



Modélisation de la dispersion atmosphérique

Concepts physiques et mathématiques

Cours d'Eric Chaxel
<http://air-meteo-conseil.fr>

Version 2017

«On entend par pollution de l'atmosphère, l'émission dans l'atmosphère de gaz, des fumées ou de particules solides ou liquides, corrosifs, toxiques ou odorantes de nature à incommoder la population, à compromettre la santé ou la sécurité publique ou à nuire aux végétations, la production agricole et aux produits agroalimentaires, à la conservation des constructions et monuments ou au caractère des sites ».

loi n°83-03 du 5 février 1983 relative à la protection de l'environnement

Sommaire

PARTIE I. LA METEOROLOGIE DE LA POLLUTION ATMOSPHERIQUE	4
I.A. RAPPELS GENERAUX SUR L'ATMOSPHERE	4
I.A.1. General description of the atmosphere	4
I.A.2. Principal layers of the atmosphere	4
I.A.3. Composition of the Atmosphere	5
I.B. EQUILIBRE VERTICAL DE L'ATMOSPHERE	6
I.B.1. La pression	6
I.B.2. Principe fondamental de l'hydrostatique	6
I.B.3. Correspondance pression-altitude	7
I.C. LA TEMPERATURE	8
I.C.1. Température potentielle.....	8
I.C.2. Gradient vertical de température adiabatique sec	9
I.C.3. La température virtuelle.....	10
I.C.4. Température du point de rosée.....	10
I.C.5. Application à la stabilité atmosphérique.....	11
I.D. LE VENT	13
I.D.1. Origine	13
I.D.2. Unités et représentation	13
I.D.3. La rose des vents.....	15
I.D.4. Vents particuliers	16
I.E. LA COUCHE LIMITE ATMOSPHERIQUE	19
I.F. LA MESURE DES PARAMETRES METEOROLOGIQUES	20
I.F.1. Mesure du vent.....	20
I.F.2. Mesure de la température.....	22
I.F.3. Mesure de la pression.....	23
I.F.4. La carte d'analyse.....	24
I.F.5. Le radiosondage	26
PARTIE 2. THEORIES DE LA DISPERSION ATMOSPHERIQUE	27
2.A. APPROCHE EULERIENNE.....	27
2.A.1. Théorie	27
2.A.2. Equations fixant la concentration dans un fluide turbulent.....	30
2.A.3. Exemple de modélisation eulérienne de dispersion de polluants en vallée.....	31
2.B. APPROCHE LAGRANGIENNE	34
2.B.1. Calcul des concentrations d'une espèce dans un écoulement.....	35
I.B.2. Exemples de modélisations lagrangiennes.....	42
2.B.3. Application de l'approche lagrangienne pour l'étude d'un panache	44

Partie I. La météorologie de la pollution atmosphérique

I.A. Rappels généraux sur l'atmosphère

La pollution atmosphérique est très dépendante des conditions météorologiques. Les facteurs météorologiques qui ont une grande influence sur la pollution par des gaz sont le vent, la turbulence et la distribution verticale de la température. Tous ces paramètres fixent les conditions de dispersion des polluants dans l'atmosphère. Le vent transporte les polluants de la source (véhicule, cheminées, usine) au récepteur (personnes, arbres, bâtiment). La turbulence est un facteur important car elle conditionne le mélange des polluants dans la couche inférieure de l'atmosphère, la couche limite atmosphérique (CLA), enfin la distribution verticale de température va donner soit des conditions stables favorables à l'accumulation des polluants près du sol, soit des conditions instables synonymes de mélange des polluants et de leur dispersion. Avant d'aborder la partie relative à la dispersion, on présente l'atmosphère et les facteurs météorologiques qui ont un impact sur la qualité de l'air.

I.A.1. General description of the atmosphere

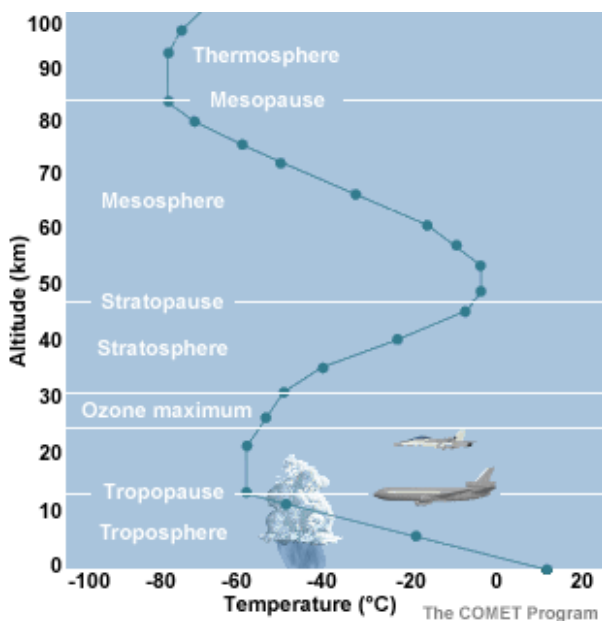


Figure 1.1: Different layers of the atmosphere (<http://www.ucar.edu/uca/>)

A blanket of air, which we call the atmosphere, surrounds the Earth. It reaches over 560 kilometers (348 miles) from the surface of the Earth, so we are only able to see what occurs fairly close to the ground. Early attempts at studying the nature of the atmosphere used clues from the weather, the beautiful multi-colored sunsets and sunrises, and the twinkling of stars. With the use of sensitive instruments from space, we are able to get a better view of the functioning of our atmosphere.

The atmosphere absorbs the energy from the Sun, recycles water and other chemicals, and works with the electrical and magnetic forces to provide a moderate climate. The atmosphere also protects us from high-energy radiation and the frigid vacuum of space. The envelope of gas surrounding the Earth changes from the ground

up. Four distinct layers have been identified using thermal characteristics (temperature changes), chemical composition, movement, and density, as shown on figure 1.1.

I.A.2. Principal layers of the atmosphere

The atmosphere can be split into four layers that have different physical properties: the troposphere, the stratosphere, the mesosphere and the thermosphere.

The **troposphere** starts at the Earth's surface and extends 8 to 14.5 kilometres high. This part of the atmosphere is the densest. The **tropopause** separates the troposphere from the next layer; at

this high the temperature no longer varies with height. The temperature averages 15°C near the surface and -57°C at the tropopause. The pressure ranges from 1000 to 200 millibars. Winds increase with height up to the jet stream. Almost all weather is in this region. The tropopause and the troposphere are known as the *lower atmosphere*. The life on the Earth is located in this layer and thus all anthropogenic and biogenic pollutant sources. The troposphere is the layer of the atmosphere that is described with the models of meteorology and of dispersion-transport of pollutants. Ozone is found in the troposphere but is different of the ozone of the stratosphere. This type of ozone is called ground level ozone.

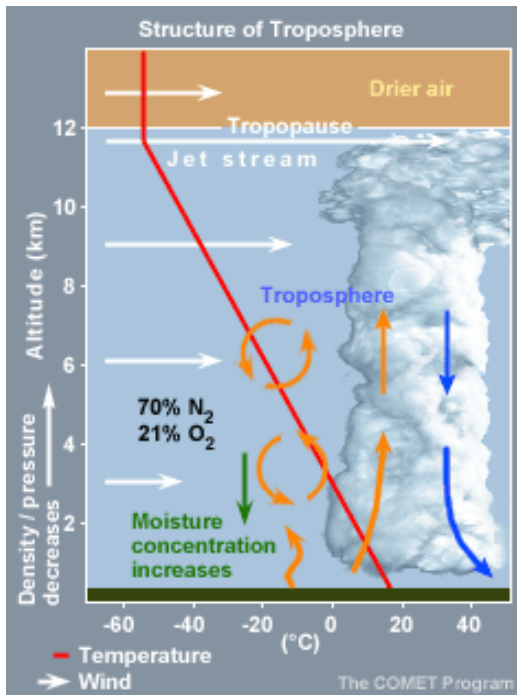


Figure 1.2: Different layers of the Atmosphere (<http://www.ucar.edu/uca/>)

The **stratosphere** starts just above the troposphere and extends to 50 kilometres high. Compared to the troposphere, this part of the atmosphere is dry and less dense. The temperature in this region increases gradually to -3 degrees Celsius, due to the absorbtion of ultraviolet radiation. The ozone layer, which absorbs and scatters the solar ultraviolet radiation, is in this layer. Ninety-nine percent of "air" is located in the troposphere and stratosphere. The **stratopause** separates the stratosphere from the next layer.

The **mesosphere** starts just above the stratosphere and extends to 85 kilometres high. In this region, the temperatures again fall as low as -93 degrees Celsius as you increase in altitude. The chemicals are in an excited state, as they absorb energy from the Sun. The **mesopause** separates the stratosphere from the next layer. The regions of the stratosphere and the mesosphere, along with the stratopause and mesopause, are called the *middle atmosphere*.

The **thermosphere** starts just above the mesosphere and extends to 600 kilometres high. The temperatures go up as you increase in altitude due to the Sun's energy. Temperatures in this region can go as high as 1,727 degrees Celsius. Chemical reactions occur much faster here than on the surface of the Earth. This layer is known as the *upper atmosphere*.

I.A.3.Composition of the Atmosphere

Fixed gases	Percent	ppmV	Variable gases	Percent	PpmV
N ₂	78	780 10 ³	H ₂ O	1 10 ⁻⁵ – 4	0.1 – 40 000
O ₂	20.95	209.5 10 ³	CO ₂	3.6 10 ⁻²	360
Ar	0.93	0.93 10 ³	CH ₄	1.7 10 ⁻⁴	1.7
Ne	1.5 10 ⁻³	15	O ₃	3 10 ⁻⁶ – 1 10 ⁻³	0.03 – 10
He	5 10 ⁻⁴	5			
Kr	1 10 ⁻⁴	1			
Xe	5 10 ⁻⁶	0.05			

Table 1: Composition of the homosphere (Jacobson, 1999)

The atmosphere is primarily composed of Nitrogen (N₂, 78%), Oxygen (O₂, 21%), and Argon (Ar, 1%). A myriad of other very influential components are also present which include the water (H₂O, 0 - 7%), "greenhouse" gases or Ozone (O₃, 0 - 0.01%), Carbon Dioxide (CO₂, 0.01-0.1%). The homosphere are the 100 first kilometres at the bottom of the atmosphere. In this layer, the composition of the air is of 99 percent of N₂ and O₂.

I.B. Equilibre vertical de l'atmosphère

I.B.1. La pression

I.B.2. Principe fondamental de l'hydrostatique

L'atmosphère est un fluide avec une masse volumique $\rho = 1,19 \text{ kg/m}^3$ (ou densité) au niveau de la mer à 25°C. En tout point de l'atmosphère, on peut donc mesurer une pression générée par la colonne d'air qui nous surplombe : c'est la pression atmosphérique exprimée en hectopascals (hPa) ou millibar (mb).

Pour un fluide incompressible au repos, on peut connaître la pression en son sein dès lors que l'on connaît sa masse volumique et la hauteur de fluide au-dessus du point d'observation. Par exemple, si P_0 (en Pascal : Pa) est la pression au niveau de la mer, à une altitude h (en mètres) au-dessus du niveau de la mer, la pression de l'atmosphère P vaut $P = P_0 - \rho gh$ avec g la gravité qui vaut $9,8 \text{ m.s}^{-1}$. Cette relation est la relation de l'hydrostatique où l'on a supposé la densité ρ constante sur la hauteur h . Selon cette relation les isobares (surfaces où la pression est la même en tout point) sont des plans horizontaux.

L'atmosphère n'est cependant pas un fluide au repos puisque des vents la brassent sans cesse et que l'on connaît bien l'alternance des cyclones (zones de basses pressions) et anticyclones (zones de hautes pressions) qui règnent à nos latitudes. De plus l'atmosphère est compressible et les variations de ρ sont importantes en son sein. Ainsi on ne peut pas appliquer la relation de l'hydrostatique entre deux points quelconques d'une même verticale. Pourtant pour des petits déplacements verticaux, on peut faire l'hypothèse que la densité de l'air varie peu et ainsi on peut écrire que pour un léger déplacement vertical dz vers le haut, la variation de pression dP est :

$$\boxed{dP = -\rho \cdot g \cdot dz}$$

Cette relation est appelée relation d'équilibre hydrostatique. La pression peut être exprimée en hPa (hectopascal) ou en mb (millibar) avec la correspondance : $1 \cdot \text{hPa} = 1 \cdot \text{mb} = 100 \cdot \text{Pa}$.

Dans l'atmosphère la pression peut être reliée à la température et à la densité par la relation des gaz parfaits.

$$\boxed{P = \frac{\rho \cdot R \cdot T}{m_{\text{air}}} = \rho \cdot R_{\text{air}} \cdot T}$$

P est la pression atmosphérique exprimée en Pascal ($1 \text{ Pa} = 1 \text{ kg.m}^{-1}.\text{s}^{-2}$)

ρ est la densité de l'air exprimée en kg.m^{-3} et vaut 1.01 kg.m^{-3} au niveau de la mer

R est constante des gaz et vaut $8,314 \text{ J.mol}^{-1}.\text{K}^{-1}$

T est la température absolue exprimée en K

m_{air} est la masse molaire de l'air et vaut $28,8.10^{-3} \text{ kg.mol}^{-1}$
 Pour l'air sec la constante R_{air} vaut $287,05 \text{ J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$.

Une application simple de cette relation donne qu'une mole de gaz parfait occupe un volume 22,4 L dans des conditions normales de température et de pression ($T = 273 \text{ K}$ et $P = 1023.15 \text{ hPa}$).

Avec les deux relations précédentes on peut écrire l'équation différentielle qui fixe le profil de pression de atmosphère dans le cas hydrostatique :

$$\frac{\partial P}{\partial z} = - \left(\frac{g}{R_{air}} \right) \frac{P}{T_v}$$

T_v est la température virtuelle de l'air (en K)

On peut fournir des moyennes de ce gradient pour différentes pressions :

- A 1000 hPa : $\partial P / \partial z = -1 \text{ hPa} / 8,4 \text{ m}$
- A 700 hPa : $\partial P / \partial z = -1 \text{ hPa} / 11,3 \text{ m}$
- A 500 hPa : $\partial P / \partial z = -1 \text{ hPa} / 14,8 \text{ m}$

I.B.3. Correspondance pression-altitude

Il est utile pour l'étude de l'atmosphère et du climat de disposer d'une relation entre la pression et l'altitude. De cette manière, la mesure de la pression en tout point de l'atmosphère permettra de déterminer l'altitude. Dans l'aviation, la mesure de la pression permet de déterminer l'altitude des avions. Pour calculer l'altitude z , on pourrait utiliser la relation précédente mais celle-ci est peu pratique d'utilisation puisqu'il faut connaître à la fois la température virtuelle (qui dépend de la température et du rapport de mélange en vapeur d'eau) et la pression à chaque instant. On utilise à la place des modèles d'atmosphère aussi proches que possibles de la réalité. On présente deux modèles : le modèle de Laplace et le modèle de l'atmosphère type OACI (ou modèle d'Atmosphère Standard).

Le modèle de Laplace

Le modèle de Laplace utilise une expression empirique de la température virtuelle en fonction de la pression. Avec cette hypothèse l'altitude z où l'on observe la pression P est :

$$z = z_0 + 67,445 \times \bar{T}_v \times \log \left(\frac{P_0}{P} \right)$$

P_0 est la pression à l'altitude z_0 (en hPa)

$\bar{T}_v$ est la température virtuelle moyenne entre les altitudes z et z_0 (en m)

Le modèle de l'atmosphère type OACI (ou modèle d'Atmosphère Standard)

On suppose pour ce modèle :

- Au niveau de la mer la température vaut $T_0 = 15^\circ\text{C}$ et $P_0 = 1013,25 \text{ hPa}$
- L'accélération de la pesanteur est constante et vaut $g = 9,81 \text{ m.s}^{-2}$
- Le gradient de température est constant et vaut dans la troposphère (jusqu'à 11 km) $\partial T / \partial z = -6,5 \text{ K.km}^{-1}$
- Au dessus de 11 km et jusqu'à 20 km, la température est égale à $-56,5^\circ\text{C}$.
- Au dessus de 20 km et jusqu'à 32 km, le gradient de température est constant et vaut dans la troposphère (jusqu'à 11 km) $\partial T / \partial z = +1 \text{ K.km}^{-1}$
- L'air est sec et sa composition constante à tous niveaux

Pour ce modèle la pression s'exprime donc :

$$P = P_0 \left(1 - \frac{0,0065z}{288,15} \right)^{5,25} \quad \text{avec } z \text{ en mètres et } P \text{ en Pa}$$

Ce modèle est essentiellement utilisé dans l'aéronautique et intervient peu en météorologie.

