

Quelques notes sur le climat de la Terre.

Jean-Louis Dufresne, Frédéric Hourdin
Laboratoire de Météorologie Dynamique du CNRS
Université Paris 6, Paris
Dufresne@lmd.jussieu.fr, Hourdin@lmd.jussieu.fr

13 mai 1998

Table des matières

1	Introduction	2
2	Rayonnement et structure thermique de l'atmosphère	2
2.1	L'émission thermique d'un corps noir	2
2.2	Un modèle simpl(e/iste) du transfert radiatif dans l'atmosphère	3
2.3	L'équilibre radiatif	4
2.4	La stratification de l'atmosphère terrestre	7
2.5	L'équilibre hydrostatique dans l'atmosphère; instabilité convective	7
3	Quelques notions simples sur la circulation générale atmosphérique	9
3.1	La machine thermique atmosphérique	9
3.1.1	Les redistributions d'énergie en latitude	9
3.1.2	L'effet de l'inertie thermique des océans	11
3.1.3	Disparités régionales	12
3.2	La circulation de Hadley	12
3.2.1	Transport méridien d'énergie par une cellule convective	12
3.2.2	Effets de la rotation: la conservation du moment cinétique	13
3.2.3	Effets de la rotation: la force centrifuge	16
3.3	Le vent gradient	19
3.3.1	Définition	19
3.4	Transports latitudinaux d'énergie et de moment cinétique	19
4	Bibliographie	21

1 Introduction

Le climat terrestre est présenté par plusieurs ouvrages de "vulgarisation" de façon attrayante, accessible et complète (cf. références bibliographiques). L'objectif de ces quelques notes n'est donc pas de faire une présentation condensée de ces ouvrages, mais plutôt de présenter avec quelques détails deux aspects du climat terrestre :

- **l'équilibre énergétique d'une colonne verticale d'air.** Le rayonnement solaire est principalement absorbé par la surface (terrestre ou océanique). L'atmosphère est donc chauffée par le bas, tandis que les pertes par rayonnement infrarouge sont les plus importantes dans la moyenne atmosphère : cette structure thermique est donc fondamentalement instable.
- **le transport d'énergie par la circulation atmosphérique.** Le rayonnement solaire reçu en moyenne annuelle est beaucoup plus important dans les régions équatoriales que dans les régions polaires. Cette différence d'énergie reçue est à l'origine de la circulation à grande échelle. On présentera ici le rôle de la rotation terrestre sur cette circulation "grande échelle"

2 Rayonnement et structure thermique de l'atmosphère

La température d'une planète est déterminée en première approximation par l'équilibre entre le chauffage par le soleil et le refroidissement par émission de rayonnement thermique infrarouge. Ce sont aussi les disparités régionales d'absorption du rayonnement solaire par le système climatique qui mettent en route la circulation atmosphérique. Une approche rigoureuse du "transfert radiatif" est tout à fait hors de portée de cette présentation. Mais, vue l'importance que revêt ce phénomène dans le système climatique, on donne ici quelques rudiments sans entrer dans le détail des théories sous-jacentes.

2.1 L'émission thermique d'un corps noir

Tout corps émet un rayonnement (des photons) dont l'intensité et la "couleur" dépendent fortement de la température; c'est pourquoi il est souvent appelé rayonnement thermique. Plus le corps est froid, moins il émet d'énergie et plus il émet dans les grandes longueurs d'ondes. La surface du soleil, avec une température de 5700 K, émet un rayonnement blanc. Une étoile plus chaude émettra un rayonnement décalé vers le violet. Un corps plus froid, en revanche, émettra plus vers le rouge. Sur Terre les corps sont tellement froids que leur rayonnement propre sort du domaine des fréquences perceptibles par l'oeil humain. On parle alors de rayonnement infrarouge. Mais si on chauffe suffisamment un métal, par exemple, il commencera à émettre un rayonnement rouge, puis blanc pour des températures plus élevées. C'est ce rayonnement, émis par tous les corps, et en particulier par l'atmosphère, qui est mesuré par les détecteurs infrarouges et permet de voir la nuit.

Plus précisément, quand on regarde un corps "opaque" non métallique, il émet une puissance proportionnelle à la puissance quatrième de sa température:

$$F = \sigma T^4 \tag{1}$$

Cette émission a reçu le nom d'émission de corps noir . $\sigma = 5.670 \times 10^{-8} \text{ J m}^{-2} \text{ K}^{-4} \text{ s}^{-1}$ est connue sous le nom de constante de Stefan-Boltzmann.

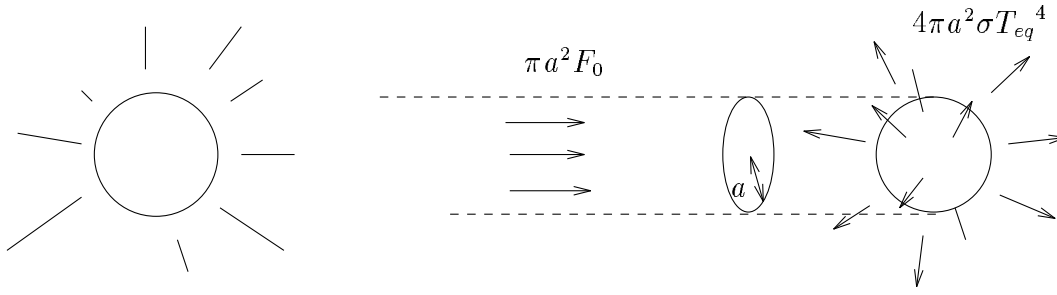


FIG. 1 – Équilibre entre le flux reçu du soleil et le flux réémis par la planète sous forme de rayonnement thermique infrarouge.

Du rayonnement émis par le soleil, il arrive au niveau de la terre un flux $F_0 \sim 1370 \text{ W m}^{-2}$. La terre intercepte une puissance $\pi a^2 F_0$ où $a = 6400 \text{ km}$ est le rayon de la terre (Fig. 1). En fait, une fraction importante (30% environ) du rayonnement reçu par la terre est réfléchi directement vers l'espace par: (1) la diffusion moléculaire qui affecte surtout les hautes fréquences¹, (2) la réflexion sur les nuages et (3) la réflexion sur la surface. Le rapport entre le flux directement réémis vers l'espace et le flux provenant du soleil est appelé albédo planétaire. On le notera A . La terre absorbe donc effectivement une puissance $\pi a^2(1 - A)F_0$. Pour la terre A vaut approximativement 0.3.

La terre réémet un rayonnement thermique égal au produit de la surface de la sphère $4\pi a^2$ par l'émission de corps noir de la surface. La température moyenne d'équilibre de la planète résulte de l'équilibre entre le flux solaire incident et le flux thermique réémis:

$$\sigma T_{eq}^4 = \frac{1}{4}(1 - A)F_0 \quad (2)$$

L'application numérique donne une valeur de 255 K pour la température d'équilibre de la terre. Cette température est comprise entre la température à la surface de la terre ($\sim 285 \text{ K}$ en moyenne) et la température à la tropopause, vers 10 km d'altitude (220 K environ).

Pour comprendre les variations verticales de la température, et en particulier le réchauffement de la surface d'une trentaine de degrés par rapport à l'équilibre simple décrit plus haut, il faut s'enfoncer un peu dans les chemins ombragés de la théorie du "transfert radiatif".

2.2 Un modèle simpl(e/iste) du transfert radiatif dans l'atmosphère

Si l'atmosphère est relativement transparente pour le rayonnement solaire, elle est en revanche fortement absorbante pour le rayonnement thermique infrarouge.

On va donc se placer dans le cas théorique d'une atmosphère qui laisserait passer jusqu'à la surface la totalité du rayonnement solaire et absorberait uniquement le rayonnement infrarouge. On va de plus supposer que l'absorption et l'émission de rayonnement infrarouge par l'atmosphère est indépendante de la fréquence considérée (approximation grise).

