

Modélisation du brouillard

*Le but de ce chapitre est de préciser les choix retenus pour notre modèle de nuage 3D à microphysique simplifiée, notamment les améliorations apportées aux paramétrisations physiques. Dans un premier paragraphe, on décrit les aspects physiques du brouillard de rayonnement. Dans la suite du chapitre, on détaille les différents processus physiques intervenant dans l'évolution du brouillard de rayonnement. On établit les équations générales du cycle de l'eau atmosphérique en phase chaude, qui couple les processus de microphysique, de turbulence et de rayonnement. On présente les paramétrisations introduites pour ces processus et pour d'autres processus tels que l'interaction sol-atmosphère. En dernier lieu, une introduction générale à Code_Saturne **Atmo** est présentée. Dans cette section, une méthode d'assimilation de type "nudging" est présentée, elle est en particulier utilisée pour assurer un forçage extérieur au modèle.*

Sommaire

1.1	Aspects physiques du brouillard de rayonnement	10
1.2	Modélisation des processus microphysiques	12
1.2.1	Nucléation	14
1.2.2	Auto-collection	20
1.2.3	Sédimentation	21
1.2.4	Déposition	22
1.3	Modélisation des écoulements turbulents avec prise en compte de l'eau atmosphérique	25
1.3.1	Couche limite atmosphérique	25
1.3.2	La simulation de la turbulence par approche RANS	26
1.4	Modélisation des effets du rayonnement	30
1.4.1	Un modèle simplifié pour le rayonnement thermique	30
1.4.2	Un modèle simplifié pour le rayonnement solaire	31
1.4.3	Traitement de l'albédo des aérosols et gouttelettes	32
1.5	Modélisation des échanges sol-atmosphère	35
1.5.1	Méthode "force-restore"	35
1.5.2	Méthode itérative	37

1.6	Le modèle <i>Code_Saturne Atmo</i>	38
1.6.1	Présentation générale du modèle	39
1.6.2	Méthode numérique	39
1.6.3	Technique de nudging	41

1.1 Aspects physiques du brouillard de rayonnement

Classiquement, l'évolution du brouillard peut se présenter en trois étapes : la formation, la phase mature et la dissipation. Mais, considérant le rôle important des aérosols dans le cycle de vie du brouillard, on peut distinguer dans la phase de formation deux sous étapes : *l'activation des gouttelettes et leur développement*.

- i *L'activation en gouttelettes* : la condensation de la vapeur d'eau, en eau liquide, se produit initialement autour de certains types de microparticules de matière solide (aérosols), que l'on appelle noyaux de condensation (cloud condensation nuclei, CCN). Ces noyaux peuvent être constitués par des grains de poussière, de sable, de suie, par des gaz résiduels de l'industrie ou de la combustion des cendres, des cristaux de sel provenant de l'évaporation de l'eau de mer, etc. Le nombre de ces noyaux est généralement très élevé, et les particules de poussière sont particulièrement abondantes. La vapeur d'eau contenue dans une atmosphère soumise à une baisse de température, se condense autour des noyaux de condensation : les gouttelettes se forment.
- ii *La phase de développement* : pendant le processus de grossissement des gouttelettes, une couche de brouillard se forme puis s'étend horizontalement et verticalement. La production de l'eau liquide nuageuse est dominante dans cette phase. Il faut noter que tous les processus microphysiques intervenant dans le cycle de vie du brouillard vont s'activer dans cette phase : La nucléation, la condensation, l'évaporation, l'auto-collection et la sédimentation.
- iii *La phase d'équilibre* : cette phase est caractérisée par un équilibre dynamique entre la production de l'eau liquide nuageuse (source) et la perte d'eau liquide nuageuse (puits). Cet équilibre résulte de l'interaction entre le refroidissement radiatif au sommet du brouillard, la turbulence et la microphysique notamment à travers le processus de sédimentation.
- iv *La phase de dissipation* : la dissipation a lieu lorsque cet équilibre est interrompu : sources < puits. Les mécanismes comme le refroidissement au sommet du brouillard, le réchauffement de la base du brouillard, la sédimentation, ou le changement de vitesse du vent peuvent provoquer cette interruption.

Pour que le brouillard se forme, le taux d'humidité de l'air doit être suffisamment élevé pour permettre la condensation de la vapeur d'eau par un refroidissement ou par un apport supplémentaire en humidité. Les mouvements turbulents de l'air doivent être suffisants forts pour les gouttelettes d'eau soient maintenues en suspension. De plus, la présence d'une quantité suffisante de noyaux de condensation est nécessaire à la formation du brouillard. Toutefois, ces trois ingrédients ne suffisent pas toujours à former le brouillard,

on sait que la formation du brouillard de rayonnement est aussi lié au refroidissement nocturne de la surface terrestre du à son émission dans le domaine du rayonnement infrarouge (ou thermique). C'est l'un des processus importants pour le brouillard de rayonnement.

Processus clé : Transfert radiatif

– Le bilan énergétique à la surface

$$R_{net} = S \downarrow + S \uparrow + I \downarrow + I \uparrow = H + LE - G, \quad (1.1)$$

où R_{net} est le flux radiatif net, $S \downarrow$ est le flux solaire incident transmis à travers l'atmosphère jusqu'à la surface (flux solaire descendant), $S \uparrow$ est le flux solaire réfléchi vers l'espace (flux solaire montant), $I \downarrow$ est le flux infrarouge (IR) reçu par la surface (flux infrarouge descendant), $I \uparrow$ est le flux infrarouge émis par la surface (flux infrarouge montant), H est le flux turbulent de chaleur sensible échangée avec l'atmosphère, LE est le flux turbulent de chaleur latente (chaleur nécessaire pour évaporer l'eau du sol ou produire par la condensation de la vapeur d'eau près du sol) et G le flux de chaleur dans le sol.

Lorsque le soleil se couche, les termes de flux solaire de l'équation 1.1 s'annulent. Si le ciel est clair, le bilan des flux infrarouges est négatif. Le bilan radiatif de la surface est donc déficitaire. La température de surface diminue. L'air situé près de la surface se refroidit par conduction et par refroidissement IR des couches atmosphériques pour atteindre la température du point de rosée : des gouttelettes d'eau se forment. L'air continue de se refroidir, le nombre de gouttelettes d'eau augmente épaississant le brouillard qui devient opaque au rayonnement infrarouge ce qui implique $I \downarrow + I \uparrow = 0$ (Equilibre entre l'absorption et la réémission). Le sommet de la couche continue alors de se refroidir augmentant l'épaisseur du brouillard. Pendant cette phase le refroidissement radiatif au sommet du brouillard va amplifier la couche d'inversion située au dessus mais aussi déstabiliser la couche de brouillard, générant de la turbulence, qui peut encore aider son épaississement. En même temps, cette turbulence tend à détruire l'inversion et éroder le sommet du brouillard. En effet la vitesse verticale du vent au sommet peut entraîner de l'air sec facilitant l'évaporation des gouttes. La couche du brouillard s'épaississant, elle peut atteindre une hauteur où le vent est assez fort pour éroder le sommet du brouillard.

– Réchauffement radiatif

Le réchauffement dû aux rayons du soleil est la source principale de la phase de dissipation du brouillard. Durant cette phase, l'épaisseur, la couverture et la densité du brouillard diminuent. Une grande partie du rayonnement solaire est réfléchi par la couche de brouillard, une partie est absorbée et provoque un réchauffement de la couche de brouillard (ou tout au moins limite le refroidissement IR). En fait, le réchauffement dans la couche du brouillard est tributaire des aérosols présents dans les gouttes d'eau, notamment à cause de leurs propriétés chimiques. Une forte présence de carbone suie peut par exemple faciliter le réchauffement (faible albédo) : cet

aérosol absorbe le rayonnement solaire, ce qui a pour effet de réchauffer la couche de brouillard et faciliter sa dissipation. De plus, la partie du rayonnement solaire traversant la couche de brouillard est absorbée par le sol, réchauffe la base du brouillard par convection. C'est d'ailleurs souvent ce dernier mécanisme qui est prépondérant dans la dissipation du brouillard notamment à la fin de la période hivernale.

Facteur important : Échange sol-atmosphère

Le taux du refroidissement de la surface terrestre dépend des caractéristiques du sol (type de terrain, rugosité, émissivité, capacité calorifique, conductivité, ...) et de l'humidité du sol (un sol sec se refroidit plus vite qu'un sol humide). Une surface de forte conductivité (surface bâtie, sol béton et asphalte par exemple) se refroidit lentement puisque la conduction de la chaleur dans le matériau est compensée par le refroidissement radiatif de sa surface. Une surface, comme un sol herbeux par exemple, à plus faible conductivité par rapport au béton, se refroidit plus rapidement. Cela peut modifier la variation locale de l'humidité relative et le taux de refroidissement et influencer, par conséquent, les heures de formation et dissipation du brouillard.

Par ailleurs, il va de soi que l'état d'humidité du sol (par exemple saturé après un épisode de précipitation ou au contraire une surface bétonnée sèche) va jouer directement sur l'humidité de l'air dans les couches en contact avec le sol où se forme le brouillard.

1.2 Modélisation des processus microphysiques

Avant d'aller plus loin, nous allons d'abord faire un petit rappel sur les variables pronostiques et diagnostiques utilisées dans le cycle de l'eau atmosphérique.

Dans une évolution adiabatique et sans changement d'état, le rapport $T/P^{R/C_p}$ est conservé par une particule fluide. Compte tenu de l'importance des transformations adiabatiques dans l'atmosphère, notamment durant les déplacements verticaux, il est intéressant d'utiliser cette propriété pour définir un nouveau paramètre, la *température potentielle*. On définit alors la température potentielle comme la température prise par une particule d'air sec amenée adiabatiquement au niveau de pression 1000 hPa. Concrètement, cela se traduit par la relation suivante :

$$\theta = T \left(\frac{P_s}{P} \right)^{\frac{R}{C_p}}, \quad (1.2)$$

où θ est la température potentielle, et T , la température "classique" sont en *Kelvin*, $P_s = 1000 \text{ hPa}$, P la pression (en *Pa*) du niveau où l'on fait la conversion θ en T .

Dans un modèle numérique, l'état de l'atmosphère est résumé par un ensemble de variables dont l'évolution est prévue par des équations différentielles impliquant la dérivée temporelle de ces variables. Ces variables, dites pronostiques, sont discrétisées sur la grille du modèle. Dans le cadre de l'étude des nuages, les variables pronostiques souvent utilisées

sont le contenu en eau total q_w (en $kg.kg^{-1}$), la température potentielle liquide θ_l (en K), et la concentration en nombre de gouttelettes N_c (en cm^{-3}).