I.C. La température

I.C.1. Température potentielle

Dans une atmosphère standard, la température décroît lorsqu'on s'élève : il existe un gradient de température. Il est possible dans l'atmosphère de rencontrer différentes couches avec des gradients de températures différents. Afin de réaliser une classification de ces différentes couches selon leur gradient de température, on utilise une variable appelée la température potentielle Θ . Si on considère un volume d'air insaturé (l'eau est uniquement présente dans l'atmosphère sous forme de vapeur) à une altitude z au dessus du sol avec une température T et que l'on ramène ce volume au niveau de la mer, à la pression de 1023,15 hPa, il va se comprimer et s'échauffer. La transformation est supposée adiabatique (pas d'échange de chaleur entre le volume d'air et l'atmosphère qui l'entoure) et réversible (le volume peut retourner à son état initial en conservant ses propriétés de pression et température). La température que ce volume aurait atteinte après une telle transformation est appelée la température potentielle.

En appliquant le premier principe de la thermodynamique à ce volume d'air pour la transformation décrite ci-dessus, on peut écrire que la variation d'énergie interne du volume est égal à :

$$dU = \delta W + \delta Q$$

δQ est la quantité de chaleur reçue par le volume de la part de l'air ambiant ($\delta Q = 0$ dans l'hypothèse adiabatique) et δW est le travail fourni par les forces de pression s'exerçant sur la particule. Ce travail élémentaire peut s'exprimer par :

$$\delta W = -P \cdot dV$$

Avec dV la variation élémentaire du volume d'air. Avec la relation des gaz parfaits, on écrit que :

$$\delta W = -P \cdot dV = -P \cdot d\left(\frac{RT}{P}\right) = -R \cdot dT + R \cdot T \cdot \frac{dP}{P}$$

On suppose dans la suite que l'air est insaturé (pas de condensation) et sec (pas de vapeur d'eau). Le second principe de la thermodynamique fournit l'expression de l'énergie interne en fonction de la température.

$$du = c_v \cdot dT$$

c_v est la chaleur spécifique massique de l'air sec à volume constant et s'exprime en $\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$. La relation de Mayer permet d'exprimer la constante des gaz R avec la chaleur spécifique massique de l'air sec à pression constante c_p :

$$R_a = c_p - c_v$$

Ainsi des trois relations qui précèdent, on tire une relation liant la pression à la température :

$$\boxed{\frac{dT}{T} = \frac{R_a}{c_p} \cdot \frac{dP}{P}}$$

Pour calculer la température potentielle de notre volume d'air à la température T et la pression P, on intègre cette relation entre l'altitude z et le niveau de la mer où la pression vaut $P_0 = 1023.15$ hPa. Cette égalité s'intègre facilement par

$$T(z_0) = T(z) \cdot \left(\frac{P_0}{P} \right)^{R_a/c_p}$$

La température potentielle pour l'air sec se définit alors par :

$$\boxed{\Theta_{\text{sec}} = T \cdot \left(\frac{P_0}{P} \right)^{R_a/c_p}}$$

T la température du volume d'air en K

P la pression du volume d'air en Pa

P_0 la pression au niveau de la mer en Pa ($P_0 = 1,02315 \cdot 10^5$ Pa)

R_a la constante de l'air $R_a = R / m_{\text{air}}$ ($R = 8,314 \text{ J} \cdot \text{mol}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$, $m_{\text{air}} = 28,8 \cdot 10^{-3} \text{ kg} \cdot \text{mol}^{-1}$)

c_p la chaleur spécifique massique de l'air sec à pression constante ($C_p = 1,004 \cdot 10^3 \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$)

Dans ces conditions : $R_a/c_p = 0,286$

En présence de vapeur d'eau l'expression de la température potentielle devient :

$$\boxed{\Theta_{\text{humide}} = T \cdot \left(\frac{P_0}{P} \right)^{(1-0.251q_v)R_a/c_p}}$$

q_v est le rapport de mélange en vapeur d'eau (en kg d'eau par kg d'air). Etant donné que q_v est très petit devant 1, on utilise l'expression de la température potentielle pour l'air sec pour calculer la température potentielle de l'air humide non saturé.

$$\boxed{\Theta = \Theta_{\text{sec}}}$$

I.C.2. Gradient vertical de température adiabatique sec

Lorsqu'une particule d'air s'élève et reste insaturé (pas de condensation en gouttelettes de nuage), sa température varie selon le gradient adiabatique sec. La première loi de la thermodynamique fournit une expression de la quantité de chaleur transférée à la particule d'air sec à l'air ambiant :

$$\delta Q = dU - \delta W = c_v \cdot dT - P \cdot dV = c_v \cdot dT - \left(-RdT + RT \left(\frac{dP}{P} \right) \right) = (c_v + R)dT - RT \left(\frac{dP}{P} \right)$$

$$\delta Q = c_p dT - \left(\frac{dP}{\rho} \right)$$

Si la transformation est adiabatique, $\delta Q=0$, ce qui implique que $c_p dT = \frac{dP}{\rho}$.

Le gradient vertical de température adiabatique sec vaut alors $\Gamma_{\text{sec}} = \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right)_s = \left(\frac{1}{\rho \cdot c_p} \right) \cdot \frac{\partial P}{\partial z}$

Avec la relation de l'hydrostatique cette grandeur vaut :

$$\boxed{\Gamma_{\text{sec}} = 9,8 \text{ K.km}^{-1}} \quad \text{Gradient adiabatique sec}$$

Dans une atmosphère sèche et adiabatique, une particule d'air qui s'élève de 1000 mètres se refroidit d'environ 10°C

On peut définir un gradient pseudo adiabatique pour une atmosphère humide saturée. Ce gradient vaut dans les basses couches (à quelques centaines de mètres du sol) :

$$\boxed{\Gamma_{\text{humide}} = 6,5 \text{ K.km}^{-1}} \quad \text{Gradient pseudo-adiabatique saturé}$$

I.C.3. La température virtuelle

On définit la température virtuelle T_v d'une particule d'air humide non saturée (l'eau est uniquement présente dans l'atmosphère sous forme de vapeur) comme la température qu'aurait une particule d'air sec de même densité à la même pression.

$$T_v = T(1 + 0,608 \times q_v)$$

T est la température de l'air humide (en K)

q_v est le rapport de mélange en vapeur d'eau (en kg par kg d'air)

I.C.4. Température du point de rosée

On définit la température du point de rosée (*dew point*) T_D d'une particule d'air humide non saturée (l'eau est uniquement présente dans l'atmosphère sous forme de vapeur) comme la température à laquelle il faut refroidir cette particule pour atteindre la saturation (apparition de la première goutte d'eau liquide). L'expression de la température du point de rosée est :

$$T_D = \left(\frac{4880,357 - 29,66 \times \ln(p_v)}{19,48 - \ln(p_v)} \right)$$

T est la température de l'air humide (en K)

p_v est la pression partielle de la vapeur d'eau (en Pa)

La pression partielle de la vapeur d'eau s'exprime par :

$$p_v = \left(\frac{R_{vapeur}}{R_{air}} \right) \times \left(\frac{q_v}{1 - q_v} \right) \times P = \left(\frac{m_{air}}{m_{eau}} \right) \times \left(\frac{q_v}{1 - q_v} \right) \times P$$

q_v est le rapport de mélange en vapeur d'eau (en kg par kg d'air)

P la pression atmosphérique (en Pa)

R_{air} la constante des gaz pour l'air ($R_{air} = 287,04 \text{ J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$)

R_{vapeur} la constante des gaz pour la vapeur d'eau ($R_{vapeur} = 461,4 \text{ J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$)

m_{air} la masse molaire de l'air sec ($m_{air} = 28,97 \text{ g.mol}^{-1}$)

m_{eau} la masse molaire de l'eau ($m_{eau} = 18,02 \text{ g.mol}^{-1}$)

I.C.5. Application à la stabilité atmosphérique

Définition de la stabilité atmosphérique

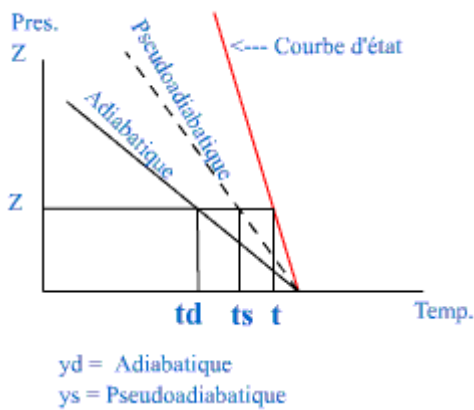
La température potentielle va être utilisée pour déterminer la stratification de l'atmosphère et définir des régimes de stabilité. On considère une atmosphère quelconque (non adiabatique) avec un profil de température donné et un gradient vertical Γ_{air} . Si une particule est élevée dans cette atmosphère, elle va voir sa pression et sa température varier adiabatiquement (la transformation est rapide). La particule va se retrouver en contact avec de l'air plus froid ou plus chaud selon le profil de température de l'atmosphère. Si la particule est plus chaude ($\Gamma_{sec} < \Gamma_{air}$), la particule va continuer son ascension, l'atmosphère est dite instable. Si la particule est plus froide ($\Gamma_{sec} > \Gamma_{air}$), la particule va redescendre, l'atmosphère est dite stable. Enfin si une particule a la même température que l'air ambiant ($\Gamma_{sec} = \Gamma_{air}$), la particule va rester immobile et l'atmosphère est dite neutre.

De même, avec le gradient vertical de température potentielle $\partial\Theta/\partial z$, on définit la stabilité de l'atmosphère :

- Si $\partial\Theta/\partial z < 0$, l'atmosphère est instable
- Si $\partial\Theta/\partial z = 0$, l'atmosphère est neutre
- Si $\partial\Theta/\partial z > 0$, l'atmosphère est stable

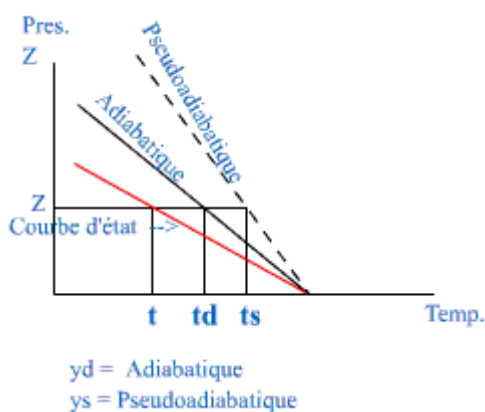
Si le gradient de température devient négatif (ce qui revient à une augmentation de température avec l'altitude) on parle de **condition d'inversion**. On observe alors dans l'atmosphère des couches où le gradient de température est négatif. Ces couches sont appelées **couches d'inversion**. Ces couches sont par définition très stables.

Les figures suivantes présentent les profils de températures pour différents cas de stabilité.



Cas stable (ou conditions sub-adiabatiques) :

Lorsqu'une particule d'air s'élève, sa température varie selon l'adiabatique. Si la courbe d'état de l'atmosphère est située à droite de la courbe de l'adiabatique ($\Gamma_{air} < \Gamma_{sec}$), la particule en s'élevant se retrouve dans une couche de l'atmosphère plus chaude. La particule sera donc plus dense que l'air ambiant et aura tendance à redescendre. L'atmosphère est **stable**.



Cas instable (ou conditions super-adiabatiques) :

Lorsqu'une particule d'air s'élève, sa température varie selon la adiabatique. Si la courbe d'état de l'atmosphère est située à gauche de la courbe de l'adiabatique ($\Gamma_{sec} < \Gamma_{air}$), la particule en s'élevant se retrouve dans une couche de l'atmosphère plus froide. La particule sera donc moins dense que l'air ambiant et aura tendance à poursuivre son ascension. L'atmosphère est **instable**.

Application à la pollution atmosphérique

La pollution atmosphérique va être très fortement influencée par la présence d'inversions thermiques au-dessus du sol. En empêchant l'air de s'élever, les inversions thermiques vont piéger les polluants dans les premières centaines de mètres au-dessus du sol. En hiver, on observe des inversions thermiques d'une hauteur de 30 mètres dans les vallées alpines. Ce facteur météorologique est très aggravant pour les niveaux de pollution observés car tous les rejets gazeux sont stockés à l'intérieur de ces couches d'inversions thermiques (figure 1.3).

Il faut attendre le réchauffement du sol par le soleil et la mise en place de la convection pour voir ces couches d'inversion disparaître et laisser les polluants s'échapper vers les couches supérieures de l'atmosphère (figure 1.4).

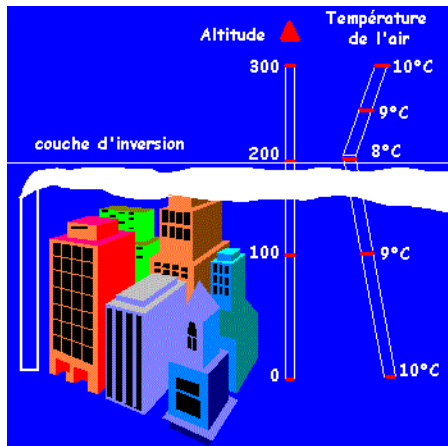


Figure 1.3 : Inversion thermique et couche d'inversion

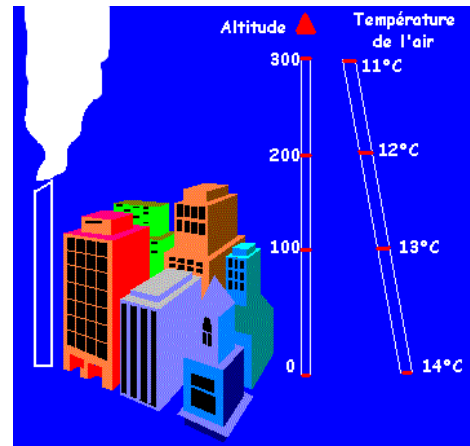


Figure 1.4 : Destruction de l'inversion thermique

I.D. Le vent

I.D.1. Origine

A la surface du globe, la pression à une même altitude n'est pas la même. A nos latitudes, il suffit de remarquer l'alternance des anticyclones et des perturbations. Cette échelle de phénomènes est appelée **l'échelle synoptique** et la distance type est la centaine de kilomètres. A l'échelle synoptique, ces différences de pression vont générer des vents horizontaux avec des vitesses de l'ordre de 10 m/s (36 km/h) alors que le vent vertical atteint des vitesses de quelques centimètres par seconde.

On distingue le vent synoptique qui souffle en altitude et qui est généré par les différences de pressions à l'échelle synoptique des vents locaux. Les vents locaux peuvent être dus à la canalisation du vent synoptique par une vallée, c'est le cas du Mistral, ou à des effets thermiques. Ainsi les brises de mer et les brises de vallées sont dues à l'action du soleil à la surface de la Terre.

1.D.2. Unités et représentation

Le vent est représenté communément avec ses trois composantes selon les axes X, Y et Z. Les axes horizontaux X et Y sont définis parallèlement au sol tandis que l'axe Z est normal à la surface de la terre. Les composantes du vent sont donc U et V selon X et Y, respectivement, et W selon la verticale Z. L'axe Z est dirigé dans le sens des altitudes croissantes. En terme de directions géographiques, l'axe X est l'axe Ouest-Est et l'axe Y est l'axe Sud-Nord.

En météorologie le vent horizontal peut-être également défini par sa force F , exprimée en m s^{-1} , et sa direction D , exprimée en degrés ou radians. Par convention, la direction du vent est comptée à partir du nord dans le sens des aiguilles d'une montre et désigne la direction d'où vient le vent. Par exemple, la direction d'un vent de nord (qui souffle du nord vers le sud) est 0° , la direction d'un vent de sud-ouest (qui souffle du sud ouest vers le nord est) est 270° . Dans ces conditions on a la correspondance avec U et V :

$$U = F \times \cos\left(\frac{\pi}{2} - D[\text{radians}]\right) = F \times \sin(D[\text{radians}])$$

$$V = F \times \sin\left(\frac{\pi}{2} - D[\text{radians}]\right) = F \times \cos(D[\text{radians}])$$

La force du vent est couramment exprimée en km/h, m/s, mais les météorologistes comme les marins préfèrent souvent utiliser le nœud (1 nœud correspond à 1,852 km/h). Dans le milieu maritime, la force moyenne du vent s'exprime dans l'échelle Beaufort, les rafales étant alors chiffrées en nœuds. Alors commandant du navire ravitailleur Woolwich, Lord Francis Beaufort imagina une table définissant des conditions de navigation, qui offrirait plus de concision et d'exactitude dans la rédaction des journaux de bord. Cette table fut adoptée par L'Amirauté britannique en 1848. Elle établit une corrélation force-vitesse du vent, la force sur l'échelle de Beaufort s'échelonnant entre 0 (vitesse du vent entre 0 et 1 km/h) et 12 (vitesse du vent supérieure à 118 km/h), et donne en fonction de la force sur cette échelle une définition de l'état de la mer (entre "calme" et "ouragan") et des descriptions des conditions météorologiques.