On se place de plus dans l'approximation dite "plan parallèle" qui revient à négliger la sphéricité de la terre et à considérer localement que toutes les grandeurs ne varient que

1. En l'absence d'atmosphère, sur la lune par exemple, le ciel paraît noir même en plein soleil. En fait c'est la diffusion de la lumière provenant du soleil sur les molécules atmosphériques qui rend le ciel lumineux. Cette diffusion est plus efficace pour les courtes longueurs d'onde ce qui explique la couleur bleue du ciel. En même temps, ces photons bleus, soustraits au rayonnement arrivant du soleil, produisent un rougissement de l'apparence du soleil, rougissement d'autant plus grand que la quantité de gaz traversée est grande, par exemple quand le soleil est bas sur l'horizon.

suivant la direction verticale. Il est alors possible de séparer le rayonnement infrarouge dans l'atmosphère en deux parties, le rayonnement montant, associé à un flux F^\uparrow et le rayonnement descendant F^\downarrow .

Considérons par exemple le rayonnement montant F^\uparrow . On peut montrer que la variation de ce flux par **absorption atmosphérique** est : quantité

$$\left(\frac{dF^\uparrow}{dz}\right)_{abs} = -k\rho F^\uparrow(z) \quad (3)$$

ce qui revient fondamentalement à dire que l'absorption du rayonnement est proportionnelle à la quantité de matière rencontrée. Dans toute la suite on va supposer que le coefficient k est constant alors qu'il varie en fait suivant la fréquence considérée, la température, la pression et la composition du gaz atmosphérique.

La couche d'atmosphère **émet** également du rayonnement (rayonnement thermique). Cette émission est proportionnelle à la puissance quatrième de la température (comme l'émission du corps noir) et à l'épaisseur de la couche d'atmosphère. De plus, on peut montrer que le coefficient de proportionnalité est le même que celui qui intervient dans l'absorption². L'émission thermique vaut finalement

$$\left(\frac{dF^\uparrow}{dz}\right)_{emis} = k\rho\sigma T^4(z) \quad (4)$$

$T(z)$ représentant la température de la couche d'altitude z .

Finalement, la modification du flux montant par absorption et émission est donnée par

$$\frac{dF^\uparrow}{dz} = k\rho [\sigma T^4(z) - F^\uparrow(z)]. \quad (5)$$

Pour le flux descendant, on peut obtenir le même type d'équation :

$$-\frac{dF^\downarrow}{dz} = k\rho [\sigma T^4 - F^\downarrow] \quad (6)$$

2.3 L'équilibre radiatif

Si le flux net $F^\uparrow - F^\downarrow$ est différent en haut et en bas d'une couche d'atmosphère, cette couche va se refroidir ou se réchauffer suivant

$$\rho\delta z c_p \frac{dT}{dt} = F^\uparrow(z) - F^\downarrow(z) - F^\uparrow(z + \delta z) + F^\downarrow(z + \delta z) \quad (7)$$

On parle d'équilibre radiatif quand la température n'évolue pas dans le temps, c'est à dire quand le flux net $F^\uparrow - F^\downarrow$ est indépendant de l'altitude:

$$\frac{d(F^\uparrow - F^\downarrow)}{dz} = 0. \quad (8)$$

De la même façon, l'équilibre radiatif se traduit pour la surface par l'équilibre des flux:

$$F^\downarrow(0) - F^\uparrow(0) + (1 - A) F_0/4 = 0. \quad (9)$$

2. Cela découle du fait que si l'on considère un système isolé et isotherme, il est forcément à l'équilibre thermique et donc les puissance émises et absorbées doivent être égale en tout point

On a donc en tout point de l'atmosphère

$$F^\uparrow - F^\downarrow = (1 - A) F_0/4. \quad (10)$$

En ajoutant les Équations 6 et 5, et en utilisant l'Eq. 8, on trouve immédiatement la relation suivante:

$$F^\uparrow + F^\downarrow = 2\sigma T^4. \quad (11)$$

La dérivée verticale de cette relation, en utilisant à nouveau les équations 5 et 6, donne finalement

$$\frac{d(2\sigma T^4)}{dz} = -k\rho (F^\uparrow - F^\downarrow) = -k\rho (1 - A) F_0/4. \quad (12)$$

En utilisant l'équation hydrostatique $dp/dz = -\rho g$ (cf. Eq. 20 ci après), on obtient finalement la relation suivante

$$\frac{d(2\sigma T^4)}{dp} = \frac{k}{g} (1 - A) F_0/4 \quad (13)$$

On voit donc que la température (ou T^4) décroît quand on s'élève dans l'atmosphère, et que la variation verticale de σT^4 est proportionnelle à la pression. De plus σT^4 est la moyenne des flux montant et descendant et la différence $F^\uparrow - F^\downarrow$ est constante et égale à $(1 - A) F_0/4$. Les dérivées par rapport à la pression de F^\uparrow , F^\downarrow et σT^4 sont donc toutes trois égales à $k(1 - A) F_0/(8g)$.

Comme on a en plus $F^\downarrow = 0$ pour $p = 0$, on a

$$F^\downarrow = \frac{kp}{g} (1 - A) F_0/8, \quad (14)$$

$$F^\uparrow = \left(2 + \frac{kp}{g}\right) (1 - A) F_0/8. \quad (15)$$

et

$$\sigma T^4 = \left(1 + \frac{kp}{g}\right) (1 - A) F_0/8, \quad (16)$$

Les trois courbes correspondantes sont tracées sur la Fig. 2 en fonction de la pression.

On avait défini au début de ce chapitre la température d'équilibre de la planète T_{eq} à partir de l'Eq. 2. Avec le profil de température d'équilibre calculé ici (Eq. 16), on voit que T_{eq} correspond au niveau de pression tel que

$$\frac{kp}{g} = k \int_Z^\infty \rho dz = 1 \quad (17)$$

où Z est l'altitude correspondant à la pression p . En fait, les photons émis depuis des couches plus profondes n'arrivent pas à s'échapper. **La température d'équilibre T_{eq} est donc égale à la température de l'atmosphère à l'altitude moyenne d'où les photons s'échappent directement vers l'espace** (plus précisément à l'altitude à partir de laquelle les photons émis vers le haut ont une probabilité presque nulle d'être absorbés).

Pour $k = 2.5 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1}$, la température de l'air près de la surface est donnée par l'Eq. 16 et vaut

$$\sigma T^4 = \left(1 + \frac{kp_s}{g}\right) (1 - A) F_0/8 = 3.5 (1 - A) F_0/8 = \frac{3.5}{2} \sigma T_{eq}^4 \quad (18)$$

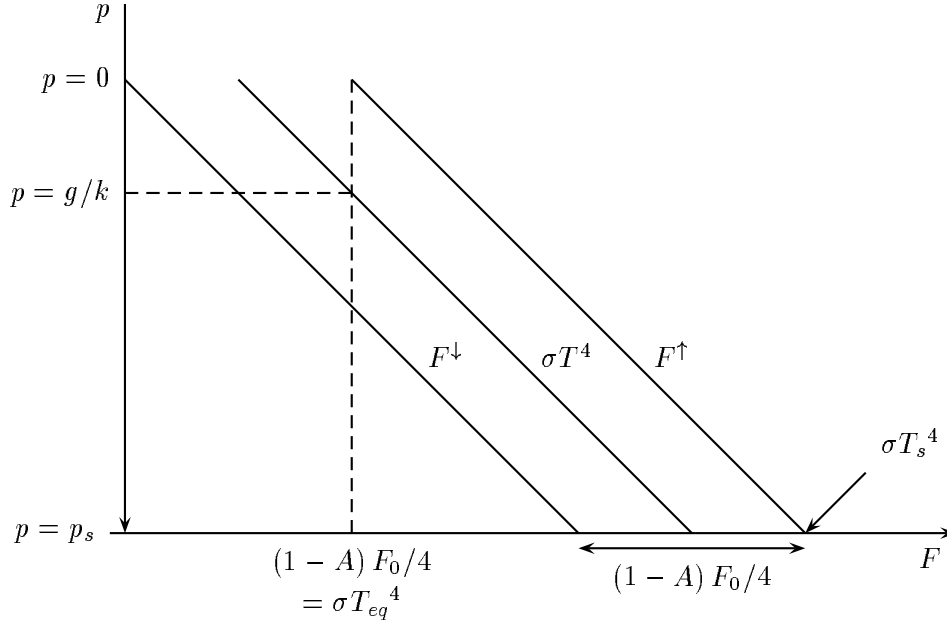


FIG. 2 – Variations verticales, en fonction de la pression, des flux montant, flux descendant et émission de corps noir pour une atmosphère "grise" pour le rayonnement thermique et transparente pour le rayonnement solaire visible.

d'où on tire finalement $T(z=0) = 293$ K. Cette température qui est celle de l'air au-dessus de la surface, est plus froide que celle de la surface proprement dite qui est donnée par l'Eq. 15

$$\sigma T_s^4 = F^\uparrow(p = p_s) = \left(2 + \frac{kp_s}{g}\right) (1 - A) F_0/8 = \frac{4.5}{2} \sigma T_{eq}^4 \quad (19)$$

soit $T_s \sim 312$ K.