θ_l et q_w sont conservatives à travers les phénomènes d'évaporation et de condensation. Les définitions mathématiques de ces 2 variables sont :

$$\begin{aligned} q_w &= q_v + q_l \\ \theta_l &= \theta \exp \left(-\frac{L}{C_p T} q_l \right), \end{aligned} \quad (1.3)$$

où q_v (en $kg.kg^{-1}$) est le contenu en eau vapeur des nuages défini par sa fraction massique $m_v/(m_a + m_v + m_l)$, q_l (en $kg.kg^{-1}$) est le contenu en eau liquide des nuages $m_l/(m_a + m_v + m_l)$, L est la chaleur latente de la vapeur d'eau (en $J.kg^{-1}$). L'expression de θ_l provient directement du premier principe de la thermodynamique. Sachant que $\frac{Lq_l}{C_p T} \ll 1$, elle s'écrit au premier ordre :

$$\theta_l = \theta - \frac{L}{C_p T} \theta q_l \quad (1.4)$$

Finalement, l'utilisation des variables conservatives θ_l et q_w permet d'écrire :

$$\frac{d\theta_l}{dt} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_i} \left(K \frac{\partial \theta_l}{\partial x_i} \right) - \frac{1}{\rho T C_p} \frac{\partial F_{rad}}{\partial z} - \frac{L\theta}{C_p T} \left(\frac{\partial q_l}{\partial t} \right)_{SED}, \quad (1.5)$$

$$\frac{dq_w}{dt} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_i} \left(K \frac{\partial q_w}{\partial x_i} \right) - \left(\frac{\partial q_l}{\partial t} \right)_{SED}, \quad (1.6)$$

$$\frac{dN_c}{dt} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_i} \left(K \frac{\partial N_c}{\partial x_i} \right) - \left(\frac{\partial N_c}{\partial t} \right)_{C/E} + \left(\frac{\partial N_c}{\partial t} \right)_{NUC} + \left(\frac{\partial N_c}{\partial t} \right)_{SCC} + \left(\frac{\partial N_c}{\partial t} \right)_{SED}, \quad (1.7)$$

avec

$$K = \frac{\lambda_c}{C_p} + \frac{\mu_t}{P_r}$$

où ρ est la densité de l'air (en $kg.m^{-3}$), u_i les composantes de la vitesse du vent (en $m.s^{-1}$), λ_c la conductivité thermique turbulente (en $W.m^{-1}.K^{-1}$), μ_t la viscosité turbulente (en $m^2.s^{-1}$), P_r le nombre de Prandtl et F_{rad} la divergence des flux net de rayonnement (en $W.m^{-2}$). Le subscript SED représente le taux de changement dû à la sédimentation ; C/E, la condensation/évaporation ; NUC, la nucléation des gouttelettes nuageuse ; SCC, l'auto-collection. Pour fermer les équations Eqs. 1.5-1.7, les termes source/puit dans la partie droite des équations sont paramétrisés en fonction des variables pronostiques. La distribution des gouttes en taille est définie suivant une fonction log-normale.

$$dN_c = \frac{N_c}{\sigma_c \sqrt{2\pi} r} \exp \left[-\frac{1}{2\sigma_c^2} \ln \left(\frac{r}{r_{c0}} \right) \right] dr, \quad (1.8)$$

où r est le rayon de la gouttelette, r_{c0} est le rayon moyen de la gouttelette et σ_c correspond à l'écart type de la distribution des gouttelettes en taille considérée. Ces deux derniers

paramètres peuvent être choisies en fonction du type d’aérosol présent dans le domaine étudié, ou fixés à l’aide d’une distribution en taille des gouttelettes mesurées.

Ici, on donne des valeurs empiriques de la distribution log-normale pour différents types de masse d’air. Le rayon volumique (ou massique) moyen r_3 , est donné par : $r_3 = r_{c0} \exp(\frac{3}{2}\sigma_c^2)$. (Tab. 1.1)

TAB. 1.1 : Valeurs empiriques de la distribution log-normale pour les masses d’air maritimes et continentales respectivement.

Type	Maritimes	Continentales
σ_c	0.277	0.157
r_3	20 μm	10 μm

Afin de calculer les variables contenu spécifique en eau liquide q_l et en vapeur d’eau q_v , on peut utiliser le diagnostic suivant :

$$\begin{cases} q_l = q_w - q_s(T, P) & \text{si } q_w > q_s(T, P) \\ q_l = 0 & \text{si non} \end{cases} \quad (1.9)$$

où q_s le contenu en vapeur d’eau à saturation dépend de la température T et de la pression P . En fait, afin de tenir compte des fluctuations sous maille de la température et de l’humidité nous utilisons un schéma de condensation d’échelle inférieure à la maille suivant Bouzereau et al. (2007).

L’analyse des champs de microphysique permet de comprendre puis d’affiner la représentation des processus microphysiques dans les modèles numériques. On s’intéresse ici aux différents schémas de microphysique dédiés à la description des deux phases de l’humidité (vapeur, liquide) dans l’atmosphère. Les processus de condensation et d’évaporation ont été entièrement traités dans le travail de Bouzereau et al. (2007). Il est inutile de les décrire ici, et nous réduirons notre présentation aux améliorations apportées durant mes travaux de thèse et permettant de simuler le brouillard.

1.2.1 Nucléation

La nucléation décrit le processus d’activation des noyaux de condensation nuageuse (CCN), qui dépend de la distribution de taille des gouttelettes, de la composition chimique et du refroidissement local. C’est le rôle dédié aux aérosols : la vapeur d’eau nuageuse a besoin de toutes petites particules pour condenser. Néanmoins, toutes les particules ne peuvent jouer ce rôle de noyau de condensation. En fait, les particules qui ont la propriété de former des gouttes d’eau nuageuses vont devenir CCN. Cette capacité dépend de la taille de la particule, de sa composition chimique, et de la sursaturation dans l’atmosphère.

Pour servir de noyaux de condensation nuageuse, les particules doivent être suffisamment hygroscopiques, c’est à dire qu’elles doivent contenir des quantités suffisantes de

matière soluble dans l'eau. C'est pour cela que la composition chimique des particules a un effet sur la formation des nuages.

La formation des gouttes d'eau dans l'atmosphère (nucléation hétérogène) a fait l'objet de nombreux travaux. Le traitement numérique du processus de nucléation peut être abordé par trois approches différentes que l'on peut qualifier : *d'explicite*, *implicite* et *intermédiaire*.

Un schéma explicite, ou un schéma spectral résolu (*size-resolved*), représente explicitement le spectre des gouttes d'eau et les caractéristiques physico-chimiques des aérosols. Il peut prédire leur évolution à partir de l'humidité relative en se basant sur la théorie de Köhler. Dans cette approche, le spectre des gouttes est représenté par un certain nombre de bins log-normale couvrant la gamme de taille des gouttelettes (Kogan et al., 1995; Khairoutdinov and Kogan, 2000). Ce type de schéma n'est pas approprié pour les modèles opérationnels en raison de coût de calcul puisqu'il faut décrire, par une équation pronostique, l'évolution du nombre de gouttes dans chaque intervalle. Dans cette thèse, nous nous intéressons à un modèle de nucléation plus simple mais moins coûteux en temps calcul. Les deux autres types d'approche (*implicite* et *intermédiaire*) seront détaillées par la suite au *chapitre 3*.

Ajouter un terme radiatif

Pour estimer la sursaturation maximale, nous partons de l'équation d'évolution de la sursaturation proposée par Pruppacher and Klett (1997) mis au point pour les nuages de type convectifs :

$$\frac{ds}{dt} = \underbrace{A_1 w}_{Adia-Cool} - \underbrace{A_2 \frac{dq_l}{dt}}_{Cond}, \quad (1.10)$$

où les paramètres A_1 et A_2 sont identiques à ceux dans Pruppacher and Klett (1997). Sous l'équilibre masse-énergie, la sursaturation est contrôlée par le refroidissement adiabatique d'une parcelle d'air (*Adia - Cool*) et un terme puits correspondant à la quantité d'eau condensée sur les gouttelettes (*Cond*). En général, on fait l'hypothèse que le refroidissement est lié à une détente adiabatique due aux mouvements ascendants et au changement de phase. Dans le cas du brouillard, les vitesses verticales sont très faibles et le processus majeur qui conduit au refroidissement n'est pas la détente adiabatique. De plus, dans un modèle 1D colonne (largement utilisé en prévision opérationnelle), la vitesse verticale est souvent fixée à 0. Pour les brouillards notamment radiatifs, le refroidissement est principalement dû au refroidissement infrarouge. On va donc ajouter ce terme de refroidissement radiatif dans l'équation de l'évolution de la température utilisée dans la détermination de la sursaturation :

$$\frac{dT}{dt} = -\frac{g}{C_p} w + \frac{L}{C_p} \frac{dq_l}{dt} + \text{Rad} \quad (1.11)$$

L'équation d'évolution de la sursaturation s'écrit donc :

$$\frac{ds}{dt} = A_1 w - A_2 \frac{dq_l}{dt} + A_R \text{Rad} \quad (1.12)$$

Pour modéliser cet effet dans le processus d'activation, on peut ajouter simplement le terme de divergence du flux net radiatif dans l'équation de l'évolution de s .

$$\frac{dT}{dt} = -\frac{g}{C_p}w + \frac{L}{C_p}\frac{dq_l}{dt} + \frac{1}{\rho C_p}\frac{\partial F_{rad}}{\partial z}, \quad (1.13)$$

où F_{rad} est le flux net du refroidissement radiatif, calculé par le modèle de rayonnement. Et l'équation d'évolution de s s'écrit cette fois-ci :

$$\frac{ds}{dt} = A_1w - A_2\frac{dq_l}{dt} + A_R\frac{\partial F_{rad}}{\partial z}, \quad (1.14)$$

avec

$$A_R = -\frac{1}{\rho C_p}\frac{L}{RT^2}.$$

En fait, cette méthode est un peu réductrice car il n'y a pas de raison de ne pas prendre en compte tous les effets pouvant conduire à un refroidissement comme par exemple la turbulence. Il convient dans ce cas de prendre en compte dT/dt calculé par notre modèle. Cette méthode a été testée mais n'a pas donné de résultat significativement différent, le refroidissement radiatif restant dominant.

Schéma implicite

Un schéma implicite déduit le nombre de gouttelettes formées à partir d'une sursaturation maximale calculée basée sur la théorie de Twomey (Loi de puissance). Il est plutôt destiné aux modèles atmosphériques à méso-échelle ainsi qu'aux modèles de circulation générale (GCMs). Cette approche a récemment été améliorée pour permettre de prendre en compte les caractéristiques des aérosols au lieu de les déterminer de façon empirique (Cohard et al., 1998, 2000).

$$N_{CCN}(s_{max}) = C s_{max}^k F\left(\mu, \frac{k}{2}, \frac{k}{2} + 1; -\beta s_{max}^2\right), \quad (1.15)$$

où F est la fonction hypergéométrique et C , k , μ , et β sont des coefficients reliés aux caractéristiques d'une distribution log-normale d'aérosols représentant le mode d'accumulation.

En utilisant l'équation de croissance d'une gouttelette formée sur une particule d'aérosol, donnée par Pruppacher and Klett (1997) on peut écrire :

$$\frac{da_i}{dt} = \frac{A_3}{a_i} \left(s - \frac{A}{a_i} + \frac{Br^3}{a_i^3} \right), \quad (1.16)$$

où A_3 est le coefficient de croissance qui dépend de l'effet cinétique des gaz. Le coefficient A correspond à *l'effet Kelvin*, qui décrit l'influence de la courbure d'une goutte sur la condensation de l'eau, et le coefficient B correspond à *l'effet Raoult*, effet dû aux éléments solubles, qui abaisse la pression de vapeur nécessaire à la formation d'une gouttelette en dessous de la pression de vapeur saturante (i.e. humidité relative inférieure à 100%).

L'amélioration du schéma de Cohard et al. (1998) avec l'ajout d'un terme de refroidissement radiatif dans le calcul de la sursaturation est présentée par la suite. L'algorithme de calcul de s_{max} est basé sur la méthode itérative proposée par Cohard et al. (1998) pour le calcul de la fonction F. Cette méthode consiste à calculer le facteur hypergéométrique avec la valeur de la sursaturation s obtenue à l'itération précédente :

$$s_{n+1} = F\left(\mu, \frac{k}{2}, \frac{k+3}{2}; -\beta s_n^2\right) C^{-\frac{1}{k+2}} \left[\frac{10^{-2} (A_1 w + A_R \text{Rad})^{3/2}}{2\pi \rho_w A_2 A_3^{3/2} k B\left(\frac{k}{2}, \frac{3}{2}\right)} \right]^{\frac{1}{k+2}} \quad (1.17)$$

Suivant l'origine des masses d'air, la distribution en aérosols présentera des caractéristiques différentes. Nous rappelons ici les valeurs de ces paramètres selon les différents types de masse d'air :

TAB. 1.2 : Paramètres pour le modèle de nucléation de Cohard et al. (1998) pour les masses d'air maritimes, continentales et polluées respectivement.

