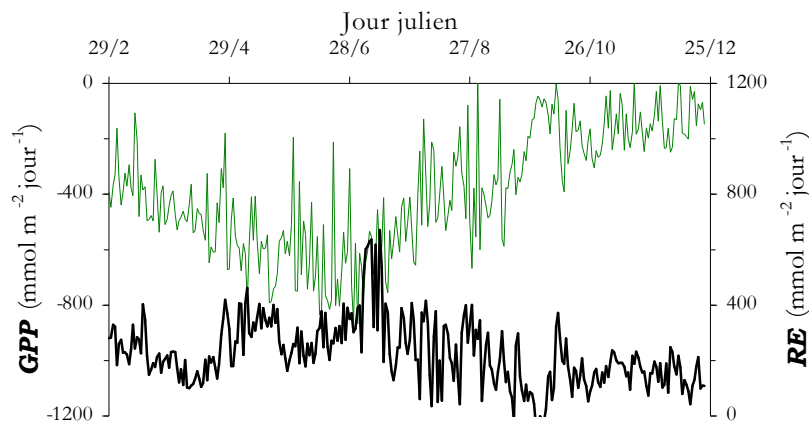


Figure 8.2.2 : estimation de la production primaire brute (trait fin) et de la respiration (trait gras) du Bray en 1997 à l'aide du modèle *MuSICA*.

Modèle de respiration. Nous avons cherché à trouver une relation entre ces estimations journalières de respiration et la température et l'humidité du sol en surface. Les valeurs journalières de stock hydrique sont estimées à l'aide des mesures du flux de chaleur latente et des pluies, et du modèle de flux de drainage du chapitre 6. Ce modèle a été calé sur les mesures de stock hydrique effectuées bimensuellement pendant l'année 1997. L'humidité de surface est alors déduite du stock hydrique selon la relation donnée au chapitre 6.

En séparant les périodes où le stock hydrique de la couche racinaire est supérieur à 85 mm et les autres, il est possible de voir un effet de la température sur le terme de respiration du sol (Figure 8.2.3 (a)). Cependant, il est difficile de découpler l'effet de la température et celui de l'humidité du sol (Figure 8.2.3 (b)).

Nous avons essayé dans un premier temps d'ajuster sur ce jeu de données une fonction de la température uniquement:

$$RE = RE_{20} Q_{10}^{(T-20)/10} \quad \text{Eq. 8.2.2}$$

Le meilleur ajustement est obtenu pour $\mathbf{RE}_{20} = 261 \text{ mmol m}^{-2} \text{ jour}^{-1}$ et $Q_{10} = 1.33$. Si nous fixons Q_{10} à une valeur plus commune de 2, et que nous ajustons \mathbf{RE}_{20} seulement, nous obtenons $\mathbf{RE}_{20} = 303 \text{ mmol m}^{-2} \text{ jour}^{-1}$. Ces fonctions sont également représentées sur la Figure 8.2.3 (a). La fonction pour laquelle nous avons fixé $Q_{10} = 2$ (trait gras) possède une courbure bien entendu plus prononcée que l'autre (trait fin).

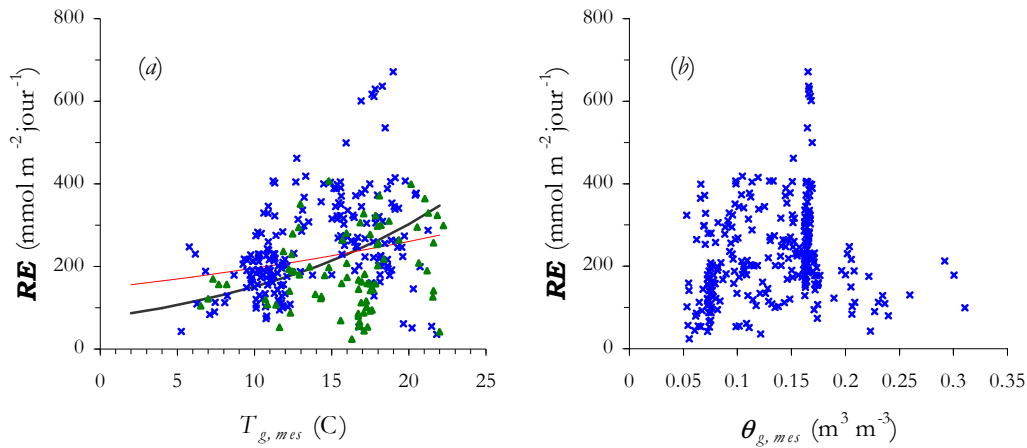


Figure 8.2.3 : dépendance de la respiration journalière envers (a) la température de surface du sol et (b) l'humidité de surface du sol. Stock hydrique supérieur à 85 mm (croix) et inférieur à 85 mm (triangles). Courbes : voir texte.

Nous avons essayé d'intégrer l'effet de l'humidité du sol en surface en intégrant une dépendance linéaire de la respiration envers cette variable :

$$\mathbf{RE} = \mathbf{RE}_{20} \times (1 + \theta_g / \theta_*) Q_{10}^{(T-20)/10} \quad \text{Eq. 8.2.3}$$

En fixant $Q_{10} = 2$, le meilleur ajustement est obtenu pour $\theta_* = 3.33 \%$ et $\mathbf{RE}_{20} = 67 \text{ mmol m}^{-2} \text{ jour}^{-1}$. L'utilisation de l'humidité de surface améliore légèrement les estimations faites de ce terme de respiration (Figure 8.2.4).

Bien entendu, en utilisant ce modèle de respiration dans le modèle *MUSIC*A (« avec LNF » mais pour les profils de CO_2 uniquement), nous obtenons une bonne corrélation avec les flux de CO_2 mesurés. Ce n'était pas le cas avec le modèle de respiration du chapitre 6 (Figure 8.2.5).

En valeurs cumulées sur l'année 1997, la respiration du sol et des troncs représente alors 57 % de la production primaire brute (Figure 8.2.6).

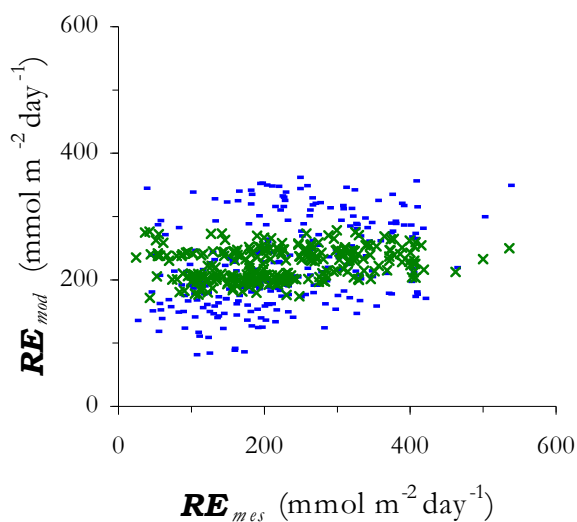


Figure 8.2.4 : terme de respiration modélisé et estimé à l'aide du modèle *MuSICA*. Estimations à partir de calcul de **GPP** et modèle en température (croix) ou température et humidité de surface (points).

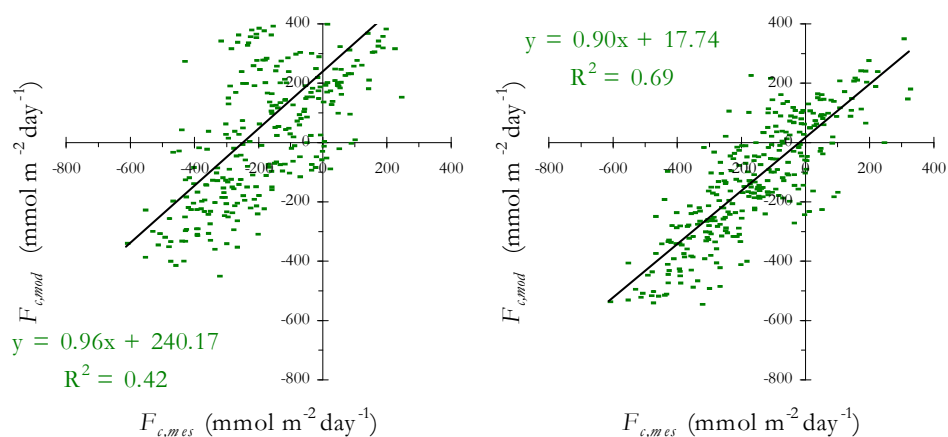


Figure 8.2.5 : comparaison des flux de CO_2 estimés par le modèle *MuSICA* et les flux mesurés : (a) modèle de respiration du chapitre 6 et (b) modèle de respiration du présent chapitre.

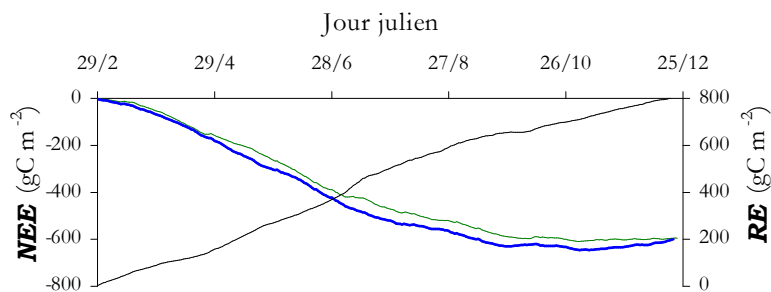


Figure 8.2.6 : cumul du flux net de CO_2 pour le Bray en 1997: modèle (trait gras) et mesures (trait fin). Cumul du flux de respiration modélisée (Eq. 8.2.3) pour la même année.

Conclusion. Le modèle *MUSICA* a permis de dissocier du flux net de CO_2 le terme de production primaire brute du flux de respiration. Les valeurs journalières de ces deux quantités semblent plus réalistes que celles obtenues par d'autres méthodes plus directes (Delzon, 1999 ; Berbigier *et al.*, 1999) ce qui montre la qualité de prédiction du modèle *MUSICA*.

Une étude détaillée du flux de CO_2 nocturne à une échelle semi-horaire nous a permis de mettre en évidence que le terme de stockage dans l'air du couvert n'était pas un terme prédominant dans le bilan de CO_2 et que le terme de respiration semblait dépendre fortement de l'humidité du sol en surface. Malheureusement, le modèle hydrologique utilisé dans le modèle *MUSICA* relie directement l'humidité de surface au stock hydrique et donc ne peut rendre compte des variations rapides de cette humidité durant les épisodes pluvieux. Les flux de CO_2 semi-horaires calculés par le modèle *MUSICA* avec le nouveau modèle de respiration (Eq. 8.2.3) sont donnés en Annexe B. Nous pouvons voir que ces flux sont sous-estimés par rapport aux flux mesurés durant les épisodes pluvieux de courte durée.

CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

Ce travail de thèse consistait à développer un modèle de couvert multicouche mécaniste adapté au site du Bray en s'appuyant sur la base de données collectée dans le cadre du programme EUROFLUX afin de répondre plus amplement aux questions soulevées par ce programme.

Les principaux processus physiques et biologiques intervenant dans les échanges de quantité de mouvement, de matière et d'énergie entre le site du Bray et l'atmosphère ont été abordés. Ceci a été possible grâce à de nombreux travaux antérieurs menés sur le même site concernant :

- 1/ la pénétration du rayonnement solaire dans le couvert (Berbigier et Bonnefond, 1995),*
- 2/ la photosynthèse des aiguilles de pin (Porté, 1996 ; Porté et Loustau, 1998),*
- 3/ le rôle du sous-bois dans les échanges d'eau et d'énergie avec l'atmosphère (Berbigier et al., 1991 ; Loustau et Cochard, 1991),*
- 4/ les processus de transport par la turbulence (Ogée, 1996) et*
- 5/ le stockage de chaleur dans la végétation (Diawara, 1991),*

mais aussi grâce à des études beaucoup plus récentes concernant :

- 1/ le cycle phénologique et l'architecture des houppiers (Porté, 1999),*
- 2/ l'interception du rayonnement par les rameaux et leur conductance stomatique (Bosc, 1999),*
- 3/ le stockage de chaleur dans le sol (Ogée et al., 1999) et*
- 4/ l'atténuation du vent moyen à l'intérieur de la végétation (chapitre 2).*

Le modèle MuSICA distingue 6 classes d'aiguilles par couche (ombre/soleil et 1, 2 et 3 ans) et 4 classes de feuilles dans le sous-bois (ombre/soleil, vivante/morte), intègre un modèle de transfert turbulent s'appuyant sur des concepts lagrangiens et prend en compte les cycles phénologiques de la végétation. Les différents modèles biophysiques utilisés ont souvent été validés séparément et peuvent être utilisés pour une large gamme de conditions climatiques.

Les premières simulations effectuées à partir des variables climatiques mesurées au-dessus du site entre le mois de mars 1997 et le mois de décembre 1997 ont montré que le modèle MuSICA permettait de bien estimer les flux de chaleur sensible et latente en provenance du Bray pour des échelles de temps allant de la demi-heure à l'année. Ces simulations ont mis en évidence également les faiblesses du modèle. Celles-ci sont par ordre d'importance :

- 1/ le modèle hydrologique qui est trop empirique pour estimer précisément le stock en eau du sol et donc le début et la fin des périodes de stress hydrique,*
- 2/ le modèle d'échanges thermiques entre la litière et l'air qui prédit de manière trop grossière les flux de chaleur sensible et latente dans le bas du couvert ce qui conduit à une mauvaise convergence du modèle de transfert turbulent,*
- 3/ le modèle de conductance stomatique des aiguilles qui vraisemblablement prédit des conductances trop fortes en conditions de faible déficit de saturation et de rayonnement direct intense.*

En confrontant les résultats de ces mêmes simulations aux mesures de flux de CO₂, nous avons été en mesure d'estimer l'importance de la respiration du sol dans le bilan de carbone du Bray. Sous l'hypothèse (réaliste) que la production primaire brute était correctement estimée par le modèle MuSICA, nous avons extrait du flux net de CO₂ le terme de respiration (du sol et des troncs) que nous avons alors modélisé à l'aide de la température et de l'humidité de surface du sol. Ce nouveau modèle de respiration nous a permis de reproduire correctement et à différentes échelles de temps les flux nets de CO₂ mesurés durant la campagne EUROFLUX. Ainsi, sur un bilan net de 600 gC m⁻² an⁻¹ mesuré entre le mois de mars et le mois de décembre, 1400 gC m⁻² an⁻¹ seraient assimilés par la végétation via la photosynthèse (diminuée de la respiration d'entretien) et environ 800 gC m⁻² an⁻¹ (soit 57 %) seraient restitués par la respiration du sol et des parties ligneuses.