On voit que ce modèle simple d'équilibre radiatif est capable d'expliquer la structure thermique verticale dans la basse atmosphère. A l'altitude d'émission, c'est à dire ici pour $p \sim 4 \times 10^4$ Pa, la température de l'atmosphère est égale à la température d'équilibre de la planète, 255 K. La température croît quand on descend vers la surface, pour atteindre une valeur plus élevée de 38 ou 47 degrés suivant qu'on considère la température de l'air près de la surface ou celle de la surface.

La réalité est bien sûr un peu plus complexe. D'abord, l'absorption atmosphérique n'est pas grise: certaines régions du spectre absorbent beaucoup plus fortement le rayonnement infrarouge. Ces régions sont saturées en photons et les lois simples énoncées précédemment doivent être en partie modifiées. Dans d'autres parties du spectre en revanche, l'atmosphère est presque transparente au rayonnement infrarouge. On parle de fenêtres. De plus, l'absorption directe de rayonnement visible par l'atmosphère n'est pas absolument nulle.

Un traitement complet et réaliste du transfert radiatif requiert en fait l'usage d'ordinateurs puissants. Le résultat est cependant qualitativement proche de celui trouvé ici. La surface est en réalité seulement environ 30 degrés plus chaude que la température d'équilibre de la planète. Les deux tiers de ce réchauffement sont dus à l'absorption et à l'émission thermique par la vapeur d'eau et l'autre tiers essentiellement au gaz carbonique.

2.4 La stratification de l'atmosphère terrestre

La stratification verticale d'une atmosphère est étroitement liée à la façon dont le rayonnement est absorbé.

Dans les premiers kilomètres près de la surface, l'atmosphère est essentiellement chauffée par la surface par absorption de rayonnement thermique infrarouge comme on vient de le voir. Dans cette région appelée **troposphère** la température décroît donc avec l'altitude. Dans cette partie de l'atmosphère où l'air chaud est situé en-dessous de l'air froid, l'équilibre hydrostatique peut être instable (cf. ci-dessous). En ce cas la convection se déclenche, mélangeant l'air chaud près de la surface avec l'air froid situé au-dessus.

Plus haut dans l'atmosphère, l'absorption directe du rayonnement solaire (surtout ultraviolet) par l'ozone, devient une part dominante du bilan radiatif. Dans cette région, la température croît avec l'altitude. Cette partie de l'atmosphère est donc très fortement stratifiée verticalement d'où son nom de **stratosphère**. Dans la stratosphère, le brassage vertical de l'air est très difficile.

La troposphère et la stratosphère sont séparées par une région frontière appelée **tropopause** qui se situe environ à une dizaine de kilomètres au-dessus de la surface.

2.5 L'équilibre hydrostatique dans l'atmosphère; instabilité convective

Équilibre

Si l'atmosphère est au repos, le bilan des forces doit être nul. Horizontalement, aucune autre force ne vient agir sur les particules d'air. Pour que l'air soit immobile, il faut donc que les forces de pression se compensent de part et d'autre du volume, ou encore que les dérivées partielles de la pression suivant x et y soient nulles ce qui revient à dire plus simplement que la pression à une altitude z donnée ne dépend pas du point (x, y) .

Verticalement, la particule est soumise en plus à son poids $-\rho g \delta V$ (g étant l'accélération de la pesanteur) et l'équilibre (**équilibre hydrostatique**) s'écrit

$$\rho g + \frac{\partial p}{\partial z} = 0 \quad (20)$$

Dans le cas où le gaz est supposé parfait³

$$p = \rho RT \quad (21)$$

l'Eq. 20 devient

$$\frac{1}{p} \frac{\partial p}{\partial z} = -\frac{g}{RT} . \quad (22)$$

Ici R est la constante du gaz atmosphérique qui est liée à la constante universelle des gaz parfaits $R^* = 8.314 \text{ J K}^{-1} \text{ mole}^{-1}$ par la relation $R = R^*/\mu$ où μ est la masse molaire du gaz, $\mu \sim 29g$ pour l'atmosphère de la terre. Dans le cas où on néglige les variations verticales de g et où l'atmosphère est en plus supposée isotherme ($T = \text{cste}$), cette équation s'intègre pour donner la pression à une altitude z sous la forme

$$p = p_0 \exp\left(-\frac{zg}{RT}\right) \quad (23)$$

3. Cette hypothèse est toujours conservée par la suite.

où p_0 est la pression à l'altitude $z = 0$. En fait, la formule précédente, calculée avec une température moyenne, donne une bonne approximation de la pression à une altitude z .

Il est commode d'introduire la hauteur d'échelle $H = RT/g$ de la pression: si on s'élève d'une hauteur H dans l'atmosphère, la pression est divisée par un facteur $e \sim 2.7$. Pour l'atmosphère terrestre $250K$ est une bonne température moyenne qui correspond à une échelle de hauteur de $7km$ environ. On en déduit qu'environ 63% de la masse de l'atmosphère est contenue dans les 7 premiers kilomètres, environ 87% dans les 14 premiers et 97% dans les trente premiers.

Stabilité

L'équilibre des forces ne garantit pas que le système va rester dans son état. Il faut en plus que l'équilibre soit stable (c'est la différence entre une bille posée à la pointe d'un stylo vertical ou au fond d'un bol).

Pour étudier la stabilité de l'équilibre hydrostatique, l'approche la plus simple consiste à regarder le comportement d'une particule de fluide déplacée verticalement à partir de sa position d'équilibre. La première loi de la thermodynamique pour l'élément de volume s'écrit simplement

$$\delta q = dU - \delta W \quad (24)$$

$$= c_v dT + p dV \quad (25)$$

où δq est l'échange de chaleur avec le milieu extérieur, dU la variation d'énergie interne, δW le travail des forces de pression, c_v la chaleur massique spécifique à volume constant et $V = 1/\rho$ le volume spécifique de l'air. En différenciant l'équation d'état du gaz $pV = RT$:

$$p dV + V dp = R dT \quad (26)$$

et en utilisant la relation $R = c_p - c_v$, l'Eq. 24 devient

$$\delta q = c_p dT - V dp \quad (27)$$

Si aucun échange de chaleur n'a lieu à travers les parois de la particule fluide ($\delta q = 0$), le mouvement est adiabatique et on obtient la relation suivante

$$\frac{dT}{dp} = \frac{1}{\rho c_p} \quad (28)$$

puis, en utilisant à nouveau la loi des gaz parfaits

$$\frac{dT}{T} = \frac{R}{c_p} \frac{dp}{p} \quad (29)$$

En introduisant, la constante $\kappa = R/c_p$, cette équation s'intègre facilement sous la forme

$$\ln T = \kappa \ln p + cste \quad (30)$$

ou encore

$$T/p^\kappa = cte \quad (31)$$

La quantité $\theta = T(p_0/p)^\kappa$ est appelée **température potentielle** (c'est la température qu'aurait la particule une fois ramenée à la pression de référence p_0 par transformation adiabatique). Une particule qui s'élève dans l'atmosphère (et est donc soumise à une pression de moins en moins forte) voit ainsi sa température diminuer proportionnellement à p^κ (on parle de refroidissement adiabatique). Supposons que l'air environnant la particule soit tel que la température décroît avec l'altitude (c'est généralement le cas dans la troposphère terrestre, par exemple). Si la particule en s'élevant devient plus froide et donc plus dense (cf. Eq. 21) que l'air qui l'entoure, elle retournera naturellement vers sa position de départ. Si au contraire elle devient moins dense que l'air ambiant, la résultante vers le haut des forces de pression sera plus forte que son poids et l'entraînera vers le haut, loin de sa position de départ. Cette dernière situation, instable, se produit donc dès lors que la température décroît plus vite avec l'altitude que la décroissance calculée par l'Eq. 31 ou encore (dit autrement) quand le gradient vertical de température potentiel est négatif.

