

COURS2
BILAN RADIATIF

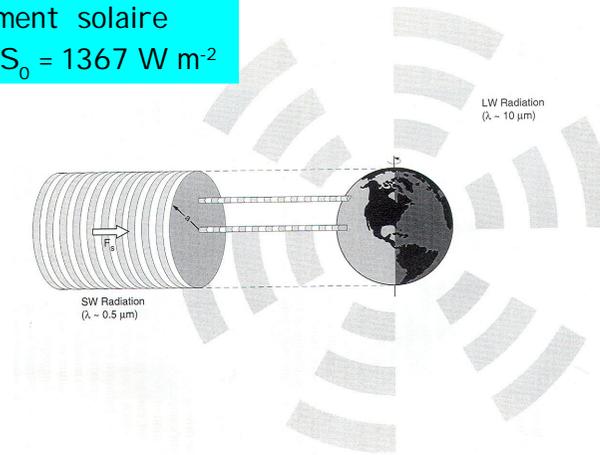
ENSEM

B. Legras, legras@lmd.ens.fr, <http://www.lmd.ens.fr/legras>

Version 2012

I.1 Flux solaire incident et rayonnement terrestre sortant

Rayonnement solaire incident $S_0 = 1367 \text{ W m}^{-2}$



La Terre éclairée par le Soleil et renvoyant l'énergie dans l'espace.

I Introduction

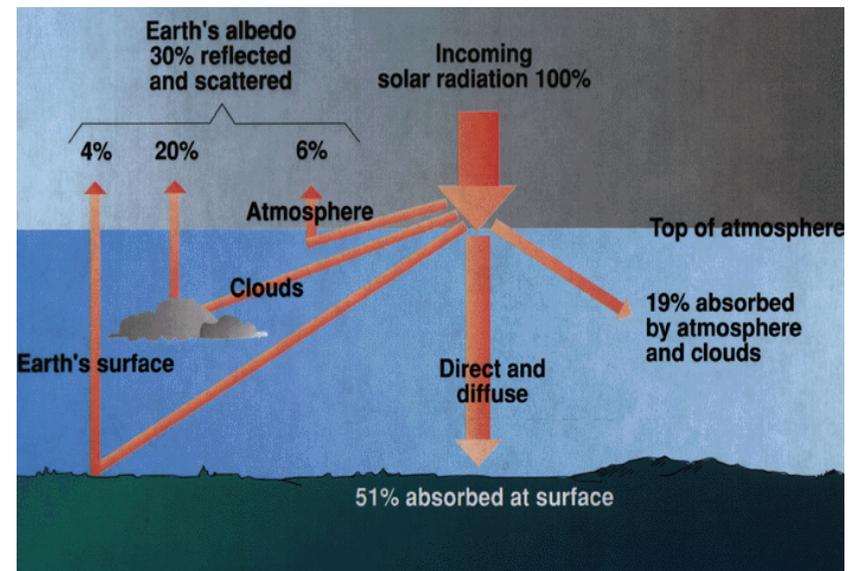
II Interactions du rayonnement avec la matière

III Le bilan radiatif de la Terre

IV Effet de serre

V Climatologie du bilan radiatif

I.2 Bilan du rayonnement incident sur la Terre



I Introduction

II Interactions du rayonnement avec la matière

III Absorption par les gaz. CO2

IV Effet de serre

V Climatologie du bilan radiatif

VI Effet des nuages

Principes physiques fondamentaux

L'interaction du rayonnement avec la matière provient du fait que la matière est composée de particules chargées en mouvement.

La théorie classique de l'électromagnétisme indique que toute particule chargée en mouvement accéléré émet ou absorbe du rayonnement. La théorie quantique indique que les particules émettent ou absorbent au cours de transitions entre états.

L'agitation thermique résultant du mouvement des molécules et de leur vibrations internes (comptabilisées dans C_p), elle se traduit aussi sous forme de rayonnement.