Le modèle MuSICA semble donc constituer un outil performant pour l'étude des échanges de matière et d'énergie entre le Bray et l'atmosphère et leurs répartitions entre strates végétales, y compris dans des scénarios de changement climatique (doublement de CO₂, réchauffement, augmentation des précipitations, ...).

Avant cela, certains sous-modèles devront sans doute être améliorés afin de rendre cet outil encore plus fiable. La prise en compte explicite d'une couche de litière et de sol en surface dans le modèle hydrologique permettrait par exemple d'améliorer l'estimation des flux de chaleur dans le bas du couvert et surtout de prendre en compte les variations rapides d'humidité de surface dans le modèle de respiration du sol lors d'épisodes pluvieux.

Egalement, une étude de sensibilité du modèle à certains paramètres clés comme le nombre de couches dans les houppiers devra être entreprise. En effet, une version simplifiée du modèle MuSICA avec seulement 2 ou 3 couches de végétation dans les houppiers et un modèle de transfert turbulent lagrangien simplifié serait intermédiaire entre les modèles de surface à une couche et les modèles multicouches. Il pourrait donc avoir à la fois la simplicité des uns et le pouvoir de prédiction des autres. Une telle étude est actuellement en projet.

BIBLIOGRAPHIE

A

- Albini F.A., 1981. A phenomenological model for wind speed and shear stress profiles in vegetation cover layers. *Journal of Applied Meteorology*, **20** : 1325-1335.
- Aubinet M., Grelle A., Ibrom A., Rannik U., Moncrieff J., Foken T., Kowalski A.S., Martin P.H., Berbigier P., Bernhofer Ch., Clement R., Elbers J., Granier A., Grünwald T., Morgenstern K., Pilegaard K., Rebmann C., Snidjers W., Valentini R., Vesala T., 1999. Estimates of the annual net carbon and water exchange of European forests: the EUROFLUX methodology. *Advances in Ecological Research*. Sous presse.

B

- Baldocchi D.D., 1993. Scaling water vapor and carbone dioxide exchange from leaves to a canopy : rules and tools. In *Scaling Physiological procesesse : leaf to globe*. Ehleringer J.R., Field C.B., Editors, Academic Press, London, 77-114.
- Baldocchi D.D., 1992. A Lagrangian random-walk model for simulating water vapor, CO₂ and sensible heat flux densities and scalar profiles over and within a soybean canopy. *Boundary-Layer Meteorology*, **61** : 113-144.
- Baldocchi D.D., Harley P.C., 1995. Scaling water vapor and carbone dioxide exchange from leaves to canopy in a deciduoous forest. II. Model testing and application. *Plant, Cell and Environment*, **18** : 1157-1173.
- Baldocchi D.D., Meyers T.D., 1991. Trace gas exchange above the floor of a deciduous forest. I. Evaporation and CO₂ efflux. *Journal of Geophysical Research*, **96** (D4) : 7271-7285.
- Baldocchi D.D., Vogel C.A., 1996. Energy and CO₂ flux densities above and below a temperate broad-leaved forest and a boreal pine forest. *Tree Physiology*, **16** : 5-16.
- Ball J.T., 1987. Calculations related to gas exchange. In *Stomatal function*. Zeiger E., Farquhar G.D., Cowan I.R., Editors, Stanford University Press, Stanford, Californie, 445-475.

- Ball J.T., Woodrow I.E., Berry J.A., 1987. A model predicting stomatal conductance and its contribution to the control of photosynthesis under different environmental conditions. In *Progress in photosynthesis research (vol. 4)*. J. Biggins, Martinus Nijhoff, Dordrecht, 221-224.
- Batchelor G.K., 1949. Diffusion in a field of homogeneous turbulence. I. Eulerian analysis. *Australian Journal of Scientific Research*, **2** : 437-450.
- Berbigier P., Bonnefond J.M., 1995. Measurement and modelling of radiation transmission within a stand of maritime pine (*Pinus pinaster Ait.*). *Annales des Sciences Forestières*, **52** : 23-42.
- Berbigier P., Bonnefond J.M., Melmann P., 1999. Two-years measurements of CO₂ and water vapor fluxes above a maritime pine forest near Bordeaux (France) : the « Le Bray » Euroflux site. *Agricultural and Forest Meteorology*, soumis.
- Berbigier P., Diawara A., Loustau D., 1991. Etude microclimatique de l'effet de la sécheresse sur l'évaporation d'une plantation de pins maritimes et du sous-bois. *Annales des Sciences Forestières*, **22** : 157-177.
- Berbigier P., Loustau D., Diawara A., 1991. Etude microclimatique de l'effet de la sécheresse sur l'évaporation d'une plantation de Pin maritime à sous-bois de Molinie. *Annales des Sciences Forestières*, **22** : 157-177.
- Berbigier P., Ogée J., Bonnefond J.M., Lamaud E., Brunet Y., 1998. Mass and energy fluxes over a pine forest canopy : energy and water balance closure, and intra-annual variations in water and radiation use efficiencies. 23rd General Assembly de l'EGS, Nice, 20-24 April 98. News letter, European Geophysical Society, poster OA247, 177.
- Blanken P.D., Black T.A., Neumann H.H., den Hartog G., Yang P.C., Nesic Z., Staebler R., Chen W., Novak M.D., 1997. Turbulent flux measurements above and below the overstory of a boreal aspen forest. *Boundary-Layer Meteorology*, **89** : 109-140.
- Blyth E.M., Dolman A.J., Noilhan J., 1994. The effect of forest on mesoscale rainfall : an example from the HAPEX-MOBILHY. *Journal of applied meteorology*, **33**(4) : 445-454.
- Bosc A., 1999. Etude expérimentale du fonctionnement hydrique et carboné des organes aériens du pin maritime (*Pinus pinaster Ait.*). Thèse de doctorat, Université Victor Segalen Bordeaux II, Bordeaux, France, 225 pages.
- Brooks A., Farquhar G.D., 1985. Effect of temperature on the CO₂/O₂ specificity of ribulose-1,5-bisphosphate carboxylase/oxygenase and the rate of respiration in the light. *Planta*, **165** : 397-406.
- Brunet Y., Finnigan J. J., Raupach M.R., 1994. A wind tunnel study of air flow in waving wheat : single-point velocity statistics. *Boundary-layer Meteorology* **70** : 95-132.
- Brutsaert W., 1988. Evaporation into the atmosphere, Theory, History and Applications, Csanady G.T., Woods Hole Oceanographic Institution, Editor, 299 pages.

C

- Campbell G.S., 1977. *An Introduction to Environmental Biophysics*, Springer Verlag, New York, 155 pages.
- Cellier P., Brunet Y., 1992. Flux-gradient relationships above tall plant canopies. *Agricultural and Forest Meteorology*, **58** : 93-117.
- Cionco R.M., 1965. A mathematical model for air flow in a vegetative canopy. *Journal of Applied Meteorology*, **4** : 517-522.
- Collatz G.J., Ball J.T., Griwet C., Berry J.A., 1991. Physiological and environmental regulation of stomatal conductance, photosynthesis and transpiration : a model that includes a laminar boundary layer. *Agricultural and Forest Meteorology*, **54** : 107-136.
- Corrsin S., 1963. Estimates of the relations between Eulerian and Lagrangian scales in large Reynolds number turbulence. *Journal of the atmospheric sciences*, **20** : 115-119.
- Cowan I.R., 1972. Mass and heat transfer in laminar boundary layers with particular reference to assimilation and transpiration in leaves. *Agricultural Meteorology*, **10** : 311-329.
- Cowan I.R., 1968. Mass, heat and momentum exchange between stands of plants and their atmospheric environment. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **94**(402) : 523-544.

D

- de Moor G., 1983. Les théories de la turbulence dans la couche-limite atmosphérique. Cours et manuel 3, Ecole Nationale de la Météorologie, Toulouse-Mirail, Ministère des Transports, Direction de la Météorologie, 77 rue de Sèvres, 92106 Boulogne Billancourt Cedex, 312 pages.
- de Pury D., Farquhar G.D., 1997. Simple scaling of photosynthesis from leaves to canopies without the errors of big-leaf models. *Plant, Cell and Environment*, **20** : 537-557.
- de Vries, 1975. Heat transfer in soils. In *Heat and mass transfer in the biosphere*. De Vries D.A., Afgan N.H., Editors, Washington D.C., 5-28.
- Deardorff J.W., 1978a. Closure of second- and third- moment rate equations for diffusion in homogeneous turbulence. *Phys. Fluids*, **21**(4) : 525-530.
- Deardorff J.W., 1978b. Efficient prediction of ground surface temperature and moisture, with inclusion of a layer of vegetation. *Journal of Geophysical Research*, **83**(C4) : 1889-1903.
- Delzon S., 1999. Etude de la respiration du sol dans un peuplement de pins maritimes en lande humide. Mémoire de maîtrise, Université Victor Segalen Bordeaux I, Bordeaux, France, 16 pages.
- Denmead O.T., Bradley E.F., 1985. Flux-gradient relationships in a forest canopy. In *The Forest-Atmosphere Interaction*, Hutchinson B.A. and Hicks B.B., Editors, 421-442.

- Desprez-Loustau M.L., Dupuis F., 1994. Variation in the phenology of shoot elongation between geographic provenances of maritime pine (*pinus pinaster*) – implications for the synchrony with the phenology of the twisting rust fungus, *melampsora pinitorqua*. *Annales des Sciences Forestières*, **51** : 553-568.
- Diawara A., 1990. Echanges d'énergie et de masse à l'intérieur et au-dessus d'une forêt de pins des Landes. Thèse de doctorat, Université Blaise Pascal Clermont-Ferrand II, Clermont-Ferrand, France, 162 pages.
- Dixon R.K., Brown S., Houghton R.A., Solomon A.M., Trexler M.C., Wisnieski J., 1994. Carbon pools and flux of global forests ecosystems. *Science*, **263** : 185-190.
- Duchemin B., 1998. Apport des capteurs satellitaires à large champ pour l'estimation de variables de fonctionnement des écosystèmes forestiers tempérés. Thèse de doctorat, Université Paul Sabatier Toulouse III, Toulouse, France, 120 pages.

E

- Edwards, N.T., Hanson, P.J., 1996. Stem respiration in a closed-canopy upland forest. *Tree physiology*, **16** :433-439.
- El Hadj Moussa F., 1989. Circulation de l'eau dans un écosystème de pin maritime en Landes de gascogne. Thèse de doctorat de l'Université de Pau et des Pays de l'Adour, Pau, France, 126 pages.
- Ewel K.C., Wendell P.C., Gholz H.L., 1986. Soil CO₂ evolution in Florida slash pine plantations. II. Importance of root respiration. *Canadian Journal of Forest Resesearch*, **17** : 330-3.

F

- Farquhar G.D., Sharkey T.D., 1982. Stomatal conductance and photosynthesis. *Annual Review of Plant Physiology*, **33** : 317-345.
- Farquhar G.D., von Caemerrer S., 1982. Modelling of photosynthetic response to environmental conditions. In *Encyclopedia of plant physiology*, N.S., vol. 12 : *Physiological plant ecology*, pt B : *Water relations and photosynthetic productivity*, Lange O.L., Nobel P.S., Osmond C.B., Ziegler H., Editors, Berlin Heidelberg New York, 549-587.
- Farquhar G.D., Wong S.C., 1984. An empirical model of stomatal conductance. *Aust. J. Plant Physiol.*, **11** : 191-210.
- Farquhar G.D., von Caemmerer S., Berry J.A., 1980. A biochemical model of photosynthetic CO₂ assimilation in leaves of C₃ species. *Planta*, **149** : 78-90.
- Finnigan J.J., 1999. Turbulence in plant canopies. *Annual Review of Fluid Mechanics*. Soumis.
- Finnigan J.J., 1985. Turbulent transport in flexible plant canopies. In *The Forest-Atmosphere Interaction*, Hutchinson B.A. and Hicks B.B., Editors, 443-480.

- Finnigan J.J., Raupach M.R., 1987. Transfer processes in plant canopies in relation to stomatal characteristics. In *Stomatal functions*. Zeiger E., Editor, Stanford University press, Stanford, 385-429.
- Flesch T.K., Wilson D., 1992. A two-dimensional trajectory-simulation model for non-gaussian, inhomogeneous turbulence within plant canopies. *Boundary-Layer Meteorology*, **61** : 349-374.
- Folland C.K., Karl T., Vinnikov K.Y., 1993. Observed climate variations and change. In *Climate change, the IPCC scientific assessment*, Houghton J.T., Jenkins G.J., Ephraums J.J., Editors, University Press, Cambridge, 195-238.

G

- Garratt J.R., 1990. The internal boundary-layer- A review. *Boundary-Layer Meteorology*, **50** : 171-203.
- Garratt J.R., 1980. Surface influence upon vertical profiles in the atmospheric near-surface layer. *Q. J. R. Met. Soc.*, **106** : 803-819.
- Goudriaan J., 1977. Crop micrometeorology: a simulation study. Centre for Agricultural Publishing and Documentation, Editor, Pudoc, Wageningen, 94-123.
- Grace J.C., 1987. Theoretical ratio between « one-sided » and total surface area for pine needles. *N.Z. Journal of Forest Science*, **17** : 292-297
- Grace J.C., Jarvis P.G., Norman J.M., 1987. Modelling the interception of solar radiant energy in intensively managed stands. *New Zealand Journal of Forestry Science*, **17** : 193-209.
- Grace J.C., Rook D.A., Lane P.M., 1987. Modelling canopy photosynthesis in *Pinus radiata* stands. *New Zealand Journal of Forestry Science*, **17** : 210-228.
- Granier A., Loustau D., 1994. Measuring and modelling the transpiration of a maritime pine canopy from sap-flow data. *Agricultural Forest Meteorology*, **71** : 61-81
- Grant R.H., 1984. The mutual interference of spruce canopy structural elements. *Agricultural and Forest Meteorology*, **32** : 145-156.