Dans la troposphère où l'air chaud est situé en-dessous de l'air froid, l'équilibre hydrostatique est peu stable vis-à-vis de l'instabilité (instabilité convective) présentée ci-dessus c'est à dire que le gradient vertical de température potentielle n'est que faiblement positif. Suivant les régions, les saisons ou l'heure de la journée, ce gradient peut même devenir négatif auquel cas la convection se déclenche, mélangeant l'air chaud près de la surface avec l'air froid situé au-dessus.

Dans l'atmosphère terrestre, la convection est modifiée par les changements de phase de l'eau. La condensation de la vapeur d'eau dans un mouvement ascendant par exemple peut réchauffer l'air qui monte et amplifier le mouvement vers le haut. Cette convection humide est un phénomène dominant de la météorologie tropicale. Au niveau de l'**équateur thermique** la convection s'organise en grandes colonnes nuageuses qui peuvent atteindre verticalement une dizaine de kilomètres et produire des précipitations intenses.

Le gradient vertical moyen dans l'atmosphère est essentiellement le résultat des processus radiatifs et du mélange vertical de l'air par la convection sèche ou humide. Il est typiquement de l'ordre de -6.5 K par km dans la troposphère terrestre.

3 Quelques notions simples sur la circulation générale atmosphérique

3.1 La machine thermique atmosphérique

3.1.1 Les redistributions d'énergie en latitude

La circulation de l'atmosphère d'une planète peut être vue comme une machine thermique mue sous l'effet des différences régionales du chauffage par le soleil. Ces effets différentiels du chauffage peuvent engendrer des circulations locales, par exemple en dessous d'un nuage ou encore près des côtes où la différence de vitesse de chauffage et de refroidissement de la terre et de la mer produisent des vents locaux qui s'inversent entre le jour (brise de mer) et la nuit (brise de terre). A une échelle globale, les variations les plus importantes du chauffage solaire sont les variations latitudinales et saisonnières⁴. L'étude de la circulation générale s'intéresse

4. Les variations diurnes de l'ensoleillement qui sont également très importantes en amplitude, sont généralement trop rapides pour permettre à une circulation de s'établir. Elles peuvent cependant jouer un rôle non négligeable dans la circulation en créant des ondes planétaires forcées, avec un ou deux nombres

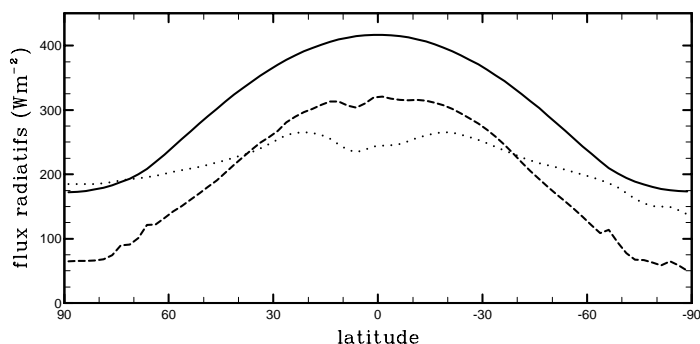


FIG. 3 – *Bilan d'énergie radiative au sommet de l'atmosphère*

Les moyennes annuelles et longitudinales des flux radiatifs sont représentées en fonction de la latitude. Insolation (courbe pleine), quantité d'énergie solaire absorbée par le système Terre-atmosphère (traits discontinus), et flux infrarouge émis vers l'espace (pointillés). D'après des données de l'expérience ERBE (Earth Radiative Budget Experiment).

avant tout à la réponse de l'atmosphère à ces forçages de grande échelle.

La façon dont l'atmosphère est chauffée dépend de la quantité d'énergie reçue du soleil, mais également de la façon dont cette énergie est réfléchi, diffusée et absorbée par l'atmosphère. Sur des planètes comme la Terre ou Mars, les atmosphères relativement transparentes laissent passer une part importante de l'énergie solaire jusqu'à la surface où elle est fortement absorbée. Le sol ainsi chauffé réémet de l'énergie dans les longueurs d'onde infrarouge. Cette énergie réémise par le sol est absorbée par l'atmosphère beaucoup plus efficacement que le rayonnement solaire de plus courtes longueurs d'onde. L'atmosphère, elle-même, réémet du rayonnement vers le sol (c'est le fameux effet de serre) et vers l'espace.

A cause de la dépendance en température de l'émission propre de l'atmosphère et du sol, il est difficile de séparer complètement le forçage radiatif de la circulation et la circulation elle-même. Il est en revanche possible, par exemple à partir de mesures satellitaires, d'évaluer le bilan total d'énergie au sommet de l'atmosphère. C'est ce qui est montré sur la Fig. 3 où sont représentées: l'insolation en moyenne annuelle au sommet de l'atmosphère (courbe continue), la quantité d'énergie solaire effectivement absorbée par le système Terre-atmosphère (courbe discontinue) et, enfin, l'énergie rayonnée vers l'espace sous forme de rayonnement thermique infrarouge (pointillés). La différence entre la courbe discontinue et les pointillés représente le bilan annuel d'énergie au sommet de l'atmosphère. Les tropiques reçoivent beaucoup plus d'énergie radiative qu'ils n'en émettent alors que les régions polaires sont très déficitaires. La

d'onde sur la planète, qui peuvent interagir avec la circulation atmosphérique. Ces "marées thermiques" sont particulièrement importantes sur Mars où les températures de la surface et de l'atmosphère réagissent très rapidement au cycle diurne, les amplitudes des variations journalières de température atteignant souvent 100K.

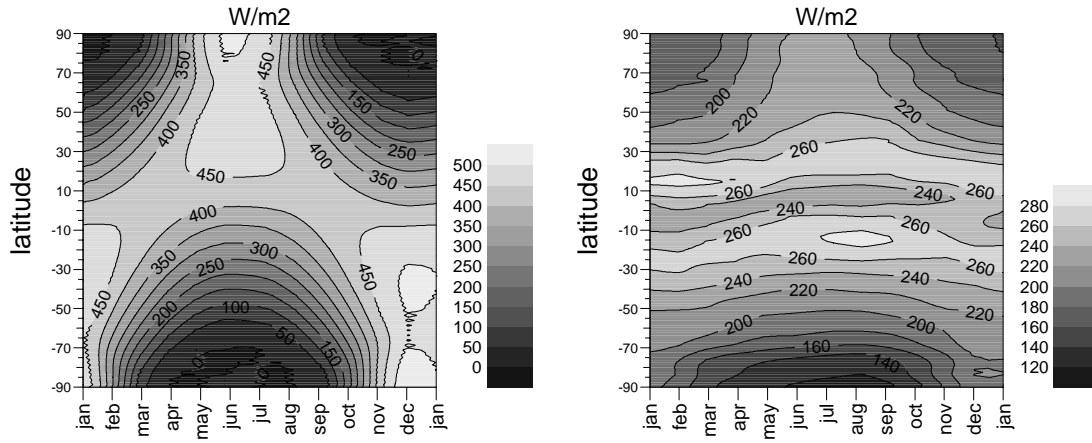


FIG. 4 – *Insolation au sommet de l’atmosphère (à gauche) et flux thermique sortant (à droite) (W/m^2) mesurés par l’expérience ERBE.*

différence entre ces deux courbes est égale à la quantité d’énergie redistribuée en latitude par la circulation⁵. En fait, sur la Terre, cette redistribution est effectuée autant par les courants océaniques que par la circulation atmosphérique.

Mais, alors que la circulation atmosphérique est directement forcée par les différentiels latitudinaux d’énergie, les courants à la surface des océans sont, avant tout, créés par entraînement de l’eau par les vents près de la surface.