Type	Maritimes	Continentales	Polluées
C	$1.93 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-3}$	3270 cm^{-3}	1865 cm^{-3}
k	4.16	1.56	0.86
μ	2.76	0.70	1.50
β	1370	136	6.80
σ_c	0.15	0.28	0.28

Schéma intermédiaire

Abdul-Razzak et al. (Abdul-Razzak et al., 1998; Abdul-Razzak and Ghan, 2000) ont développé une paramétrisation intermédiaire de la nucléation. Elle utilise la théorie de Köhler avec une représentation explicite des caractéristiques des aérosols par une solution analytique approximative de l'équation de s . Dans cette approche un spectre d'aérosols est considéré initialement comme une superposition de 3 lois log-normales, ce qui permet d'étudier la phase activation et la phase aqueuse des aérosols. N_{CCN} peut s'écrire comme suit :

$$\frac{dN_a}{d \ln r} = \sum_{i=1}^3 \frac{N_{a_i}}{\sigma_i \sqrt{2\pi} r} \exp \left[-\frac{1}{2\sigma_i^2} \ln \left(\frac{r}{r_{a_i}} \right) \right], \quad (1.18)$$

où N_{a_i} est le nombre total de particules dans le mode i , r_{a_i} est le rayon moyen correspondant de la particule, et σ_i est l'écart type du mode i . En utilisant la théorie de Köhler, on peut déterminer analytiquement le spectre de CCN (Von der Emde and Wacker, 1993) :

$$N_{CCN}(s_{max}) = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^3 N_{a_i} [1 - \text{erf}(u_i)], \quad (1.19)$$

avec

$$u_i = \frac{2 \ln(s_i/s_{max})}{3\sqrt{2} \ln \sigma_i}, \quad (1.20)$$

où $\text{erf}(x)$ est la fonction gaussienne erreur. L'expression de u_i est redéfinie par Abdul-Razzak et al. (1998) en se servant de la théorie de Köhler. s_{max} et s_i sont les sursaturations critiques, respectivement, du rayon critique et du rayon moyen de la particule. Pour obtenir le nombre de CCN, il reste donc à calculer la sursaturation maximum s_{max} . La méthode consiste à déduire deux valeurs de s_{max} pour deux situations extrêmes $s_i \gg s_{max}$ et $s_i \sim s_{max}$. Nous utilisons cette fois ci l'équation de croissance d'une gouttelette formée sur une particule d'aérosol dans le i^{me} mode. Et l'expression finale de s_{max} est une combinaison linéaire des deux termes correspondant aux deux effets précédents, avec prise en compte de l'effet du refroidissement :

$$s_{max} = \sum_{i=1}^3 \frac{1}{s_i^2} \left[f_i \left(\frac{\varsigma}{\eta_i} \right)^{3/2} + g_i \left(\frac{s_i^2}{\eta_i + 3\varsigma} \right)^{3/4} \right]^{-1/2}, \quad (1.21)$$

où

$$\begin{aligned} f_i &= 0.5 \exp(2.5 \ln^2 \sigma_i), \\ g_i &= 1 + 0.25 \ln \sigma_i, \\ s_i &= \frac{2}{\sqrt{B}} \left(\frac{A}{3r_{a_i}} \right)^{3/2}, \\ \varsigma &= \frac{2A}{3} \left(\frac{A_1 w + A_R \text{Rad}}{A_3} \right)^{1/2}, \\ \eta_i &= \frac{[(A_1 w + A_R \text{Rad}) / A_3]^{3/2}}{2\pi \rho_w A_2 N_{a_i}}. \end{aligned}$$

Paramètres pour la nucléation

Ici, on regroupe les coefficients déjà définis dans la littérature, afin de faciliter leur utilisation par la suite.

$$A_1 = \frac{\epsilon L_e g}{R_a T^2 C_p} - \frac{g}{R_a T}, \quad (1.22)$$

$$A_2 = \frac{R_a T}{\epsilon e_s} + \frac{\epsilon L_e^2}{p T C_p}, \quad (1.23)$$

où e_s est la pression de vapeur d'eau à saturation, $\epsilon = 0.622$ est le rapport de la masse moléculaire d'eau sur la masse moléculaire d'air, L_e est la chaleur latente d'évaporation de l'eau pure par unité de masse (ici, $L_e = 2.5 \cdot 10^6$ en $J.kg^{-1}$), $R_a = 287.04$ en $J.kg^{-1}.K^{-1}$ est la constante des gaz pour l'air sec.

$$A_3 = \left[\frac{\rho_w R_v T}{e_s D_v^*} + \frac{L_e \rho_w}{k_a^* T} \left(\frac{L_e}{T R_v} - 1 \right) \right]^{-1}, \quad (1.24)$$

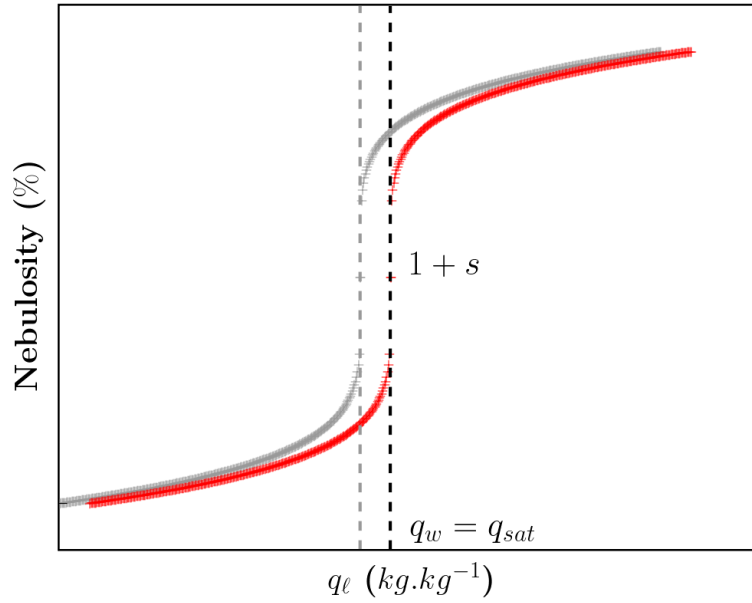


FIG. 1.1 : Exemple de décalage de l'écart de sursaturation pour le schéma de sous-maille. Ligne grise : avant décalage, ligne noire : après décalage.

où D_v^* et k_a^* sont respectivement la diffusivité de la vapeur d'eau et la conductivité thermique de l'air, corrigées par l'effet cinétique des gaz.

$$A = \frac{2M_w\sigma_{v,w}}{\mathcal{R}T\rho_w}, \quad (1.25)$$

$$B = \frac{\nu\Phi_s\epsilon_m M_w\rho_a}{M_s\rho_w}, \quad (1.26)$$

où M_w est la masse moléculaire de l'eau, ρ_w est la densité de l'eau, $\sigma_{v,w}$ la tension de surface à l'interface eau-vapeur, $\mathcal{R}$ la constante des gaz pour une mole de gaz parfait ($8.4144 \text{ J.mol}^{-1}.\text{K}^{-1}$), ν le nombre d'ions issus de la dissociation de la molécule de sel dans l'eau, Φ_s le coefficient osmotique, ϵ_m la fraction massique de la substance soluble dans l'aérosol mixte, ρ_a la densité de l'aérosol, et M_s la masse moléculaire du sel considéré.

Décalage de l'écart de sursaturation

L'utilisation d'un modèle de condensation sous maille, tel que présenté dans Bouzereau et al. (2007) conduit à une surestimation de l'eau liquide nuageuse. On propose de prendre en compte les effets de la sursaturation dans le modèle de condensation sous maille en décalant de $\delta s = \delta s(1 + s)$ le passage à la saturation. Le schéma de fonctionnement est donné sur la figure 1.1 : la saturation apparaît progressivement avant que $q_w = q_{sat}$ (égalité qui correspond à une nébulosité de 50%) et continue à augmenter après, la valeur médiane étant décalée de la sursaturation.

1.2.2 Auto-collection

L'autocollection décrit la collision avec coalescence de, en général deux, gouttelettes de nuages (ou deux gouttes de pluie) qui vont former une gouttelette de nuage (respectivement goutte de pluie) plus grosse. En anglais, on parle de Self-collection for Cloud, d'où SCC. Ce processus est souvent pris en compte dans les schémas de précipitation. Il est lié directement à *l'autoconversion* (Au), processus qui décrit la collision avec coalescence de, en général deux, gouttelettes de nuages qui vont former une goutte de pluie. Mais le processus d'autocollection peut être actif dans un environnement de forte concentration en nombre de gouttelettes de petites tailles, comme le brouillard. Ce terme a donc été ajouté dans l'équation transport-diffusion de N_c , ce qui permet de compléter le modèle microphysique pour simuler les brouillards et nuages bas.

D'après Seifert and Beheng (2001), la résolution de l'équation stochastique de collection (Stochastic Collection Equation, SCE) pour les processus de collision entre gouttelettes d'eau nuageuse donne :

$$\left(\frac{\partial N_c}{\partial t} \right)_{Au+SCC} = -k_c \rho^2 q_c^2 e^{9\sigma_c^2}, \quad (1.27)$$

où : $k_c = 9.44 \cdot 10^9 \text{ m}^3 \cdot \text{kg}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$. Afin d'obtenir l'expression de l'autocollection, on retire le processus d'autoconversion de cette expression en partant de la modélisation de l'autoconversion proposée par Berry and Reinhardt (1974) et déduite de la SCE.

$$\left(\frac{\partial N_c}{\partial t} \right)_{Au} = -\alpha_s(r_3, \sigma_c) \rho q_c N_c, \quad (1.28)$$

avec le taux d'autoconversion définit par :

$$\alpha_s(r_3, \sigma_c) = 7.29 \cdot 10^{-3} \left[10^{20} r_3^4 \left(e^{9\sigma_c^2} - 1 \right)^{\frac{1}{2}} - 0.4 \right] \left[10^6 r_3 \left(e^{9\sigma_c^2} - 1 \right)^{\frac{1}{6}} - 7.5 \right] \quad (1.29)$$

On impose un seuil au déclenchement de l'autoconversion en introduisant la fonction de Heaviside H , puisque la formulation 1.28 représente originellement le rapport d'un contenu en eau caractéristique et d'un temps caractéristique et que par conséquent les deux facteurs doivent être positifs.

$$\alpha_s(r_3, \sigma_c) = \alpha_s(r_3, \sigma_c) H(r_3 - r_s), \quad (1.30)$$

avec r_s (valeur seuil pour le rayon au delà duquel le processus se déclenche) qui s'écrit :

$$r_s = \max \left[\left(\frac{0.4}{10^{20} (e^{9\sigma_c^2} - 1)^{\frac{1}{2}}} \right)^{\frac{1}{4}}, \frac{7.5}{10^6 (e^{9\sigma_c^2} - 1)^{\frac{1}{6}}} \right] \quad (1.31)$$

Ce seuil de déclenchement peut être aussi considéré comme un seuil de déclenchement de l'autocollection. Il varie en fonction de l'écart type du spectre de gouttes, σ_c . (Tab. 1.3)

TAB. 1.3 : Paramètres pour le seuil de déclenchement de l'auto-collection pour les masses d'air maritimes et continentales respectivement

Type	Maritimes	Continentales
σ_c	0.277	0.157
r_s	7.47 μm	9.59 μm

Nous avons choisi de modéliser l'auto-collection en retirant le terme d'autoconversion de l'équation 1.27. En faisant Eq. 1.27 - Eq. 1.28 on obtient :

$$\left(\frac{\partial N_c}{\partial t}\right)_{SCC} = -k_c \rho^2 q_l e^{9\sigma_c^2} + \alpha_s(r_3, \sigma_c) \rho q_l N_c \quad (1.32)$$

1.2.3 Sédimentation

Lors des épisodes de brouillard, la vitesse verticale est relativement faible et on ne peut donc plus négliger la sédimentation des gouttelettes. Les modélisations de sédimentation des contenus en eau liquide et gouttelettes de nuage sont basées sur les formulations mathématiques standards du gradient vertical du flux de sédimentation. En fait, Le terme de sédimentation décrit la chute des gouttelettes de nuage sous l'effet de la gravité. Ceci est pris en compte par une vitesse verticale de chute des gouttelettes. Pour des contenus spécifique en eau liquide usuels dans le cas des brouillards, cette vitesse est relativement faible (quelques $cm.s^{-1}$).

$$\left(\frac{\partial q_l}{\partial t}\right)_{SED} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} \left[\int \frac{4\pi}{3} r^3 \rho_w V_g(r) n(r) dr \right], \quad (1.33)$$

$$\left(\frac{\partial N_c}{\partial t}\right)_{SED} = \frac{\partial}{\partial z} \left[\int V_g(r) n(r) dr \right], \quad (1.34)$$

où V_g est la vitesse de sédimentation d'une gouttelette en $m.s^{-1}$. Cette vitesse de chute de goutte suit la loi de Stokes :

$$V_g(r) = C_s r^2, \quad (1.35)$$

avec $C_s = 1.19 \cdot 10^8 \text{ m}^{-1}.s^{-1}$ dans la formulation standard de Stokes.