H

- Harley P.C., Baldocchi D.D., 1995. Scaling carbon dioxide and water vapour exchange from leaf to canopy in a deciduous forest. I. Leaf model parametrization. *Plant, Cell and Environment*, **18** : 1146-1156.
- Harley P.C., Tenhunen J.D., 1991. Modeling the photosynthetic response of C₃ leaves to environmental factors. In *Modeling crop photosynthesis - from biochemistry to canopy*. American Society of Agronomy and Crop Science Society of America (CSSA), Madison, USA, 17-23.
- Harley P.C., Thomas R.B., Reynolds J.F., Strain B.R., 1992. Interactive effects of light, leaf temperature, CO₂ and O₂ on photosynthesis of cotton grown in elevated CO₂. *Plant, Cell and Environment*, **15** : 271-282.

- Harley P.C., Weber J.A., Gates D.M., 1985. Interactive effects of light, leaf temperature CO₂ and O₂ on photosynthesis in soybean. *Planta*, 165 : 249-263.
- Hassika P., 1998. Modélisation du rayonnement photosynthétiquement actif à l'échelle d'un couvert de pins maritimes en lande humide. Thèse de doctorat, Ecole Nationale des Arts et Métiers, Bordeaux, France, 186 pages.
- Hassika P., Berbigier P., Bonnefond J.M., 1997. Measurement and modelling of the photosynthetically active radiation transmitted in a canopy of maritime pine. *Annales des Sciences Forestières*, **54** : 715-730.
- Hillel D., 1980. Applications of Soil Physics, Academic Press, Editors, Londres, 385 pages.
- Horst T.W., Weil J.C., 1992. Footprint estimation for scalar flux measurements in the atmospheric surface layer. *Boundary-Layer Meteorology*, **59** : 279-296.
- Houghton R.A., 1996. Terrestrial sources and sinks inferred from terrestrial data. *Tellus*, **48B** : 419-432.
- Houghton R.A., Davidson E.A., Woodwell G.M., 1998. Missing sinks, feedbacks and understanding the role of terrestrial ecosystems in the global carbon balance. *Global Biochemical Cycles*, **12** : 25-34.
- Huber L., Brunet Y., 1991. Application of a Lagrangian model to simulate leaf wetness duration. 20th Agricultural and Forest Meteorology Conference, Salt Lake City, Utah, USA, 10-13 septembre 1991.
- Hutjes R.W.A., Kruijt B., 1994. Measuring spatial variability of turbulence statistics, I : methods and static instrument comparison. In *Turbulence over forest downwind of an edge*. PhD thesis de B. Kruijt, Université de Groningen, Pays-Bas, 156 pages.
- I**
- Irvine M.R., Gardiner B.A., Hill M.K., 1997. The evolution of turbulence across a forest edge. *Boundary-layer Meteorology* **84** : 467-496.
- J**
- Jackson R.D., Idso S.B., Reginato R.J., Pinter P.J., 1981. Canopy temperature as a crop water stress indicator. *Water Resources Research*, **17** (4) : 1133-1138.
- Jacobs A.F., van Boxel J.H., Shaw R.H., 1992. Horizontal and vertical distribution of air temperature in a vegetation canopy. *Netherlands Journal of Agricultural Science*, **40** : 359-372.
- Jacobs A.F.G., Van Boxtel J.H., El-Kilani R.M.M., 1994. Nighttime free convection characteristics within a plant canopy. *Boundary-Layer Meteorology*, **71** : 375-391.
- Jarman P.D., 1974. The diffusion of carbon dioxide and water vapour through stomata. *Journal of Experimental Botany*, **25** (88): 927-936.
- Jarvis P.G., 1976. The interpretation of the variations in leaf water potential and stomatal conductance found in canopies in the field. *Phil. Trans. R. Soc. Lond. B*, **273** : 593-610.

- Jarvis P.G., James G.B., Landsberg J.J., 1976. Coniferous forest. In *Vegetation and the atmosphere*. Monteith J.L., Editor, Academic Press, Londres, 171-240.
- Jones H.G., 1992. *Plants and microclimate : a quantitative approach to environmental plant physiology*. Cambridge University Press. Cambridge, 428 pages.
- Jordan D., Ogren W., 1984. The CO₂/CO₂ specificity of ribulose 1,5-biphosphate carboxylase/oxygenase. *Planta*, **161** : 308-313.

K

- Kaimal J.C., Finnigan J.J., 1994. *Atmospheric Boundary Layer Flows, their structure and measurement*, oxford University Press, Editor, 289 pages.
- Katul G., Oren R. ; Ellsworth D., Hsieh C., Phillips N., 1997. A Lagrangian dispersion model for predicting CO₂ sources, sinks, and fluxes in a uniform loblolly pine (*Pinus taeda* L.) stand. *Journal of Geophysical Research*, **102** : 9309-9321.
- Kelliher F.M., Whitehead D., Mc Aneney K.J., Judd M.J., 1990. Partitioning evapotranspiration into tree and understorey components in two young *Pinus Radiata* D. Don stands. *Agricultural and Forest Meteorology*, **50** : 211-27.
- Kirshbaum M.U.F., Farquhar G.D., 1984. Temperature dependence of whole-leaf photosynthesis in *Eucalyptus pauciflora* Sieb. Ex Spreng. *Australian Journal of Plant physiology* **11** : 519-38.

L

- Lamaud E., Ogée J., Brunet Y., Berbigier P., Bonnefond J.M., 1999. Analysis of the energy balance inside a forest canopy in order to validate the eddy flux measurements. *Agricultural and Forest Meteorology*, soumis.
- Lamaud E., Brunet Y., Berbigier P., 1996. Radiation and water use efficiencies of two coniferous forest canopies. *Phys. Chem. Earth* , **21** : 361-365.
- Landsberg J.J., James G., 1971. Wind profiles in plant canopies: studies on an analytical model. *Journal of Applied Ecology*, **8** : 729-741.
- Landsberg J.J., Thom A.S., 1971. Aerodynamic properties of a plant of complex structure. *Quart. J. R. Met. Soc.*, **97** : 565-570.
- Lang A.R.G., 1987. Simplified estimate of leaf area index from transmittance of the sun's beam. *Agricultural Forest Meteorology*, **41** : 179-186.
- Leclerc M.Y., Thurtell G.W., 1990. Footprint prediction of scalar fluxes using a markovian analysis. *Boundary-Layer Meteorology*, **52** : 247-258.
- Leclerc M.Y., Beissner K.C., Shaw R.H., Den Hartog G., Neumann H.H., 1990. The influence of atmospheric stability on the budgets of the Reynolds stress and turbulent kinetic energy within and above a deciduous forest. *Journal of Applied Meteorology*, **29** : 916-933.

- Leclerc M.Y., Thurtell G., Kidd G., 1988. Measurements and Langevin simulations of mean tracer concentration fields downwind from a circular line source inside an alfalfa canopy. *Boundary-layer Meteorology*, **43** : 287-308.
- Legg B.J., 1975. Turbulent diffusion within a wheat canopy : II. Results and interpretation. *Quart. J. R. Met. Soc.*, **101** : 611-628.
- Legg B.J., 1975. Turbulent diffusion within a wheat canopy: I. Measurement using nitrous oxide. *Quart. J. R. Met. Soc.*, **101** : 597-610.
- Leuning R., Denmead O.T., Miyata A., Kim J., 1999. Source/sink distributions of heat, water vapour, carbon dioxide and methane in a rice canopy estimated using Lagrangian dispersion analysis. *Agricultural and Forest Meteorology*. Accepté.
- Leuning R., 1995. A critical appraisal of a combined stomatal-photosynthesis model for C3 plants. *Plant, Cell and Environment*, **18** : 339-355.
- Leuning R., Kelliher F.M., De Pury D.G., Schulze E., 1995. Leaf nitrogen, photosynthesis, conductance and transpiration: scaling from leaves to canopy. *Plant, cell and Environment*, **18** : 1183-1200.
- Leverenz J.W., 1987. Chlorophyll content and the light response curve of shade-adapted conifer needles. *Physiol. Plantarum*, **71** : 20-29.
- Ley A.J., Thomson D.J., 1983. A random walk model of dispersion in the diabatic surface layer, *Quart. J. R. Met. Soc.*, **109** : 847-880.
- Loustau D., Cochard H., 1991. Utilisation d'une chambre de transpiration portable pour l'estimation de l'évapotranspiration d'un sous-bois de pin maritime à molinie (*Molinia coerulea* L. Moench), *Annales des Sciences Forestières*, **48** : 29-45.
- Loustau D., Berbigier P., Granier A., 1992. Interception loss, throughfall and stemflow in a maritime pine stand. I. Variability of throughfall and stemflow beneath the pine canopy. *Journal of Hydrology*, **138** : 449-467.
- Luhar A.K., Britter R.E., 1989. A random walk model for dispersion in inhomogeneous turbulence in a convective boundary layer. *Atmos. Envir.*, **23** : 1911-1924.
- Lumley J.L., 1962. An approach to the Eulerian-Lagrangian problem. *Journal of Mathematical Physics*, **3** (2) : 309-312.

M

- Mahli Y., Baldocchi D.D., Jarvis P.G., 1999. The carbon balance of tropical, temperate and boreal forests, *Plant, Cell and Environment*, **22** : 715-740.
- Massmann W.J., Weil J.C., 1999. An analytical one-dimensional second-order closure model of turbulence statistics and the Lagrangian time scale within and above plant canopies of arbitrary structure. *Boundary-Layer Meteorology* **91** : 81-107.
- Maugé J.P., 1987. Le pin maritime, premier résineux de France, Institut pour le Développement Forestier, 191 pages.

- Mc Caughey J.H., Saxton W.L., 1986. Energy balance storage terms in a mixed forest. *Agricultural and Forest Meteorology*, **44** : 1-18.
- McMurtrie R.E., Leuning R., Thompson W.A., Wheeler A.M., 1992. A model of canopy photosynthesis and water use incorporating a mechanistic formulation of leaf CO₂ exchange. *Forest Ecology and Management*, **52** : 261-278.
- Melillo J.M., Callaghan T.V., Woodward F.I., Salati E., Sinka S.K., 1993. Effects on ecosystems. In *Climate change, the IPCC scientific assessment*, Houghton J.T., Jenkins G.J., Ephraums J.J., Editors, University Press, Cambridge, 283-310.
- Meyers T.P., Baldocchi D., 1988. A comparison of models for deriving dry deposition fluxes of O₃ and SO₂ to a forest canopy. *Tellus*, **40(B)** : 270-284.
- Meyers T.P., Paw U K.T., 1987. Modelling the plant canopy micrometeorology with higher-order closure principles. *Agricultural Meteorology*, **41** : 143-163.
- Meyers T., Paw U K.T., 1986. Testing of a higher-order closure model for modeling airflow within and above plant canopies. *Boundary-Layer Meteorology*, **37** : 297-311.
- Meyers T.P., Yuen T.S., 1987. An assessment of averaging strategies associated with day/night sampling of dry-deposition fluxes of SO₂ and O₃. *Journal of Geophysical Research*, **92(D6)** : 6705-6712.
- Monin, A.S., Yaglom, A.M., 1971. *Statistical fluid mechanics : mechanics of turbulence*. Volume 1, MIT Press, 769 pages.
- Monteith J.L., 1965. Evaporation and environment. In *The state and movement of water in living organisms*. The society for experimental biology, Editor, University Press, Cambridge, 205-234.
- Monteith J.L., Unsworth M.H., 1990. Principles of environmental physics, second edition, Monteith J.L., Unsworth M.H., Editors, 286 pages.
- Monteith J.L., Szeicz G., Waggoner P.E., 1965. The measurement and control of stomatal resistance in the field. *Journal of Applied Ecology*, **2** : 345-355.
- Mulhearn P.J., 1978. Turbulent flow over a periodic rough surface. *The Physics of Fluids*, **21(7)** : 1113-1115.
- Myneni R., Ross J., Asrar G., 1989. A review on the theory of photon transport in leaf canopies. *Agricultural and Forest Meteorology*, **45** : 1-153.

N

- Nikolov N., Massman W., Schoettle A., 1995. Coupling biochemical and biophysical processes at the leaf level: an equilibrium photosynthesis model for leaves of C₃ plants. *Ecological Modeling*, **80** : 205-235.
- Nobel P.S., 1974. Boundary layers of air adjacent to cylinders. Estimation of effective thickness and measurements on plant material. *Plant Physiology*, **54** : 177-181.

Norman J.M., 1979. Modelling the complete crop canopy. In *Modification of the aerial environment of plants*, Barfield B.J., Gerber J.F., Editors, American Society of Agricultural Engineers, St Joseph, MI, 249-277.

O

- Ogée J., 1996. Modélisation lagrangienne des transferts de scalaires entre forêt et atmosphère. Mémoire de DEA, Université Paul Sabatier Toulouse III, Toulouse, France, 31 pages.
- Ogée J., Lamaud E., Brunet Y., Berbigier P., Bonnefond J.M., 1999. A long-term study of soil heat flux under a forest canopy. *Agricultural and Forest Meteorology*, soumis.
- Oker-Blom P., 1985. Photosynthesis of a Scots pine shoot: simulation of the irradiance distribution and photosynthesis of a shoot in different radiation fields. *Agricultural and Forest Meteorology*, **34** : 31-40.
- Oker-Blom P., Kellomäki S., 1983. Effect of grouping of foliage on the within-stand and within-crown light regime: comparison of random and grouping canopy models. *Agricultural Meteorology*, **28** : 143-155.
- Oker-Blom P., Smolander H., 1988. The ratio of shoot silhouette area to total needle area in Scots pine. *Forest Science*, **34**(4) : 894-906.
- Oker-Blom P., Kellomäki S., Smolander H., 1983. Photosynthesis of a Scots pine shoot: the effect of shoot inclination on the photosynthetic response of a shoot subjected to direct radiation. *Agricultural Meteorology*, **29** : 191-206.
- Oker-Blom P., Smolander H., Lahti T., 1989. A comparison of the photosynthetic radiation response of Scots pine shoots in direct and diffuse radiation. *Annales des sciences forestières*, **46** suppl. : 469s-472s.