Dans les bulletins météo, la force du vent moyen est aussi qualifiée par un adjectif allant de faible à violent. Il n'existe pas de définition normalisée des vitesses de vent correspondantes. Néanmoins, on peut avancer la correspondance suivante :

vent	vitesse en nœuds	force - échelle de Beaufort	vitesse en km.h ⁻¹
faible	0 à 6	force 0 à 2	de 0 à 11
modéré	7 à 21	force 3 à 5	de 12 à 39
assez fort	22 à 27	force 6	de 40 à 50
fort	28 à 40	force 7 et 8	de 51 à 74
très fort	41 à 47	force 9	de 75 à 87
violent	supérieur à 47	force 10 et plus	supérieur à 87

$$1 \text{ nœud} = 0,514 \text{ m.s}^{-1}$$

$$1 \text{ nœud} = 1,852 \text{ km.h}^{-1}$$

$$1 \text{ m.s}^{-1} = 3,6 \text{ km.h}^{-1}$$

Le symbole utilisé en météorologie pour représenter sur des cartes la force et la direction du vent est la barbule. Ce symbole est la barbule.



La tête de la barbule pointe dans la direction où va le vent. Sur l'image ci-dessus, le vent souffle donc de l'ouest vers l'est. C'est un vent d'ouest de direction 270°. La vitesse du vent est donnée par le nombre de barres et/ou de drapeaux attachés à la barbule :

	vent calme
	1 à 2 nœuds
	chaque barbule équivaut à 10 nœuds
	une demi barbule équivaut à 5 nœuds
	un triangle noir (drapeau) équivaut à 50 nœuds

Pour trouver la vitesse du vent, il suffit donc d'additionner la valeur de toutes les barres et des drapeaux attachés à la barbule.

I.D.3. La rose des vents

Afin de réaliser des statistiques utiles pour des études d'impact sur de longues périodes, d'une durée typique allant d'un mois à plusieurs années, la représentation des vents sous forme d'une rose des vents est largement employée. La rose des vents permet en un coup d'œil de connaître en une location donnée la répartition des vents selon leur direction et leur force.

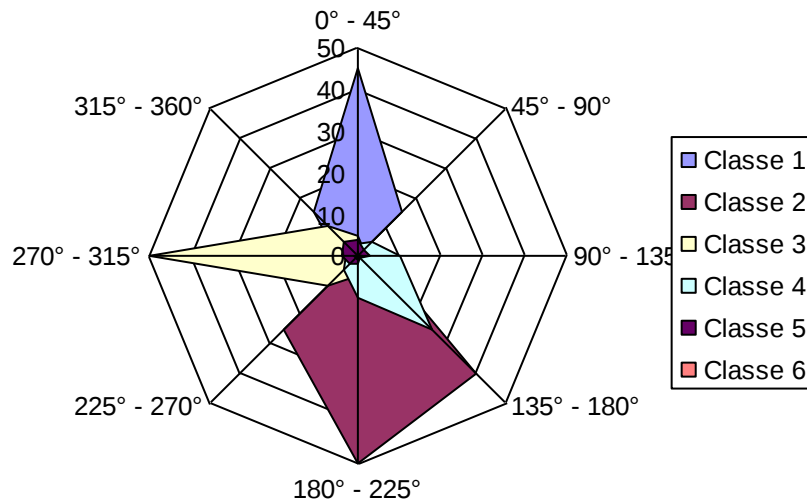
Pour réaliser une rose des vents d'une station météorologique, on doit disposer des relevés de la force et de la direction avec une fréquence au minimum horaire sur une longue période. On établit une double classification des vents selon leur direction et leur force en définissant des classes de force et de direction. On choisira de classer les vents selon des classes de forces adaptées puis par direction en définissant des classes de direction (tous les 45°, par exemple, ce qui donne 8 classes).

On obtient alors un tableau du type :

	Classe 1	Classe 2	Classe 3	Classe 4	Classe 5	Classe 6	<i>Total</i>
0° - 45°	45	1	5	3	4	1	59
45° - 90°	15	1	2	5	2	0	25
90° - 135°	0	5	0	10	3	1	19
135° - 180°	0	40	3	25	1	0	69
180° - 225°	0	50	5	10	2	1	68
225° - 270°	0	25	10	5	3	1	44
270° - 315°	5	0	50	3	4	1	63
315° - 360°	15	0	10	0	5	0	30
<i>Total</i>	80	122	85	61	24	5	377

Il reste ensuite à réaliser une rose avec un tableur type Microsoft Excel® (graphique radar) qui va automatiquement calculer les probabilités d'occurrence des différentes classes de vent. On peut choisir de représenter la rose des vents avec sur les axes le nombre de réalisations d'une classe de vent (par exemple le nombre d'heures avec tel ou tel type de vent) ou de porter sur les axes des pourcentages.

Pour notre calcul de dispersion, la rose des vents permettra de réaliser des calculs pour chaque classe de vitesse et de direction puis ensuite pondérer les résultats obtenus pour chaque classe pour obtenir un champ de concentrations moyen dans toutes les directions.



Exemple de rose des vents

I.D.4. Vents particuliers

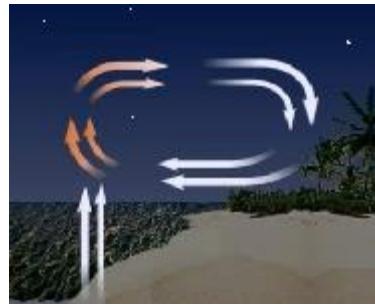
Certains types de vents peuvent être produits par des caractéristiques géographiques locales. Ces types de vents agissent sur de petites étendues et sont le résultat de la géographie particulière à une région; on les nomme alors **vents locaux**. Les brises de terre et de mer sont des vents locaux qui se produisent sur les zones côtières. Elles sont engendrées par la différence de température entre la surface de la terre et la surface de la mer. Les brises de vallées et les vents de pente sont générés dans les vallées sous l'effet de l'ensoleillement lors de périodes anticycloniques.

Les brises de mer et de terre

Pendant une journée ensoleillée, le sable se réchauffe plus que la mer. Le sable chauffe donc l'air qui se trouve au-dessus et l'air chaud prend de l'expansion à la verticale. Les niveaux de pression au-dessus du sable vont donc s'élever pendant qu'au-dessus de la mer ils vont garder leur altitude. Une force due à la différence de pression apparaîtra en altitude. Sur le schéma ci-contre, on observe qu'en altitude cette force poussera l'air de la pression plus élevée, soit 350 hPa, vers la pression plus faible, soit 150 hPa. En altitude, il y a donc un déplacement d'air de la zone au-dessus de la plage vers la zone au-dessus de la mer. Cela aura pour conséquence une "accumulation" d'air au-dessus de la mer et une "perte" d'air au-dessus de la plage (donc une diminution de la pression au sol). De la même façon, au niveau de la surface, la différence de pression produira une force poussant l'air de la mer vers la plage. L'air "perdu" près de la surface de la mer est remplacé par l'air "accumulé" en altitude, au-dessus de la mer. Il se crée alors un mouvement d'air descendant au-dessus de la mer. Au niveau de la plage, l'air près du sol monte remplacer l'air "perdu" en altitude. Il se crée alors un mouvement d'air ascendant au-dessus de la plage. Finalement, cela produit la **brise de mer**, un vent qui se dirige de la mer vers la terre en proximité du sol et de la terre vers la mer en altitude.



Brise de mer



Brise de terre

Le soir venu, le sable se refroidit très rapidement. Par contre, la mer qui a accumulé beaucoup d'énergie perd lentement de la chaleur durant la nuit. La surface de la mer devient donc légèrement plus chaude que la plage. Les niveaux de pression au-dessus de la plage descendent, car l'air se contracte en se refroidissant. Suivant le même mécanisme, une circulation inverse à celle de la brise de mer, mais plus faible, s'installe : c'est la **brise de terre**.

Les vents de vallées et de pentes

Au niveau des circulations de masses d'air à échelle moyenne, les reliefs influencent grandement la dynamique des vents dans les vallées. Ils agissent sur les vents par deux types de forçage : thermique et dynamique.

Les vents thermiques

Lorsque dans une vallée, le vent synoptique est faible, le réchauffement et le refroidissement du sol le long des pentes donnent naissance à des régimes de vents locaux appelés vents thermiques (figure 1.6).

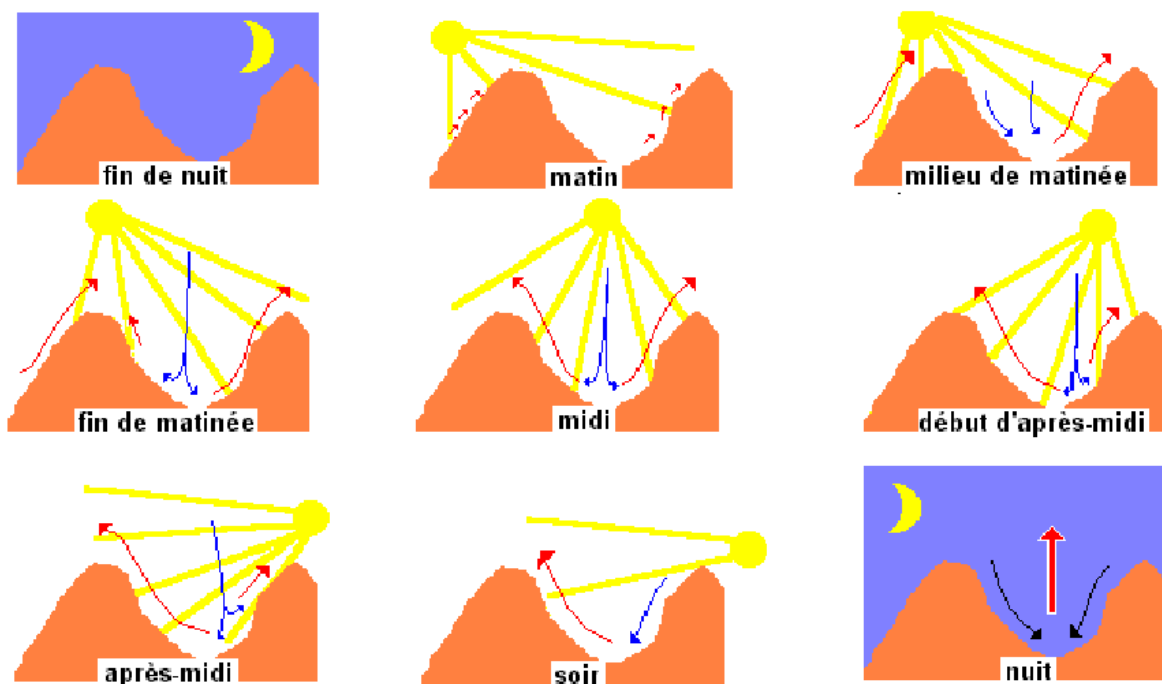


Figure 1.6 : Evolution des brises de pentes au cours du cycle diurne

Ces vents sont de deux types : vent de pente et vent de vallée. Pendant la nuit, l'air qui s'est refroidi au contact du sol devient plus lourd que l'air ambiant et s'écoule le long des pentes sous l'effet de gravité : c'est le vent catabatique. Ces vents catabatiques vont remplir la vallée d'air froid jusqu'à ce que les températures entre l'air et le sol s'équilibrent. Une stratification stable se met ainsi en place, limitant les échanges verticaux. Pendant la journée, le sol réchauffe l'atmosphère par redistribution de l'énergie solaire qu'il reçoit. L'air réchauffé au contact du sol s'élève par flottabilité le long des pentes : c'est le vent anabatique. Le couplage entre ces mouvements et le réchauffement de l'air sont les deux mécanismes responsables de la destruction de l'inversion de vallée. Ces mouvements transverses à la vallée sont appelés vents de pentes par opposition aux vents de vallée qui suivent l'axe de celle-ci (figure 1.7).

Ces vents de vallée ont pour origine le gradient de pression horizontal créé par les vents de pentes. En effet, le vent anabatique crée un appel d'air qui va induire un vent qui remonte la vallée, alors que les vents catabatiques auront l'effet inverse (figure 1.7). Souvent appelés brise de montagne la nuit, ils se mettent en place entre le sol et 400 mètres d'altitude avec des intensités variant de 1 à 8 m/s.

L'influence dynamique du relief

L'autre influence principale sur ces circulations d'air méso-échelle est la topographie de la région. Cette influence, purement dynamique, est désignée sous le nom de circulations forcées mécaniquement. Le relief va jouer un rôle d'obstacle pour le vent synoptique. Si ce vent est orienté dans le même sens que la vallée, il est canalisé et accéléré aux endroits où celle-ci se resserre. Par contre, si le vent et la vallée ne sont pas orientés de la même manière, alors la vallée est « protégée », et le vent synoptique n'y pénètre pas. Dans le cas d'un relief complexe, avec plusieurs vallées se rejoignant et non rectilignes, la prévision du vent devient plus délicate. Ainsi, par effet de canalisation, celui-ci peut « remonter » des vallées qui n'ont pas le même sens que le vent synoptique : c'est le cas pour la vallée de Voreppe sur Grenoble. Les différents phénomènes évoqués ci-dessus pour les vents thermiques et synoptiques, peuvent évidemment se combiner en s'ajoutant ou en entrant en compétition. Pour un relief aussi complexe que le Y grenoblois, il va falloir prendre en compte les forçages du relief sur la dynamique de l'atmosphère avec suffisamment de précision, car ce sont eux qui vont principalement gouverner la circulation des masses d'air.

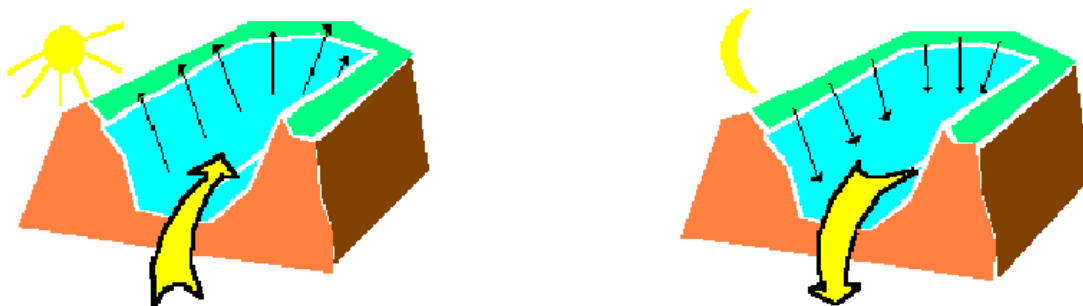


Figure 1.7 : Vents de vallée la nuit et le jour

I.E. La couche limite atmosphérique

La couche limite atmosphérique est la partie de l'atmosphère où la présence du sol perturbe le champ de vitesse du vent (figure 1.8). En résumé, son épaisseur, varie de quelques centaines de mètres à plusieurs kilomètres en fonction de la vitesse du vent, de la rugosité des sols, de l'ensoleillement variable suivant les lieux et l'heure de la journée. Elle est constituée de trois parties distinctes :

- **La couche d'Ekman** : La partie supérieure de la CLA est appelée la couche d'Ekman. Dans cette région, la structure du vent est influencée à la fois par le frottement de l'air sur la surface terrestre, par la stratification thermique de l'air et par la force de Coriolis. Avec l'altitude, les effets du frottement au sol deviennent négligeables devant l'effet de la force de Coriolis, la direction du vent subit une rotation et atteint à son sommet celle du vent géostrophique.
- **La couche de surface** : Cette couche est la partie de la CLA directement en contact avec la surface terrestre. Dans cette région, les effets de la force de Coriolis sont négligeables, la direction du vent est constante, et la structure du vent est uniquement déterminée par les effets dynamiques engendrés par le sol et par la stratification thermique de l'air.
- **La sous couche rugueuse** : La partie inférieure de la couche de surface, située juste au dessus de la surface terrestre, est la sous couche rugueuse. L'épaisseur de cette zone varie de quelques dixièmes de millimètres (en mer) à quelques dizaines de mètres (dans les zones fortement urbanisées). Dans cette zone, qui contient les éléments de rugosité, l'écoulement de l'air est fortement turbulent, non homogène et instationnaire. Puisqu'il est impossible d'en proposer une modélisation universelle, on la caractérise par une rugosité globale, notée z_0 , homogène à une longueur. Cette dernière est fonction de la taille, de la forme et de la densité des obstacles qui recouvrent le sol. Les sites homogènes de grande extension horizontale sont classés en 5 catégories de rugosité, présentées dans le tableau ci-dessous.