Afin de prendre en compte la spécificité du brouillard et notamment la petite taille des gouttes et les phénomènes d'interaction avec le sol, nous utilisons une nouvelle formulation de $V_g(r)$ en s'inspirant des travaux de Zhang et al. (2001) :

$$V_g(r) = C_{sn} r^2, \quad (1.36)$$

où C_{sn} est un coefficient correctif. Il traduit l'effet conjugué de la gravitation et des frottements sur une goutte dans l'air au repos.

$$C_{sn} = \frac{4\rho_w g C_c}{18\mu_{air}}, \quad (1.37)$$

où g est la gravité (en $m.s^{-2}$), μ_{air} est la viscosité dynamique de l'air (en $Pa.s$) donnée par la loi de Sutherland.

$$\mu_{air} = 1.83 \cdot 10^{-5} \frac{416.16}{T + 120} \left(\frac{T}{296.16} \right)^{3/2} \quad (1.38)$$

C_c est le coefficient de Cunningham. L'expression de ce coefficient correcteur est donnée par la relation suivante (Zhang et al., 2001) :

$$C_c = 1 + \frac{\lambda_{air}}{r} \left[1.257 + 0.4 \exp \left(-\frac{1.1r}{\lambda_{air}} \right) \right], \quad (1.39)$$

où λ_{air} est le libre parcours moyen pour l'air (en m) donné par Zhang et al. (2001) :

$$\lambda_{air} = \frac{2\mu_{air}}{P} \left(\frac{8}{\pi R_{air} T} \right)^{-\frac{1}{2}} \quad (1.40)$$

Cette formulation de la loi de Stokes et sa correction ne sont valables que pour des rayons de gouttes inférieurs à $41 \mu m$, au delà nous sommes dans le domaine des précipitations.

1.2.4 Dépôt

La déposition de gouttelettes de brouillard se manifeste comme un flux de perte au niveau du sol. Ce flux massique est défini par le produit d'un coefficient appelé vitesse de dépôt et du contenu en eau liquide déposée.

Les dépôts pour les gouttelettes représentent la combinaison de plusieurs processus physiques qui participent au transfert des particules depuis l'atmosphère jusqu'à la canopée. Classiquement les vitesses de dépôt sont exprimées comme l'inverse de la somme de résistances au dépôt (par analogie à la loi d'Ohm), chacune traduisant un phénomène devenant prépondérant au cours du transfert à travers la couche limite de surface (CLS).

$$v_{dep} = \frac{1}{R_{aero} + R_{surf}} \quad (1.41)$$

Cette formulation est proposée par Zhang et al. (2001). Un certain nombre de coefficient empiriques adaptés au type de surface sont utilisés pour les déterminer (*voir le calcul de la R_{surf}*), leurs valeurs variant avec le type d'occupation des sols (Land use categories, LUC) sont données dans le tableau (Tab. 1.4).

Résistance aérodynamique

La résistance aérodynamique R_{aero} représente le transfert de masse des gouttes par diffusion turbulente :

$$R_{aero} = \frac{1}{a_m a_h |U_0| F_h(R_i)}, \quad (1.42)$$

avec :

TAB. 1.4 : Les valeurs des paramètres du modèle de dépôt. α et γ varient avec le type de sol, A_i le rayon caractéristique des récepteurs est donné en mm et varie avec le type de sol et les saisons. Les valeurs de la saison "snow" sont utilisés lorsque la couverture neigeuse dépasse 1 cm. Ces valeurs des paramètres sont basées sur celles proposées dans Zhang et al. (2001). LUC1 : forêt caduque, LUC2 : forêt persistante, LUC3 : terre arable, LUC4 : culture permanente, LUC5 : prairie, LUC6-9 : lac ou mer, LUC7 : zone urbaine, LUC8 : sol détrempé.

Paramètre	LUC1	LUC2	LUC3	LUC4	LUC5	LUC6-9	LUC7	LUC8
α	0.8	1	1.2	1.3	1.2	∞	1.5	2
γ	0.56	0.56	0.54	0.54	0.53	0.5	0.56	0.54
A_{wint}	10	2	5	10	5	1	10	10
A_{spri}	5	2	2	10	2	1	10	10
A_{summ}	5	2	2	10	2	1	10	10
A_{autm}	5	2	2	10	2	1	10	10
A_{snow}	10	2	5	10	5	1	10	10

- a_m est le coefficient de traînée à la surface en condition neutre pour la dynamique.
- a_h équivalent du a_m pour la thermique.
- $|U_0|$ est le module du vent horizontal au premier niveau dans l'air.
- F_h est la fonction décrivant les effets de la stabilité thermique.
- R_i est le nombre de Richardson de couche.

Les différents termes de cette expression se déduisent de paramètres variant avec l'occupation des sols et des données météorologiques. Ici, on donne seulement le terme a_m et a_h . Les expressions de F_h et R_i sont données dans la section 1.3.2.

$$a_m = \frac{\kappa}{\ln\left(\frac{z_r + z_m}{z_m}\right)}, \quad (1.43)$$

avec z_r l'altitude du premier niveau dans l'air, en m . z_m la hauteur de rugosité dynamique, hauteur à laquelle la vitesse du vent est nulle, et κ la constante de Karman ($\kappa = 0.4$).

$$a_h = \frac{\kappa}{\ln\left(\frac{z_r + z_h}{z_h}\right)}, \quad (1.44)$$

avec z_h la hauteur de rugosité thermique, en m , hauteur à laquelle la température est égale à la température de surface (souvent exprimée sous la forme $z_h = z_m e^{-2}$).

Résistance de surface

La résistance de surface R_{surf} retranscrit plusieurs phénomènes traduisant la capacité de captation de la surface vis à vis des gouttes.

$$R_{surf} = \frac{1}{\epsilon_0 u_* (E_B + E_{IM} + E_{IN}) R_1}, \quad (1.45)$$

avec :

- ϵ_0 est un coefficient empirique dont la valeur est fixée à 3.
- u_* est la vitesse de frottement.
- E_B est le coefficient d'efficacité de capture du à la diffusion brownienne. Rappelons ce qu'est la diffusion brownienne : *Les particules très fines (typiquement des noyaux d'Aitken de taille inférieure au dixième de micron) sont mises en mouvement par les molécules du gaz porteur soumise à l'agitation thermique. A plus grande échelle, le phénomène est décrit par une loi de diffusion.*

$$E_B = \frac{\nu_{air}^{-\gamma}}{D_B}, \quad (1.46)$$

où ν_{air} est la viscosité cinématique de l'air (en $m^2.s^{-1}$), γ est un paramètre du modèle variant avec le type de sol (voir Tab. 1.4) et D_B est le coefficient de diffusivité brownienne de la particule :

$$D_B = \frac{k_b T}{3\pi\mu_{air}d} C_c, \quad (1.47)$$

où k_b est la constante de Boltzmann ($1.38 \cdot 10^{-23} J.K^{-1}$) et C_c est le coefficient de Cunningham.

- E_{IM} est le coefficient d'efficacité de capture par l'impact.

$$E_{IM} = \left(\frac{St}{\alpha + St} \right)^2, \quad (1.48)$$

avec α un paramètre variant avec le type de sol (voir Tab. 1.4) et St le nombre de Stokes définit selon le type de terrain. Pour les surfaces rugueuses,

$$St = V_g \frac{u_*}{gA}, \quad (1.49)$$

et pour les surfaces lisses,

$$St = V_g \frac{u_*^2 \rho}{g\mu_{air}} \quad (1.50)$$

- E_{IN} est le coefficient d'efficacité de capture par l'interception.

$$E_{IN} = \frac{2r^2}{A^2}, \quad (1.51)$$

avec A est une donnée variant avec le type de sol (voir Tab. 1.4).

- R_1 est le coefficient correcteur pour le rebond. Le phénomène de rebond influe sur le dépôt des particules assez massives, dont la taille est typiquement supérieur à $5 \mu m$. Il est par ailleurs fonction de l'adhérence des surfaces. D'un point de vue mécanique, le rebond est lié à l'énergie cinétique de la particule incidente, calculée à partir de la composante normale à la paroi de la vitesse de la particule, et à la nature du choc. En cas de brouillard, les vitesses sont en général faibles et ce terme pourrait donc être négligeable pour les gouttelettes.

Finalement, l'expression de la résistance de surface s'écrit :

$$R_{surf} = \frac{1}{\epsilon_0 u_* (E_{IM} + E_{IN})} \quad (1.52)$$

Si le processus de dépôt est pris en compte dans l'évolution du brouillard, l'expression de la vitesse de sédimentation sera modifiée :

$$V_{sd} = V_{sed} + v_{dep}, \quad (1.53)$$

où V_{sd} est la nouvelle vitesse de sédimentation incluant la vitesse de dépôt qui n'est activée que dans la couche en contact avec le sol. Cette paramétrisation sera testée dans le *chapitre 3*.

1.3 Modélisation des écoulements turbulents avec prise en compte de l'eau atmosphérique

1.3.1 Couche limite atmosphérique

Le brouillard est un nuage dont la base touche le sol et les interactions complexes entre la turbulence, le rayonnement et la microphysique ont lieu dans les couches atmosphériques proches de la surface, c'est-à-dire dans la *couche limite atmosphérique*.

La couche limite atmosphérique (CLA) est la couche de la troposphère dans laquelle l'écoulement atmosphérique est directement influencé par l'interaction avec la surface terrestre (solide ou liquide). L'écoulement de l'air y est de nature turbulente d'origine thermique lié au chauffage de la surface par le rayonnement solaire et/ou dynamique lié au frottement sur cette "paroi rugueuse". En moyenne, à nos latitudes, la couche limite atmosphérique est comprise entre la surface terrestre et une hauteur généralement de quelques centaines de mètres en période hivernale à 2000 *m*, parfois jusqu'à 2500 *m* en période estivale. Au dessus de la CLA, l'influence de la surface est négligeable et l'écoulement de l'air, peu sensible au cycle diurne, résulte principalement de l'équilibre entre les forces de Coriolis et de gradient de pression : c'est l'atmosphère libre (AL). Le temps de réponse à un forçage (transfert de chaleur, évaporation, effet de friction) dans la CLA est de l'ordre de l'heure. Il est beaucoup plus élevé au dessus de la CLA dans l'atmosphère libre.

Un bon exemple est fourni par le cycle diurne de la température dans la CLA (Fig. 1.2). Alors que la température est quasiment constante dans l'AL, elle est corrélée à la succession du jour et de la nuit dans la CLA. Cette variation n'est pas due au cycle du rayonnement solaire absorbé dans la CLA (puisque la quasi-totalité de ce rayonnement est transmise au sol), mais à la variation du flux turbulent de chaleur généré au niveau du sol :

- Le jour, la température de l'air des basses couches augmente par transport turbulent de chaleur ;

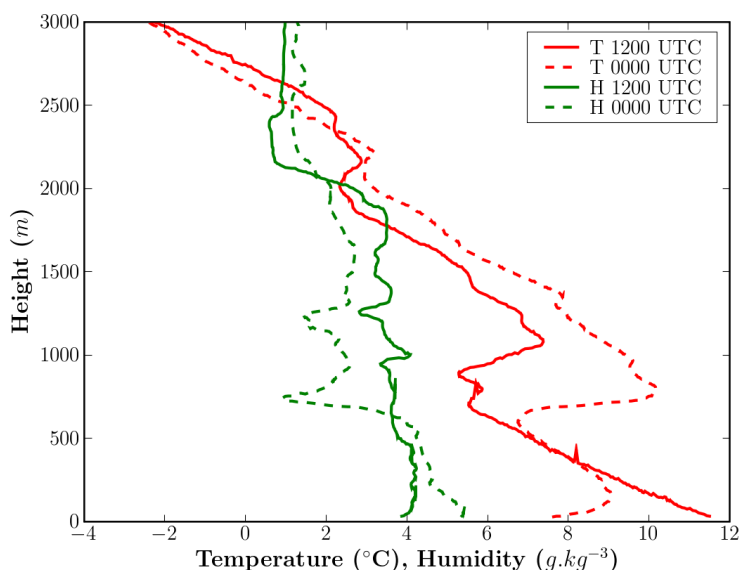


FIG. 1.2 : Une journée de ciel clair. Profils de température (courbes rouges) et d'humidité (courbes vertes) dans la couche limite atmosphérique le 11/03/2007 à 0000 TU (traits pointillés) et 1200 TU (traits pleins). Source : Radiosondage de Trappes (78).