P

- Parkhurst D.F., Duncan P.R., Gates D.M., Kreith F., 1968. Convection heat transfer from broad leaves of plants. *Journal of Heat Transfer*, 71-76.
- Paw U K.T., 1987. Mathematical analysis of the operative temperature and energy budget. *J. term. Biol.*, **12** (3) : 227-233.
- Penman H.L., 1948. Evaporation in nature. *Reports on Progress in Physics*, **11** : 366-388.
- Penman H.L., 1948. Natural evaporation from open water, bare soil and grass. Royal society of London, *Proceedings Serie A*, **193** : 120-146.
- Pereira A.R., Shaw R.H., 1977. A simulation of buoyancy on canopy flow. 13th American Meteorological Society Conference on Agricultural and Forest Meteorology, Purdue University, West Lafayette, Indiana, April 4-6.
- Porté A., 1999. Modélisation des effets du bilan hydrique sur la production primaire et la croissance d'un couvert de pins maritimes (*Pinus pinaster Ait.*) en lande humide. Thèse de doctorat, Université Paris XI, Orsay, France, 197 pages.

- Porté A., 1995. Etude de la variabilité des caractéristiques photosynthétiques du pin maritime (*Pinus pinaster Ait.*) en conditions naturelles : paramétrisation du modèle de Farquhar. Mémoire de DEA, Université Paris XI, Orsay, France, 54 pages.
- Porté A., Loustau D., 1998. Variability of the photosynthetic characteristics of mature needles within the crown of a 25-year old *Pinus pinaster*. *Tree physiol.*, **18** : 223-232.
- Porté A., Bosc. A., Champion I., Loustau D., 1999. Estimating the amounts of branch and tree foliage area and needle area density distributions in maritime pine (*Pinus pinaster Ait.*). *Ann. For. Sci.*, accepté.
- Press W.H., Teukolsky S.A., Vetterling W.T., Flannery B.P., 1992. Numerical Recipes in Fortran, the art of scientific computing, second edition, Cambridge University Press, Editor, Cambridge, 963 pages.
- Prioul J.L., Chartier, P., 1977. Partitioning of transfer and carboxylation components of intracellular resistance to photosynthetic CO_2 fixation : a critical analysis of the method used. *Ann. Bot.*, **41** : 789-800.

R

- Rao K.S., Wyngaard J.C., Coté O.R., 1974. Local advection of momentum, heat, and moisture in micrometeorology. *Boundary-Layer Meteorology*, **7** : 331-348.
- Raupach M.R., 1992. Drag and drag partition on rough surfaces. *Boundary-Layer Meteorology*, **60** : 375-395.
- Raupach M.R., 1989a. A practical lagrangian method for relating scalar concentrations to source distributions in vegetations canopies. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **115** : 609-32.
- Raupach M.R., 1989b. Stand overstorey processes. *Phil. Trans. R. Soc. Lond. B*, **324** : 175-190.
- Raupach M.R., 1989c. Applying lagrangian fluid mechanics to infer scalar source distributions from concentration profiles in plant canopies. *Agricultural and Forest Meteorology*, **47** : 85-108.
- Raupach M.R., 1988. Canopy transport processes. In *Flow and Transport in the Natural Environment : Advances and Applications*, W.L. Steffen and O.T. Denmead, Editors, Berlin, 95-127.
- Raupach M.R., 1987. A Lagrangian analysis of scalar transfer in vegetation canopies. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **113** : 107-120.
- Raupach M.R., 1981. Conditional statistics of Reynolds stress in rough-wall and smooth-wall turbulent boundary layers. *J. Fluid Mech.*, **108** : 363-382.
- Raupach M.R., Legg B.J., 1983. Turbulent dispersion from an elevated line source: measurements of wind-concentration moments and budgets. *J. Fluid Mech.*, **136** : 111-137.
- Raupach M.R., Shaw R.H., 1982. Averaging procedures for flow within vegetation canopies, *Boundary-Layer Meteorology*, **22** : 79-90.
- Raupach M.R., Thom A.S., 1981. Turbulence in and above plant canopies. *Ann. Rev. Fluid Mechanics*, **13** : 97-129.

- Raupach M.R., Coppin P.A., Legg B.J., 1986. Experiments on scalar dispersion within a model plant canopy. Part I : the turbulence structure. *Boundary-Layer Meteorology* **35** : 21-52.
- Raupach M.R., Denmead O.T., Dunin F.X., 1992. Challenges in linking atmospheric CO₂ concentrations to fluxes at local and regional scales. *Austr. J. Bot.*, **40** : 697-716.
- Raupach M.R., Finnigan J.J., Brunet Y., 1996. Coherent eddies and turbulence in vegetation canopies : the mixing-layer analogy. *Boundary-Layer Meteorology* **78** : 351-382.
- Raupach M.R., Thom A.S., Edwards I., 1980. A wind tunnel study of turbulent flow close to regularly arrayed rough surfaces, *Boundary-Layer Meteorology*, **18** : 373-397.
- Rodean H.C., 1996. *Stochastic Lagrangian models of turbulence diffusion*. Johnson D.R., Editor, American Meteorological Society, Boston, Massachusetts, 83 pages.
- Ryan M.G., 1990. Growth and maintenance respiration in stems of *Pinus contorta* and *pinca engelmannii*. *Can. J.For. Resp.* **20** : 48-57.

S

- Sawford B.L., 1985. Lagrangian statistical simulation of concentration mean and fluctuation fields. *J. Climate and Applied Meteorology*, **24** : 1152--1166.
- Sawford B.L., 1984. The basis for, and some limitations of, the Langevin equation in atmospheric relative dispersion modelling. *Atmospheric Environment*, **18**(11) : 2405-2411.
- Sawford B.L., Hunt J., 1986. Effects of turbulence structure, molecular diffusion and source size on scalar fluctuations in homogeneous turbulence. *J. Fluid Mechanics*, **165** : 373-400.
- Saylbury, F.B., Ross, C.W., 1992. *Plant Physiology*. 14th edition, Wadsworth publishing company, Belmont, California.
- Sellers P.J., 1991. Modeling and observing land-surface-atmosphere interactions on large scales. *Surveys in geophysics*, **12** (1-3) : 85-114.
- Sellers P.J., 1985. Canopy reflectance, photosynthesis and transpiration. *Int. J. Remote Sens.*, **6** : 1335-1372.
- Sellers P.J., Randall D.A., Collatz G.J., Berry J.A., Field C.B., Dazlich D.A., Zhang C., Colledo G.D., Bounoua L., 1996. A revised land surface parametrization (SiB2) for atmospheric GCMs. Part I : model formulation. *J. Climate*, **9** : 676-705.
- Sellers P.J., Berry J.A., Collatz G.J., Field C.B., Hall F.G., 1992. Canopy reflectance, photosynthesis and transpiration. III A reanalysis using improved leaf models and a new canopy integration scheme. *Remote Sens. Environ.*, **42** : 187-216.
- Shaw R.H., 1977. Secondary wind speed maxima inside plant canopies. *Journal of Applied Meteorology*, **16** : 514-521.
- Shaw R.H., den Hartog G., Neumann H.H., 1988. Influence of foliar density and thermal stability on profiles of Reynolds stress and turbulence intensity in a deciduous forest. *Boundary-Layer Meteorology*, **45** : 391-409.

- Smolander H., Oker Blom P., Ross J., Kellomäki S., Lahti T., 1987. Photosynthesis of a Scots pine shoot : test of a shoot photosynthesis model in a direct radiation field. *Agricultural and Forest Meteorology*, **39** : 67-80.
- Stenberg P., De Lucia E.H., Schoettle A.W., Smolander H., 1995. Photosynthetic light capture and processing from cell to canopy. In *Resource Physiology of Conifers*, Academic Press Inc., 3-38.
- Su H., Paw U K.T., Shaw R.H., 1996. Development of a coupled leaf and canopy model for the simulation of plant-atmosphere interaction. *Journal of Applied Meteorology*, **35** : 733-748.

T

- Taylor G.I., 1921. Diffusion by continuous movements. *Proceedings London Mathematical Society Serie 2*, **20** : 196-212.
- Tennekes H., Lumley J.L., 1972. A first course in turbulence, The Massachusetts Institute of Technology Press, Editor, Cambridge, Massachusetts, 293 pages.
- Thom A.S., 1971. Momentum absorption by vegetation. *Quart. J. R. Met. Soc.*, **97** : 414-428.
- Thomson D.J., 1987. Criteria for the selection of stochastic models of particle trajectories in turbulent flows. *Journal of Fluid Mechanics*, **180** : 529-556.

V

- Valentini R., Matteucci G., Dolman A.J., Schulze E.D., Rebmann C., Moors E.J., Granier A., Gross P., Jensen N.O., Pilegaard K., Lindroth A., Grelle A., Bernhofer C. Grünwald T., Aubinet M., Ceulemans R., Kowalski A.S., Vesala T., Rannik Ü., Berbigier P., Loustau D., Gudmunsson J., Thorgeirsson H., Ibrom A., Morgenstern K., Clement R., Moncrieff J., Montagnani L., Minerbi S., Jarvis P.G., 1999. The carbon sink of forests in Europe : novel results from the flux observation network. *Nature*, soumis.
- van Dop H., Nieuwstadt F.T.M., Hunt J.C.R., 1985. Random walk models for particle displacements in inhomogeneous unsteady turbulent flows. *Phys. Fluids*, **28** (6) : 1639-1653.

W

- Wang Y.P., Leuning R., 1998. A two-leaf model for canopy conductance, photosynthesis and partitioning of available energy I : model description and comparison with a multi-layered model. *Agricultural and Forest Meteorology*, **91** : 89-111.
- Wang K., Kellomäki S., Laitinen K., 1995. Effects of needle age, long-term temperature and CO₂ treatments on the photosynthesis of Scots pine. *Tree physiology*, **15** : 211-218.
- Watson R.T., Rodhe H., Oeschger H., Siegenthaler U., 1993. Greenhouse gases and aerosols. In *Climate change, the IPCC scientific assessment*, Houghton J.T., Jenkins G.J., Ephraums J.J., Editors, University Press, Cambridge, 1-40.

-
- Wilson J.D., Flesch T.K., 1993. Flow boundaries in random-flight dispersion models : enforcing the well-mixed condition, *J. Appl. Meteorol.*, **32** : 1695-1707.
- Wilson J.D., Shaw R.H., 1977. A higher-order closure model for canopy flow, *J. Appl. Meteorol.* **16** : 1198-1205.
- Wilson J.D., Catchpole V.R., Denmead O.T., Thurtell G.W., 1983. Verification of a simple micrometeorological method for estimating the rate of gaseous mass transfer from the ground to the atmosphere. *Agricultural Meteorology*, **29** : 183-189.
- Wilson J.D., Thurtell G.W., Kidd G.E., 1981. Numerical simulation of particle trajectories in inhomogeneous turbulence. II : systems with variable turbulent velocity scale. *Boundary-Layer Meteorology*, **21** : 423-441.
- Wong S.C., 1979. Stomatal behaviour in relation o photosynthesis. Ph. D. Thesis. A.N.U.
- Wullschleger S.D., 1993. Biochemical limitations to carbon assimilation in C3 plants – a retrospective analysis of the A/Ci curves from 109 species. *J. Experimental Bot.*, **44** : 907-920.

ANNEXE A : SITE DU BRAY

Conditions climatiques. Le site du Bray est situé dans les Landes de Gascogne (44°42' N 0°46' E). Il bénéficie d'un climat doux et humide caractéristique des climats océaniques : la moyenne annuelle des températures est de 12.5 °C et les précipitations annuelles entre 1951 et 1990 ont une moyenne de 930 mm par an. Elles sont réparties sur toute l'année avec des maxima en automne et en hiver.

Le site et ses alentours, à une altitude moyenne d'environ 60 m, ne présentent pas de relief marqué. Les vents dominants sont orientés SO-NE.

Conditions édaphiques. Le sol, de texture sableuse, est un podzol hydromorphe avec un horizon B induré, appelé alios, situé à une profondeur moyenne de 65 cm mais variant entre 40 et 80 cm (El Hadj Moussa, 1989). Cet alios peut être fissuré ici et là, mais il empêche cependant le développement en profondeur de tout système racinaire, du fait de sa compacité mais également de ses caractéristiques chimiques (concentration aluminique toxique).

Régulièrement en hiver, et malgré la présence de fossés de drainage autour de la parcelle, la nappe affleure en surface. Au cours de l'année, son niveau descend à des profondeurs comprises entre 1 m et 2.5 m suivant les conditions de sécheresse. La texture sableuse du sol défavorise les remontées capillaires, et quand la nappe est en dessous de l'alios, un stress hydrique apparaît rapidement. Les capacités de rétention des 70 premiers centimètres de sol est de 140 mm environ.

La présence d'une couche d'aliôs et la proximité de la nappe en surface sont caractéristiques de l'écotype « lande humide » (Duchemin, 1999). Ce type de sol est caractérisé par une forte acidité (pH entre 4 et 5.5) et un rapport C/N élevé (20 à 40). L'humus est de type mor.

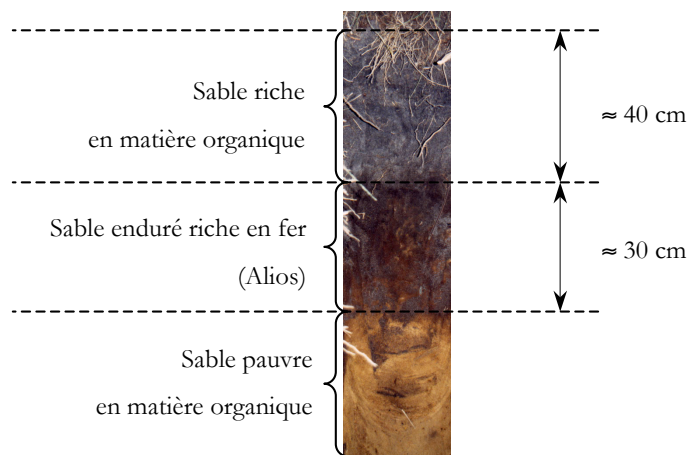


Figure 1 : Photo des 80 premiers centimètres du sol du Bray. On distingue la couche de sable riche en matière organique (grise/noire), la couche d'aliôs (ocre rouge) et le sable inorganique (ocre jaune).