Sites caractéristiques	Classes de rugosité	z_0 (m)
Grandes étendues d'eau (mer, océan, lac)	I	de 0,001 à 0,01
Rases campagnes, aéroports	II	de 0,01 à 0,10
Zones faiblement urbanisées, bocages	III	de 0,10 à 0,50
Zones urbanisées, industrielles ou forestières	IV	de 0,50 à 1,50
Centres des villes	V	de 1,50 à 2,50

Classes de rugosité

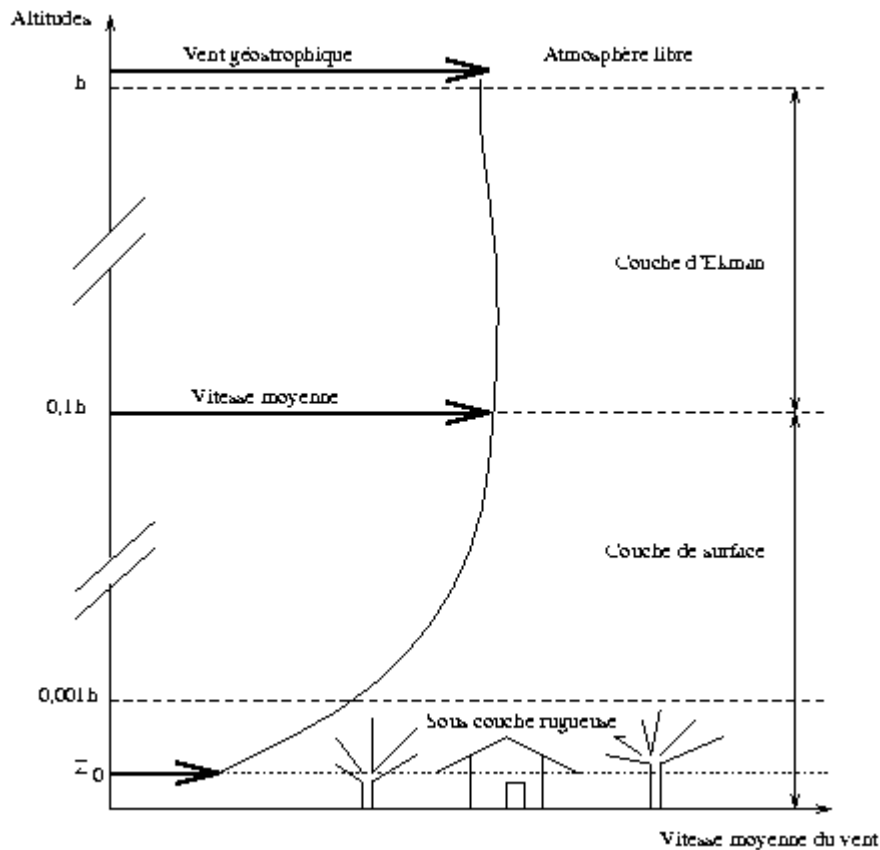


Figure 1.8 : Schématisation de la Couche Limite Atmosphérique (CLA)

I.F. La mesure des paramètres météorologiques

I.F.1. Mesure du vent

Nous devons distinguer la mesure du vent en surface de la mesure en altitude. En effet, en première approximation le "temps" est principalement déterminé par les propriétés des masses d'air situées en surface (déplacement, pression, humidité, température) tandis que les vents et autres variables d'altitude n'ont qu'une influence secondaire, qui s'étale principalement dans le temps.

Mesure du vent en surface

Par convention internationale, le vent en surface est mesuré à une hauteur de 10 mètres afin d'éliminer les fluctuations dues aux irrégularités du sol, de la végétation, etc.

La direction et la vitesse du vent en surface sont mesurées au moyen d'un anémomètre ou d'un anémographe (anémomètre enregistreur). Différents types d'instruments, allant de la simple girouette à l'anémographe le plus complet, sont utilisés en météorologie.

La girouette

Elle se compose d'une flèche et d'un gouvernail continuellement maintenus dans la direction d'où vient le vent. La direction du vent s'obtient par comparaison de la position de la girouette avec un croisillon fixe indiquant les points cardinaux ou par transmission électrique à distance, chaque position de la girouette fermant un seul circuit dans lequel est inclus un indicateur de direction.

Anémomètre mécanique

Il se compose de trois ou quatre coquilles hémisphériques fixées aux extrémités de bras horizontaux uniformément espacés autour d'un pivot central. Les coquilles, entraînées par le vent, tournent autour de leur axe à une vitesse quasi proportionnelle à la vitesse du vent. Cette vitesse peut être lue sur un compte-tours grâce à un mécanisme semblable à celui de l'indicateur de vitesse d'une automobile.

Anémomètre électrique

La vitesse du vent est mesurée à l'aide du courant électrique fourni par une dynamo entraînée par une hélice ou par des coupelles tournant sous l'effet du déplacement de l'air.

La direction du vent est donnée par une girouette solidaire ou non du système de mesure de la vitesse et transmise à l'aide de deux moteurs synchrones ou par un système de contacteurs.

Citons également pour mémoire les anémomètres statiques, thermiques et soniques.

Le vent en altitude

La mesure du vent en altitude est destinée aux aviateurs et aux activités sportives aéronautiques. Elle comprend les observations visuelles et les observations électroniques.

Le ballon-sonde

Il s'agit d'un ballon en caoutchouc ou néoprène gonflé à l'hydrogène (ou à l'hélium) dont le diamètre au sol est d'environ 2m. Dans le cadre des observations visuelles, toutes les 12 heures (à 00h et 12h UTC) un ballon est lancé et suivi au théodolite. L'azimut et l'élévation du ballon sont mesurés à intervalles réguliers, généralement toutes les minutes. Le mouvement ascensionnel du ballon peut être assimilé à un mouvement de translation rectiligne vertical.. Si on estime qu'un ballon monte à la vitesse de 4 m/sec, il faut compter environ 45 minutes pour qu'il atteigne la tropopause située à 11 km d'altitude (en atmosphère standard). Connaissant l'altitude du ballon, son azimut et son élévation, la vitesse et la direction du vent en altitude s'obtiennent par un calcul trigonométrique simple. La vitesse du vent s'exprime en km/h (information civile), en noeuds (bulletins à destination de l'aviation) ou en m/s. On mesure également sa force en chiffres Beaufort (bulletins de météo marine). Du fait qu'il s'agit d'une méthode visuelle, l'utilisation du ballon-sonde est limitée aux couches d'air situées sous la base des nuages et dépend également de la visibilité.

Le radiothéodolite

Le radiothéodolite est un instrument électronique qui élimine toutes les limitations de l'observation visuelle. Le ballon-sonde emporte une charge constituée d'une radiosonde, un réflecteur radar et un parachute. Il peut atteindre 25 à 30 km d'altitude en l'espace de 2 heures de vol. Parvenu à ce niveau il présente un diamètre d'environ 10 m et éclate. La radiosonde retombe ensuite en parachute et est réutilisée. La radiosonde transmet 4 variables : la température (de l'air et du point de rosée), la pression, le vent et le degré d'humidité. L'émetteur onde-courte entraîné par le ballon-sonde est suivi constamment et automatiquement par un radiothéodolite à terre qui donne l'azimut et l'élévation du ballon. L'altitude de ce dernier est obtenue à partir de la valeur de pression. Le calcul de la direction et de la force du vent s'effectuent de la même manière que dans la méthode visuelle.

Le radar

Une cible métallique entraînée par un ballon-sonde réfléchit une partie de l'énergie émise par l'équipement au sol. La réception de l'énergie réfléchie permet de déterminer à tout moment la position du ballon et de calculer la direction ainsi que la vitesse du vent à tous niveaux.

Le Lidar

Acronyme de Light Detection And Ranging, le Lidar fonctionne de la même façon qu'un radar (RADio Detection And Ranging) à la seule différence qu'il utilise un faisceau laser pour sonder l'atmosphère. En raison de sa haute résolution temporelle et spatiale, cet instrument est capable de mesurer les rafales de vent à l'avant des fronts ou en altitude. Sur les quelques 500 stations aérologiques existant à travers le monde, le quart de l'hémisphère Nord et les deux tiers de l'hémisphère Sud sont dépourvus de stations de sondage. Sur les océans il n'existe qu'une vingtaine de bateaux participant à ce réseau.

Radar profileur de vent

Les radars profileurs de vent permettent de mesurer la force et la direction du vent par effet Doppler selon l'altitude. Ces dispositifs permettent d'améliorer les prévisions de moins de 6 heures en donnant des profils de vent selon la verticale du radar.

I.F.2. Mesure de la température

Les thermomètres sont basés sur les variations de volume des liquides soumis à des variations de température. Les modèles utilisés en météorologie sont des thermomètres à mercure ou à alcool.

$$^{\circ}\text{F en } ^{\circ}\text{C} : \quad C = (F - 32) \cdot 5/9$$

$$^{\circ}\text{C en } ^{\circ}\text{F} : \quad F = 9/5 \cdot C + 32$$

$$\text{K en } ^{\circ}\text{C} : \quad C = K - 273.15$$

$$^{\circ}\text{C en K} : \quad K = C + 273.15$$

Formules de conversions de températures

Le thermomètre à maxima

C'est un thermomètre ordinaire dont le tube capillaire est étranglé à la base. Cet étranglement permet le passage du mercure qui se dilate suite à l'augmentation de température mais empêche son passage lorsqu'il se contracte du fait de la diminution de température : le mercure occupe donc toujours la position correspondant au maximum de température.

Le thermomètre à minima

C'est un thermomètre à alcool comprenant un index en verre placé dans la colonne d'alcool. Cet index est entraîné par le ménisque lorsque l'alcool se contracte (diminution de la température), il reste immobile lorsque l'alcool se dilate : l'index occupe donc toujours la position correspondant au minimum de la température.

Le thermomètre à résistance

Il s'agit d'un thermomètre de haute précision basé soit sur la variation de la résistance électrique d'un conducteur avec sa température soit sur le fait que le courant électrique circulant entre deux soudures de deux métaux, lorsqu'une soudure est plus chaude que l'autre, varie en fonction de la différence de température entre les deux soudures (thermocouple). Pour son utilisation en météorologie, le thermocouple est souvent réalisé en plongeant la soudure froide dans un bain de

glace et d'acétone ou dans de l'azote liquide et l'autre soudure à l'endroit où on veut mesurer la température.

Le thermographe bimétallique

Deux bandes de métaux, dont les coefficients de dilatation sont nettement différents, sont soudés et enroulés ensembles. Un tel élément bimétallique est déformé par les variations de température. Ces variations, amplifiées par un système de leviers, s'inscrivent sur un diagramme enroulé sur un tambour animé d'un mouvement uniforme.

Le thermographe électrique

Le thermographe électrique enregistre à distance les variations de la résistance électrique d'un mince fil de platine dues aux variations de la température du milieu dans lequel ce fil est placé (d'ordinaire à différentes hauteurs au-dessus du sol)

I.F.3. Mesure de la pression

Il existe quatre modèles de baromètres couramment utilisés :

Le baromètre à mercure

Le baromètre à mercure consiste en un réservoir rempli de mercure dans lequel est plongé un tube en verre épais mesurant 1 m de hauteur et un centimètre de section dont le sommet est soudé et dans lequel on fait le vide. Par un effet de syphon, suite à la pression exercée par l'atmosphère, le mercure a tendance à monter dans le tube jusqu'à environ 760 mm de hauteur au-dessus de la surface du réservoir. Le niveau atteint varie selon le poids de l'air et donc en fonction du temps. Le tube étant gradué en dixième de millimètre, on peut lire visuellement la valeur indiquant la pression atmosphérique au niveau de la station. Le baromètre à mercure présente quelques contraintes : tout d'abord le mercure est très lourd avec une densité 13 fois supérieure à celle de l'eau. De plus, l'instrument étant fabriqué en verre et contenant du liquide il doit être fixé à demeure contre un mur en position verticale, dans un endroit calme.

Le baromètre anéroïde

Dans un baromètre anéroïde, un capteur dynamométrique muni d'une membrane en équilibre et parfois d'un ressort agit comme détecteur, c'est la "capsule de Vidie" du son de son inventeur. Sous la pression exercée par l'air atmosphérique, la membrane ou le ressort subit une force de rappel élastique qui est communiquée à un levier qui transmet le déplacement à une aiguille ou un stylet enregistreur grâce à un mécanisme de précision. L'aiguille reliée à la capsule anéroïde présente une certaine inertie. Le baromètre anéroïde est également moins précis que le baromètres à mercure mais il permet en contrepartie de fabriquer des instruments compacts, beaucoup plus robustes et facilement transportables, surtout en mer.

Le baromètre à eau de Goethe

Basé sur les principes de Torricelli, ce baromètre utilise de l'eau à la place du mercure. Lorsque la pression atmosphérique augmente, le liquide du tube descend. Inversement, lorsque la pression baisse, il y a moins d'appui sur l'eau et le liquide monte dans le tube. Il est aujourd'hui commercialisé à des fins décoratives.

Le baromètre à gaz d'Eco-Celli

Dans cet instrument dont le système de pression peut être comparé au baromètre à mercure, la pression atmosphérique est mesurée par la compressibilité d'un gaz. Le gaz se comprime ou se détend en fonction de la pression atmosphérique, mais également sous l'influence de la température. Ce système permet une amplification de 4 fois, rendant la lecture plus précise, et surtout plus facile.

I.F.4. La carte d'analyse

Les cartes d'analyse sont réalisées par les services météorologiques sur la base de toutes les observations réalisées au sol. Des cartes d'analyses sont réalisées toutes les 6 heures par Météo France et servent aux prévisionnistes pour établir une prévision. Ces cartes, en plus des informations des stations sol, portent les isobares de pression et l'emplacement des systèmes dépressionnaires (L) et anticycloniques (H) ainsi que les fronts.

Tracé des informations des stations sols

Les stations sols sont repérées sur les carte d'analyse par des points renseignant sur la température, la pression atmosphérique, l'humidité et la nébulosité (figures 1.9 et 1.10).

Tracé des isobares

Les isobares se dessinent par interpolation des pressions de chaque station (sans perdre de vue que les pressions pointées sur la carte sont données en dixièmes de millibar). Dans un but de facilité, le tracé débute généralement aux environs d'un centre de pression (anticyclone ou dépression).

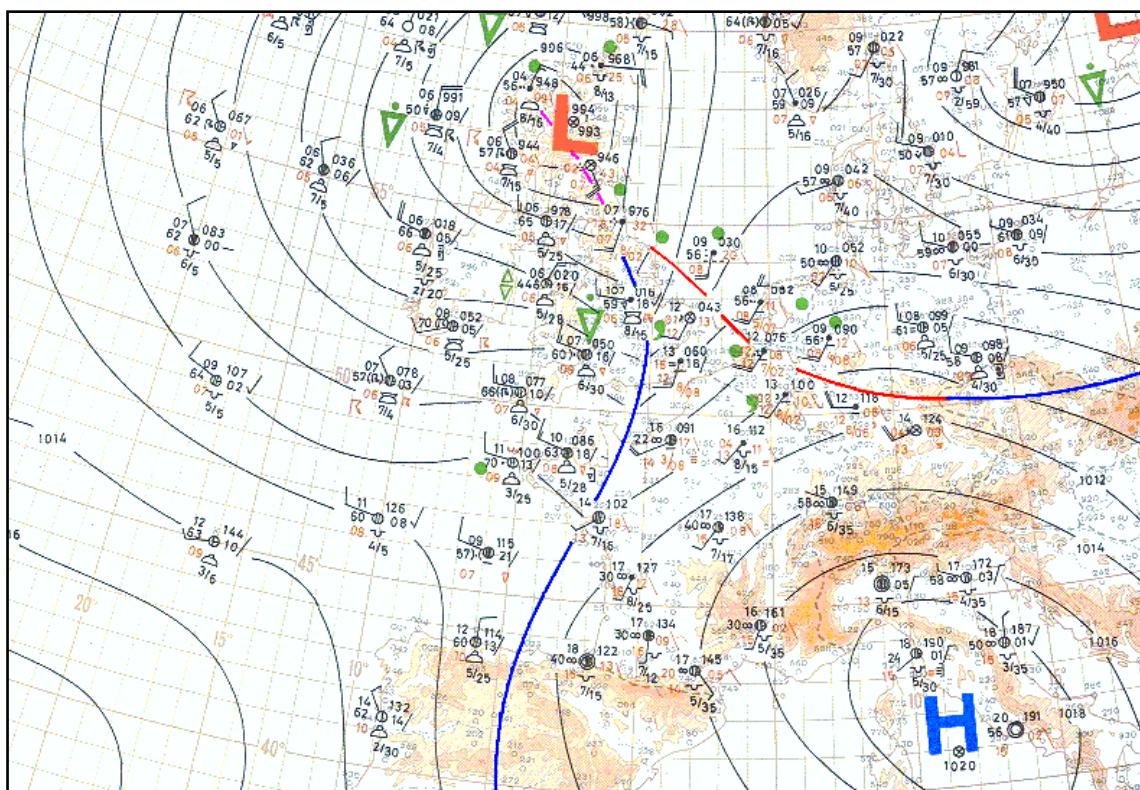


Figure 1.9 : exemple de carte d'analyse pour le 15 mars à 1200 UTC

Les isobares donnent une représentation graphique du champ de pression. En conséquence :

- les isobares sont des courbes fermées lorsqu'on dessine une carte couvrant l'ensemble de la surface terrestre. Etant donné les limitations de la zone couverte par les cartes météo, certaines isobares seront nécessairement interrompues au bord de la carte;
- deux isobares ne peuvent jamais être tangentes ou concourrantes;
- le tracé des isobares doit tenir compte des vitesses et des directions de vents pointées à chaque station puisque le vent est fonction du champ de pression (cf Loi de Buys-Ballot et vent dans la couche de frottement).