- La nuit, le sol se refroidit et ce transport de chaleur n'existe plus. Dans la couche au voisinage du sol, la température augmente sur la verticale, ce que l'on appelle "couche d'inversion".

Lorsque le sol se réchauffe durant la journée, la température de l'air au voisinage du sol augmente et la turbulence mélange l'air de la couche limite qui devient homogène en θ . Le profil de la température entre le sol et le sommet de la couche limite (Fig. 1.2) est donc parallèle à une adiabatique sèche.

Sur la figure 1.3, on observe clairement une couche d'inversion à 00 TU sur la température (présence de brouillard) à environ 250 m. Entre le sol et cette inversion on est en présence d'une couche stable dans laquelle la température augmente avec l'altitude inhibant les mouvements convectifs verticaux. La turbulence faible y est intermittente et cette couche stable peut être marquée par de forts cisaillements de vent et par des variations très sensibles de la répartition verticale de la vapeur d'eau et des aérosols.

On voit donc que la caractérisation de la turbulence dans la couche atmosphérique est essentielle à la bonne description des échanges thermiques et dynamiques, ces effets étant amplifiés par la complexité de la surface terrestre (relief marqué, forêts, haies, zones urbanisées, ...). On va donc s'intéresser aux différentes fermetures turbulentes utilisables dans notre étude.

1.3.2 La simulation de la turbulence par approche RANS

La simulation directe (DNS) des équations instantanées de Navier-Stokes reste pour l'instant (et peut être pour longtemps encore) limitée à des écoulements à faible nombre de

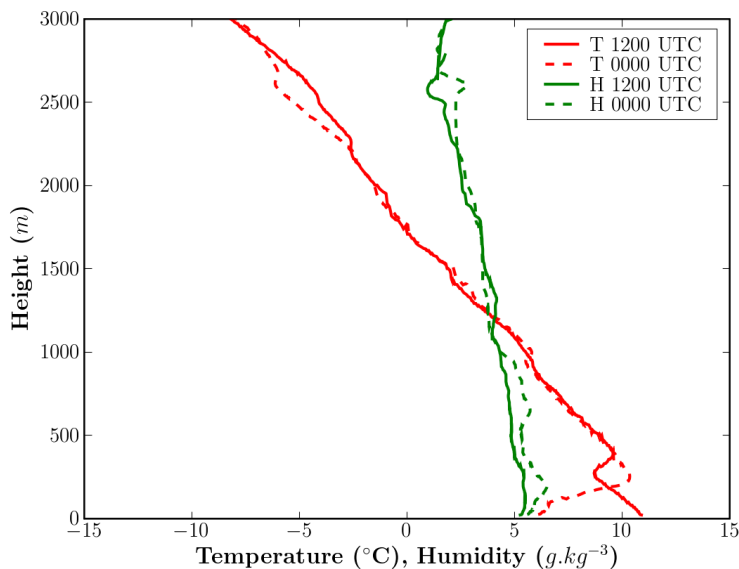


FIG. 1.3 : *Un jour de brouillard. Profils de température (courbes rouges) et d'humidité (courbes vertes) dans la couche limite atmosphérique le 18/02/2007 à 0000 TU (traits en pointillés) et 1200 TU (traits pleins). Source : Radiosondage de Trappes (78).*

Reynolds et pour des configurations géométriques simples voire simplistes par rapport aux préoccupations industrielles dans l'environnement naturel. C'est essentiellement un outil de recherche qui permet de réaliser des expériences numériques sur des configurations académiques. Lorsqu'on s'intéresse à des écoulements réalistes, l'écoulement atmosphérique dans la CLA par exemple, il est impossible d'utiliser la méthode DNS notamment pour la prévision météorologique. On utilise une approche statistique qui consiste à appliquer un opérateur de moyenne d'ensemble sur les équations instantanées en faisant la décomposition selon les axiomes de Reynolds sur les inconnues du problème. Cette approche est communément appelée RANS (Reynolds Averaged Navier-Stokes).

Classiquement, on moyenne les équations de Navier-Stokes, et on utilise une équation de transport pour l'énergie cinétique turbulente : $k = \frac{1}{2} \overline{u'_i u'_i}$. Dans plupart des modèles numériques de prévision (NWP), la fermeture la plus utilisée à partir du tenseur de Reynolds est basée sur la viscosité. Elle consiste à exprimer le fait que la contrainte de Reynolds se comporte comme toutes les contraintes visqueuses (basées sur l'hypothèse de Boussinesq). Pour les modèles du premier ordre, on introduit la classification suivante selon le nombre d'équations d'évolutions supplémentaires du modèle :

- modèle à 0 équation (longueur de mélange)
- modèle à 1 équation (k , énergie cinétique turbulente)
- modèle à 2 équations ($k - \varepsilon$, $k - \omega$, ...)
- ...

Le modèle $k - \varepsilon$

C'est le modèle à deux équations de transport (pour k et ε) qui est le plus largement testé et utilisé dans le domaine de la mécanique des fluides "industrielle". On peut écrire pour une atmosphère sèche (sans changement de phase) :

$$\begin{cases} \frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \text{div} \left[\rho \underline{u} - \left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \underline{\text{grad}} k \right] = \mathcal{P} + \mathcal{G} - \rho \varepsilon + \Gamma k^i + ST_k \\ \frac{\partial}{\partial t}(\rho \varepsilon) + \text{div} \left[\rho \underline{u} \varepsilon - \left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \underline{\text{grad}} \varepsilon \right] = C_{\varepsilon_1} \frac{\varepsilon}{k} [\mathcal{P} + (1 - C_{\varepsilon_3}) \mathcal{G}] - \rho C_{\varepsilon_2} \frac{\varepsilon^2}{k} + \Gamma \varepsilon^i + ST_\varepsilon \end{cases} \quad (1.54)$$

$\mathcal{P}$ est le terme de production mécanique, par effets de cisaillement :

$$\begin{aligned} \mathcal{P} &= -\rho R_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = - \left[-\mu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) + \frac{2}{3} \mu_t \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} + \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} \right] \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \\ &= \mu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{2}{3} \mu_t (\text{div} \underline{u})^2 - \frac{2}{3} \rho k \text{div} \underline{u} \\ &= \mu_t \left[2 \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right)^2 \right] \\ &\quad - \frac{2}{3} \mu_t (\text{div} \underline{u})^2 - \frac{2}{3} \rho k \text{div} \underline{u} \end{aligned}$$

$\mathcal{G}$ est le terme de production thermique, par effets de flottabilité :

$$\mathcal{G} = -\frac{1}{\rho \theta'_v} \overline{\theta'_v u'_i g_i}$$

Ce terme est modifié par la présence d'eau atmosphérique (Redelsperger and Sommeria, 1981; Bouzereau et al., 2007). Précisons que θ'_v est la fluctuation turbulente de la température potentielle virtuelle θ_v , et w' est la fluctuation de la composante verticale de la vitesse du vent. Dans la CLA, la température, ainsi que la masse volumique, ne sont pas homogènes sur la verticale. Il faut noter que la variation sur la verticale de la température potentielle virtuelle caractérise la stabilité de l'atmosphère :

- si $\frac{\partial \theta_v}{\partial z} > 0$, la stratification thermique est *stable*
- si $\frac{\partial \theta_v}{\partial z} = 0$, la stratification thermique est *neutre*
- si $\frac{\partial \theta_v}{\partial z} < 0$, la stratification thermique est *instable*

ST_φ ($\varphi = k$ ou ε) représente le terme source ajouté en cas de besoin.

La viscosité turbulente est :

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (1.55)$$

Dans le cas de l'atmosphère, des modifications des constantes du modèle ont été proposées dans la littérature. La modification de base du modèle dynamique est celle proposée par Duynkerke (1988) dont les constantes sont données dans le tableau 1.5 :

TAB. 1.5 : Constantes du modèle $k - \varepsilon$

Modèle	C_μ	C_{ε_1}	C_{ε_2}	σ_k	σ_ε
Standard	0.09	1.44	1.92	1	1.3
Duynkerke	0.033	1.46	1.83	1	2.38

($C_{\varepsilon_3} = 1$ en cas instable et $C_{\varepsilon_3} = 0$ en cas stable)

Le modèle de Louis

Le modèle diagnostique en longueur de mélange, qui n'est autre qu'une extension du modèle à longueur de mélange adapté spécialement aux écoulements atmosphériques. Ce modèle inspiré de Louis (1979) provient d'une stationarisation de l'équation en énergie cinétique turbulente où l'on suppose un équilibre entre les termes de production dynamique et thermique et de dissipation (Musson-Genon, 1995). La prise en compte du changement de phase est assurée par la modification adéquate du nombre de Richardson intervenant dans cette fermeture. Dans la fermeture de Louis, les coefficients de diffusion sont modélisés par :

$$K_m(\equiv \frac{\mu_t}{\rho}) = \left| \frac{\partial U}{\partial z} \right| \ell^2 F_m(R_i) \quad (1.56)$$

$$K_h = \left| \frac{\partial U}{\partial z} \right| \ell^2 F_h(R_i) \quad (1.57)$$

avec $\ell = k_a z \left(1 + \frac{k_a z}{\ell_{inf}}\right)^{-1}$, $k_a = 0.4$ constante de Karman, $\ell_{inf} = \frac{\Delta z}{2.5}$, Δz étant la hauteur d'une maille. R_i est le nombre de Richardson local, F_m et F_h sont des fonctions analytiques, dépendant de la stabilité locale de l'atmosphère.

– Cas stable :

$$\begin{cases} F_m(R_i) = \left[1 + x_m b R_i (1 + d R_i)^{-1/2}\right]^{-1} \\ F_h(R_i) = \left[1 + x_h b R_i (1 + d R_i)^{-1/2}\right]^{-1} \end{cases} \quad (1.58)$$

– Cas instable :

$$F_{m,h} = 1 - (x_{m,h} b R_i) \left[1 + 3bc \left(\frac{\ell^2 |R_i|}{z^2 27}\right)\right] \quad (1.59)$$

avec : $b = c = d = 5$, $x_m = 2$ et $x_h = 3$.

Dans le modèle de nuage de *Code_Saturne*, le nombre de Richardson est calculé à l'aide du rapport des termes de production thermique et dynamique utilisé dans l'énergie cinétique turbulente exprimée en variables θ_l et q_w selon Bouzereau et al. (2007). On peut diagnostiquer k et ε , suivant Musson-Genon (1995).

$$\begin{cases} k = \left| \frac{\partial U}{\partial z} \right|^2 \frac{\ell^2}{\sqrt{c_\mu}} \left[F_m F_h \left(1 - \frac{F_h}{F_m} R_i\right) \right]^{\frac{1}{2}} \\ \varepsilon = \frac{(\sqrt{c_\mu} k)^{\frac{3}{2}}}{\ell_\varepsilon} \end{cases} \quad (1.60)$$

avec :

$$l_\varepsilon = \ell F_h^{\frac{3}{4}} \left[F_m \left(1 - \frac{F_h}{F_m} R_i \right) \right]^{-\frac{1}{4}}$$

Il est bien évident que la qualité des résultats de simulation des écoulements turbulents est très liée au modèle utilisé. Le choix du modèle sera subordonné au type d'information que l'on veut obtenir à partir de la simulation. D'un point de vue opérationnel, les modèles du premier ordre à deux équations permettent généralement d'obtenir des résultats satisfaisant moyennant certaines adaptations du modèle suivant le cas considéré. Cependant, comme on le verra par la suite, des comportements pathologiques peuvent apparaître dans certains types d'écoulement. L'utilisation de modèles plus sophistiqués comme les modèles au second ordre peut s'avérer nécessaire.