LOI DU CORPS NOIR

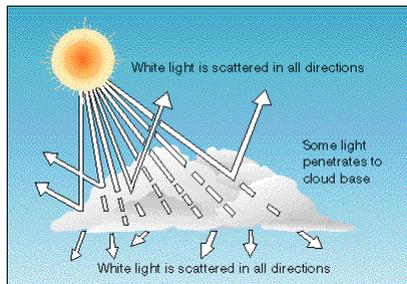
La loi du corps noir a été établie par Planck à partir de l'observation des propriétés radiatives de la matière portée à haute température. Cette loi a nécessité l'hypothèse que la matière ne peut absorber ou émettre du rayonnement à fréquence ν que par quantas $h\nu$.

Pour Planck, cette hypothèse n'était qu'un artifice de calcul. Einstein en 1905 démontra qu'elle avait une réalité physique en expliquant grâce à elle l'effet photoélectrique, démontrant la dualité onde-corpuscule de la lumière.

Dans l'hypothèse de Planck, le corps noir parfait est capable d'absorber de manière parfaite tout rayonnement incident quel que soit sa fréquence.

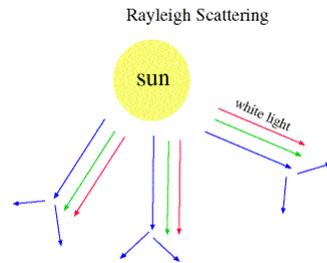
La théorie quantique enseigne que les états de la matière sont quantifiés et que les photons absorbés ou émis sont associés à des transitions entre ces états. Un corps réel est absorbant et émetteur pour un certain nombre (éventuellement très grand) de fréquences et de raies associées qui couvrent un certain domaine spectral. Lorsqu'un grand nombre d'atomes sont couplés, certains niveaux d'énergie (correspondant aux orbites électroniques les plus éloignées du noyau) deviennent continus sur un intervalle. D'autres effets (collision, Doppler) élargissent les raies. Ceci permet de remplir l'espace des fréquences et d'observer la loi du corps noir.

La loi de Kirchhoff indique qu'un corps est capable d'émettre de la lumière dans la même proportion où il peut l'absorber.



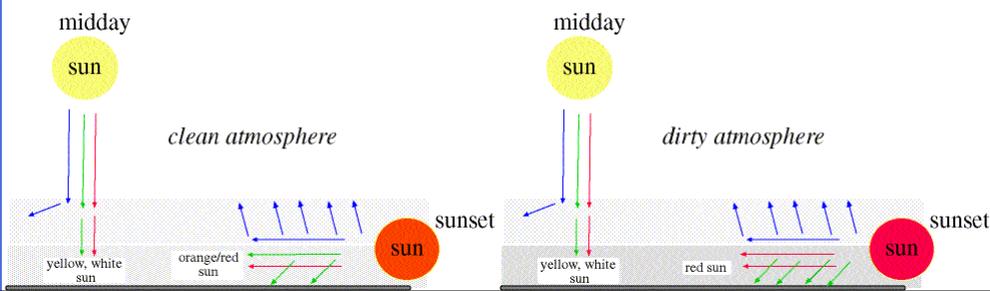
© 1988 Wadsworth Publishing Company/ITP

Diffusion de Lorenz-Mie pour les grosses particules (goutellettes) telles que $a > \lambda$. La puissance diffusée est indépendante de λ . (a: taille des particules diffusantes)La



Diffusion de Rayleigh pour les petites particules (molécules de gaz) telles que $a \ll \lambda$. La puissance diffusée varie $\sim 1/\lambda^4$.

Effets de diffusion de la lumière solaire



I Lois du corps noir à une température T

a) Loi de Planck

Radiance monochromatique par unité d'angle solide et par unité de surface pour un corps noir

$$B_{\lambda}(T) d\lambda = \frac{2hc^2}{\lambda^5 [\exp \frac{hc}{k\lambda T} - 1]} d\lambda$$