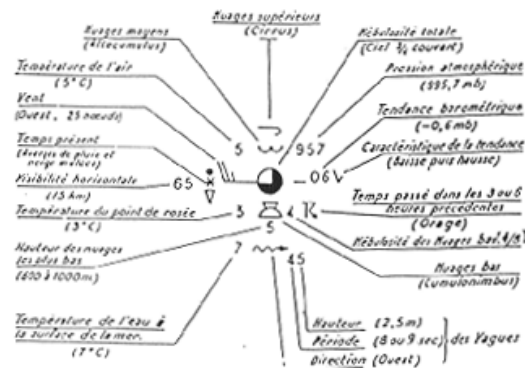


Figure 1.10 : Indications fournies par une station sol

Tracé des fronts

Le tracé des fronts s'effectue compte tenu de la variation des différents éléments météorologiques au passage d'un système frontal. ce tracé nécessite une analyse attentive des conditions météorologiques de toutes les stations pointées sur la carte.

Afin de signaler les zones caractéristiques et faciliter ainsi le tracé des fronts, les régions de précipitations, d'orages, de brouillard, etc, sont accentuées par coloriage (zone hachurée, report du symbole d'orage, de neige, etc). La figure 1.11 présente les principales annotations des cartes d'analyses.

Type de front		Représentation graphique	
		En couleur	En noir et blanc
Front froid			
Front chaud.			
Front froid en altitude			
Front chaud en altitude			
Occlusion à caractère de front chaud			
Occlusion à caractère de front froid			
Front stationnaire			
Type de centre de pression	Symbole	Type de masse d'air	Abréviation
Anticyclone	H	Arctique	A
Dépression	L	Polaire maritime	mP
Col	C	Polaire continentale	cP
Creux	T	Tropical maritime	mT
		Tropical continentale	cT

Figure 1.11 : Symboles fréquemment utilisés pour analyser une carte de surface.

I.F.5. Le radiosondage

Les météorologistes, après avoir effectué un radiosondage en lançant dans l'atmosphère une radiosonde - les fameux ballons météo - qui transmet constamment les données de pression, de température et d'humidité, sont capables, après dépouillement, de connaître la répartition verticale de la température et de l'humidité au-dessus du lieu d'observation. Le report de ces données dans un diagramme thermodynamique permet de tracer :

- la **courbe d'état** donnant la variation réelle de la température en fonction de l'altitude
- la **courbe des points de rosée** donnant la répartition verticale de la température du point de rosée.

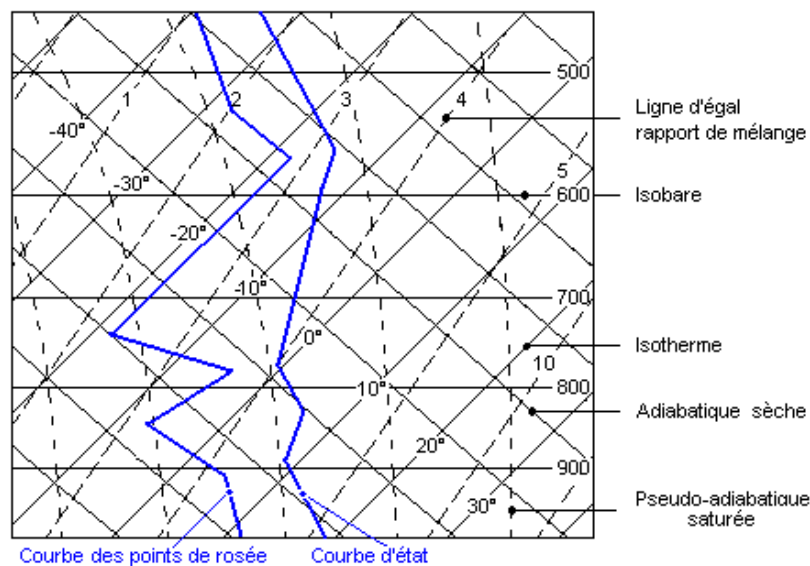


Figure 1.5 : Exemple de sondage pointé sur un diagramme thermodynamique.

Sur la figure 1.5, les isobares sont les droites horizontales dont l'espacement augmente avec l'altitude de manière à représenter le plus exactement possible la variation réelle de la pression avec l'altitude (variation logarithmique). Les isothermes sont les droites inclinées à 45° vers la droite et également espacées. Les lignes d'égale rapport de mélange sont dessinées au moyen de données expérimentales (rapport de mélange saturant pour une pression et une température données). Les deux courbes bleues, la courbe des points de rosée et la courbe d'état permettent de déterminer l'état d'équilibre (stabilité, instabilité) de la masse d'air, son taux d'humidité, le niveau de condensation, etc.

Partie 2. Théories de la dispersion atmosphérique

L'objectif de l'étude de la dispersion atmosphérique est connaître à tout instant et à tout point de l'atmosphère les concentrations d'espèces traces relâchées dans l'atmosphère. L'émission par une source ponctuelle d'une espèce chimique dans l'atmosphère peut être accidentelle ou courante. Cette étude de la dispersion de cette espèce va permettre de mieux évaluer les impacts sur l'activité autour de la source. Le concept de dispersion est lié à la pollution atmosphérique car l'objectif des différentes descriptions de la dispersion atmosphérique est de calculer l'exposition des populations, des écosystèmes ou des bâtiments à un polluant. Les deux grandes classes de polluants dont on étudie la dispersion sont les gaz et les particules solides (poussières).

Les effets de la pollution atmosphérique peuvent être perçus à différentes échelles, allant de l'échelle d'un quartier, d'une ville ou d'une vallée à un continent. Par exemple, une industrie va aussi bien étudier l'impact de ces émissions sur son environnement proche (une ville) qu'à plus grande échelle. Aux Etats-Unis, les effets des émissions des centrales électriques de l'Ohio sont ressentis au Canada, à 2000 km de distance. On comprend à quel point la connaissance des processus de dispersion dans l'atmosphère est importante pour l'activité économique.

Les deux grandes méthodes d'approche de la dispersion des gaz et des particules solides sont la méthode Eulérienne et la méthode Lagrangienne. La méthode Eulérienne consiste à étudier la variation de grandeurs telles des concentrations dans une grille à plusieurs dimensions. Cette méthode est communément employée pour décrire les transferts de chaleur et de masse. La seconde approche est la méthode Lagrangienne qui consiste à étudier les variations de concentrations en étudiant les particules d'un fluide en mouvement. Ces deux approches mènent à des expressions mathématiques différentes des mêmes phénomènes. On détaillera plus loin les domaines d'application de chacune des méthodes.

2.A. Approche eulérienne

2.A.1. Théorie

Dans un fluide comme l'air considérons N espèces chimiques. A tout instant t , chacune d'entre elle doit vérifier une relation d'équilibre dans un volume donné. Ainsi toute accumulation d'une espèce dans le volume et toute sortie par advection doivent être compensées par la production de cette espèce par réaction chimique, par l'émission par des sources ou par diffusion moléculaire à l'intérieur du volume.

$$\frac{\partial c_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (u_j c_i) = D_i \frac{\partial^2 c_i}{\partial x_j \partial x_j} + R_i(c_1, \dots, c_N, T) + S_i(x, t) \text{ avec } i = 1, 2, \dots, N \quad (1.0)$$

Avec u_j le composant j de la vitesse de la particule i , D_i la diffusivité moléculaire de l'espèce i dans le fluide, R_i est le taux de production de l'espèce i par réaction chimique et S_i est le taux d'apparition de l'espèce i en $M(x_1, x_2, x_3)$ et au temps t .

En plus de cette relation d'équilibre que vérifient les concentrations c_i , les composantes de la vitesse du fluide u_j et la température T doivent vérifier les équations de continuité (1.1), de Navier-Stokes (1.2) et de l'énergie (1.3).

Pour n'importe quel fluide compressible newtonien (pas de viscosité) en mouvement dans un champ de gravité, on peut écrire l'équation de continuité (1.1) et les équations de Navier-Stokes (1.2).

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i)}{\partial x_i} = 0 \quad (1.1)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \tilde{p}}{\partial x_i} + \frac{\mu}{\rho_0} \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} + \frac{g \tilde{T}}{T_0} \delta_{i3} \quad (1.2)$$

$\frac{Du_i}{Dt} = \frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j}$ est l'accélération d'une particule fluide (ou accélération particulaire) .

$\tilde{T}$ est l'écart entre la température T du fluide en mouvement en $M(x_1, x_2, x_3)$ à t et la température d'équilibre T_e du fluide en l'absence de mouvement. Soit $T = T_e + \tilde{T}$.

$\tilde{p}$ est l'écart entre la pression p du fluide en mouvement et la pression d'équilibre p_e du même fluide en l'absence de mouvement. Soit $p = p_e + \tilde{p}$.

La forme de 1.2 est obtenue avec l'approximation de Boussinesq en se plaçant dans une couche d'atmosphère à proximité du sol. μ est la viscosité du fluide. δ_{ij} est le symbole de Kronecker qui prend la valeur 1 si $i = j$ et 0 sinon. ρ_0 est la densité de l'air sec et vaut 1.10^{-3} kg/m^3 et g le champ de gravité (le champ de gravité standard est $g_0 = 9.80665 \text{ m s}^{-2}$). L'équation de Navier-Stokes s'écrit pour les trois dimensions de l'espace $(x_i)_{i=1,2,3}$, on obtient alors trois équations.

L'équation de conservation de l'énergie s'écrit :

$$\rho_0 \left(\frac{\partial U}{\partial t} + u_j \frac{\partial U}{\partial x_j} \right) = k \frac{\partial^2 T}{\partial x_j \partial x_j} - p \frac{\partial u_j}{\partial x_j} + \Phi + Q \quad (1.3)$$

U est l'énergie interne massique du fluide.

ρ_0 est la densité de l'air sec ($\rho_0 = 1.2928 \times 10^{-3} \text{ kg m}^{-3}$)

k est la conductivité thermique de l'air ($k = 23.4 \times 10^{-3} \text{ J m}^{-1} \text{ s}^{-1} \text{ K}^{-1}$)

Φ représente la chaleur reçue par une unité de volume du fluide de la part de la viscosité

Q représente la chaleur apportée à une unité de volume d'air par les autres sources dans l'atmosphère.

Pour un gaz parfait, l'énergie interne massique vaut $U = \hat{c}_v T$ et les capacités thermiques à pression et volume constant sont liées par la relation $R/M_a = \hat{c}_p - \hat{c}_v$. Pour un gaz parfait, la pression du gaz p est reliée à sa densité et sa température par (1.4).

$$p = \frac{\rho R T}{m_a} \quad (1.4)$$

$\hat{c}_v$ est la chaleur spécifique de l'air sec à volume constant ($\hat{c}_v = 717,6 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$)

$\hat{c}_p$ est la chaleur spécifique de l'air sec à pression constante ($\hat{c}_p = 1004,7 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$)

R est la constante des gaz ($R = 8.314 \text{ J mol}^{-1} \text{ K}^{-1}$)

m_{air} est la masse molaire de l'air ($m_a = 28.97 \text{ g mol}^{-1}$)

Si l'on fait l'hypothèse que l'état de référence de l'atmosphère est adiabatique, l'équation de l'énergie s'écrit selon (1.6).

$$\frac{\partial T_e}{\partial x_3} = -\frac{g}{\hat{c}_p} \quad (1.5)$$

L'hypothèse adiabatique s'exprime sous la forme (1.5), ce qui correspond à une décroissance de la température d'environ 6 K km⁻¹.

$$\rho_0 \hat{c}_p \left(\frac{\partial \tilde{T}}{\partial t} + u_j \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x_j} \right) = k \frac{\partial^2 \tilde{T}}{\partial x_j \partial x_j} + Q \quad (1.6)$$

Afin de résoudre les équations portant sur les c_i indépendamment des équations sur T et c_i , on fait l'hypothèse que les petites quantités d'espèces gazeuses qui s'expriment en ppbV et ppmV n'ont pas d'incidence sur la météorologie. La description du comportement des espèces gazeuses dans l'atmosphère est donc gouvernée par l'équation (1.0). Cependant l'atmosphère est un fluide turbulent et les vitesses u_j fluctuent sans cesse dans le temps et l'espace (fig. 1.1). Il est courant d'exprimer la vitesse d'un fluide turbulent comme la somme d'une composante déterministe et d'une composante stochastique :

$$u_j = \bar{u}_j + u'_j$$

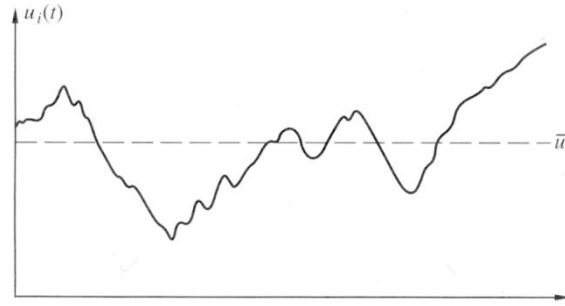


Fig. 3.1 : Variations temporelles de la vitesse u_j dans un écoulement turbulent autour de la valeur déterministe $\bar{u}_j$. Le terme stochastique u'_j est responsable de la diffusion turbulente.

Lorsqu'on réalise un grand nombre d'expériences, il est également pratique d'exprimer la concentration c_i sous la forme de la somme d'une composante moyenne et d'une composante propre à une réalisation : $c_i = \langle c_i \rangle + c'_i$ avec, par convention, $\langle c'_i \rangle = 0$.

En utilisant cette écriture de c_i dans (1.0) on obtient l'équation (1.7) gouvernant les concentrations moyennes $\langle c_i \rangle$.

$$\boxed{\begin{aligned} & \frac{\partial \langle c_i \rangle}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} \langle \bar{u}_j c_i \rangle + \frac{\partial}{\partial x_j} \langle u'_j c'_i \rangle \\ &= D_i \frac{\partial^2 \langle c_i \rangle}{\partial x_j \partial x_j} + \langle R_i(\langle c_1 \rangle + c'_1, \dots, \langle c_N \rangle + c'_N) \rangle + S_i(x_1, x_2, x_3, t) \end{aligned}} \quad (1.7)$$

On montre que l'équation (1.7) n'admet pas de solutions exactes pour c ni pour même pour $\langle c \rangle$ à cause d'un problème de fermeture d'équations. L'approche eulérienne n'admet pas de solution exacte pour la diffusion turbulente.

2.A.2. Equations fixant la concentration dans un fluide turbulent

En supposant que les espèces chimiques sont inertes dans la relation 1.7, $R_i = 0$. Afin de résoudre cette équation sans introduire de nouvelles équations différentielles, on introduit un coefficient de diffusion turbulente K_{jk} , défini dans la relation (1.8).

$$\langle u'_j c'_i \rangle = -K_{jk} \frac{\partial \langle c_i \rangle}{\partial x_k} \quad (1.8)$$

La théorie des coefficients de diffusion turbulente sont une simplification de la divergence du flux turbulent $\frac{\partial}{\partial x_j} \langle u'_j c'_i \rangle$. Cette théorie par analogie avec la loi de Fick fixe des coefficients de diffusion turbulente dans les trois directions de l'espace. On définit alors un tenseur de diffusivité turbulente K .

$$K = \begin{bmatrix} K_{11} & K_{12} & K_{13} \\ K_{21} & K_{22} & K_{23} \\ K_{31} & K_{32} & K_{33} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} K_{11} & 0 & 0 \\ 0 & K_{22} & 0 \\ 0 & 0 & K_{33} \end{bmatrix} \quad (1.9)$$

Le tenseur K est diagonal pour une raison que nous ne développerons pas dans ce cours.