1.4 Modélisation des effets du rayonnement

La prise en compte des effets radiatifs est essentielle pour la modélisation du brouillard : dans la phase de formation et de développement liée au refroidissement infrarouge du sol et des couches atmosphériques à son voisinage et en haut de la couche de brouillard, puis dans la phase de dissipation liée au réchauffement par le rayonnement solaire. Pour le calcul des flux de rayonnement, il faut principalement tenir compte de l'émission, de l'absorption et de la diffusion (changement de direction sans changement de longueur d'onde) du rayonnement par les agents suivants : soleil, sol, gaz atmosphériques (vapeur d'eau, gaz carbonique et ozone), particules atmosphériques (aérosols et gouttelettes d'eau des nuages), molécules d'air. La répartition des effets est la suivante :

- Dans le domaine des courtes longueurs d'onde seul le soleil émet, le sol absorbe et réfléchit (forme particulière de la diffusion), les gaz absorbent et diffusent et enfin les molécules d'air diffusent.
- Dans le domaine des grandes longueurs d'onde, le sol émet, absorbe et réfléchit, les gaz émettent et absorbent et les particules émettent, absorbent et diffusent.

1.4.1 Un modèle simplifié pour le rayonnement thermique

Si l'on fait l'hypothèse que les processus de diffusion sont négligeables (ce qui est une assez bonne approximation) on peut écrire une forme simplifiée de l'équation de transfert radiatif. Pour calculer la divergence verticale du flux radiatif, il faut alors déterminer le flux net à chaque niveau du modèle de rayonnement.

Pour cela, on peut intégrer l'Equation du Transfert Radiatif sur l'angle zénithal, l'épaisseur optique et sur la fréquence. La paramétrisation du rayonnement thermique de grande longueur d'onde est réalisée de façon classique par la méthode *"two stream"* en utilisant l'approximation d'émissivité pour l'intégration sur la fréquence. L'intégration suivant l'épaisseur optique τ_v se fait en supposant que la dépendance des coefficients d'absorption suivant la température et la pression d'une part et la fréquence d'autre part est séparable (approximation d'échelle).

Avec toutes ces hypothèses, on obtient une expression simplifiée de l'Equation du Transfert Radiatif et du refroidissement dans les couches qui peuvent s'exprimer de la façon suivante (dans notre modèle radiatif on ne fait pas l'hypothèse du corps noir pour le sol, mais on tient compte de son émissivité) :

$$\left(\frac{d\theta}{dt}\right)_R = \frac{1}{\rho C_p} \frac{\theta}{T} \frac{\partial F_R}{\partial z}, \quad (1.61)$$

avec :

$$\begin{aligned} \frac{\partial F_R}{\partial z} = & (1 - \epsilon_g) \left[B(0) - \int_0^\infty B(z') \frac{\partial A(0, z')}{\partial z'} dz' \right] \frac{\partial A(0, z)}{\partial z} + \\ & \int_0^z \frac{\partial A(z, z')}{\partial z'} \frac{\partial B}{\partial z'} dz' + \\ & \int_z^{z^t} \frac{\partial A(z, z')}{\partial z'} \frac{\partial B}{\partial z'} dz' - \\ & \frac{\partial A(z, \infty)}{\partial z} B(z^t), \end{aligned} \quad (1.62)$$

où $B(z)$ est l'émission du corps noir à la température moyenne $T(z)$ à l'altitude z , et z^t est l'altitude où l'atmosphère est supposée isotherme. $A(z, z')$ est l'absorptivité totale.

Les effets de l'absorption et de l'émission simultanées sont décrits pour l'ozone, la vapeur d'eau et ses dimères et le CO_2 ainsi que pour l'eau liquide nuageuse qui vient se superposer à l'absorption des gaz en utilisant un coefficient d'extinction qui dépend de q_l mais est indépendant de la taille des gouttes. Le schéma peut prendre en compte la nébulosité fractionnaire.

1.4.2 Un modèle simplifié pour le rayonnement solaire

Dans le cas du rayonnement solaire, l'équation du transfert radiatif se réduit à la partie absorption et diffusion puisqu'il n'y a pas d'émission propre de l'atmosphère dans le domaine de fréquences considérées. De plus, par ciel clair, on peut paramétrer les effets de la diffusion par les molécules d'air (diffusion Rayleigh) en tenant compte du fait qu'elle est essentiellement active dans le domaine des courtes longueurs d'onde. L'allure du spectre du rayonnement solaire au sol et la répartition verticale des absorbants incitent à considérer deux domaines spectraux :

- Le domaine $[0.2 \mu m, 0.8 \mu m]$ où les effets de l'absorption de l'ozone et la diffusion Rayleigh sont pris en compte. L'absorption par l'ozone est importante dans la haute atmosphère et la diffusion Rayleigh intervient comme un albédo qui se rajoute à l'albédo de la surface terrestre.
- Le domaine $[0.8 \mu m, 3 \mu m]$ où les effets de l'absorption par la vapeur d'eau sont prépondérants.

Dans ces conditions, on peut calculer le réchauffement dans les couches "ciel clair" par la divergence verticale du flux net ainsi que le flux solaire descendant.

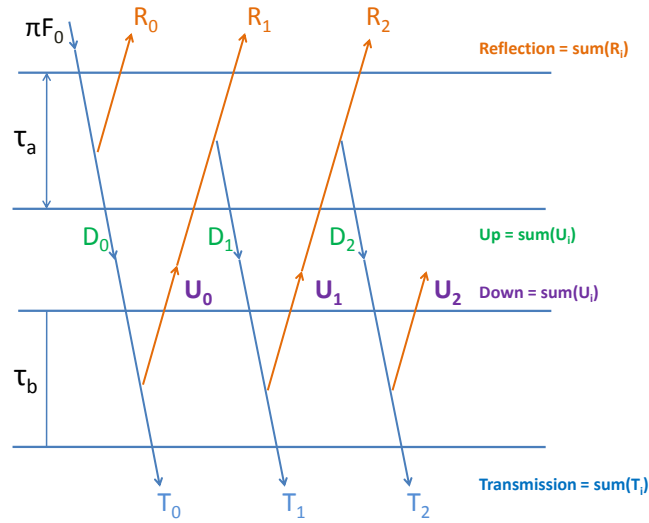


FIG. 1.4 : Schéma représentant la méthode d'addition des couches adjacentes. Deux couches d'atmosphère avec des épaisseurs optiques τ_a et τ_b . La couche supérieure est uniforme illuminée par dessus par le flux radiatif parallèle πF_0 . La réflexion totale par les deux couches est la somme des flux passant entre deux couches n fois. $R = \sum_{i=0}^{\infty} R_i$. De même pour la transmission, le flux montant et le flux descendant.

La prise en compte des nuages dans le domaine du solaire est plus compliquée que pour le domaine de l'infrarouge car on ne peut plus négliger la diffusion par les gouttelettes d'eau. Le schéma utilisé est proche de la paramétrisation de Lacis and Hansen (1974) qui a toutefois été modifié afin d'utiliser la méthode " δ Eddington", la prise en compte des aérosols et l'introduction d'une nébulosité fractionnaire. Les nuages sont définis par leur teneur en eau, leur nébulosité et le rayon efficace des gouttes qui est interactif avec notre paramétrisation de la microphysique. Les propriétés optiques des gouttes de nuage et des aérosols sont décrites par leur épaisseur optique, leur albédo de simple diffusion et un facteur d'asymétrie permettant de condenser la forme de la fonction de diffusion. Ce sont ces propriétés qui seront modifiées suivant la nature chimique des aérosols servant de noyaux de condensation. Pour chaque couche nuageuse les fonctions de transmission et de réflexion sont déterminées. Les calculs de diffusion multiple sont menés en agrégeant les couches une à une (où une méthode d'addition des couches adjacentes, voir la figure 1.4), afin de calculer les flux montants et descendants à chaque interface ainsi que le flux net et sa divergence. L'effet des nuages sur le rayonnement solaire se traduit par un réchauffement plus intense du haut de la couche de nuage mais qui ne compense qu'en partie le refroidissement infrarouge.

1.4.3 Traitement de l'albédo des aérosols et gouttelettes

Effets radiatif des aérosols

Les aérosols ont un effet radiatif direct parce qu'ils rediffusent dans toutes les directions, et éventuellement absorbent, le rayonnement qu'ils interceptent. Les aérosols dif-

fusent la lumière. Cette diffusion est généralement faible aux grandes longueurs d'ondes de l'émission terrestre, elle est à son maximum pour les longueurs d'ondes du rayonnement solaire. Ils peuvent aussi absorber le rayonnement. Cette absorption dépend de leur composition chimique et de leur taille.

Les aérosols ont également des effets radiatifs indirects du fait de leur rôle de noyau de condensation. Pour un contenu en eau liquide donné, l'augmentation du nombre de CCN provoque une augmentation du nombre de gouttes et une diminution de leur taille moyenne. Le premier effet indirect qui en résulte est une augmentation de la couverture nuageuse et donc de l'albédo lié aux nuages. Le deuxième effet indirect est dû au fait que cette diminution de taille des gouttes d'eau retarde leur précipitation et augmente la durée de vie des nuages.

L'albédo des aérosols

En s'inspirant des travaux de Tombette et al. (2008), l'albédo des aérosols est calculé comme le rapport de l'épaisseur optique des aérosols dû à la diffusion AOT_{scat} et l'épaisseur optique totale des aérosols AOT_{tot} .

$$\omega_a = \frac{AOT_{scat}}{AOT_{tot}}. \quad (1.63)$$

Les coefficients d'extinction ont été calculés suivant Tombette et al. (2008), avant de sommer sur la verticale pour calculer les épaisseurs optiques des aérosols. L'hypothèse du noyau de carbone a été utilisée, le diamètre humide des aérosols est égal à celui des gouttes d'eau.

L'albédo des gouttelettes

L'albédo des nuages est variable et dépend entre autres de la taille et de l'épaisseur du nuage, ainsi que de la taille et du nombre de gouttelettes à l'intérieur du nuage. L'absorption du rayonnement solaire par les gouttelettes nuageuses dépend de la composition chimique des particules d'aérosol qui ont formé les gouttelettes. Dans le schéma de rayonnement actuel de notre modèle, l'absorption du rayonnement solaire par le nuage est calculée suivant la paramétrisation de (Fouquart and Bonnel, 1980), qui calculent l'albédo de simple diffusion (Single scattering albedo, SSA) comme une fonction du rayon effectif des gouttes de nuage et du contenu en eau liquide, sans prendre en compte la composition chimique des gouttelettes. Sandu et al. (2005) montre que, dans un stratocumulus marin, les valeurs de albédo considérées équivalent à une concentration maximale de carbone suie, ce qui a pour effet de surestimer l'absorption et la diffusion du rayonnement solaire quand la concentration de gouttelettes augmente, et de réduire artificiellement le contenu en eau liquide.

Fouquart and Bonnel (1980) Cette paramétrisation est encore largement utilisée dans certains modèles opérationnels actuels pour représenter les propriétés optiques des

nuages chauds.

$$\tau = \frac{3}{2} \frac{q_l}{r_e \rho_w}, \quad (1.64)$$

où r_e est le rayon effectif. L'albédo de simple diffusion dépend de l'épaisseur optique, du rayon effectif et du contenu en eau nuageuse,

$$\omega = c_1 - b_1 \exp(-c_3 \tau), \quad (1.65)$$

où a , b , c_1 , c_2 et c_3 sont des constantes déterminées par Bonnel et al. (1983)

Chuang et al. (2002); Sandu et al. (2005) Cette paramétrisation est développée pour les stratocumulus marins. La composition chimique et de la distribution massique de l'aérosol sont prises en compte dans les gouttelettes nuageuses. Elle a été développée en partant des travaux de Chuang et al. (2002) pour des gouttelettes nuageuses contenant du carbone suie et améliorée plus récemment par Sandu et al. (2005) afin de représenter différents types d'aérosol contenus dans les gouttelettes.