$h = 6,63 \cdot 10^{-34} \text{ J s}$ constante de Planck

$k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$ constante de Boltzmann

b) Loi de Stefan

$$B(T) = \int_0^{\infty} B_{\lambda}(T) d\lambda = \frac{\sigma}{\pi} T^4$$

$$\sigma = 5,670 \cdot 10^{-8} \text{ W m}^{-2}$$

En intégrant sur une demi-sphère d'angle solide

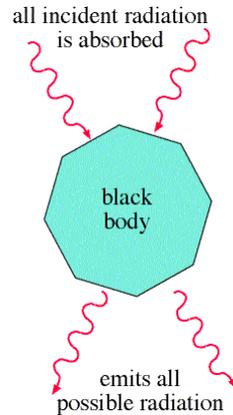
$$\iint B(T) \cos \theta d\omega =$$

$$\iint B(T) \sin \theta \cos \theta d\theta d\phi =$$

$$\pi B(T) = \sigma T^4$$

La loi du corps noir est valable pour un corps en équilibre thermodynamique:

- Au sens de la physique statistique, le macroétat qui maximise le nombre de microétats (entropie)
- Un état macroscopique qui, compte-tenu des contraintes extérieures fixées, n'évolue pas spontanément.
- Contre-exemple: le laser



Contributions des modes de vibration moléculaire au spectre électromagnétique

Photodissociation
ionisation
Transition électronique

Vibration et rotation $\lambda > 0.7 \mu\text{m}$

Rotation pour $\lambda > 20 \mu\text{m}$

Inversion du spin

Transition	Wavelength	Frequency	Energy
Change of Nuclear Configuration	10^8 m	3×10^{16} Hz	10^9 J
Change of Electron Distribution	10^6 m	3×10^8 Hz	10^7 J
Change of Configuration	10^4 m	3×10^4 Hz	10^5 J
Change of Orientation	10^2 m	3×10^2 Hz	10^3 J
Change of Spin	10^0 m	3×10^0 Hz	10^1 J

Dans les domaines UV jusqu'aux micro-ondes:

Les longueurs d'onde plus petites (hautes fréquences) interagissent avec les particules plus légères (électrons).

Les plus basses fréquences interagissent avec la structure moléculaire (vibration, rotation).

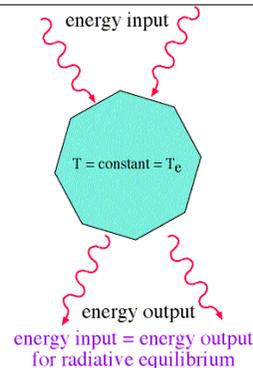
c) Loi de Wien

$$\lambda_{max} T = A = 2898 \mu\text{m K}$$

surface de la Terre $T = 288\text{K}$ $\lambda_{max} = 9,9 \mu\text{m}$

sommet de la troposphère $T = 255\text{K}$ $\lambda_{max} = 11,3 \mu\text{m}$

surface du Soleil $T = 6110\text{K}$ $\lambda_{max} = 0,47 \mu\text{m}$



II Loi de Kirchhoff pour les corps réels

a_{λ} absorption, propriété caractéristique du corps
Pour tout corps à l'équilibre thermodynamique, l'émissivité est

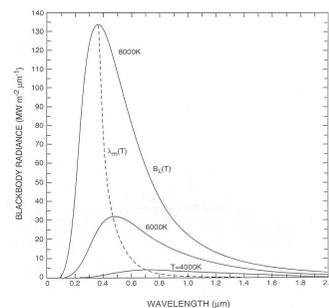
$$I_{\lambda}(T) = a_{\lambda} B_{\lambda}(T)$$

Pour un corps noir $a_{\lambda} = 1$ et $I_{\lambda}(T) = B_{\lambda}(T)$

Pour un corps réel $a_{\lambda} < 1$ et $I_{\lambda}(T) < B_{\lambda}(T)$

Tout absorbant sélectif est un émetteur sélectif

L'émission à une certaine température est déterminée séparément par les propriétés du corps décrites par a_{λ} et la température $B_{\lambda}(T)$