Pratiques sylvicoles. Ce site est recouvert d'un peuplement équié régulier de pins maritimes d'une dizaine d'hectares, planté en 1970 en rangs espacés de 4 m suivant une orientation NE-SO. Le semis a été suivi d'une fertilisation phosphatée en plein de 120 unités de P_2O_5 . La parcelle du Bray couvre 16 ha d'un seul tenant et se situe au sein d'un massif de plusieurs centaines d'hectares.

| | |
|------|------------------------------------|
| 1974 | Dépressage |
| 1978 | Dépressage |
| 1981 | Débroussaillage au rouleau landais |
| 1982 | Eclaircie |
| 1990 | Débroussaillage au rouleau landais |
| 1991 | Eclaircie |
| 1995 | Débroussaillage au rouleau landais |
| 1996 | Eclaircie |

Tableau 1 : interventions sylvicoles au site du Bray (d'après A. Bosc, 1999).

Durant la campagne Euroflux, la densité du peuplement était de 518 tiges/ha (Tableau 1), ce qui correspond à un espacement intra-rang de 4.8 m environ et un *PAI* (Plant Area Index) moyen pour la canopée variant au cours de l'année entre 2.8 et 3. La hauteur moyenne des arbres est passée de 17.5 m en 1996 à 19.5 m en 1999 avec une profondeur de houppier environ constante de l'ordre de 5-7 m (Porté, 1999).

Le sous-bois, caractéristique des landes humides, est essentiellement composé de graminées (Loustau et Cochard, 1991) : majoritairement de la Molinie (*Molinia caerulea*) (90 % de la surface) et de l'avoine de Thore (*Pseudarrhenaterum longilofum*). Il dépasse rarement 0.7-0.8 m : les deux étages de la végétation (canopée et sous-bois) sont donc nettement séparés.



Figure 2 : photo aérienne du site du Bray pendant l'été 1998 prise dans la direction sud-est.



Figure 3 : image *LANDSAT* du site du Bray et ses alentours (source D. Guyon).
On distingue les parcelles de pins (vert foncé ou gris moyen) des champs de maïs (violet ou gris foncé) et des coupes rases (vert clair ou gris clair).

Instrumentation. Sur le site, plusieurs tours sont installées dont la plus récente (Figure 4), de 40 m de hauteur, sur laquelle ont été mesurés les flux turbulents et radiatifs de la fin de la campagne EUROFLUX (juin 1998-juin 1999). Ceux-ci étaient mesurés jusqu'alors sur une autre tour de 25 m.

Les flux turbulents sont mesurés par la méthode des corrélations (Leuning et Moncrieff, 1990 ; Moncrieff *et al.*, 1995). Le vent, sa direction et la température de l'air sont mesurées à l'aide d'un anémomètre sonique à 3 composantes (Solent R2, Gill), tandis que les teneurs en CO_2 et vapeur d'eau sont mesurées à l'aide d'un analyseur spectrométrique rapide (LICOR 6262). L'ensemble du dispositif de la campagne EUROFLUX est décrit par Berbigier *et al.* (1999) et Aubinet *et al.* (1999).

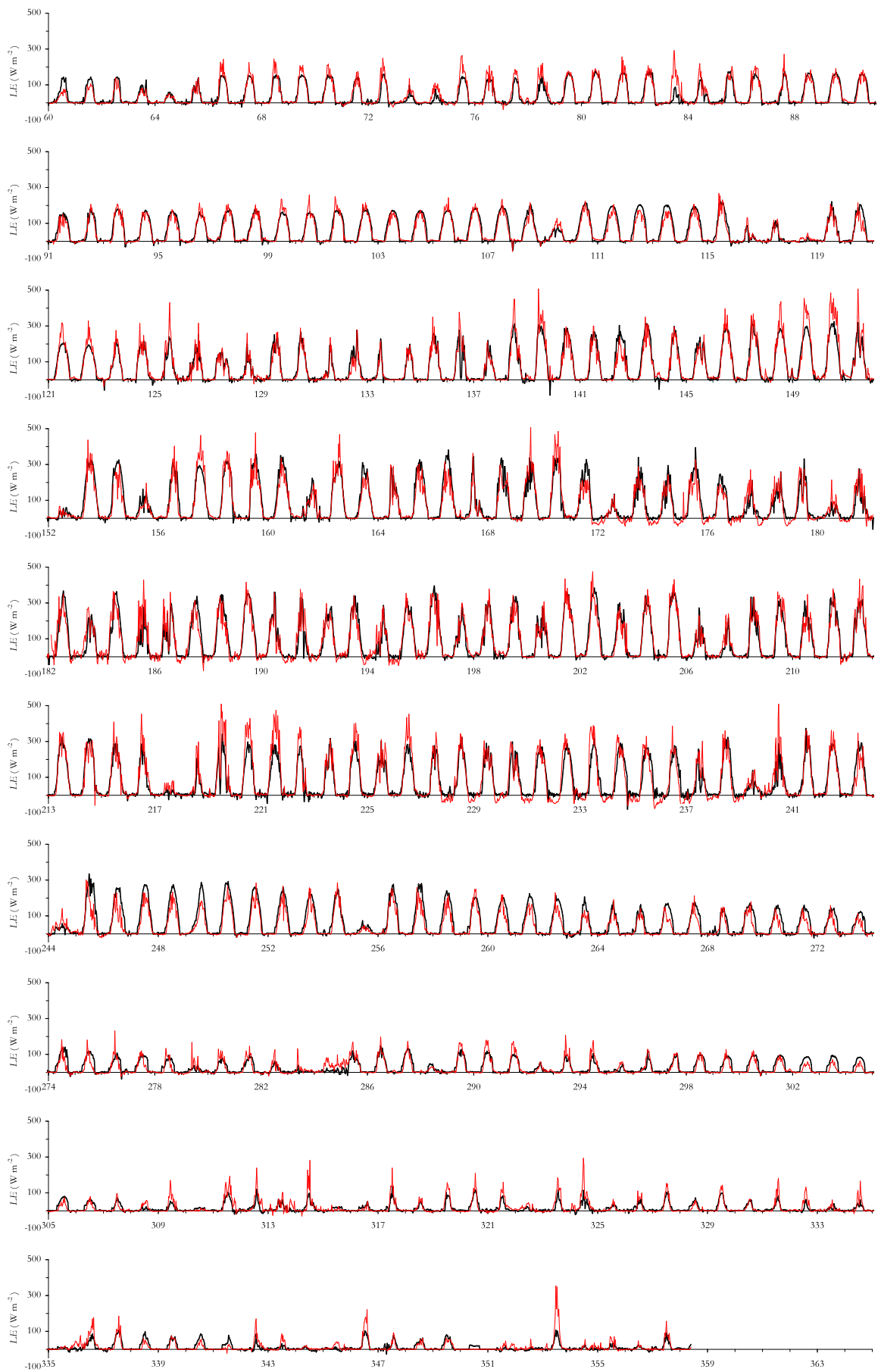


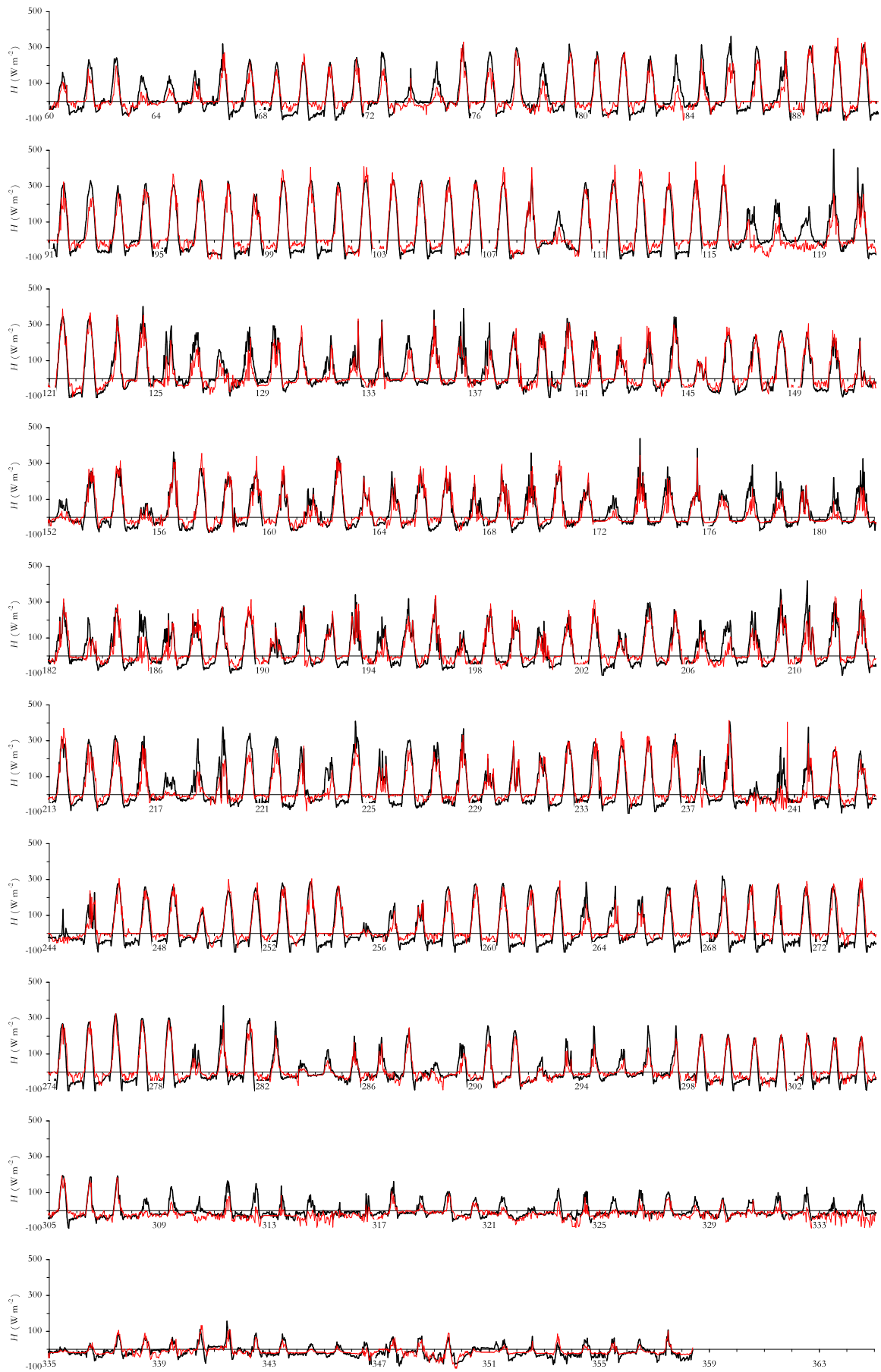
Figure 4 : tour de mesure de 40 m au site du Bray.

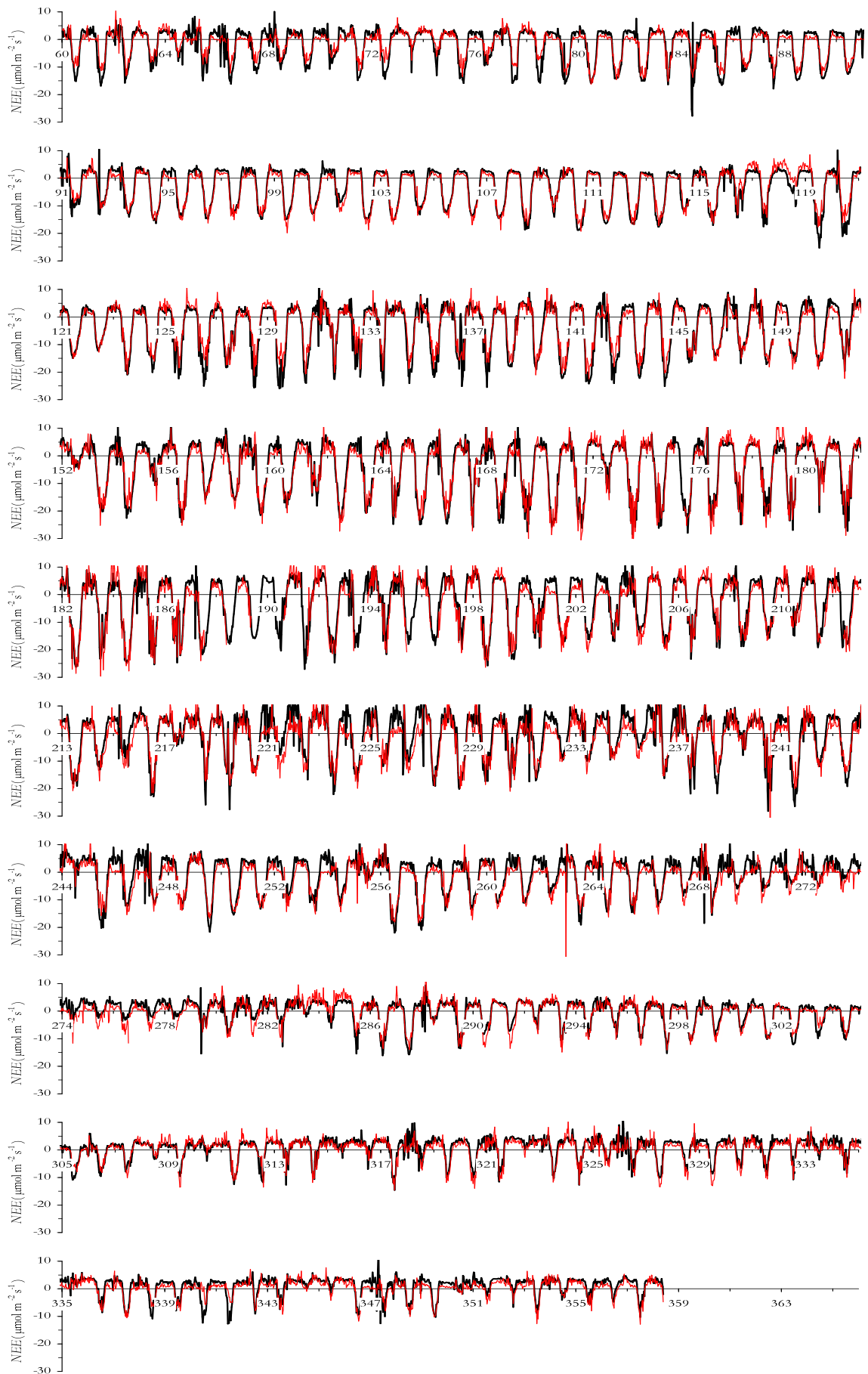
ANNEXE B : FLUX TURBULENTS

Nous avons représenté sur les deux pages qui suivent les variations temporelles des flux turbulents H_r et LE_r , mesurés et simulés à l'aide du modèle *MUSICA* relatifs au site du Bray et à l'année 1997. Le modèle, en trait gras, est en bon accord avec les mesures pour une large gamme de conditions édaphiques et climatiques. Les valeurs des paramètres utilisés pour ces simulations sont données au chapitre 7. Nous avons désactivé le modèle de transfert turbulent en supposant que les gradients verticaux de température et d'humidité dans le couvert étaient négligeables par rapport à ceux au niveau des surfaces d'échange (chapitre 7).