Ainsi la relation (1.8) peut s'écrire sous la forme $\langle u'_j c'_i \rangle = -\frac{\partial (K_{jj} \langle c_i \rangle)}{\partial x_j} \quad (1.8')$

Dans un fluide turbulent en mouvement la diffusion moléculaire est négligeable comparée à la diffusion turbulente ce qu'exprime la relation (1.10) et l'hypothèse que le fluide est incompressible s'exprime dans la relation (1.11)

$$D_i \frac{\partial^2 \langle c_i \rangle}{\partial x_j \partial x_j} \ll \frac{\partial}{\partial x_j} \langle u'_j c'_i \rangle \quad (1.10)$$

$$\frac{\partial}{\partial x_j} \langle \bar{u}_j c_i \rangle = \langle c_i \rangle \frac{\partial}{\partial x_j} \bar{u}_j + \bar{u}_j \frac{\partial}{\partial x_j} \langle c_i \rangle = 0 + \bar{u}_j \frac{\partial}{\partial x_j} \langle c_i \rangle \quad (1.11)$$

Avec ces deux hypothèses, l'équation (1.7) gouvernant les concentrations moyennes $\langle c'_i \rangle$ devient (1.12).

$$\boxed{\frac{\partial \langle c_i \rangle}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial}{\partial x_j} \langle c_i \rangle = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\partial (K_{jj} \langle c_i \rangle)}{\partial x_j} \right) + S_i(x_1, x_2, x_3, t)} \quad (1.12)$$

La relation (1.12) est une EDP dont l'inconnue principale est la concentration $\langle c_i \rangle$ de l'espèce i dans un fluide turbulent. Cette EDP est résolue grâce à un schéma numérique qui discrétise les différentielles partielles. Cette résolution est réalisée par un modèle de transport à qui on fournit le champ de vitesse $U = (\bar{u}_1, \bar{u}_2, \bar{u}_3)$ et les coefficients de diffusion turbulente K_{jj} .

On montre que les hypothèses réalisées et donc la relation (1.12) sont valables pour des sources réparties régulièrement dans l'espace et pour des espèces qui réagissent lentement (pour des espèces « lentes », les temps de réaction sont de l'ordre de quelques minutes).

2.A.3. Exemple de modélisation eulérienne de dispersion de polluants en vallée

Afin de tester l'influence d'une émission dans la basse vallée de l'Arve sur la haute vallée de l'Arve (vallée de Chamonix), on place une source ponctuelle, qui peut être typiquement une cheminée d'usine, dans le domaine où l'on simule la météorologie. La source est localisée sur la figure 3.2. Cette source est localisée sur la commune de Passy (Haute-Savoie) et pourrait être une cheminée de 35 mètres avec une section de 1 m^2 . Les gaz sont éjectés avec la vitesse de 10 m.s^{-1} et on considère que la concentration des gaz de rejet en SO_2 est constante et égale à 1 g.kg^{-1} , ce qui n'est pas négligeable. Notre simulation est réalisée du 8 juillet 2003 à 0 heure TU au 10 juillet 2003 à 0 heure TU. La source émet du dioxyde de soufre avec son débit constant le 8 juillet entre 6 heures et 18 heures. Les deux journées de simulation sont de belles journées ensoleillées estivales sans développement nuageux notable. Les températures atteignent 28°C à Sallanches et 25°C à Chamonix, le vent synoptique est de nord ouest durant les deux journées et tourne au nord est en fin de simulation.

Dynamique de la vallée

Le modèle numérique utilisé pour les simulations de la météorologie de la vallée est le modèle MM5 (PSU/NCAR mesoscale model) qui calcule les champs de vent, de température, d'humidité et de pression avec une précision horizontale de 1 km et une précision verticale variant de 70 mètres au sol à 2000 mètres à 15000 mètres d'altitude. Les données d'entrées du modèle sont des réanalyses météorologiques à plus grande échelle, d'une précision de 50 km, réalisées par le Centre Européen de Prévisions Météorologiques à Moyen Terme. Pour la validation de ce modèle, nous disposons de mesures des paramètres météorologiques au sol en plusieurs stations dans la haute vallée de l'Arve. Un profileur de vent UHF a réalisé, durant la semaine du 4 au 11 juillet 2003, des mesures de la direction et de la force du vent à la verticale de l'agglomération de Chamonix. Le modèle MM5 a donné de bons résultats et décrit parfaitement les régimes de brises de vallée et leurs basculements le matin et le soir

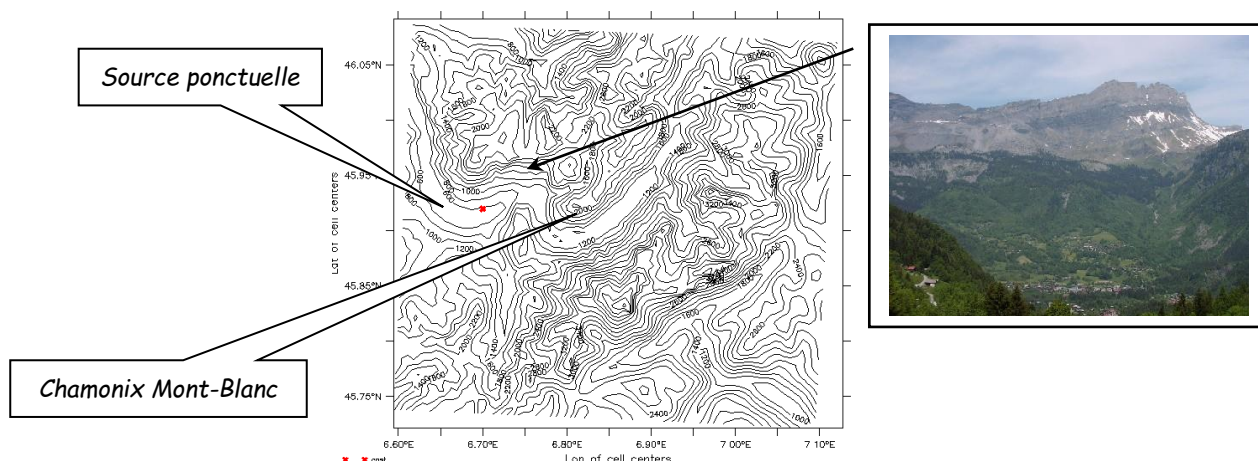


Figure 3.2 : Emplacement de la source ponctuelle et les falaises des Fiz la surplombant.

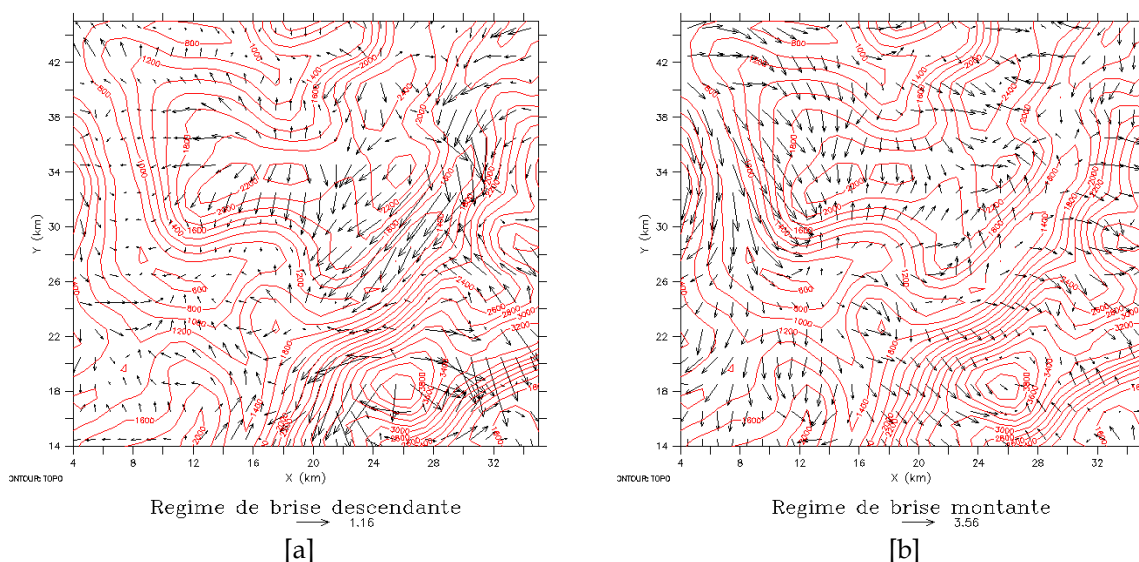
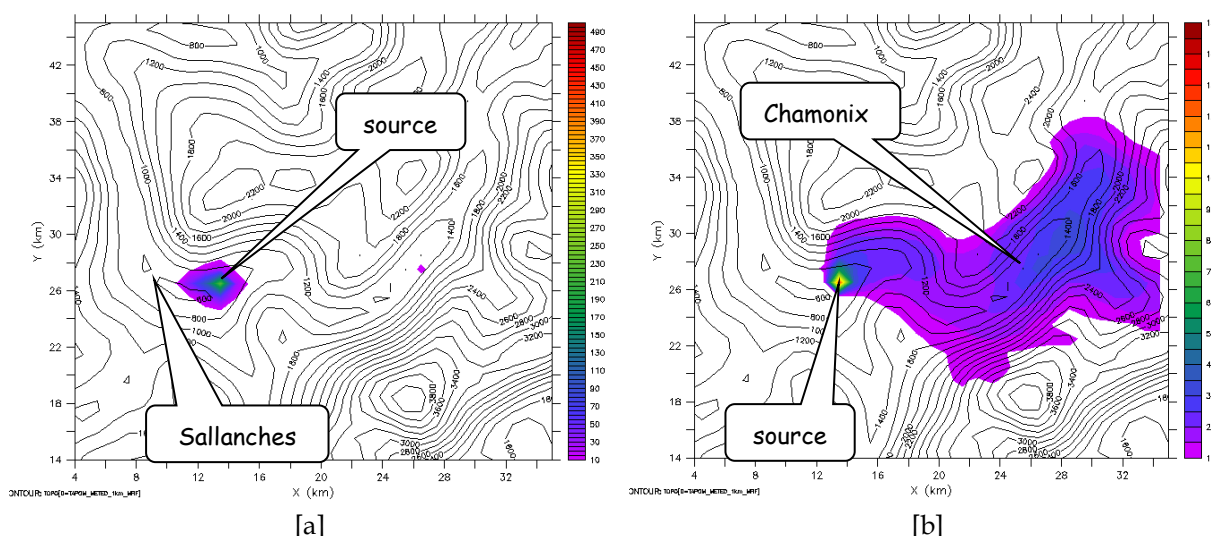


Figure 3.3 : Vent au sol pour le régime nocturne à 5 heures [a] et le régime diurne à 10 heures [b] simulé par le modèle pour la journée du 8 juillet 2003. On remarque que les brises de vallées nocturnes ont des vitesses au sol beaucoup plus faibles (de 0 à 1 m s^{-1}) que les brises diurnes (de 2 à 5 m s^{-1}).

Dans les vallées, par des conditions anticycloniques, les brises thermiques advectent la pollution et une bascule entre la brise descendante nocturne et la brise montante diurne est observée dans la vallée de l'Arve en moyenne à 9 heures et 20 heures. Les figures 3.3a et 3.3b présentent les deux régimes de brises de vallée avec les vitesses des vents au sol. Le régime diurne est associé à des vitesses de vent plus fortes à cause des effets thermiques dus à l'ensoleillement (radiation dans le visible) dans la journée plus intenses que les effets thermiques dus au sol (radiation IR) pendant la nuit. On remarque sur les deux figures 3.3a et 3.3b la direction des vents de pentes qui sont descendants pendant la nuit et montant pendant le jour. Ces vents sont perpendiculaires à l'axe de la vallée et donne naissance à la brise de vallée qui elle souffle dans l'axe de la vallée. Ces vents de pentes, aussi appelés « thermiques » par les parapentistes et les amateurs de vol à voile sont bien visibles sur les pentes du Mont-Blanc et de la chaîne des Aiguilles Rouges. Au centre du domaine, le massif des Fiz situé au nord de Passy oppose de hautes falaises orientées plein sud où les thermiques sont particulièrement importants durant la journée (figure 3.2).

Dispersion atmosphérique

Afin d'étudier la dispersion du SO_2 émis par la source que nous avons placée à Passy, nous utilisons le modèle eulérien TAPOM de chimie-transport. TAPOM résout les équations de diffusion et de transport sur le même domaine que MM5 [6] et avec la même précision de 1 km. TAPOM inclus un module de déposition sèche [7] et résout le système chimique grâce au mécanisme RACM [8]. Les émissions de la source sont assignées à la maille où elle se trouve, c'est à dire dans un volume de 1 km sur 1 km sur 70 m. Avec les données fournies plus haut, la source émet 0.01 kg de SO_2 par seconde. On présente deux résultats de la simulation : l'un à 9 heures (figure 3.4a) et l'autre à 15 heures (figure 3.4b). A 9 heures, le panache issu de la source est ressenti très localement puisque les conditions météorologiques sont stables. La brise de vallée montante ne s'est pas mis en place et le dioxyde de soufre émis est advecté très lentement par la brise de vallée descendante (figure 3.4a). Ces mauvaises conditions de dispersion aboutissent à des concentrations très élevées, de l'ordre de 300 à 400 $\mu\text{g}\cdot\text{m}^{-3}$ dans une partie du bassin de Sallanches. Les émissions de la source n'ont aucun impact la nuit sur les concentrations en SO_2 observées dans la vallée de Chamonix. A partir de 10 heures, avec la mise en place de la brise montante, le SO_2 est advecté vers la haute vallée de l'Arve. A 15 heures des concentrations au sol d'environ 3 à 5 $\mu\text{g}\cdot\text{m}^{-3}$ sont observées dans toute la vallée de Chamonix (figure 3.4b). La dispersion des polluants est très efficace sous l'effet de la convection et les niveaux de pollution sont très faibles dès qu'on s'éloigne de la source. Ces résultats prouvent que la vallée de Chamonix est peu influencée par les émissions du bassin de Sallanches.



L'émission de la source ponctuelle est responsable de 50 % des concentrations en SO_2 observées le 8 juillet à 12 heures à Chamonix et 0 % le reste du temps. Cet apport est faible comparé aux émissions locales de SO_2 , notamment dues aux chaudières au fioul, qui conduisent à des concentrations en SO_2 importantes lors de la formation de la couche d'inversion de température durant la nuit.

2.B. Approche lagrangienne

L'approche Lagrangienne est basée sur la description du comportement de particules fluides. Une particule fluide est un volume élémentaire de fluide grand à l'échelle des molécules mais suffisamment petit pour suivre l'écoulement. Si on considère une particule fluide au point $M'(X',t')$ au temps t' , on définit une fonction de probabilité au point $M(x_1, x_2, x_3)$ d'un écoulement à t : la particule fluide a une probabilité $\psi(x_1, x_2, x_3, t)$ de se trouver au point $M(X, t)$ à t .

Par définition d'une fonction de probabilité, au temps t ,

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \psi(x_1, x_2, x_3, t) dx_1 dx_2 dx_3 = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \psi(X, t) dX = 1 \quad (2.1)$$

Soit $Q(\{X, t\}, \{X', t'\})$ la densité de probabilité que la particule en $M(X, t)$ en t se retrouve en $M(X', t')$ à t' après son déplacement. Cette probabilité est la densité de probabilité de transition pour la particule. La probabilité que la particule soit en $M(X', t')$ à t' étant $\psi(X', t')$,

$$\psi(X, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} Q(\{X, t\}, \{X', t'\}) \psi(X', t') dX' \quad (2.2)$$

A présent, en considérant un ensemble de N particules décrites par leur probabilité de présence $\psi_{i=1, N}(X, t)$ en $M(X, t)$ à t , on montre que la concentration moyenne de l'ensemble s'exprime comme :

$$\langle c(X, t) \rangle = \sum_{i=1}^m \psi_i(X, t) \quad (2.3)$$

En exprimant les $\psi_{i=1, N}(X, t)$ dans (2.3) selon la distribution initiale $\psi_{i=1, N}(X_0, t_0)$ et la distribution spatio-temporelle des sources de particules $S(X, t)$ par unité de volume et par unité de temps, on obtient l'expression de la concentration moyenne (2.4).

$$\text{Ainsi } \langle c(X, t) \rangle = \sum_{i=1}^m \psi_i(X, t) \quad \text{et} \quad \langle c(X_0, t_0) \rangle = \sum_{i=1}^m \psi_i(X_0, t_0) \quad \text{d'après (2.3) et}$$

$$\psi_i(X, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} Q(\{X, t\}, \{X_0, t_0\}) \psi_i(X_0, t_0) dX_0 \quad \text{d'après (2.2).}$$

$$+ \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{t_0}^t Q(\{X, t\}, \{X', t'\}) \left(\frac{1}{m} \times S'(X', t') \right) dX' dt$$

Dans la dernière expression le premier terme du membre de droite représente les particules présentes à l'instant initial t_0 et le second terme représente les particules produites dans tout l'espace pendant l'intervalle de temps de t_0 à t . Dans le second terme, la probabilité pour que la particule i soit émise au point $M(X', t')$ à t' est $1/m$.

$$\boxed{\langle c(X, t) \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} Q(\{X, t\}, \{X_0, t_0\}) \langle c(X_0, t_0) \rangle dX_0 + \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{t_0}^t Q(\{X, t\}, \{X', t'\}) S(X', t') dX' dt} \quad (2.4)$$

La relation (2.4) est la relation fondamentale Lagrangienne pour la concentration moyenne d'une espèce dans un fluide.