I Introduction

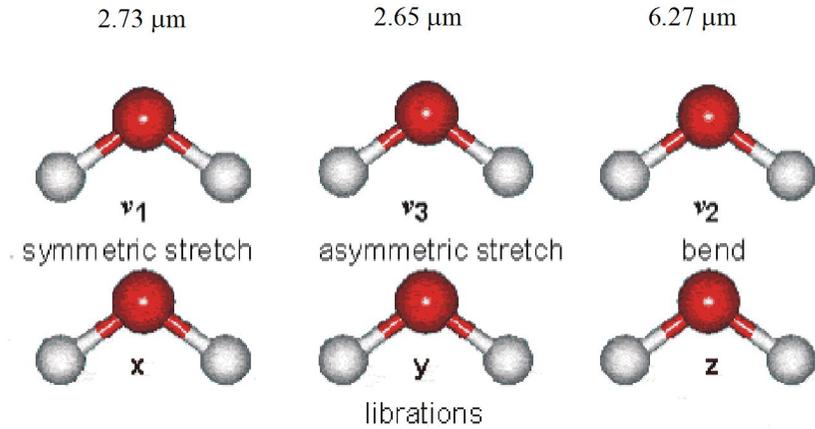
II Interactions du rayonnement avec la matière

III Absorption par les gaz. CO2

IV Effet de serre

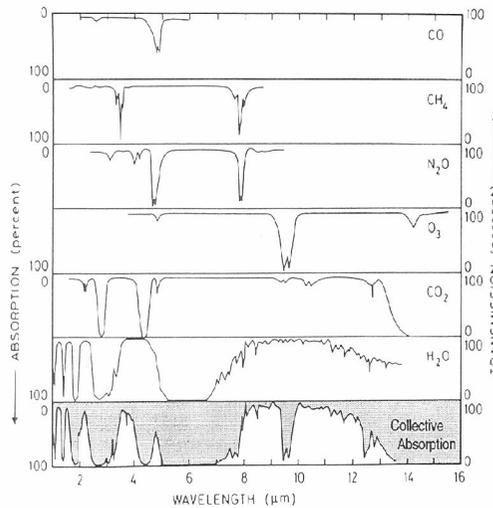
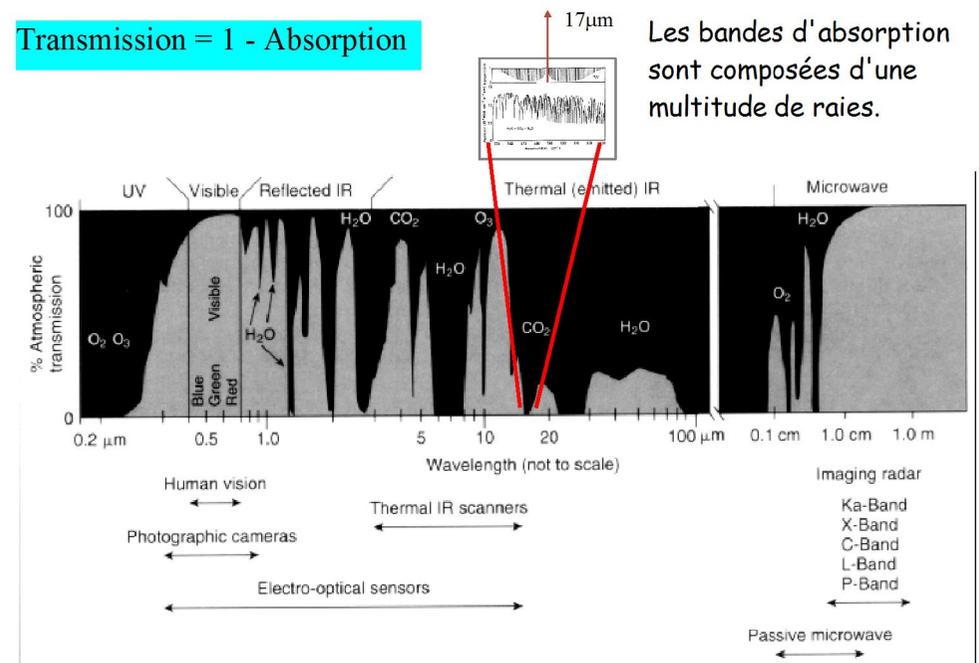
V Climatologie du bilan radiatif