La dernière page de cette annexe montre les flux turbulents de CO_2 mesurés et estimés à l'aide du modèle *MUSICA* pour l'année 1997 également. Le modèle de respiration utilisé est décrit au chapitre 8. Seuls les gradients de CO_2 sont calculés par le modèle de transfert turbulent.







ANNEXE C : LISTE DE SYMBOLES

| Symbole | Signification | Unité |
|------------------------------------|--|--|
| a, b et b' | Paramètres de ϕ_w^* | |
| a_n, b_n, c_n et d_n | Coefficients apparaissant dans le modèle de photosynthèse | |
| a_x | Surface « de mouillage » de la canopée dans la direction x | m^2 |
| A | Taux de photosynthèse brute d'une surface élémentaire d'aiguille | $\mu\text{mol}_{(CO_2)} m^{-2} s^{-1}$ |
| A_{dif} | Taux de photosynthèse brute d'une surface élémentaire d'aiguille en éclairage diffus isotrope | $\mu\text{mol}_{(CO_2)} m^{-2} s^{-1}$ |
| A_{dir} | Taux de photosynthèse brute d'une surface élémentaire d'aiguille en éclairage unidirectionnel | $\mu\text{mol}_{(CO_2)} m^{-2} s^{-1}$ |
| A_t | Taux de photosynthèse brute <i>moyen</i> à la surface d'une aiguille | $\mu\text{mol}_{(CO_2)} m^{-2} s^{-1}$ |
| $A_{t,\text{dif}}$ | Taux de photosynthèse brute <i>moyen</i> à la surface d'une aiguille en éclairage diffus isotrope | $\mu\text{mol}_{(CO_2)} m^{-2} s^{-1}$ |
| $A_{t,\text{dir}}$ | Taux de photosynthèse brute <i>moyen</i> à la surface d'une aiguille en éclairage unidirectionnel | $\mu\text{mol}_{(CO_2)} m^{-2} s^{-1}$ |
| $\bar{A}_{t,\text{dif}}$ | Taux de photosynthèse brute <i>moyen</i> d'un ensemble d'aiguilles en éclairage diffus isotrope | $\mu\text{mol}_{(CO_2)} m^{-2} s^{-1}$ |
| $\bar{A}_{t,\text{dir}}$ | Taux de photosynthèse brute <i>moyen</i> d'un ensemble d'aiguilles en éclairage unidirectionnel | $\mu\text{mol}_{(CO_2)} m^{-2} s^{-1}$ |
| A_L | Taux de photosynthèse brute <i>moyen</i> à la surface d'un rameau | $\mu\text{mol}_{(CO_2)} m^{-2} s^{-1}$ |
| $A_{L,\text{dif}}$ | Taux de photosynthèse brute <i>moyen</i> à la surface d'un rameau en éclairage diffus isotrope | $\mu\text{mol}_{(CO_2)} m^{-2} s^{-1}$ |
| $A_{L,\text{dir}}$ | Taux de photosynthèse brute <i>moyen</i> à la surface d'un rameau en éclairage unidirectionnel | $\mu\text{mol}_{(CO_2)} m^{-2} s^{-1}$ |
| $A_{L,o}, A'_{L,o}$ et $A_{L,s}$ | Fonctions intervenant dans le modèle de photosynthèse d'un rameau | $\mu\text{mol}_{(CO_2)} m^{-2} s^{-1}$ |
| A_{max} | Taux de photosynthèse brute maximale d'une surface d'aiguille | $\mu\text{mol}_{(CO_2)} m^{-2} s^{-1}$ |
| A_n | Taux de photosynthèse nette d'une surface d'aiguille | $\mu\text{mol}_{(CO_2)} m^{-2} s^{-1}$ |
| $A_{n,\hat{a}}$ | Taux de photosynthèse nette à la surface d'une aiguille d'âge \hat{a} | $\mu\text{mol}_{(CO_2)} m^{-2} s^{-1}$ |
| $A_{n,\hat{a},o}$ | Valeur de $A_{n,\hat{a}}$ pour un rayonnement $\bar{Q}_{i,d,\hat{a}}$ | $\mu\text{mol}_{(CO_2)} m^{-2} s^{-1}$ |
| $A_{n,\hat{a},s}$ | Valeur de $A_{n,\hat{a}}$ pour un rayonnement $\bar{Q}_b / \pi \mu_b + \bar{Q}_{i,d,\hat{a}}$ | $\mu\text{mol}_{(CO_2)} m^{-2} s^{-1}$ |
| $A_{n,L,\hat{a}}(M_L, \Omega_L)$ | Taux de photosynthèse nette <i>moyen</i> d'un rameau de classe d'âge \hat{a} , placé en M_L et d'orientation Ω_L | $\mu\text{mol}_{(CO_2)} m^{-2} s^{-1}$ |
| $A_{n,L,\hat{a},o}(M_L, \Omega_L)$ | Taux de photosynthèse nette <i>moyen</i> d'un rameau de classe d'âge \hat{a} à l'ombre, placé en M_L et d'orientation Ω_L | $\mu\text{mol}_{(CO_2)} m^{-2} s^{-1}$ |
| $A_{n,L,\hat{a},s}(M_L, \Omega_L)$ | Taux de photosynthèse nette <i>moyen</i> d'un rameau de classe d'âge \hat{a} au soleil, placé en M_L et d'orientation Ω_L | $\mu\text{mol}_{(CO_2)} m^{-2} s^{-1}$ |
| $\bar{A}_{n,L,\hat{a},o}(M_L)$ | Taux de photosynthèse nette <i>moyen</i> des rameaux d'âge \hat{a} à l'ombre situés autour du point M_L | $\mu\text{mol}_{(CO_2)} m^{-2} s^{-1}$ |

| | | |
|--|--|--|
| $\bar{A}_{n,L,\hat{a},s}(M_L)$ | Taux de photosynthèse nette <i>moyen</i> des rameaux d'âge \hat{a} au soleil situés autour du point M_L | $\mu\text{mol}_{(CO_2)} \text{m}^{-2} \text{s}^{-1}$ |
| $\bar{A}_{n,L,\hat{a},0}(\bar{x}_L)$ | Taux de photosynthèse nette <i>moyen</i> des rameaux d'âge \hat{a} à l'ombre situés autour de la cote \bar{x}_L | $\mu\text{mol}_{(CO_2)} \text{m}^{-2} \text{s}^{-1}$ |
| $\bar{A}_{n,L,\hat{a},s}(\bar{x}_L)$ | Taux de photosynthèse nette <i>moyen</i> des rameaux d'âge \hat{a} au soleil situés autour de la cote \bar{x}_L | $\mu\text{mol}_{(CO_2)} \text{m}^{-2} \text{s}^{-1}$ |
| B | Terme de production/destruction par les forces de flottabilité | |
| c | Teneur en CO_2 ponctuelle et instantanée | $\mu\text{mol mol}^{-1}$ |
| $\tilde{c}(t)$ | Teneur en CO_2 d'une particule de fluide à l'instant t | $\mu\text{mol mol}^{-1}$ |
| $[\tilde{c}]_{\mathbf{x}}(t)$ | Teneur en CO_2 sur l'ensemble des particules de fluide situées en \mathbf{x} à t | $\mu\text{mol mol}^{-1}$ |
| \tilde{c}_0 | Teneur en CO_2 des particules de fluide passant près d'une source ponctuelle et instantanée placée à \mathbf{x}_0 à t_0 | $\mu\text{mol mol}^{-1}$ |
| e_1 et e_2 | Coefficients numériques pour la fonction noyau k_n | |
| $C_a(\bar{x}) = [\tilde{c}]_{\bar{x}}$ | Teneur en CO_2 moyenne des particules de fluide à \bar{x} | $\mu\text{mol mol}^{-1}$ |
| $C_{a,i}$ | Teneur en CO_2 moyenne de l'air libre au niveau \bar{x}_i ($i = 1, N_{tot}$) | $\mu\text{mol mol}^{-1}$ |
| $C_{a,d}$ | Partie diffusive de C_a | $\mu\text{mol mol}^{-1}$ |
| $C_{a,n}$ | Partie non-diffusive de C_a | $\mu\text{mol mol}^{-1}$ |
| $C_{a,r}$ | Teneur en CO_2 moyenne au niveau de référence | $\mu\text{mol mol}^{-1}$ |
| C_i | Teneur en CO_2 moyenne dans la cavité sous-stomatique | $\mu\text{mol mol}^{-1}$ |
| $C_{i,\hat{a}}$ | Teneur en CO_2 moyenne dans la cavité sous-stomatique des aiguilles d'âge \hat{a} | $\mu\text{mol mol}^{-1}$ |
| $C_{s,\hat{a}}$ | Teneur en CO_2 moyenne à la surface des aiguilles d'âge \hat{a} | $\mu\text{mol mol}^{-1}$ |
| C_p^{troncs} | Capacité calorifique linéaire des troncs | $\text{J m}^{-1} \text{K}^{-1}$ |
| C_{bf} | Coefficient pour la résistance de couche limite en convection forcée | |
| C_{bl} | Coefficient pour la résistance de couche limite en convection libre | |
| $C_{D\ell}$ | Coefficient de traînée d'une aiguille seule | |
| C_{DL} | Coefficient de traînée d'un rameau | |
| C_{Dx} | Coefficient de traînée d'une couche de végétation | |
| $C_p \approx 1010$ | Chaleur massique de l'air sec ou humide entre 0 et 30 °C | $\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$ |
| CLI | Couche limite interne | |
| CE | Couche en équilibre | |
| CLS | Couche limite superficielle | |
| d | Hauteur de déplacement | m |
| \mathbf{d} | Taille caractéristique d'un objet | m |
| $d_{ij} _n$ | Composantes adimensionnées de la matrice de dispersion calculées à partir des profils neutres normalisés de σ_w et de T_L | |
| $d_{t,\hat{a}}$ | Diamètre des aiguilles d'âge \hat{a} | m |
| d_L | Diamètre d'un rameau | m |
| $d_{L,\hat{a}}$ | Diamètre d'un rameau d'âge \hat{a} | m |
| $d\Omega$ | Angle solide élémentaire | stéradian |
| $d\sigma(M_s)$ | Surface foliaire élémentaire centrée en un point M_s d'une aiguille de pin | m^2 |
| D_c | Diffusivité moléculaire (binaire) relative au CO_2 | $\text{m}^2 \text{s}^{-1}$ |
| D_{ij} | Matrice de dispersion | s m^{-1} |
| $D_{n,ij}$ | Matrice de dispersion de champ proche | s m^{-1} |
| $D_{l,ij}$ | Matrice de dispersion de champ lointain | s m^{-1} |
| D_v | Diffusivité moléculaire (binaire) relative à la vapeur d'eau | $\text{m}^2 \text{s}^{-1}$ |
| D_s | Diffusivité thermique moléculaire | $\text{m}^2 \text{s}^{-1}$ |
| e ou ECT | Energie cinétique turbulente | $\text{m}^2 \text{s}^{-2}$ |
| $E_{\hat{a}}$ | Taux de transpiration à la surface d'une aiguille d'âge \hat{a} | $\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$ |
| $E_{\hat{a},0}$ | Valeur de $E_{\hat{a}}$ pour un rayonnement $\bar{Q}_{i,d,\hat{a}}$ | $\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$ |
| $E_{\hat{a},s}$ | Valeur de $E_{\hat{a}}$ pour un rayonnement $\bar{Q}_b / \pi \mu_b + \bar{Q}_{i,d,\hat{a}}$ | $\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$ |
| E | Flux de vapeur d'eau à un niveau quelconque dans le couvert | $\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$ |
| E_k | Flux de vapeur d'eau au sommet de la couche k | $\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$ |
| E_0 | Flux de vapeur d'eau au sol | $\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$ |