2.B.1. Calcul des concentrations d'une espèce dans un écoulement

Afin de calculer les concentrations d'une espèce inerte ($R=0$) dans un écoulement à une dimension, la diffusion moléculaire est négligée devant l'advection (2.5).

$$D \frac{\partial^2 c}{\partial x^2} \ll \frac{\partial}{\partial x}(uc) \quad (2.5)$$

La relation d'advection (2.6) fournit une expression de la concentration c en fonction de la vitesse u de l'écoulement et des sources de l'espèce considérée $S(x, t)$.

$$\frac{\partial c}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(uc) = S(x, t) \quad (2.6)$$

Puisque la vitesse de l'écoulement est une variable aléatoire u fluctuant autour d'une moyenne $\bar{u}$ (figure 3.1), la concentration c est également une variable aléatoire. Pour simplifier, la vitesse u est supposée dépendre uniquement de t : $u = u(t)$. Puisque u est une variable aléatoire on peut définir une fonction de probabilité p_u grâce à sa moyenne temporelle $\langle u(t) \rangle = \bar{u}$ et sa variance σ_u^2 . La distribution est supposée Gaussienne :

$$p_u(u) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_u} \exp\left(-\frac{(u - \bar{u})^2}{2\sigma_u^2}\right) \quad (2.7)$$

Mathématiquement, on montre que la concentration moyenne $\bar{c} = \langle c(x, t) \rangle$ de l'espèce sur une section normale à l'écoulement d'abscisse x a elle aussi une distribution gaussienne que cette moyenne s'exprime avec la relation (2.8). A l'instant $t = 0$, une unité d'espèce est relâchée ponctuellement dans le fluide.

$$\langle c(x, t) \rangle = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_x(t)} \exp\left(-\frac{(x - \bar{u}t)^2}{2\sigma_x^2(t)}\right) \quad (2.8)$$

La position moyenne de la distribution au temps t est $\bar{u}t$ et σ_x^2 est la variance de la distribution de concentration.

On peut généraliser ce résultat dans l'espace en considérant que l'écoulement est selon l'axe x et qu'une unité d'espèce est relâchée ponctuellement dans le fluide à $t = 0$:

$$\langle c(x, y, z, t) \rangle = \frac{1}{(2\pi)^{3/2} \sigma_x(t) \sigma_y(t) \sigma_z(t)} \exp\left(-\frac{(x - \bar{u}t)^2}{2\sigma_x^2(t)} - \frac{y^2}{2\sigma_y^2(t)} - \frac{z^2}{2\sigma_z^2(t)}\right) \quad (2.9)$$

Solution pour une source ponctuelle et instantanée

Pour calculer la concentration, on utilise l'expression (1.12) en supposant que les coefficients de diffusion turbulente sont constants selon les axes x , y et z :

$$\frac{\partial \langle c \rangle}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \langle c \rangle}{\partial x} = K_{xx} \frac{\partial^2 \langle c \rangle}{\partial x^2} + K_{yy} \frac{\partial^2 \langle c \rangle}{\partial y^2} + K_{zz} \frac{\partial^2 \langle c \rangle}{\partial z^2} \quad (2.10)$$

La solution mathématique avec à $t = 0$, $\langle c(x, y, z, 0) \rangle = S$, est la relation (2.11).

$$\langle c(x, y, z, t) \rangle = \frac{1}{8(\pi t)^{3/2} \sqrt{K_{xx} K_{yy} K_{zz}}} \exp \left(-\frac{(x - \bar{u}t)^2}{4K_{xx}t} - \frac{y^2}{4K_{yy}t} - \frac{z^2}{4K_{zz}t} \right) \quad (2.11)$$

Solution pour une source ponctuelle et permanente

Une expression simple de la concentration d'une espèce émise d'une manière permanente dans l'atmosphère est obtenue avec l'approximation de la *slender plume*. Selon cette approximation, les dimensions du panache selon les axes perpendiculaires à l'axe de l'écoulement à une distance x de la source sont petites comparées à la distance x , soit :

$$\frac{\sigma_y(x)}{x} \ll 1 \quad \text{et} \quad \frac{\sigma_z(x)}{x} \ll 1 \quad (2.12)$$

Surface Wind Speed at 10 m (m s ⁻¹)	Solar Radiation ^a			Nighttime Cloud Cover Fraction	
	Strong	Moderate	Slight	$\geq \frac{4}{8}$	$\leq \frac{3}{8}$
< 2	A	A-B	B		
2-3	A-B	B	C	E	F
3-5	B	B-C	C	D	E
5-6	C	C-D	D	D	D
> 6	C	D	D	D	D
A: extremely unstable B: moderately unstable C: slightly unstable			D: neutral E: slightly stable F: moderately stable		
"Incoming Radiation (Category)		Solar Insolation			
		(Langley min ⁻¹)	(W m ⁻²)		
Strong		$I > 1.0$	$I > 700$		
Moderate		$0.5 \leq I \leq 1.0$	$350 \leq I \leq 700$		
Slight		$I < 0.5$	$I < 350$		

Tableau : Définition des classes de stabilité de Pasquill (1971)

Stability Class	Ambient Temperature Gradient $\partial T / \partial z (^{\circ}\text{C}/100 \text{ m})$	Potential Temperature Gradient ^a $\partial \theta / \partial z (^{\circ}\text{C}/100 \text{ m})$
A (extremely unstable)	< -1.9	< -0.9
B (moderately unstable)	-1.9 to -1.7	-0.9 to -0.7
C (slightly unstable)	-1.7 to -1.5	-0.7 to -0.5
D (neutral)	-1.5 to -0.5	-0.5 to 0.5
E (slightly stable)	-0.5 to 1.5	0.5 to 2.5
F (moderately stable)	> 1.5	> 2.5

^aCalculated by assuming $\partial \theta / \partial z = \partial T / \partial z + \Gamma$, where Γ is the adiabatic lapse rate, 0.986°C/100 m.

Tableau : Gradients verticaux de température associés aux classes de stabilité de Pasquill (1971)

Dans ces conditions, avec une émission d'espèce chimique permanente q (en g s⁻¹), la concentration moyenne $\langle c(x, y, z, t) \rangle$ de l'espèce est exprimée par :

$$\langle c(x, y, z) \rangle = \frac{q}{2\pi \bar{u} \sigma_y \sigma_z} \exp \left(-\frac{y^2}{2\sigma_y^2} - \frac{z^2}{2\sigma_z^2} \right) \quad (2.13)$$

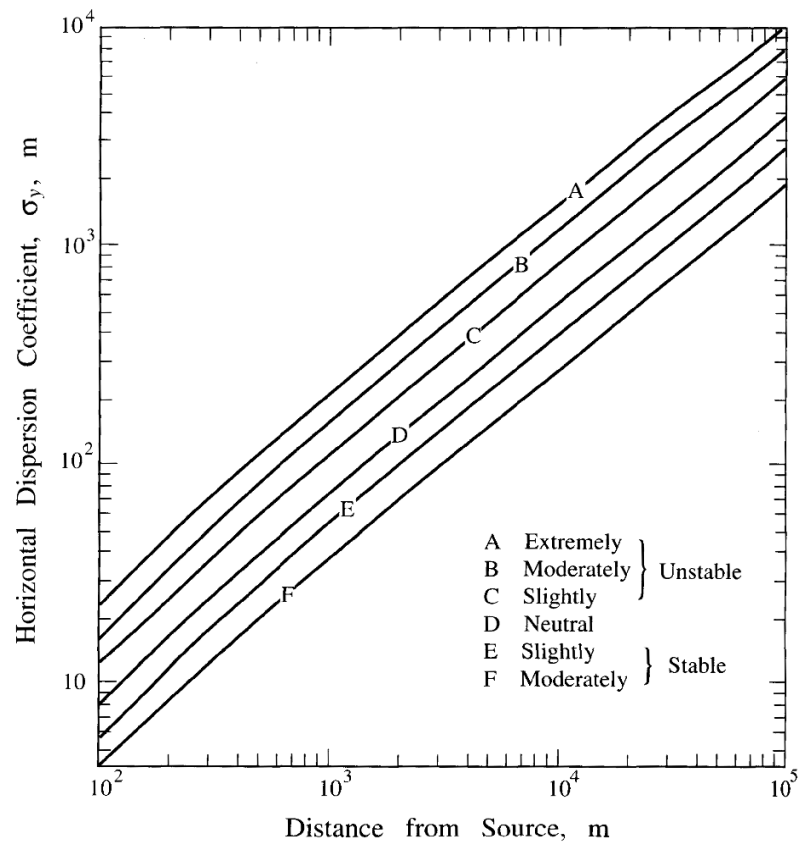


Figure 3.5 : Valeurs de σ_y en fonction de la classe de stabilité de Pasquill (courbes de Pasquill-Gifford) et de la distance x de la source d'émission

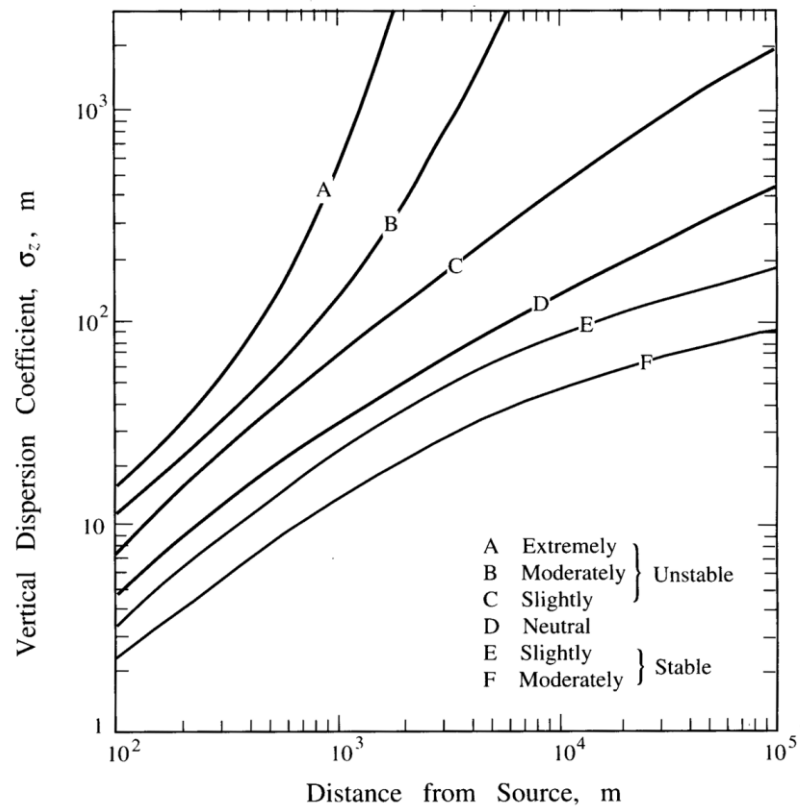


Figure 3.6 : Valeurs de σ_z en fonction de la classe de stabilité de Pasquill (courbes de Pasquill-Gifford) et de la distance x de la source d'émission

La formule (2.13) donne une expression simple de la concentration à une distance x de la source d'émission. Cependant les coefficients $\sigma_y(x)$ et $\sigma_z(x)$ doivent être connus pour différents états de l'atmosphère. Pour se faire une approche est de définir plusieurs classes de stabilités. Pasquill (1961) a proposé une classification des différents états de l'atmosphère (tableau et tableau) avec 6 classes (de A à E).

Une définition courante des coefficients σ_y et σ_z est proposée par Gifford (1961) et a été adaptée aux classes de Pasquill. Les valeurs des deux coefficients σ_y et σ_z en fonction de la distance de la source et des classes de stabilité sont données dans les abaques des figures 3.5 et 3.6. Ces abaques sont appelées courbes de Pasquill-Gifford. Il existe des expressions analytiques des coefficients de dispersion verticaux et horizontaux.

Dans la cas où la source d'émission est à une distance H du sol, l'expression de la concentration (2.13) devient :

$$\langle c(x, y, z) \rangle = \frac{q}{2\pi\bar{u}\sigma_y\sigma_z} \exp\left(-\frac{y^2}{2\sigma_y^2} - \frac{(z-H)^2}{2\sigma_z^2}\right) \quad (2.14)$$

$\langle c(x, y, z) \rangle$ est la concentration moyenne en polluant (en g/m ³)	σ_y est le coefficient de diffusion horizontal (en m)
q est le débit de polluant (en g/s)	σ_z est le coefficient de diffusion vertical (en m)
$\bar{u}$ est la vitesse moyenne du vent (en m/s)	H est la hauteur de l'émission

Il est aisé de déduire la concentration moyenne au sol en prenant $z = 0$ et $y = 0$:

$$\langle c(x, 0, 0) \rangle = \frac{q}{2\pi\bar{u}\sigma_y\sigma_z} \exp\left(-\frac{(H)^2}{2\sigma_z^2}\right) \quad (2.15)$$

Modèle de panache

Pour une cheminée d'usine, la hauteur H n'est pas la hauteur de la cheminée mais la hauteur à partir de laquelle le panache se forme. En effet, afin que les gaz d'une cheminée atteignent le sommet de la cheminée, ils sont ejectés avec une vitesse et une température élevée. Ainsi la hauteur h de la cheminée et la hauteur H où se forme le panache sont différentes. La figure 3.7 présente la formation du panache gaussien à la sortie de la cheminée.

Ainsi afin d'utiliser la formulation gaussienne pour étudier la dispersion d'un panache, il est nécessaire de déterminer la hauteur H connaissant la hauteur h de la. On définit la hauteur de panache pour une cheminée comme :

$$\Delta h = H - h \quad (2.16)$$

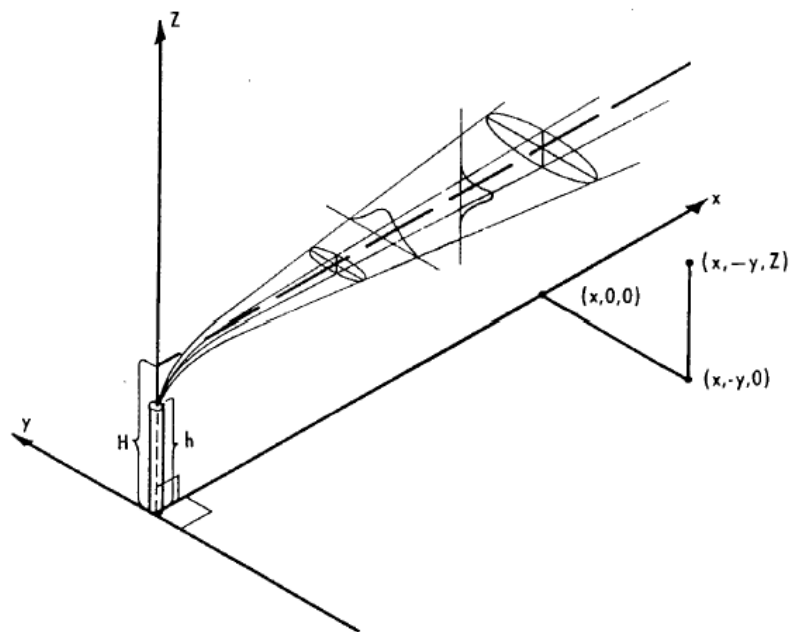


Figure 3.7 : Emission schématique d'une cheminée d'usine et formation d'un panache gaussien

La hauteur de panache dépend de nombreux paramètres. Parmi les paramètres dont dépend la hauteur de panache, on distingue les paramètres liés à des phénomènes mécaniques (vitesses des gaz d'échappement et du vent) des phénomènes de flottabilité (stabilité de l'atmosphère, différence entre la température des gaz émis et la température de l'atmosphère). On caractérise ainsi trois types de panaches :

Type de panache	Caractéristique
Panache flottant	Forces de flottabilité >> forces mécaniques
Panache forcé	Forces de flottabilité = forces mécaniques
Jet	Forces de flottabilité << forces mécaniques

Le tableau 3.2 présente différentes expressions pour le calcul de Δh sous la forme :

$$\Delta h = \frac{E \times x^b}{\bar{u}^a}$$

avec a , b et E des paramètres calculés à l'aide des valeurs de l'émission, x la distance au point (en m) d'émission et $\bar{u}$ la vitesse du vent (en m).