D'après Sandu et al. (2005), l'hypothèse d'une distribution aléatoire des particules de carbone suie dans la gouttelette n'est plus valable si la gravité impose un positionnement préférentiel des inclusions. Néanmoins, pour des particules d'aérosol beaucoup plus petites que les gouttelettes, les forces de gravité peuvent être négligées et l'hypothèse d'une distribution aléatoire est acceptable.

Avec cette approche, on peut calculer l'albédo de simple diffusion des gouttelettes contenant du carbone suie en fonction de leur diamètre d , de la fraction volumique de carbone suie f_{BC} (l'indice BC se référant "black carbon"), de la longueur d'onde λ_c (l'indice c se référant "cloud") et de l'indice effectif de réfraction $m_{eff} = Re_{eff} + iIm_{eff}$ (Re_{eff} et Im_{eff} étant la partie réelle et la partie imaginaire du m_{eff} respectivement).

$$C_{abs} = \frac{\pi}{6} d^3 \frac{\delta}{Re_{eff}} \left[Re_{eff}^3 - (Re_{eff}^2 - 1)^{\frac{3}{2}} \right], \quad (1.66)$$

où $\delta = 4\pi Im_{eff} / \lambda$.

Le coefficient d'extinction étant calculé en première approximation par :

$$C_{ext} = \pi d^2 / 2. \quad (1.67)$$

L'albédo de simple diffusion des gouttelettes est calculé comme :

$$\omega_c = 1 - \frac{C_{abs}}{C_{ext}}. \quad (1.68)$$

Cette approximation n'est valable si $\delta d \ll 1$ et le coefficient d'absorption est donné par :

$$C_{abs} = \frac{\frac{\pi}{6} d^3 \delta Re_{eff}^2 \left[1 - (1 - Re_{eff}^{-2})^{\frac{3}{2}} \right]}{1 + 0.8 \delta d}, \quad (1.69)$$

Si $\delta d \gg 1$, l'expression de l'albédo de simple diffusion des gouttelettes devient :

$$\omega_c = 1 - \frac{5}{12} Re_{eff}^2 \left[1 - (1 - Re_{eff}^{-2})^{\frac{3}{2}} \right]. \quad (1.70)$$

Pour déterminer la constante diélectrique effective de la gouttelette ϵ_{eff} ($\epsilon_{eff} = m_{eff}^2$), on distingue deux types de gouttelettes nuageuses :

- Un type de gouttelettes contenant du carbone suie (carbones suie seulement)

$$m_{eff}^2 = m_o^2 \frac{m_{BC}^2 + 2m_o^2 + 2f_{BC}(m_{BC}^2 - m_o^2)}{m_{BC}^2 + 2m_o^2 - f_{BC}(m_{BC}^2 - m_o^2)}, \quad (1.71)$$

où m_{BC} est l'indice de réfractive du carbone suie, m_o est l'indice de réflexion de l'eau.

- L'autre type contenant différents types d'inclusions (carbone suie, carbone organique, sel, ...). Dans ce cas, ϵ_{eff} est donné par la théorie de Maxwell-Garnett, soit :

$$m_{eff}^2 = \frac{(1-f)\epsilon_w + \sum_{i=1}^n f_i \beta_i \epsilon_i}{1-f + \sum_{i=1}^n f_i \beta_i}, \quad (1.72)$$

avec :

$$f = \sum_{i=1}^n f_i,$$

et sous hypothèse que toutes les inclusions sont sphériques :

$$\beta_i = \frac{3\epsilon_w}{\epsilon_i + 2\epsilon_w}.$$

Où n est le nombre d'inclusions dans la gouttelette, ϵ_w est la constante diélectrique de l'eau, ϵ_i et f_i sont la constante diélectrique et la fraction volumique de la i^{me} inclusion.

1.5 Modélisation des échanges sol-atmosphère

Pour les calculs atmosphériques, il est possible soit d'imposer la température et l'humidité de surface où leurs valeurs estimées à la hauteur de rugosité thermique z_h , soit de les recalculer avec un modèle de sol simplifié basé sur la "force restore method", inspirée de Deardorff (1978). A ce jour, cette modélisation simplifiée de l'interface sol-atmosphère a été jugée suffisante pour les échelles locales auxquelles nous travaillons.

1.5.1 Méthode "force-restore"

L'évolution de la température de surface dépend du bilan énergétique faisant intervenir les différents flux radiatifs, les flux de chaleur sensible et d'évaporation ainsi que le flux de chaleur dans le sol. Cependant, le calcul de cette température est compliqué, du fait de la complexité de la structure de la surface terrestre, de l'influence de la végétation, de la nature du terrain argileux ou sableux ... Ici, nous présentons un modèle à deux niveaux de sol développé par Deardorff (1978) désigné sous le qualificatif de "force-restore", terme que l'on peut rendre par *forçage-relaxation*. Ce modèle comporte une paramétrisation simple du couvert végétal et de l'humidité du sol.

Equation d'évolution de la température au niveau du sol

Plutôt que de résoudre l'équation de la chaleur dans le sol pour obtenir l'évolution de la température de surface, on préfère paramétriser directement cette dernière. On suppose ainsi que la température de surface oscille de façon sinusoïdale autour d'une température moyenne (la température profonde), oscillation de période $\tau = 24 \text{ h}$.

$$T_s = \bar{T} + \Delta T \sin\left(\frac{2\pi}{\tau}t\right) \quad (1.73)$$

En remplaçant cette expression pour T_s dans l'équation de diffusion de la chaleur dans le sol combinée avec le bilan énergétique de surface, on obtient :

$$\frac{\partial T_s}{\partial t} = C_{sol} R_{net} - \frac{2\pi}{\tau} (T_s - \bar{T}) \quad (1.74)$$

où $C_{sol} = \sqrt{\frac{4\pi}{C_s \lambda_s \tau}}$, C_s chaleur massique (en $J.m^{-3}.K^{-1}$) et λ_s conductivité thermique du sol ($W.m^{-1}.K^{-1}$). Ce terme caractérise l'inertie thermique du sol. Etant très difficile à mesurer, on l'évalue à partir de tables en fonction du type de sol (argile, sable, ...). En général, ce coefficient est de l'ordre de $10^{-5} m^2.K.J^{-1}$.

Le terme $\frac{2\pi}{\tau}(T_s - \bar{T})$ représente un terme de rappel vers une température moyenne $\bar{T}$, terme que l'on définit, en général, comme la moyenne de T_s sur quelques jours. R_{net} représente la somme des flux radiatifs (solaire et infrarouge) du flux de chaleur sensible et du flux de chaleur latente, auquel on peut ajouter au besoin un flux de chaleur anthropogénique pour le milieu urbain.

$$R_{net} = (1 - \omega)F_{solar} + \varepsilon(F_{ir} - \sigma T_s^4) - \rho C_p Q_0 - \rho L E_0, \quad (1.75)$$

où les flux radiatifs F_{solar} et F_{ir} sont calculés à l'aide d'un modèle de rayonnement. Les flux de chaleur sensible Q_0 et d'évaporation E_0 sont obtenus en utilisant la théorie de Monin-Obukhov.

Equation d'évolution de l'humidité au niveau du sol

Pour calculer l'humidité spécifique q_s au niveau de la surface, on considère deux réservoirs d'eau dans le sol, un superficiel et l'autre profond, de teneurs en eau liquide W_s et W_p (en kg/kg^{-1}). L'évolution de la teneur en eau liquide du réservoir superficiel dépend des précipitations P , du flux d'évaporation $\rho_0 E_0$, ainsi que du ruissellement dans le sol entre les deux réservoirs. L'évolution de la teneur en eau liquide du réservoir profond ne dépendra, quant à elle, que du ruissellement. On en déduit les équations d'évolution pour les deux réservoirs :

$$\frac{\partial W_s}{\partial t} = (P - \rho_0 E_0) - \frac{1}{\tau} (W_s - W_p \frac{W_{smax}}{W_{pmax}}) \quad (1.76)$$

$$\frac{\partial W_p}{\partial t} = \frac{1}{\tau} (W_s - W_p \frac{W_{smax}}{W_{pmax}}) \quad (1.77)$$

En posant $W_1 = \frac{W_s}{W_{smax}}$ et $W_2 = \frac{W_p}{W_{pmax}}$, on obtient finalement :

$$\frac{\partial W_1}{\partial t} = \frac{P - \rho_0 E_0}{W_{smax}} - \frac{W_1 - W_2}{\tau} \quad (1.78)$$

$$\frac{\partial W_2}{\partial t} = \frac{W_{smax}}{W_{pmax}} \frac{W_1 - W_2}{\tau} \quad (1.79)$$

Or on peut évaluer l'humidité relative au niveau du sol à partir de W_1 comme :

$$H_{rel} = \frac{1}{2}(1 - \cos \pi W_1) \quad (1.80)$$

On peut alors obtenir l'humidité spécifique au niveau du sol, en considérant que :

$$q_s = C_{veg}(H_{rel}q_{sat}(T_s, P_s)) + (1 - C_{veg})(q_{2m} + H_{rel}(q_{sat}(T_s, P_s) - q_{2m})) \quad (1.81)$$

où C_{veg} est le taux de végétation (1 pour l'herbe, 0 pour le bâti dense), q_{sat} l'humidité spécifique à saturation, P_s la pression au niveau du sol et q_{2m} l'humidité spécifique au premier niveau dans l'air, ici 2 m.

On peut ainsi obtenir à partir de toutes ces équations l'évolution de l'humidité spécifique de surface q_s .

Il faut néanmoins mentionner un problème lié à l'initialisation de la teneur en eau des réservoirs. Si celle du réservoir superficiel peut s'obtenir à partir de l'humidité de surface initiale en inversant (Eq. 1.80), en l'absence de mesures d'humidité dans le sol, on est forcé d'initialiser de manière empirique la teneur en eau du réservoir profond.

1.5.2 Méthode itérative

On sait que les rétroactions entre le sol et l'atmosphère jouent un rôle critique pour la prévision atmosphérique, c'est pourquoi un modèle de sol plus précis est nécessaire. L'intérêt est de pouvoir tester la modélisation d'autres processus (par exemple les processus microphysiques dans une couche de brouillard) sans que les résultats ne soient trop influencés par la modélisation de l'interface sol-atmosphère.

On peut choisir de forcer les valeurs de la température et de l'humidité au sol avec une méthode itérative (Musson-Genon et al., 2007). En fait, cette méthode vise à reconstruire la structure verticale de la couche limite de surface de l'atmosphère en contact avec le sol, à partir de mesure de vent, de température et d'humidité à deux niveaux. Avec cette méthode, on peut estimer les flux et les profils verticaux de vent et de température (et humidité) dans la couche limite de surface en utilisant la théorie de similitude de Monin-Obukhov.

En intégrant les relations entre deux niveaux z_1 et z_2 pour la vitesse, la température potentielle et l'humidité données par la théorie de similitude de Monin-Obukhov, on obtient les expressions suivantes :

$$\begin{aligned} \Delta u = u(z_2) - u(z_1) &= \frac{u_*}{\kappa} \left[\ln \left(\frac{z_2}{z_1} \right) - \varphi_m \left(\frac{z_2}{L_{mo}} \right) + \varphi_m \left(\frac{z_1}{L_{mo}} \right) \right] \\ &= \frac{u_*}{\kappa} \varphi_m(L_{mo}, z_2, z_1), \end{aligned} \quad (1.82)$$

$$\begin{aligned}\Delta\theta &= \theta(z_2) - \theta(z_1) = \frac{\theta_*}{\kappa} \left[\ln \left(\frac{z_2}{z_1} \right) - \varphi_h \left(\frac{z_2}{L_{mo}} \right) + \varphi_h \left(\frac{z_1}{L_{mo}} \right) \right] \\ &= \frac{-Q_0}{\kappa u_*} \varphi_h(L_{mo}, z_2, z_1),\end{aligned}\quad (1.83)$$

$$\begin{aligned}\Delta q &= q(z_2) - q(z_1) = \frac{q_*}{\kappa} \left[\ln \left(\frac{z_2}{z_1} \right) - \varphi_h \left(\frac{z_2}{L_{mo}} \right) + \varphi_h \left(\frac{z_1}{L_{mo}} \right) \right] \\ &= \frac{-E_0}{\kappa u_*} \varphi_h(L_{mo}, z_2, z_1),\end{aligned}\quad (1.84)$$

où z_1 et z_2 sont deux niveaux où les mesures sont disponibles. Q_0 est le flux de chaleur cinématique à la surface (flux de chaleur sensible), $Q_0 = \overline{w'\theta'}$. E_0 est le flux de chaleur latente à la surface et il est positif vers le haut, $E_0 = \overline{w'q'}$. φ_m et φ_h sont les fonctions universelles pour le vent et la température. L_{mo} est la longueur de Monin-Obukhov, elle est donnée par :

$$L_{mo} = \frac{\Delta u^2 \Psi_h}{\left(\frac{g}{T_0}\right) \Psi_m^2 (\Delta\theta + 0.608 T_0 \Delta q)}, \quad (1.85)$$

où T_0 est la température de la CLS.