| | | |
|--|--|---|
| $f'_a(M_L)$ | Densité de probabilité qu'un rameau d'âge a se trouve en M_L quelque soit son orientation | |
| $f'_{a,s}(M_L)$ | Densité de probabilité qu'un rameau d'âge a se trouve en M_L et au soleil quelque soit son orientation | |
| $f'_{a,o}(M_L)$ | Densité de probabilité qu'un rameau d'âge a se trouve en M_L et à l'ombre quelque soit son orientation | |
| $f_a(M_L, \Omega_L)$ | Fonction de distribution spatiale et angulaire des rameaux d'âge a | |
| $f_{a,s}(M_L, \Omega_L)$ | Fonction de distribution spatiale et angulaire des rameaux d'âge a au soleil | |
| $f_{a,o}(M_L, \Omega_L)$ | Fonction de distribution spatiale et angulaire des rameaux d'âge a à l'ombre | |
| $f'_{a,r}(R_L)$ | Fonction de distribution radiale des rameaux d'âge a dans un houppier | |
| $f'_{a,z}(Z_L)$ | Fonction de distribution verticale des rameaux d'âge a dans un houppier | |
| $f'_{a,r}(R_L)$ | Fonction de distribution radiale dans un houppier des rameaux d'âge a au soleil | |
| $f'_{a,s,z}(Z_L, \Omega_L)$ | Fonction de distribution verticale et d'orientation dans un houppier des rameaux d'âge a au soleil | |
| f_s | Fraction des rameaux au soleil quelque soit la classe d'âge | |
| $f'_s(z_L)$ | Fraction d'aiguilles au soleil au niveau | |
| f_x, f_y et f_z | Termes d'absorption (par pression et viscosité) de quantité de mouvement par la végétation | |
| F | Flux turbulent d'un scalaire quelconque | |
| F_c | Flux de CO_2 à un niveau quelconque dans le couvert | $\mu\text{mol}_{(CO_2)} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ |
| $F_{c,k}$ | Flux de CO_2 au sommet de la couche k | $\mu\text{mol}_{(CO_2)} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ |
| $F_{c,0}$ | Flux de CO_2 au sol | $\mu\text{mol}_{(CO_2)} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ |
| $F_{c,g}$ | Flux turbulent de CO_2 au sol | $\mu\text{mol} \text{ mol}^{-1} \text{ m} \text{ s}^{-1}$ |
| $F_{q,g}$ | Flux turbulent de vapeur d'eau au sol | $\text{g kg}^{-1} \text{ m} \text{ s}^{-1}$ |
| $F_{t,g}$ | Flux turbulent de CO_2 | $\text{K m} \text{ s}^{-1}$ |
| $g = 9.81$ | Accélération de la pesanteur | $\text{m} \text{ s}^{-2}$ |
| $g_{st,a}$ | Conductance stomatique des rameaux d'âge a | $\text{mol} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ |
| $g_{min,a}$ | Conductance stomatique minimale des rameaux d'âge a | $\text{mol} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ |
| Gr | Nombre de Grashof | |
| G | Flux de chaleur par conduction dans le sol | W m^{-2} |
| h | Hauteur des houppiers | m |
| h_b | Hauteur de la base des houppiers | m |
| H_a | Flux de chaleur sensible à la surface d'une aiguille d'âge a | W m^{-2} |
| $H_{a,o}$ | Valeur de H_a pour un rayonnement $\bar{Q}_{i,d,a}$ | W m^{-2} |
| $H_{a,s}$ | Valeur de H_a pour un rayonnement $\bar{Q}_b / \pi \mu_b + \bar{Q}_{i,d,a}$ | W m^{-2} |
| H | Flux de chaleur sensible à un niveau quelconque dans le couvert | W m^{-2} |
| H_k | Flux de chaleur sensible au sommet de la couche k | W m^{-2} |
| H_0 | Flux de chaleur sensible au sol | W m^{-2} |
| I | Luminance | $\text{W m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ |
| I_b | Luminance d'un rayonnement unidirectionnel ou direct (<i>in situ</i>) | $\text{W m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ |
| I | Luminance d'un rayonnement diffus isotrope | $\text{W m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ |
| I_H | Indice d'inhomogénéité de la turbulence | |
| $I_r(\Omega)$ | Luminance atmosphérique au niveau de référence dans la direction Ω | $\text{W m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ |
| $I_{d,r}(\Omega)$ | Composante diffuse de $I_r(\Omega)$ | $\text{W m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ |
| $I_{b,r}(\Omega)$ | Composante directe de $I_r(\Omega)$ | $\text{W m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ |
| $I_L(\Omega)$ | Luminance arrivant sur le volume enveloppant le rameau | $\text{W m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ |
| $I_{d,L}(\Omega)$ | Composante diffuse de $I_L(\Omega)$ | $\text{W m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ |
| $I_{b,L}(\Omega)$ | Composante directe de $I_L(\Omega)$ | $\text{W m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ |
| $\bar{I}_a(z, \mu)$ | Luminance atmosphérique moyenne à la cote z et dans la direction μ ($0 \leq \mu \leq 1$) | $\text{W m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ |
| J_c^{air} et J_c^{veg} | Termes de stockage de CO_2 dans l'air libre et dans l'espace intercellulaire de la végétation respectivement | $\mu\text{mol}_{(CO_2)} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ |
| J_q^{air} et J_q^{veg} | Termes de stockage de vapeur d'eau dans l'air libre et dans l'espace intercellulaire de la végétation respectivement | $\text{kg} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ |

| | | |
|--|---|-------------------------------------|
| $J_{Cp,t}^{\text{air}}$ et $J_{Cp,t}^{\text{veg}}$ | Termes de stockage de chaleur sensible dans l'air libre et dans l'espace intercellulaire de la végétation respectivement | $W m^{-2}$ |
| J_{Lq}^{air} et J_{Lq}^{veg} | Termes de stockage de chaleur latente dans l'air libre et dans l'espace intercellulaire de la végétation respectivement | $W m^{-2}$ |
| $J_{Cp,t}^{\text{troncs}}$ | Stockage de chaleur sensible dans les troncs, les branches et les axes des rameaux | $W m^{-2}$ |
| J | Flux de transport des électrons | $\mu\text{mol}_{(e)} m^{-2} s^{-1}$ |
| J_{max} | Flux maximal de transport des électrons | $\mu\text{mol}_{(e)} m^{-2} s^{-1}$ |
| $J_{max,25}$ | Valeur de J_{max} à 25 °C | $\mu\text{mol}_{(e)} m^{-2} s^{-1}$ |
| $k_s = 0.4$ | Constante de von Kàrman | |
| k_n | Fonction noyau du champ proche | |
| K | Diffusivité turbulente au-dessus du couvert d'un scalaire quelconque | $m^2 s^{-1}$ |
| K_c et K_o | Constantes de Michaelis de la RubisCO pour la carboxylation et l'oxygénation respectivement | mol/mol |
| $K_{c,25}$ et $K_{o,25}$ | Valeurs de K_c et K_o à 25 °C respectivement | mol/mol |
| K_f | Diffusivité turbulente de champ lointain d'un scalaire quelconque | $m^2 s^{-1}$ |
| K_h | Diffusivité turbulente pour la chaleur sensible | $m^2 s^{-1}$ |
| K_m | Diffusivité turbulente pour la quantité de mouvement | $m^2 s^{-1}$ |
| L | Longueur d'Obukhov | m |
| L_s | Echelle de longueur de cisaillement | m |
| LAI | Indice foliaire | $m^2 m^{-2}$ |
| $l_{\hat{a}}$ | Densité volumique de surface foliaire de la cohorte d'âge \hat{a} | $m^2 m^{-3}$ |
| $l_{\hat{a},s}$ | Densité volumique de surface foliaire de la cohorte d'âge \hat{a} au soleil | $m^2 m^{-3}$ |
| $l_{\hat{a},o}$ | Densité volumique de surface foliaire de la cohorte d'âge \hat{a} à l'ombre | $m^2 m^{-3}$ |
| L_u | Echelle de longueur de variation du vent moyen | m |
| L_w | Echelle de longueur de la vitesse verticale | m |
| L_θ | Echelle de variation de la température potentielle | m |
| $m_{\hat{a}}$ | Paramètre du modèle de conductance stomatique d'un rameau d'âge \hat{a} | |
| $M_d = 0.028966$ | Masse molaire de l'air sec | $kg mol^{-1}$ |
| M_L | Position d'un rameau (extrémité de la tige) | |
| Nu | Nombre de Nusselt | |
| N_{veg} | Nombre de couches dans la végétation | |
| N_{tot} | Nombre de couches dans le domaine d'étude | |
| O_i | Pression partielle d'oxygène dans la chambre sous-stomatique | mol/mol |
| $p_0 = 10^5$ | Pression de référence | Pa |
| p | Pression de l'air | Pa |
| $P(\mathbf{x}_s, t \mathbf{x}_0, t_0)$ | Probabilité de transition d'une particule de fluide ou probabilité pour qu'une particule située en $\tilde{\mathbf{x}}_0 = \mathbf{x}_0$ à t_0 se trouve en $\tilde{\mathbf{x}} = \mathbf{x}$ à t | |
| P_f | Partie de P diffusif (retardée) ou de champ lointain | |
| P_n | Partie de P non-diffusif ou de champ proche | |
| P_s | Terme de production par cisaillement | $m^2 s^{-3}$ |
| P_v | Terme de production par mouvement du feuillage | $m^2 s^{-3}$ |
| P_w | Terme de production par sillage | $m^2 s^{-3}$ |
| $Pé$ | Nombre de Péclet | |
| q | Teneur en vapeur d'eau de l'air ou humidité spécifique | $kg kg^{-1}$ |
| $q_a(\tilde{z})$ | Humidité spécifique de l'air libre à \tilde{z} | $kg kg^{-1}$ |
| $q_{a,i}$ | Humidité spécifique de l'air libre au niveau \tilde{z}_i ($i = 1, N_{tot}$) | $kg kg^{-1}$ |
| $q_{a,r}$ | Humidité spécifique de l'air libre au niveau de référence | $kg kg^{-1}$ |
| $q_{i,\hat{a}}$ | Humidité spécifique dans la cavité sous-stomatique des aiguilles d'âge \hat{a} | $kg kg^{-1}$ |
| $q_{s,\hat{a}}$ | Humidité spécifique à la surface des aiguilles d'âge \hat{a} | $kg kg^{-1}$ |
| $q^*(T_{s,\hat{a}})$ | Humidité spécifique à saturation à la température $T_{s,\hat{a}}$ | $kg kg^{-1}$ |
| $Q_a(M_o)$ | Rayonnement absorbé par une surface foliaire élémentaire | $\mu\text{Eq} m^{-2} s^{-1}$ |
| $Q_i(M_o)$ | Rayonnement intercepté par une surface foliaire élémentaire | $\mu\text{Eq} m^{-2} s^{-1}$ |
| $Q_{i,t}$ | Rayonnement intercepté <i>moyen</i> à la surface d'une aiguille | $W m^{-2}$ |

| | | |
|--|--|---|
| \overline{Q}_{il} | Rayonnement intercepté <i>moyen</i> par plusieurs aiguilles | W m ⁻² |
| Q_b | Rayonnement unidirectionnel incident | W m ⁻² |
| $\overline{Q}_b(z)$ | Rayonnement direct incident <i>moyen</i> à la cote z | W m ⁻² |
| $Q_{br} = \mu_b I_{br}$ | Rayonnement direct incident au niveau de référence | W m ⁻² |
| $Q_{b,L}(\Omega)$ | Rayonnement direct arrivant sur le volume enveloppant le rameau | W m ⁻² |
| Q_d | Rayonnement diffus incident | W m ⁻² |
| $\overline{Q}_d(z)$ | Rayonnement diffus atmosphérique incident <i>moyen</i> à la cote z | W m ⁻² |
| $Q_{d,r}$ | Rayonnement diffus incident au niveau de référence | W m ⁻² |
| $\overline{Q}_d^+(z), \overline{Q}_d^-(z)$ | Rayonnements rediffusés <i>moyens</i> à la cote z (descendant et ascendant) | W m ⁻² |
| $\overline{Q}_d^+(z), \overline{Q}_d^-(z)$ | Rayonnements diffus <i>moyens</i> à la cote z (descendant et ascendant) | W m ⁻² |
| $Q_{d,L}^+$ | Rayonnement diffus descendant sur le volume enveloppant le rameau | W m ⁻² |
| $Q_{d,L}^-$ | Rayonnement diffus montant sur le volume enveloppant le rameau | W m ⁻² |
| $\overline{Q}_{i,d,\hat{a}}$ | Rayonnements diffus <i>moyen</i> intercepté par un rameau de classe \hat{a} | W m ⁻² |
| $Q_{i,L}$ | Rayonnement <i>moyen</i> intercepté par un rameau | W m ⁻² |
| $Q_{i,b,L}$ | Rayonnement <i>moyen</i> direct intercepté par un rameau | W m ⁻² |
| $Q_{i,d,L}$ | Rayonnement <i>moyen</i> diffus intercepté par un rameau | W m ⁻² |
| $Q_{th,r}$ | Rayonnement thermique atmosphérique au niveau de référence | W m ⁻² |
| $\overline{Q}_{th}(z)$ | Rayonnement thermique atmosphérique <i>moyen</i> à la cote z | W m ⁻² |
| $\overline{Q}_{th}^+(z), \overline{Q}_{th}^-(z)$ | Rayonnements thermiques descendant (en provenance de l'atmosphérique et de la végétation au-dessus) et montant (en provenance du sol et de la végétation en dessous) | W m ⁻² |
| r_{bg} | Résistance de surface du sol relative à la chaleur sensible | s m ⁻¹ |
| r_{bm} | Résistance de couche limite de tous les éléments végétaux compris dans la couche de végétation relative à la quantité de mouvement | s m ⁻¹ |
| $r_{bm,L}$ | Résistance de couche limite d'un rameau relative à la quantité de mouvement | s m ⁻¹ |
| $r_{br,\hat{a}}, r_{bc,\hat{a}}$ et $r_{bb,\hat{a}}$ | Résistances de couche limite d'un rameau d'âge \hat{a} relatives à la vapeur d'eau, au CO ₂ et à la chaleur sensible | s m ⁻¹ |
| $r_{br,\hat{a}}^f, r_{bc,\hat{a}}^f$ et $r_{bb,\hat{a}}^f$ | Résistances de couche limite d'un rameau d'âge \hat{a} en convection forcée relatives à la vapeur d'eau, au CO ₂ et à la chaleur sensible | s m ⁻¹ |
| $r_{br,\hat{a}}^l, r_{bc,\hat{a}}^l$ et $r_{bb,\hat{a}}^l$ | Résistances de couche limite d'un rameau d'âge \hat{a} en convection libre relatives à la vapeur d'eau, au CO ₂ et à la chaleur sensible | s m ⁻¹ |
| $r_{sr,\hat{a}}$ et $r_{sc,\hat{a}}$ | Résistances stomatiques d'un rameau d'âge \hat{a} relatives à la vapeur d'eau et au CO ₂ | s m ⁻¹ |
| $rh_{s,\hat{a}}$ | Humidité relative à la surface des aiguilles | |
| $R = 8.31441$ | Constante des gaz parfaits | J K ⁻¹ mol ⁻¹ |
| R_d | Taux de respiration diurne autre que la photorespiration à la surface des aiguilles quelque soit leur âge | μmol _(CO2) m ⁻² s ⁻¹ |
| R_f | Nombre de Richardson de flux | |
| Re | Nombre de Reynolds | |
| R_L | Distance relative d'un rameau au tronc auquel il est rattaché | m |
| $\mathbf{R}_{f1}, \mathbf{R}_{f2}$ et \mathbf{R}_r | Résistances de canopée de champ proche et de champ lointain | s m ⁻¹ |
| \mathbf{R}_b et \mathbf{R}_c | Résistances de canopée de couche limite et stomatique | s m ⁻¹ |
| S | Densité moyenne de sources/puits de scalaire à un niveau z | |
| $S_c = \langle \overline{\sigma}_c \rangle$ | Densité moyenne de sources/puits de CO ₂ à un niveau z | μmol mol ⁻¹ s ⁻¹ |
| $S_q = \langle \overline{\sigma}_q \rangle$ | Densité moyenne de sources/puits de chaleur sensible à un niveau z | g kg ⁻¹ s ⁻¹ |
| $S_t = \langle \overline{\sigma}_t \rangle$ | Densité moyenne de sources/puits de vapeur d'eau à un niveau z | K s ⁻¹ |
| S_c^{aig} et S_c^{troncs} | Densités moyenne de sources/puits de CO ₂ relatives aux aiguilles et aux troncs respectivement | μmol mol ⁻¹ s ⁻¹ |
| S_{Cpt} et S_{Lq} | Densités moyenne de sources/puits de chaleur sensible et latente respectivement | W m ⁻² |
| S_{ij} | Densité moyenne de sources/puits de CO ₂ dans la couche j | μmol mol ⁻¹ s ⁻¹ |