Reference	Atmospheric Stability	<i>a</i>	<i>b</i>	<i>E</i>	Conditions
<i>Plumes Dominated by Buoyancy Forces</i>					
ASME (1973)	Neutral and unstable	1	0	$7.4 (Fh_s^2)^{1/3}$	
	Stable ^b	$\frac{1}{3}$	0	$29 (F/S_1)^{1/3}$	
Briggs (1969, 1971, 1974)	Neutral and unstable	1	$\frac{2}{3}$	$1.6 F^{1/3}$	$F < 55, x < 49 F^{5/8}$
		1	0	$21.4 F^{3/4}$	$F < 55, x \geq F^{5/8}$
		1	$\frac{2}{3}$	$1.6 F^{1/3}$	$F \geq 55, x < 119 F^{2/5}$
		1	0	$38.7 F^{3/5}$	$F \geq 55, x \geq 119 F^{2/5}$
	Stable ^{b,c}	$\frac{1}{3}$	0	$2.4 (F/S_2)^{1/3}$	
		0	0	$5 F^{1/4} S_2^{-3/8}$	
		1	$\frac{2}{3}$	$1.6 F^{1/3}$	
<i>Plumes Dominated by Momentum Forces</i>					
ASME (1973)	All	1.4	0	$dV_s^{1.4}$	$V_s > 10 \text{ m s}^{-1}$ $V_s > \bar{u}$ $\Delta T < 50 \text{ K}$
Briggs (1969)	Neutral ^d	$\frac{2}{3}$	$\frac{1}{3}$	$1.44 (dV_s)^{2/3}$	$V_s/\bar{u} \geq 4$
		1	0	$3dV_s$	$V_s/\bar{u} \geq 4$

Nomenclature for Table 18.3:

d = stack diameter, m
 F = buoyancy flux parameter, $gd^2V_s(T_s - T_a)/4T_s$, $\text{m}^4 \text{s}^{-3}$
 g = acceleration of gravity, 9.807 m s^{-2}
 p = atmospheric pressure, kPa
 p_0 = 101.3 kPa
 $S_1 = (g\partial\theta/\partial z/T_a)(p/p_0)^{0.29}$, s^{-2}
 $S_2 = (g\partial\theta/\partial z)/T_a$, s^{-2}
 T_a = ambient temperature at stack height, K
 T_s = stack exit temperature at stack height, K
 $\Delta T = T_s - T_a$
 V_s = stack exit velocity, m s^{-1}

^aFor further information we refer the reader to Hanna et al. (1982).
^bIf the appropriate field data are not available to estimate S_1 and S_2 , Table 18.4 can be used.
^cOf these formulas for stable conditions, use the one that predicts the least plume rise.
^dOf the two formulas for neutral conditions, use the one that predicts the least plume rise.

Tableau : Différentes expressions de la hauteur de panache sous la forme $\Delta h = \frac{E \times x^b}{\bar{u}^a}$

Les différents panaches que l'on observe dans différentes conditions de stabilité et pour différentes hauteurs de rejet sont présentés sur la figure 3.8.

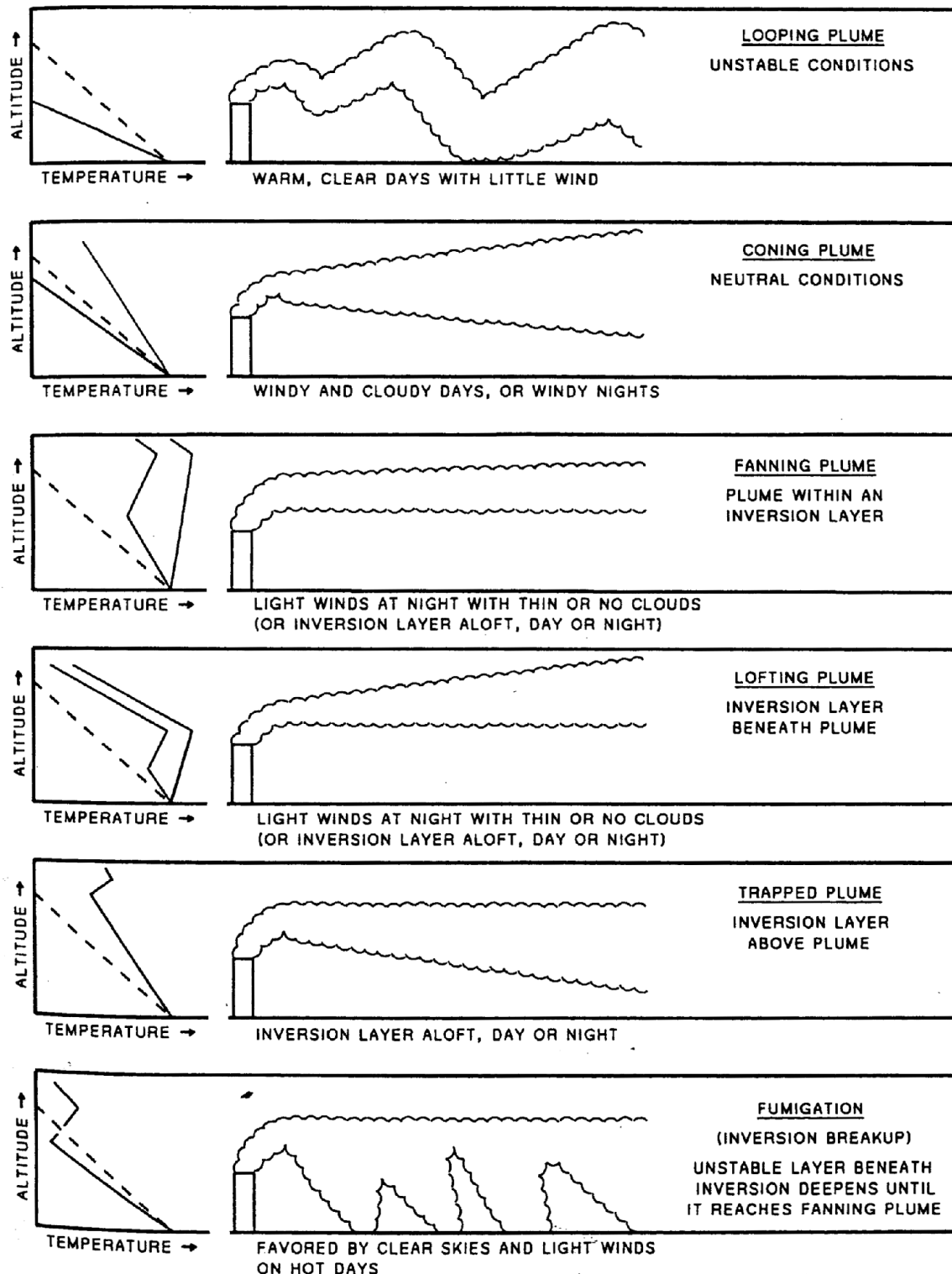


Figure 3.8 : Panaches observés pour des hauteurs de rejets et des conditions de stabilité variés

I.B.2. Exemples de modélisations lagrangiennes

Différents modèles basés sur les classes de Pasquill

A partir des 6 classes de stabilité de Pasquill présentées dans les tableaux et , on peut obtenir des expressions analytiques des coefficients de diffusion verticaux et horizontaux. Ces différentes expressions sont données dans le tableau .

$$\sigma_y(x) = R_y x^{r_y} \quad \sigma_z(x) = R_z x^{r_z}$$

$$\sigma_y(x) = \exp[I_y + J_y \ln x + K_y (\ln x)^2] \quad \sigma_z(x) = \exp[I_z + J_z \ln x + K_z (\ln x)^2]$$

Source	Averaging Time (min)	Coefficient	Stability Class					
			A	B	C	D	E	F
Pasquill–Gifford (Turner, 1969; Martin, 1976)	10	R_y	0.443	0.324	0.216	0.141	0.105	0.071
		r_y	0.894	0.894	0.894	0.894	0.894	0.894
ASME (1973)	60	R_y	0.40	0.36		0.32		0.31
		r_y	0.91	0.86		0.78		0.71
		R_z	0.40	0.33		0.22		0.06
		r_z	0.91	0.86		0.78		0.71
Klug (1969)	10	R_y	0.469	0.306	0.230	0.219	0.237	0.273
		r_y	0.903	0.885	0.855	0.764	0.691	0.594
		R_z	0.017	0.072	0.076	0.140	0.217	0.262
		r_z	1.380	1.021	0.879	0.727	0.610	0.500
Pasquill–Gifford (Turner, 1969)	10	I_y	−1.104	−1.634	−2.054	−2.555	−2.754	−3.143
		J_y	0.9878	1.0350	1.0231	1.0423	1.0106	1.0148
		K_y	−0.0076	−0.0096	−0.0076	−0.0087	−0.0064	−0.0070
		I_z	4.679	−1.999	−2.341	−3.186	−3.783	−4.490
		J_z	−1.7172	0.8752	0.9477	1.1737	1.3010	1.4024
		K_z	0.2770	0.0136	−0.0020	−0.0316	−0.0450	−0.0540

^aApplication restricted to downwind distances not exceeding 10 km (Hanna et al., 1982).

Tableau : expressions des coefficients de diffusion σ_y et σ_z en fonction de la classe de stabilité de Pasquill. La distance x est exprimée en kilomètres.

Modèle CEA (méthode Doury)

Contrairement aux modèles basés sur les classes de Pasquill, le modèle CEA n'introduit que deux classes de stabilité :

- Conditions normales (diffusion normale)
- Conditions défavorables (diffusion faible)

Ces conditions de stabilité sont basées sur la vitesse du vent ainsi que sur la donnée jour/nuit :

Vitesse du vent en m s^{-1}	Jour	Nuit
< 3	Conditions normales	Conditions défavorables
> 3		Conditions défavorables

De plus, alors que dans le modèle de Pasquill et dans les autres modèles de dispersion classiques σ_y et σ_z sont exprimés en fonction de la distance à la source x , la méthode du CEA introduit la

notion de temps de transfert pour caractériser ces mêmes coefficients de dispersion sous la forme :

$$\sigma_i = (A_i \cdot t)^{K_i} \text{ avec } i = y, z$$

Le temps de transfert ou l'âge du nuage t est exprimé en secondes et les coefficients de diffusion A_z, A_y, K_z, K_y sont déterminés expérimentalement et sont donnés dans les tableaux pour les deux conditions de dispersion.

Pour une diffusion normale

Temps de transfert	A_y	K_y	A_z	K_z
0 à 4 minutes	0.405	0.859	0.42	0.814
4 minutes à 1 heure	0.135	1.13	1	0.685
1 heure à 1 jour	0.135	1.13	20	0.5
1 jour à 6 jours	0.463	1	20	0.5
6 jours à 15 jours	6.5	0.824	20	0.5
Après 15 jours	200000	0.5	20	0.5

Pour une diffusion normale

Temps de transfert	A_y	K_y	A_z	K_z
0 à 4 minutes	0.405	0.859	0.2	0.5
4 minutes à 1 heure	0.135	1.13	0.2	0.5
1 heure à 1 jour	0.135	1.13	0.2	0.5
1 jour à 6 jours	0.463	1	0.2	0.5
6 jours à 15 jours	6.5	0.824	0.2	0.5
Après 15 jours	200000	0.5	0.2	0.5

En plus de la dispersion du panache, le modèle distingue deux cas pour la fuite d'une citernes ou d'un réservoir par exemple :

- Fuite instantanée (temps de vidange < 5 minutes) : type de nuage = bouffée
- Fuite prolongée (temps de vidange > 10 minutes) : type de nuage = panache

Pour une bouffée, on considère que le temps d'exposition est égal à $2.5\sigma_y/U$. Pour un rejet à l'altitude $z = 0$, dans l'axe de symétrie du nuage ($y = 0$), la dose maximale C_t s'établissant à la distance x de la source s'exprime :

$$C_t^2 = \left(\frac{M_{GT}}{(2\pi)^{3/2} \sigma_y^2 \sigma_z} \right) \cdot \frac{2.5 \cdot \sigma_y}{U}$$

Pour un panache, le débit est faible par rapport à la masse qui s'échappe, l'émission est plus longue. Dans ce cas le temps d'exposition est égal au temps d'émission. Pour une émission à l'altitude $Z = 0$ et au point d'observation $z=0$, dans l'axe du panache, on a :

$$C_t^2 = \left(\frac{1}{U \cdot 2 \cdot \pi \cdot \sigma_y \cdot \sigma_z} \right) \cdot CEF$$

Où CEF est le produit du débit d'émission (en $\text{kg} \cdot \text{s}^{-1}$) et de la masse libérée (en kg).

2.B.3. Application de l'approche lagrangienne pour l'étude d'un panache

Un complexe chimique émet des rejets par des cheminées à des hauteurs H variant de 50 à 200 mètres au-dessus du sol. Pour étudier l'impact des émissions sur les personnels intervenant pour l'exploitation et la maintenance du site, des capteurs de mesures sont placés à des altitudes z_r variant de 0 à 500 mètres au-dessus du sol. La vitesse du vent est de 4 m.s^{-1} pour toute la durée de la simulation. Les cheminées rejettent du dioxyde de soufre (SO_2) avec une concentration de $q = 150 \text{ g.s}^{-1}$.

A la distance $x = 1 \text{ km}$ de la source, pour la classe de stabilité de Pasquill B, les coefficients de diffusion valent $\sigma_y = 157 \text{ m}$ et $\sigma_z = 110 \text{ m}$. Le calcul réalisé avec la formule (2.14) pour différentes hauteurs H_e fournit les résultats des figures 3.9 et 3.10.

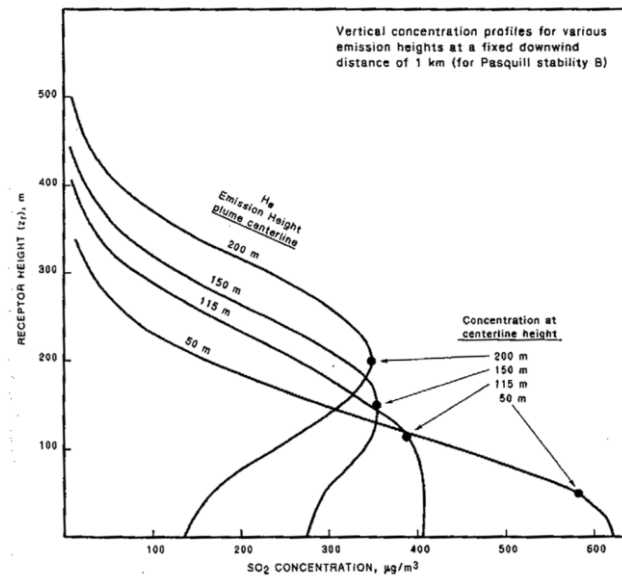


Figure 3.9 : Concentrations moyennes observées au centre du panache à la hauteur z_r pour différentes hauteurs H_e d'émission.

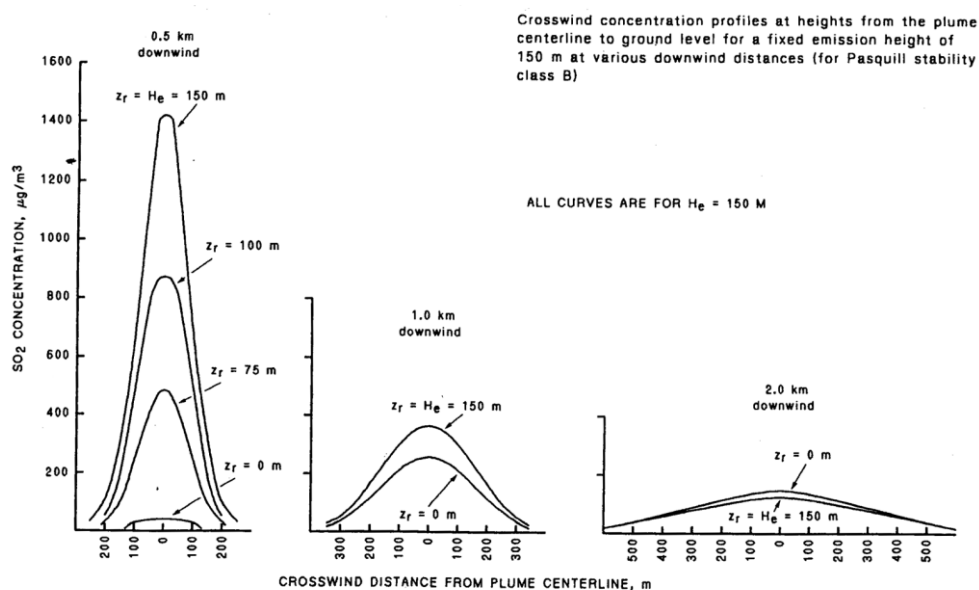


Figure 3.10 : Concentrations moyennes observées pour une émissions à la hauteur $H_e = 150 \text{ m}$ sur des plans horizontaux à différentes altitudes z_r pour des distances x de la source de 0,5 km, 1 km et 2 km.