3.1.2 L’effet de l’inertie thermique des océans

En fait, les moyennes annuelles du bilan radiatif présentées plus haut cachent des variations saisonnières importantes. Si l’on considère l’évolution saisonnière de l’insolation au sommet de l’atmosphère en fonction de la latitude (cf. Fig. 4, graphique de gauche) on remarque qu’aux solstices ce sont les pôles qui reçoivent le maximum d’énergie du soleil, l’effet de longueur des jours l’emportant sur l’inclinaison des rayons du soleil. Cependant, à cause de la très grande inertie thermique des océans, le maximum de température (aussi appelé **équateur thermique**) ne se déplace pas de plus d’une quinzaine de degrés par rapport à l’équateur vrai. Ceci est illustré par la variation saisonnière et en latitude des flux thermiques émis au sommet de l’atmosphère, Fig. 4, graphique de droite.

Du fait de l’inertie thermique élevée des océans, les variations latitudinales de l’énergie radiative absorbée par l’atmosphère restent donc relativement symétriques par rapport à l’équateur à toutes les saisons.

La comparaison avec la planète Mars est à ce propos très instructive. Mars a presque la même obliquité que la terre. Elle est en revanche dépourvue d’océan, et, de plus, sa surface et son atmosphère ont une inertie thermique particulièrement faible. En conséquence, le maximum de température au solstice est atteint pratiquement sur le pôle de l’hémisphère d’été.

5. Sur la Fig. 3 le déficit d’énergie près des pôles semble plus important que l’excédent près de l’équateur. Ceci s’explique par le fait que les déficits polaires représentent en fait une surface relative beaucoup moins grande que ne le suggère l’échelle linéaire en latitude utilisée pour le graphique. Il faut se souvenir que la moitié de la surface de la planète est comprise entre les latitudes 30N et 30S.

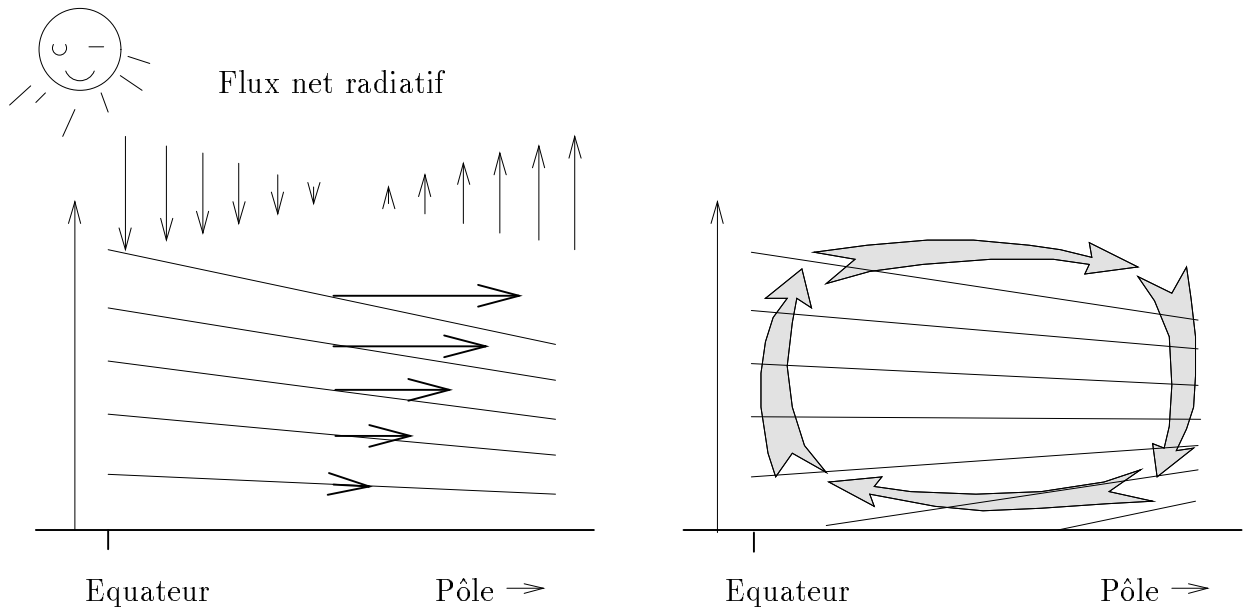


FIG. 5 – *La circulation de Hadley*

Sur la gauche, sont représentées: les variations latitudinales du flux radiatif net, absorbé (ou émis) par l'atmosphère (petite flèches verticales en haut), les courbes à pression constante ou isobares (les droites penchées), la force de gradient de pression créée par l'inclinaison de ces isobares.

A droite: représentation schématique de la cellule de Hadley.

3.1.3 Disparités régionales

Bien sûr, la surface de la terre n'est pas entièrement recouverte d'océan. Pendant l'été, les sols terrestres se réchauffent en général beaucoup plus vite que les surfaces océaniques. Des circulations peuvent alors s'établir qui redistribuent l'énergie depuis les continents vers les océans. Cette circulation s'inverse pendant l'hiver où les continents se refroidissent beaucoup plus vite que les océans.

C'est notamment le cas de la circulation de mousson, particulièrement de la mousson indienne.

3.2 La circulation de Hadley

L'idée que la circulation de l'atmosphère terrestre puisse être engendrée par les différentiels d'absorption du rayonnement solaire remonte à la fin du dix-septième siècle. C'est Halley qui en 1686 proposa d'expliquer les vents par une ascendance d'air chaud dans les régions tropicales et une subsidence dans les hautes latitudes, assimilant ainsi la Terre à une grande casserole chauffée à l'équateur.

3.2.1 Transport méridien d'énergie par une cellule convective

Le principe de cette circulation méridienne est simple. Dans les régions tropicales, l'air se réchauffe plus vite sous l'effet du soleil qu'il ne se refroidit par rayonnement thermique (cf.

Fig. 3). Il en résulte une expansion du gaz atmosphérique et donc, à une altitude donnée, une augmentation de la pression. Dans les hautes latitudes en revanche, l'atmosphère se refroidit plus vite qu'elle ne se réchauffe, et la hauteur d'échelle de l'atmosphère décroît.

On voit ainsi comment l'énergie radiative absorbée par l'atmosphère est transformée à la fois en énergie interne (élévation de la température) et en énergie potentielle (changement d'altitude). C'est la transformation de cette énergie potentielle en énergie cinétique qui explique la création de mouvements dans l'atmosphère.

A une altitude fixe au-dessus du sol, la pression décroît donc depuis l'équateur vers le pôle, ce qui est illustré sur la Fig. 5. Cette variation de pression provoque un mouvement d'air global depuis l'équateur vers les pôles. En divisant intellectuellement l'atmosphère en une superposition verticale de couches (cf. Fig. 5), il apparaît clairement que l'effet d'inclinaison des isobares est cumulatif et que les isobares sont beaucoup plus penchées en haut de l'atmosphère qu'en bas. Près de la surface l'effet est même nul (à condition de négliger le relief de la planète). Le transport systématique de masse vers les pôles aboutit à une élévation de la pression dans les hautes latitudes. Ces variations latitudinales de la pression de surface vont donc créer un mouvement de retour de l'air près de la surface. Finalement, une grande cellule de convection se met en place avec ascendance près de l'équateur, transport vers les pôles dans la branche supérieure, subsidence dans les hautes latitudes et enfin, transport vers l'équateur près de la surface (Fig. 5 à droite).

C'est exactement sur le même schéma que se met en route la brise de mer quand l'air se réchauffe plus vite au-dessus de la mer que sur la terre pendant la journée. L'air monte alors au-dessus de la terre et le vent souffle depuis la mer près de la surface.

3.2.2 Effets de la rotation: la conservation du moment cinétique

Ce n'est pas le nom de Halley qui reste attaché à cette circulation, mais celui de Hadley qui le premier, en 1735, fit intervenir l'effet de la rotation terrestre dans cette circulation et expliqua du même coup l'origine des alizés.

A un mouvement vers le pôle est associé la création de vents d'ouest. La meilleure façon pour le comprendre est de considérer le moment cinétique des particules fluides par rapport à l'axe des pôles. Ce moment cinétique est le produit de la composante ouest-est de la vitesse absolue de la particule par la distance à l'axe de rotation. On peut montrer que, si on suit une particule de fluide, l'évolution de ce moment cinétique est égale au moment (produit par la distance à l'axe) de la composante ouest-est des forces exercées sur la particule. En l'absence de friction et si les gradients longitudinaux de pression sont nuls ($\partial p / \partial x = 0$), la particule fluide conserve son moment cinétique dans son mouvement vers les pôles.