| | | |
|---|--|--|
| S_{qj} | Densité moyenne de sources/puits de chaleur sensible dans la couche j | $\text{g kg}^{-1} \text{ s}^{-1}$ |
| S_{tj} | Densité moyenne de sources/puits de vapeur d'eau dans la couche j | K s^{-1} |
| S_ℓ | Surface totale d'une aiguille | m^2 |
| S_L | Surface totale (développée) d'un rameau | m^2 |
| Sh_c | Nombre de Sherwood relatifs au CO_2 | |
| Sh_p | Nombre de Sherwood relatif à la vapeur d'eau | |
| SCR | Sous-couche « rugueuse » | |
| SCI | Sous-couche « inertielle » | |
| Sk_w | Moment d'ordre 3 normalisé de la vitesse verticale | |
| $sh_L(\Omega_L, \Omega)$ | Silhouette d'un rameau d'orientation Ω_L dans une direction de projection Ω | m^2 |
| $sv_{b,L}$ | Surface d'un rameau visible depuis le soleil | m^2 |
| $sw_{b,L}$ | Surface développée d'un rameau visible depuis le soleil | m^2 |
| $S_{\hat{a}}$ | Surface foliaire développée d'un rameau d'âge \hat{a} | m^2 |
| $STAR_L(\Omega_L, \Omega)$ | Rapport entre la silhouette et la surface totale d'un rameau | |
| $STAR_{b,L}$ | $STAR$ d'un rameau dans la direction du soleil | |
| $STAR_{d,L}(\Omega_L)$ | $STAR$ moyen d'un rameau sur la distribution angulaire du diffus | |
| $STAR_{\hat{a}}$ | $STAR$ d'un rameau d'âge \hat{a} | |
| $STAR_{b,\hat{a}}$ | $STAR$ moyen des rameaux d'âge \hat{a} dans la direction du soleil sur la distribution angulaire | |
| t | Instant | s |
| T | Température de l'air | K |
| T_v | Température virtuelle de l'air | K |
| $T_f(z)$ | Température de l'air libre à z | K |
| $T_{v,a}(z)$ | Température virtuelle de l'air libre à z | K |
| $T_{a,i}$ | Température de l'air libre au niveau z_i ($i = 1, N_{tot}$) | K |
| $T_{a,r}$ | Température de l'air libre au niveau de référence | K |
| $T_{s,\hat{a}}$ | Température de la surface des aiguilles d'âge \hat{a} | K |
| $T_{v,s,\hat{a}}$ | Température virtuelle de la surface des aiguilles d'âge \hat{a} | K |
| $T_{s,g}$ | Température de sol en surface | K |
| $T_{d,g}$ | Température de sol en profondeur | K |
| T_L | Echelle de temps de décorrélation de la vitesse lagrangienne | s |
| T_t | Terme de transport turbulent | $\text{m}^2 \text{ s}^{-3}$ |
| T_m | Terme de transport par diffusion moléculaire | $\text{m}^2 \text{ s}^{-3}$ |
| T_p | Terme de transport par pression | $\text{m}^2 \text{ s}^{-3}$ |
| T_d | Terme de transport dispersif | $\text{m}^2 \text{ s}^{-3}$ |
| T_0 | Température moyenne dans la CLA à l'état de référence | K |
| T_{t0} | Température virtuelle moyenne dans la CLA à l'état de référence | K |
| $T_{25} = 298.15$ | Température de référence pour les paramètres biochimiques | K |
| $\mathbf{u}(t) = (u, v, w)$ | Vitesse du vent | m s^{-1} |
| U | Echelle de vitesse | m s^{-1} |
| $U(z)$ ou U_z | Vent moyen à z | m s^{-1} |
| U_i | Vent moyen au niveau z_i ($i = 1, N_{tot}$) | m s^{-1} |
| U_r | Vent moyen au niveau de référence | m s^{-1} |
| u ou U | Vitesse de frottement | m s^{-1} |
| v_m | Volume molaire de l'air sec | $\text{m}^3 \text{ mol}^{-1}$ |
| $V_{c,max}$ | Taux maximal de carboxylation | $\mu\text{mol}_{(CO_2)} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ |
| $V_{c,max,25}$ | Taux maximal de carboxylation à 25 °C | $\mu\text{mol}_{(CO_2)} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ |
| w_c | Taux de carboxylation limité par l'activité de la RubisCO (sites saturés) | $\mu\text{mol}_{(CO_2)} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ |
| w_j | Taux de carboxylation limité par la régénération du RuP ₂ | $\mu\text{mol}_{(CO_2)} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ |
| $\langle w'\theta' \rangle_*$ | Flux de chaleur dans la couche à flux constant | K m s^{-1} |
| $\tilde{\mathbf{x}}(t) = (\tilde{x}, \tilde{y}, \tilde{z})$ | Position instantanée d'une particule de fluide | m |
| $\tilde{\mathbf{u}}(t) = (\tilde{u}, \tilde{v}, \tilde{w})$ | Vitesse instantanée d'une particule de fluide | m s^{-1} |
| x | Coordonnée horizontale suivant la direction du vent moyen | m |
| y | Coordonnée horizontale perpendiculaire à la direction du vent | m |

| | | |
|----------------------------------|--|--|
| | moyen | |
| X et Y | Longueurs de la maille de la canopée périodique | m |
| \tilde{z} | Coordonnée verticale suivant la verticale au sol (en l'absence de relief) | m |
| \tilde{z}_i | Niveau dans le couvert ($i = 1, N_{tot}$) | m |
| \tilde{z}_r | Niveau de référence au-dessus du couvert | m |
| \tilde{z}_c | Sommet de la couche à flux constant | m |
| \tilde{z} | Sommet de la sous-couche rugueuse | m |
| \tilde{z}_{max} | Niveau maximum des mesures | m |
| $\tilde{z}_{m,j}$ | Niveau moyen dans la couche j ($j = 1, N_{veg}$) | m |
| \tilde{z}_0 | Hauteur de rugosité | m |
| \tilde{z}'_0 | Constante d'intégration pour le profil de vent dans la SCR (au-dessus) | m |
| \tilde{z}' | Altitude relative à la hauteur de déplacement d | m |
| Z | Hauteur relative dans le houppier | m |
| Z_L | Position verticale relative d'un rameau dans un houppier | m |
| α_L | Constante de l'ordre de l'unité | |
| α | Fraction de la surface totale du rameau qui utilise le direct | |
| α_j | Efficience quantique du transport des électrons | $\text{mol}_{(e^-)} / \text{mol}_{(e)}$ |
| α_A | Rendement « apparent » de la photosynthèse | $\text{mol}_{(CO_2)} / \text{mol}_{(e)}$ |
| α_s | Constante entre 1 et 10 | |
| $\beta = g/T_0$ | Paramètre de flottabilité | $\text{m s}^{-2} \text{K}^{-1}$ |
| β_j | Courbure du modèle de photosynthèse | |
| β_u | Coefficient empirique pour le profil neutre du vent dans la végétation | |
| β_w | Coefficient empirique pour le profil neutre de σ_w/u dans la SCR | |
| β_s | Coefficient empirique pour le profil neutre de $u T_L/h$ dans la SCR | |
| $\chi_L(M_s, \Omega)$ | Fonction indicatrice de trous dans un rameau | |
| δ | Rapport entre le vent moyen au sommet du couvert et u | |
| $\delta I(M_s, \Omega, \lambda)$ | Densité spectrale de luminance incidente en M_s dans la direction Ω | $\text{W m}^{-2} \text{sr}^{-1}$ |
| Δt | Pas de temps du modèle MuSICA | s |
| $\Delta \tilde{z}_j$ | Epaisseur de la couche j | m |
| $\langle \varepsilon \rangle$ | Taux moyen de dissipation de l'énergie cinétique turbulente | $\text{m}^2 \text{s}^{-3}$ |
| ε | Erreur commise sur la mesure statistique de u | |
| ϕ_w | Fonction de stabilité pour σ_w/u dans la SCI | |
| ϕ_w^* | Fonction de stabilité pour σ_w/u dans la SCR | |
| ϕ_h | Fonction de stabilité pour la chaleur sensible dans la SCI | |
| ϕ_m et Ψ_m | Fonctions de stabilité pour le vent moyen dans la SCI | |
| ϕ_m^* et Ψ_m^* | Fonctions de stabilité pour le vent moyen dans la SCR | |
| ϕ_p | Angle entre la direction de projection et l'axe d'un rameau | |
| Γ_c | Point de compensation au CO_2 en l'absence de respiration diurne | mol/mol |
| γ_m | Facteur « d'amplification » dans la SCR | |
| η | Paramètre dans profil de vent moyen dans la SCR | |
| η_K | Micro-échelle de Kolgomorov | m |
| $\kappa = 3.66 \cdot 10^{-3}$ | Coefficient de dilatation thermique de l'air | K^{-1} |
| κ_b | Coefficient empirique d'atténuation du rayonnement direct | |
| κ_d | Coefficient empirique d'atténuation du diffus solaire | |
| κ_{tb} et κ'_{tb} | Coefficients empiriques d'atténuation du rayonnement thermique | |
| λ | Longueur d'onde | nm |
| μ | Viscosité dynamique de l'air | $\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-1}$ |
| μ_b | Sinus de l'angle d'élévation solaire | |
| ν | Viscosité cinématique de l'air | $\text{m}^2 \text{s}^{-1}$ |
| ν_s | Conductivité thermique de l'air sec | $\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$ |
| ν_e | Coefficient empirique pour le profil neutre de vent dans la végétation | |
| ν_w | Coefficient empirique pour le profil neutre de σ_w/u dans la SCR | |

| | | |
|-------------------------------|--|-------------------|
| v_r | Coefficient empirique pour le profil neutre de $u.T_L/h$ dans la <i>SCR</i> | |
| π_ℓ | Densité de <i>PAI</i> (<i>Plant Area Index</i>) à la cote z | $m^2 m^{-3}$ |
| θ | Température potentielle | K |
| θ_ℓ | Angle que fait la face plane de l'aiguille avec le plan d'incidence | |
| θ_s | Angle qui repère le point M_s par rapport au plan d'incidence | |
| θ_j | Concavité de l'hyperbole reliant J à Q_i | |
| θ_v | Température potentielle virtuelle | K |
| θ_w | Concavité pour le profil neutre de σ_w/u dans la <i>SCR</i> | |
| θ_T | Concavité pour le profil neutre de $u.T_L/h$ dans la <i>SCR</i> | |
| ρ | Masse volumique de l'air | $kg m^{-3}$ |
| ρ_0 | Masse volumique moyenne de l'air dans la <i>CLA</i> de référence | $kg m^{-3}$ |
| ρ_d | Masse volumique de l'air sec | $kg m^{-3}$ |
| $\sigma = 5.67 \cdot 10^{-8}$ | Constante de Stefan-Boltzmann | $W m^{-2} K^{-4}$ |
| σ_w | Ecart-type de la vitesse verticale | $m s^{-1}$ |
| σ_Z | Ecart-type de la position verticale d'un panache par rapport à la source | m |
| σ | Valeur neutre de σ_w/u dans la <i>SCI</i> | |
| σ_c et σ_u | Valeur neutre de σ_w/u dans la canopée et le sous-bois respectivement | |
| σ_0 | Valeur neutre de σ_w/u au sol | |
| Σ | Superficie totale du couvert | m^2 ou ha |
| τ | Valeur neutre de $u.T_L/h$ dans la <i>SCI</i> | |
| τ_c et τ_u | Valeur neutre de $u.T_L/h$ dans la canopée et le sous-bois respectivement | |
| ϖ | Coefficient empirique pour le profil neutre de vent dans la végétation | |
| ω | Albédo foliaire de première diffusion | |
| Ω_L | Orientation d'un rameau (direction de la tige) | |
| Ω | Direction incidente | |
| Ω_s | Direction de la normale locale à une surface d'aiguille | |
| Ω_s^+ | Voûte extérieure au point M_s et d'angle solide 2π | |
| Ω_b | Direction d'un rayonnement unidirectionnel ou du direct | |
| ψ | Paramètre pour la réponse de $V_{c,max}$ et J_{max} à la température | |
| $\zeta_{d,l}$ | Distribution angulaire du diffus | |
| ζ_σ | Indice de stabilité dans la <i>SCI</i> | |
| ζ'_σ | Indice de stabilité dans la <i>SCR</i> | |