Méthode itérative On donne une valeur initiale pour L_{mo} , puis en la raffinant par une succession d'approximations se rapprochant graduellement de la solution en faisant le calcul des fonctions Ψ_m et Ψ_h avec la relation 1.85. Ici, Ψ_m et Ψ_h sont fonctions de la longueur L_{mo} .

La solution peut converger rapidement dans toutes les situations instables : $n < 10$. En revanche, la convergence est moins bien assurée dans le cas stable pour de faibles valeurs de u_* . Dans ces cas, la valeur de L_{mo} est fixée par un seuil en dessous duquel on restreint δu à sa valeur correspondante à cette valeur seuil dans l'équation 1.85.

Une fois la détermination des flux terminée, on peut calculer $u(z)$, $\theta(z)$ et $q(z)$ à l'aide des équations 1.82, 1.83 et 1.84 et notamment à z_m et z_h :

$$u(z) = u(z_1) + \frac{u_*}{\kappa} \Psi_m(L_{mo}, z, z_1). \quad (1.86)$$

$$\theta(z) = \theta(z_1) + \frac{\theta_*}{\kappa} \Psi_h(L_{mo}, z, z_1). \quad (1.87)$$

$$q(z) = q(z_1) + \frac{q_*}{\kappa} \Psi_h(L_{mo}, z, z_1). \quad (1.88)$$

1.6 Le modèle *Code_Saturne Atmo*

La connaissance des interactions entre la turbulence, le rayonnement et la microphysique des nuages est nécessaire pour améliorer la qualité de prévision des heures de formation et de dissipation du brouillard. Dans ce but, il apparaît important de pouvoir

traiter à la fois les processus dynamique, thermique et particulaire en incluant les processus microphysiques des particules d'aérosols et des nuages. La modélisation numérique est un outil privilégié pour appréhender la complexité d'un tel système. Pour ce faire, on se propose d'utiliser le modèle numérique de mécanique des fluides adapté à l'atmosphère : *Code_Saturne Atmo*.

1.6.1 Présentation générale du modèle

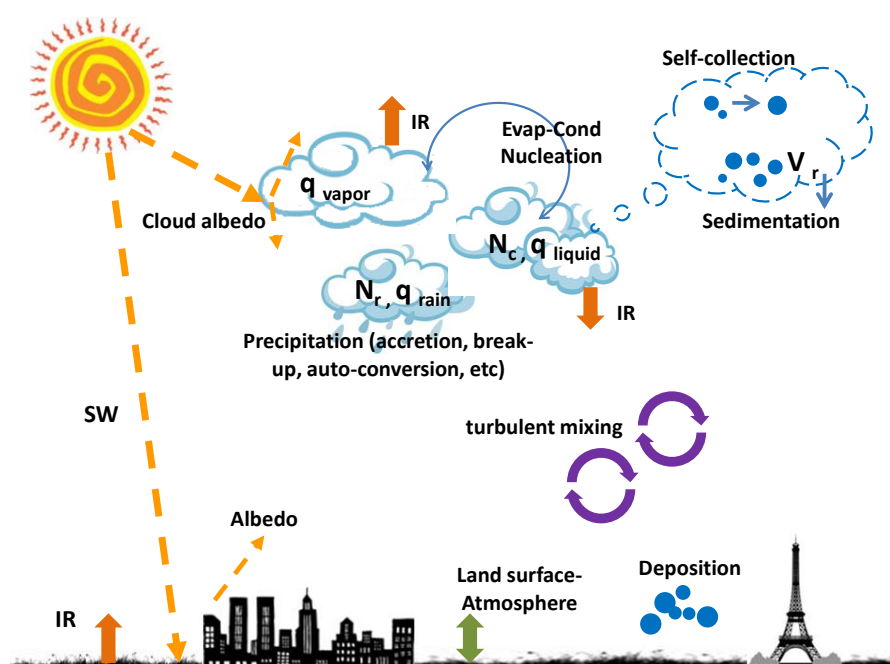
Le modèle de nuage utilisé durant ces travaux de thèse est le module atmosphérique du code CFD d'EDF R&D : *Code_Saturne*¹. Il est destiné à simuler les écoulements atmosphérique à l'échelle locale ($< 100\text{ km}$) ainsi que la dispersion des effluents passifs lourds ou légers en présence de topographie complexe (falaise, vallée...), d'obstacles ou de bâtiments et de contrastes thermiques importants (terre-mer, montagne-plaine...). C'est un code en maillage non-structuré et volumes finis particulièrement bien adapté à la description du milieu bâti. Afin d'appliquer *Code_Saturne Atmo* aux écoulements atmosphériques, les propriétés suivantes ont été ajoutées : couche de surface atmosphérique (loi de paroi rugueuse) ; dispersion de polluants passifs et actifs (Milliez and Carissimo, 2007, 2008) ; prise en compte du rayonnement solaire et infrarouge ; prise en compte des échanges de chaleur et d'humidité du sol ; possibilité de couche absorbante ; relief et géométrie complexe (bâtiments ...) ; prise en compte du cycle de l'eau atmosphérique.

Notre modèle de nuage fait intervenir un modèle dynamique, un modèle de rayonnement, un modèle microphysique et un modèle de sol. Un même modèle microphysique peut être couplé avec différents modèles, le choix du modèle dépendant du but recherché. Le *Code_Saturne Atmo* prend en compte la totalité de ces processus (Fig. 1.5). Le modèle *Code_Saturne Atmo* peut être utilisé comme un modèle de prévision numérique du temps mais n'a pas été développé pour ce type d'application en raison notamment des coûts calcul de sa version 3D. Il permet plutôt de répondre à des problèmes concrets pouvant se poser à des industriels comme l'estimation de l'impact de ses rejets atmosphériques en mode continu ou accidentel. Pour EDF cela concerne son parc de production thermique et nucléaire.

Mais il peut aussi aider à simuler les effets des agressions climatiques comme les vents forts sur des installations d'EDF, à mieux estimer le potentiel éolien, ou encore la consommation d'énergie des bâtiments à travers la modélisation explicite des échanges thermiques avec l'atmosphère.

Depuis plus de vingt ans, ce modèle (anciennement appelé *Mercure_Saturne*) a évolué pour mieux répondre à ces problématiques. Il est capable de simuler des phénomènes complexes comme : le brouillard, les panaches d'aéroréfrigérants, la chimie en phase gazeuse, le rejet de gaz lourds, les effets de sillage d'une éolienne ... Même si le modèle est récent, comparé aux modèles de prévisions existants dans le monde, les résultats obtenus sont satisfaisants. Dans le domaine de l'eau atmosphérique, comparé aux autres

¹Open-Source (sous licence GPL) en Mars 2007. www.rd.edf.com/code_saturne

FIG. 1.5 : Le Modèle *Code_Saturne Atmo*

modèles, le *Code_Saturne Atmo* n'utilise actuellement que deux espèces d'hydrométéore (voir tableau 1.6).

TAB. 1.6 : La microphysique du nuage dans des modèles numériques de prévision du temps actuels : Description des espèces d'hydrométéore prises en compte

Hydrométéore espèces	Description	Modèles
eau nuageuse	liquide/glace, basé sur la température	ECMWF, ALADIN, HIRLAM
eau nuageuse ; pluie	liquide/glace diagnostiques	NCAR-CAM
eau nuageuse ; pluie ; glace	glace nuageuse et neige	UKMO
eau nuageuse ; pluie ; glace ; neige ; graupel	5 pour masse, 3 pour nombre	MM5, WRF
eau nuageuse chaud ; pluie	2 pour masse, 2 pour nombre	<i>Code_Saturne Atmo</i>

1.6.2 Méthode numérique

Le schéma en temps est, soit un schéma implicite du premier ordre (Euler), soit un schéma du second ordre (Crank-Nicolson). Le pas de temps est fractionné. Les première et troisième étapes du pas de temps correspondent à des étapes de prédiction correction, la seconde à la résolution des variables turbulentes et la dernière à la résolution des équations pour les scalaires additionnels.

La discrétisation spatiale est de type volumes finis, les équations de conservation étant intégrées sur chaque volume de contrôle Ω_i , et co-localisée, les variables étant calculées en leur centre. Cette méthode assure la conservation locale au sens des flux définis sur les faces des volumes de contrôle.

1.6.3 Technique de nudging

Dans le modèle *Code_Saturne Atmo*, nous utilisons une méthode d'assimilation séquentielle simplifiée : la relaxation newtonienne du modèle vers les observations. En effet, c'est une simplification du filtre de Kalman, appelée méthode de *nudging*. L'algorithme standard du nudging consiste à ajouter aux équations d'état du système un terme de rappel, proportionnel à la différence entre les observations et la quantité correspondante calculée par la résolution du système des équations d'état. Le modèle apparaît alors comme une contrainte faible et le terme de rappel force les variables du modèle à coller avec les observations. Sans un tel terme de rappel, la moindre perturbation de l'état initial peut conduire très rapidement à une trajectoire erronée, s'éloignant inexorablement des observations. Cette méthode permet ainsi de laisser évoluer librement la trajectoire lorsqu'aucune observation du système n'est disponible, et de la contrôler lorsque des observations sont disponibles afin qu'elle passe près des observations tout en respectant l'équilibre du système d'équations météorologiques. On peut ainsi écrire :

$$\frac{\partial X}{\partial t} = M(X) + C_n(X_{obs} - X) \quad (1.89)$$

où le M représente l'opérateur de la dynamique et de la physique du modèle numérique. X une variable pronostique, X_{obs} une observation ou une valeur fournie par un modèle de grand-échelle et C_n le coefficient de nudging en s^{-1} .

De plus, dans la simulation 1D, on ne peut pas calculer explicitement un terme d'advection. Cette technique de nudging nous permet de modéliser l'effet d'advection ou tout au moins l'effet du forçage de plus grande échelle dit synoptique. Elle permet d'effectuer une prévision à court, moyen et long terme éventuellement même si, dans ce cas, l'apport de la prévision 1D est faible. Le choix du coefficient C_n permet de moduler l'effet des observations sur les simulations, mais il est largement empirique. On utilise souvent une constante de temps plus petite (donc un C_n plus grand) à l'extérieur du domaine², pour contraindre fortement la situation dynamique, et une constante de temps plus grande à l'intérieur du domaine pour laisser les paramétrisations agir plus librement sur les champs physiques.

La première idée, la plus simple, est de choisir un coefficient constant : $C_n = 10^{-4}$ (du même ordre de grandeur que le coefficient de Coriolis). Cependant, il ne paraît pas physique de modéliser l'advection par un terme de rappel à un forçage de grande échelle de la même manière au niveau du sol (donc à l'échelle locale) que plus haut en altitude.

²Au dessus du domaine, les profils météorologiques évoluent sous l'effet de grand-échelle qui permet de définir les couches nuageuses supérieures dont la description est nécessaire aux calculs radiatif jusqu'à 11 km.

On peut donc prendre une fonction linéaire pour ce coefficient. Sa valeur est donc plus faible près du sol, un peu plus forte en altitude, et variant linéairement avec l'altitude.

$$C_n = x_0 + x(z) \tag{1.90}$$

La valeur de x_0 est fixée entre 10^{-5} et 10^{-3} , z est l'altitude.