Qu'arrive-t-il par exemple à une particule d'air qui part de l'équateur et est emportée (advection) vers les hautes latitudes dans la branche supérieure de la cellule de Hadley? Comme une patineuse quand elle resserre les bras (Fig. 6), cette particule, en se rapprochant de l'axe des pôles, se met à tourner de plus en plus vite⁶. La vitesse relative des particules par rapport à la planète (le vent) croît encore plus vite que la vitesse absolue puisque, quand on se dirige de l'équateur vers le pôle, la vitesse absolue de la surface de la planète est de plus en plus

6. Cet effet de la rotation terrestre est particulièrement simple à percevoir pour un observateur extérieur à l'atmosphère, qui assimile facilement la Terre à une championne de patinage artistique. Pour le terrien rivé sur son fauteuil, qui veut analyser le phénomène par rapport à un repère lié à ce même fauteuil, le problème devient beaucoup plus compliqué. Il ne comprend plus pourquoi les vents dirigés vers les pôles se dévient spontanément vers l'ouest et invoque alors le mystérieux Coriolis.

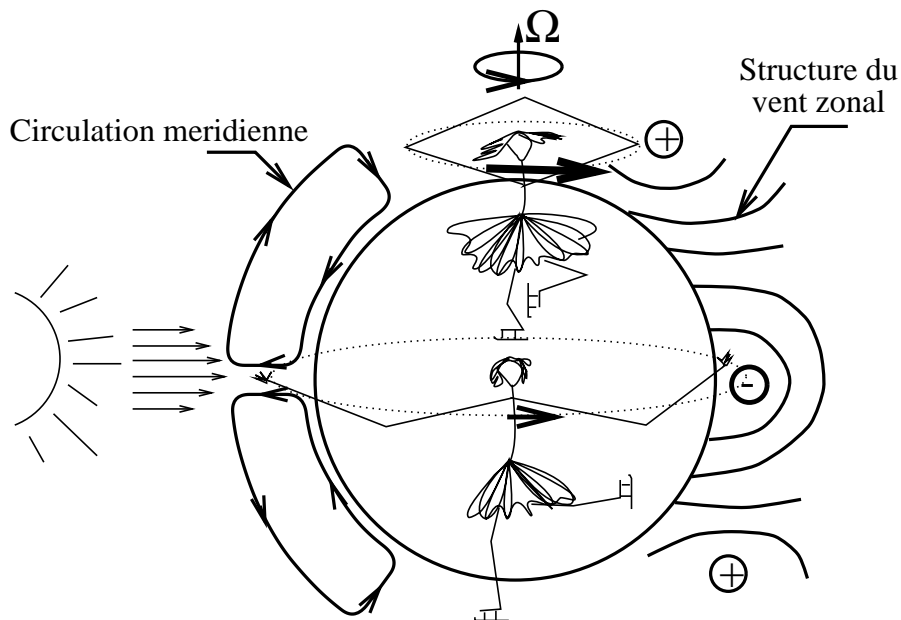


FIG. 6 – *Circulation de Hadley et conservation du moment cinétique.*

La circulation méridienne mise en route sous l'effet du chauffage différentiel par le soleil est représentée sur la gauche. Dans les branches supérieures des deux cellules de Hadley, les particules d'air, advectées vers les pôles, se rapprochent de l'axe de rotation. Par conservation du moment cinétique, leur vitesse de rotation croît. C'est ce qui est illustré par la charmante patineuse au centre du dessin qui tourne plus vite quand elle resserre les bras. L'effet sur le vent ouest-est est schématisé sur la partie droite de la Figure. Les signes + et - indiquent les régions de maximum et de minimum du vent ouest-est.

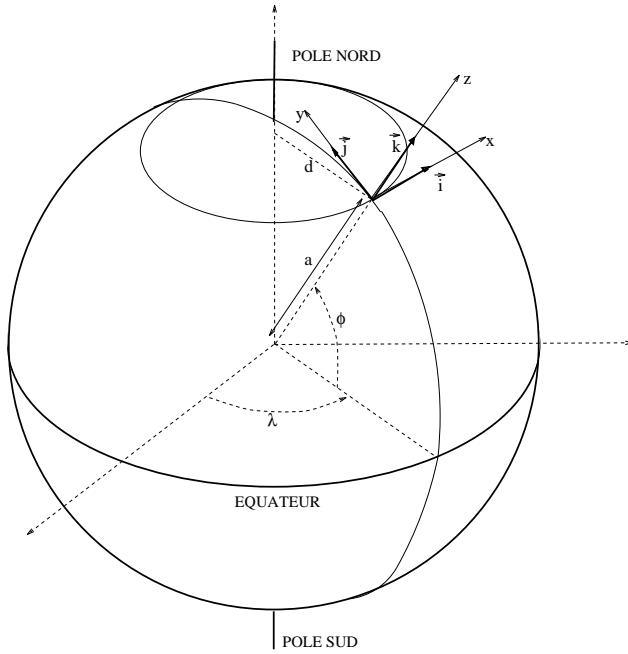


FIG. 7 – Définition des coordonnées sphériques et du repère local $(\vec{i}, \vec{j}, \vec{k})$

petite.

Prenons au contraire une particule près de la surface qui part avec une vitesse relative (ou vent) nulle d'une certaine latitude, 30° par exemple. Cette particule est entraînée vers l'équateur par la circulation de Hadley, et elle s'éloigne donc de l'axe des pôles. La particule tourne alors moins vite que la planète. C'est l'origine des alizés, ces vents d'est inter-tropicaux, jadis utilisés par la marine à voile.

Pour déduire les équations mathématiques de la conservation du moment cinétique, il faut introduire quelques conventions supplémentaires.

Coordonnées sphériques et composantes du vent

Un système de coordonnées particulièrement adapté aux études météorologiques est le système des coordonnées sphériques dans lequel la position d'un point est repérée par deux angles, la longitude λ et la latitude ϕ , et la distance au centre de la terre r (ou l'altitude z du point par rapport au géopotential de référence).

Les conventions de définition de la longitude et de la latitude sont données sur la Fig. 7. Il est également commode d'introduire, à la surface de la terre un repère cartésien local (x, y, z) . On prend par convention x le long du parallèle local et orienté vers l'est, y le long du méridien et orienté vers le nord et z vertical orienté vers le haut. On note en général (u, v, w) les trois composantes du vent (ou vitesse relative) \vec{U}_r .

On voit facilement que les composantes du vent sont reliées aux coordonnées sphériques par les identités suivantes

$$u = a \cos \phi \frac{d\lambda}{dt}, \quad v = a \frac{d\phi}{dt} \quad \text{et} \quad w = \frac{dz}{dt}. \quad (32)$$

La dérivée temporelle dans ces expressions, notée d/dt , est calculée en suivant les particules

fluides; c'est la **dérivée Lagrangienne**. Les composantes u et v du vent sont appelées **composantes zonale et méridienne**.

Expression mathématique de la conservation du moment cinétique

Avec ces conventions, le moment cinétique d'une particule autour de l'axe des pôles est le produit de sa masse m , de sa vitesse zonale absolue $u_a = \Omega a \cos \phi + u$ et de la distance à l'axe $d = a \cos \phi$ (se reporter à la Fig. 7)⁷ soit

$$M = ma \cos \phi (\Omega a \cos \phi + u) \quad (33)$$

La conservation du moment cinétique particulaire se traduit en disant que sa dérivée Lagrangienne est nulle

$$\frac{d}{dt} [\cos \phi (\Omega a \cos \phi + u)] = 0 \quad (34)$$

ou encore

$$\cos \phi \frac{du}{dt} = (u \sin \phi + 2a\Omega \cos \phi \sin \phi) \frac{d\phi}{dt} \quad (35)$$

La variation Lagrangienne de la latitude ($\frac{d\phi}{dt}$) au cours du déplacement d'une particule est simplement égale à v/a et l'accélération zonale d'une particule conservant son moment cinétique s'écrit finalement

$$\frac{du}{dt} = uv \frac{\tan \phi}{a} + 2v\Omega \sin \phi \quad (36)$$

Sur la Terre, le deuxième terme dans le membre de droite (accélération de Coriolis) est très supérieur au premier parce que la vitesse absolue d'une particule "immobile" au niveau de l'équateur $a\Omega \sim 460 \text{ ms}^{-1}$, est toujours très supérieure au vent zonal u qui dépasse rarement 100 ms^{-1} . On voit donc que la conservation du moment cinétique déviara les particules se dirigeant vers le pôle ($v\phi > 0$) vers l'est et les particules se dirigeant vers l'équateur vers l'ouest.

Il est important de remarquer que la simple conservation du moment cinétique par une particule partant avec une vitesse nulle de l'équateur, produit à 30° de latitude, un vent d'ouest

$$u = a\Omega \frac{1 - \cos^2 \phi}{\cos \phi} \sim 135 \text{ ms}^{-1} \quad (37)$$

On voit donc que, si l'absorption différentielle d'énergie radiative est la source première des mouvements atmosphériques, la production de vents importants est avant tout la conséquence de la rotation et de la sphéricité de la planète.

3.2.3 Effets de la rotation: la force centrifuge

l'équilibre d'une bille posée sur le sol

Les forces s'exerçant sur une bille de masse m posée sur le sol d'une planète sont: 1) l'**attraction gravitationnelle** (notée ici mg^*) proportionnelle à la masse de la bille et dirigée

7. On peut montrer que les variations du moment cinétique dans l'atmosphère liées aux changements de la distance au centre de la terre (dues à la fois aux variations d'altitude et aux changements de forme du géopotential de référence) sont négligeables devant les variations liées aux déplacements horizontaux. On prend alors comme expression de la distance à l'axe des pôles $d = a \cos \phi$. Cette approximation qui revient à négliger les variations de la distance au centre de la terre au sein de l'atmosphère est appelée **approximation de couche mince**.

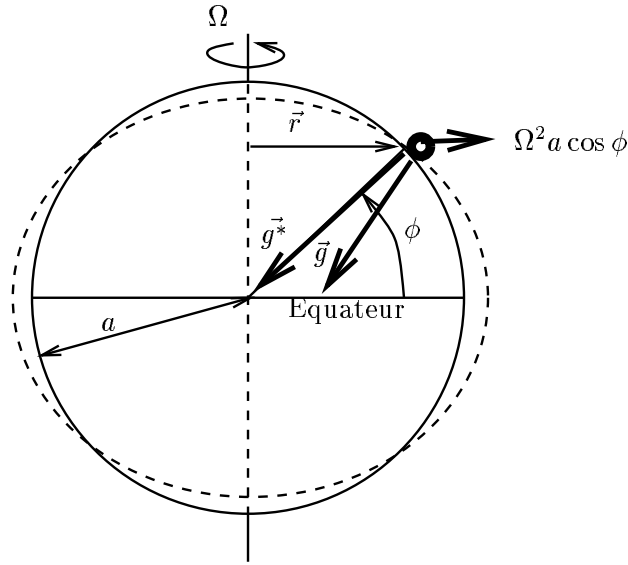


FIG. 8 – Équilibre d'une bille sur la surface d'une planète

vers le centre de la planète; 2) la **réaction** \vec{R} , perpendiculaire à la surface, qui empêche la particule de s'enfoncer dans le sol. Dans un référentiel galiléen, cette bille, dite immobile, tourne en fait avec la même vitesse de rotation Ω que la planète solide. La forme de la planète s'ajuste ainsi sous l'effet combiné de la rotation et de la gravitation pour adopter une forme aplatie au niveau des pôles, dans laquelle la **gravité** définie par

$$\vec{g} = \vec{g}^* + \Omega^2 \vec{r} \quad (38)$$

est partout perpendiculaire à la surface. Cette gravité \vec{g} qui est celle mesurée par un accéléromètre à la surface donne aussi la direction de la verticale d'un fil à plomb.

Cette gravité dérive d'un potentiel, appelé **géopotential**: l'énergie qu'il faut fournir à une particule de masse m pour l'élever d'une altitude dz est simplement donnée par le produit de la masse m par la différence de géopotential entre les deux points $d\Phi = mgdz$. La forme que prend la surface de la planète correspond à un iso-potential qui peut être utilisé comme géopotential de référence. Par la suite, on note Φ le géopotential compté à partir du niveau de référence. Si on néglige les variations de g dans l'atmosphère, le géopotential à une distance z au-dessus du sol est simplement gz .

la force centrifuge comme frein à la cellule de Hadley

La création de vents d'ouest dans la branche supérieure de la cellule est un frein très important pour la circulation de Hadley. En effet, par la même loi physique qui aplatit les planètes sous l'effet de leur rotation, une particule tournant plus vite que la planète est entraînée vers l'équateur. La force inertielle correspondante tend à contrecarrer la force de gradient de pression qui a engendré les mouvements vers le pôle dans la branche haute de la cellule de Hadley.

Reprenons la figure de l'équilibre de la bille au repos (Fig. 8) mais en considérant cette fois une particule tournant plus vite que la planète, c'est à dire une particule animée d'une vitesse relative (ou vent zonal) $u > 0$. La bille tourne encore à une distance $r = a \cos \phi$ de

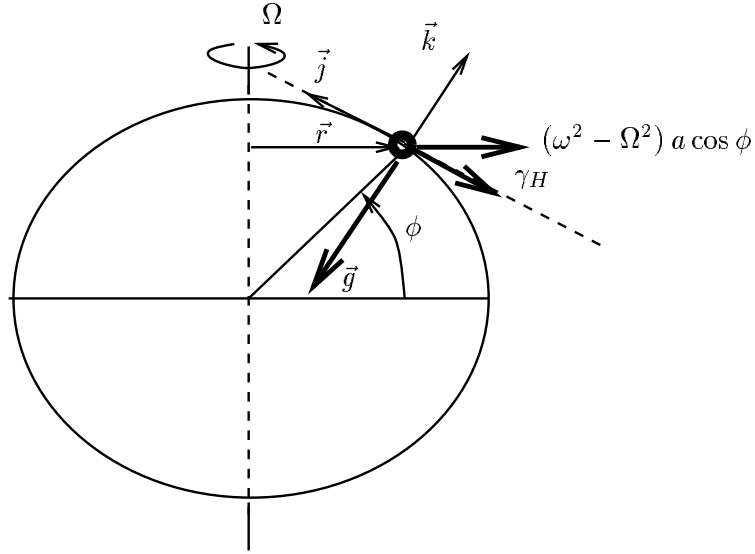


FIG. 9 – Équilibre d'une particule tournant le long d'un parallèle

l'axe des pôles, mais cette fois avec une vitesse de rotation

$$\omega = \Omega + \frac{u}{a \cos \phi} \quad (39)$$

La force apparente centrifuge exercée sur la particule de masse $m = \rho \delta V$ est alors égale à $-m\omega^2 \vec{r}$ avec

$$\begin{aligned} \omega^2 r &= a \cos \phi \times \left(\Omega + \frac{u}{a \cos \phi} \right)^2 \\ &= \Omega^2 a \cos \phi + 2\Omega u + \frac{u^2}{a \cos \phi} \end{aligned} \quad (40)$$

Le terme $\Omega^2 a \cos \phi$ est en fait déjà pris en compte dans la définition de la gravité (Eq. 38). Si on projette la somme de la gravité et de la force centrifuge sur l'axe horizontal défini par \vec{j} (cf. Fig. 9) la particule, en l'absence d'autre force, est entraînée vers l'équateur par une force apparente $-m\vec{\gamma}_H$ avec

$$\vec{\gamma}_H = \left(2\Omega \sin \phi u + \frac{u^2 \tan \phi}{a} \right) \vec{j} \quad (41)$$

La première partie de cette force est en fait la composante méridienne de la force de Coriolis qui dévie les vents d'ouest vers l'équateur. Sur la Terre à nouveau, ce terme l'emporte presque toujours sur le second.

La création de forts vents d'ouest par transport du moment cinétique produit donc une force dirigée vers l'équateur qui tend à stopper la circulation de Hadley. Plus une planète tourne vite et plus cet effet de frein de la circulation méridienne est important. Sur la Terre, la cellule de Hadley s'arrête à 30° environ de part et d'autre de l'équateur alors que sur Vénus, qui tourne sur elle-même en 240 jours, cette circulation s'étend jusqu'aux pôles.

3.3 Le vent gradient

Sous l'effet de la force centrifuge, l'advection de l'air dans la branche haute de la cellule de Hadley devient de moins en moins efficace au fur et à mesure qu'on s'éloigne de l'équateur et les isobares s'inclinent de plus en plus. Finalement, la force de gradient de pression et la composante horizontale de la force centrifuge deviennent prépondérantes dans l'équation du mouvement méridien. Il s'établit un quasi-équilibre entre ces forces, l'accélération méridienne résultant alors de la faible différence entre les deux termes.

3.3.1 Définition

Cet équilibre, dit du vent gradient, est en fait très général. Dans toutes les atmosphères connues et dans l'océan, un quasi-équilibre s'établit entre le champ de masse atmosphérique et la composante horizontale de la force centrifuge, liée au vent zonal, quand on regarde les champs à grande échelle. De même que la Terre solide adoptait une forme aplatie sous l'effet de la rotation, le champ de masse d'une atmosphère tournant plus vite que la planète solide sera déformé, résultant en une plus grande quantité de masse à l'équateur qu'aux pôles. En fait, quand on regarde les moyennes des champs en longitude (ce que les météorologistes appellent une **moyenne zonale**) un équilibre s'établit en chaque point du plan méridien entre la force centrifuge décrite précédemment et le gradient latitudinal de pression.

Cet équilibre s'écrit simplement

$$\frac{1}{a\rho} \frac{\partial p}{\partial \phi} + 2\Omega u \sin \phi + u^2 \frac{\tan \phi}{a} = 0 \quad (42)$$

A une altitude z au dessus du sol, les gradients latitudinaux de pression sont très nettement dominés par les variations latitudinales de l'échelle de hauteur $H = RT/g$ de l'atmosphère, donc par la variation latitudinale de température (dans le cas d'une planète sans relief avec pression de surface constante, la variation de l'échelle de hauteur est en fait la seule source de variation horizontale de pression). En présence d'une forte variation latitudinale de la pression, les isobares seront très inclinées (descendant vers les hautes latitudes) et il faudra un vent zonal très fort pour équilibrer la force de pression. Ceci est illustré sur la Fig. 10.

Cet équilibre horizontal peut donc être transformé en une relation entre le champ de température et le champ de vent, connue sous le nom de relation du vent gradient. La dérivation de cette forme particulière de l'équilibre nécessite cependant quelques développements mathématiques.

3.4 Transports latitudinaux d'énergie et de moment cinétique

Si on schématise la circulation atmosphérique terrestre en oubliant les variations saisonnières et les contrastes longitudinaux liés notamment à la présence de surfaces continentales et océaniques, on peut résumer le bilan d'énergie dans l'atmosphère de la façon suivante.

1. Dans les latitudes tropicales, où les effets de la rotation terrestre sont relativement faibles, la circulation de type Hadley, redistribue très efficacement l'énergie en latitude, ce qui résulte en des variations latitudinales relativement faibles de la température.
2. Vers 30 degrés de latitude, cette composante axi-symétrique devient très inefficace et les gradients latitudinaux de la température deviennent plus marqués. Des ondes planétaires se développent alors, forcées par l'instabilité barocline liée à l'inclinaison des iso- θ .

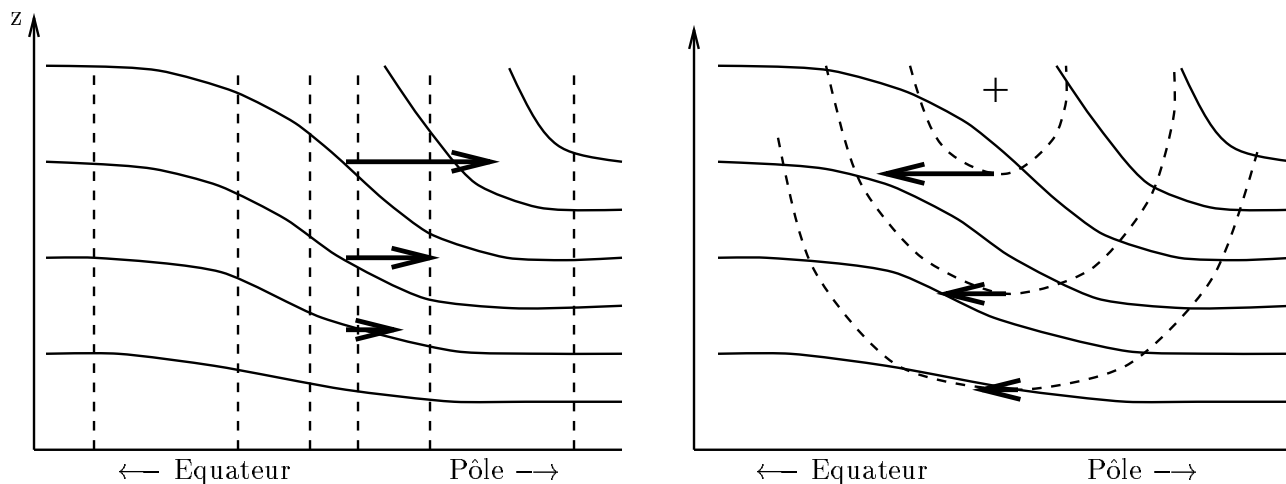


FIG. 10 – *Le vent gradient*

A gauche: en pointillés les isothermes et en traits plein les isobares correspondantes. Les flèches représentent la force de gradient de pression.

A droite: les mêmes isobares en trait pleins et les isocontours du vent gradient en pointillés, avec un maximum signalé par le signe +. Les flèches représentent la force centrifuge.

L'excédent d'énergie dans les régions tropicales est donc d'abord transporté vers les moyennes latitudes par la circulation de Hadley puis vers les latitudes plus élevées par les ondes baroclines et enfin renvoyé vers l'espace par le rayonnement thermique.

A ces transports d'énergie est associé un transport de moment cinétique. Si on regarde un champ de vent zonal moyen, près de la surface, on voit que les vents sont essentiellement d'est jusqu'à 30 degrés de part et d'autre de l'équateur. Dans toute cette région, l'atmosphère reçoit du moment cinétique de la planète par frottement des alizés. Dans les moyennes latitudes, ce moment cinétique est restitué à la planète par le frottement des vents d'ouest. La cellule de Hadley a un effet relativement faible dans le transport de moment cinétique en latitude, le transport vers les pôles dans la branche haute de la cellule étant compensé par un transport vers l'équateur près de la surface. Cependant, le transport de moment cinétique par la circulation de Hadley a un rôle essentiel en ce sens qu'il est responsable de la création de jets d'ouest très intenses qui, en creusant les gradients latitudinaux de température, produisent les conditions favorables au développement de l'instabilité barocline. Ce sont les ondes planétaires qui se chargent ensuite de transporter vers les plus hautes latitudes ce moment cinétique amené des surfaces équatoriales par la cellule de Hadley. Ce moment cinétique est finalement restitué à la planète dans les moyennes latitudes où les vents dominants sont d'ouest.

4 Bibliographie

Ouvrage d'introductions

Océans et Atmosphère, CHAPEL A., FIEUX M., JACQUES G., JACQUES J.M., LAVAL K., LETREUT H. , Synapses-Hachette Education, 1996

Climat d'Hier à Demain, JOUSSAUME S. , CNRS Edition-CEA, 1993

Le climat de la Terre, SADOURNY R., Dominos-Flammarion, 1994

Quand l'Océan se fâche, DUPLESSY J.C., Odile Jacob, 1996

L'Océan Planétaire, Science et Avenir, Hors Série 98, août-septembre 1994

Les Océans, MINSTER J.F., Dominos-Flammarion, 1994

Du côté des paléoclimatologues

Gros Temps sur la planète, MOREL P. ET DUPLESSY J.C., Odile Jacob, 1990

L'homme et le Climat, LABEYRIE J. , Point-Seuil

Note de cours

Introduction à la dynamique de l'atmosphère, de l'océan et du climat, MOREL P., Oceanis 18(3), Institut Océanographique, Paris, 1992