Modes de vibration-rotation de la molécule de H2O

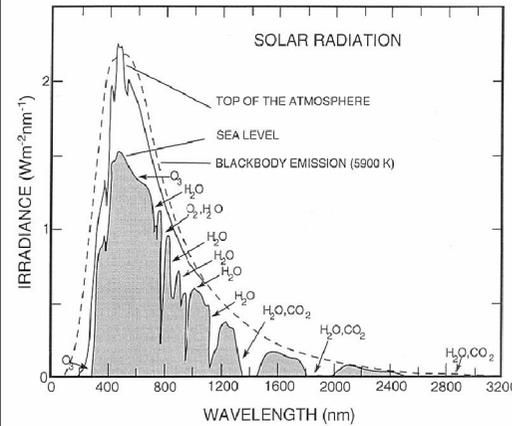
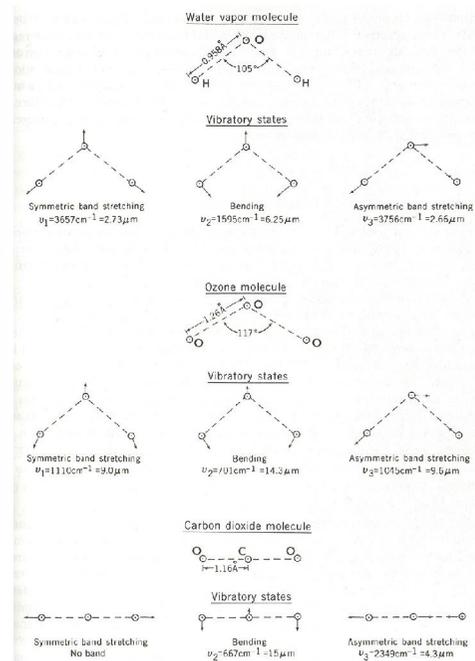


Yield to many transitions and hence many absorption lines all over the spectrum

Transmission = 1 - Absorption



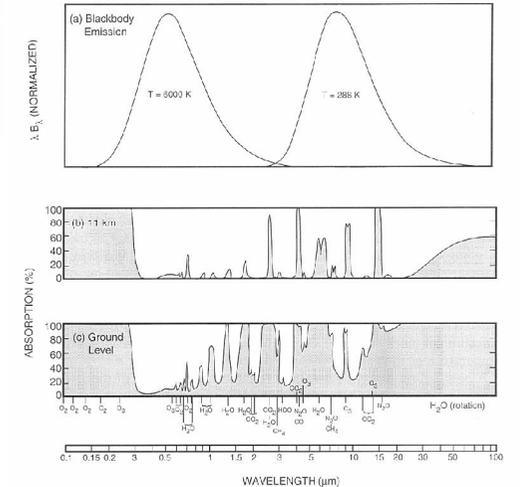
Absorption par les molécules présentes dans l'atmosphère



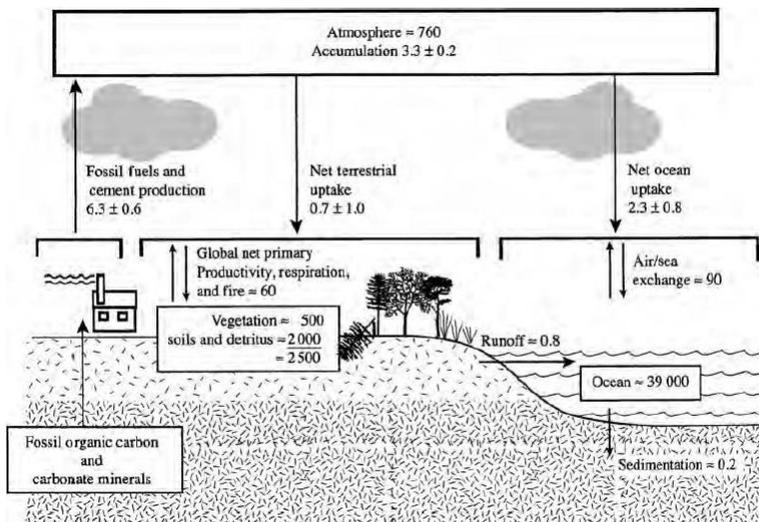
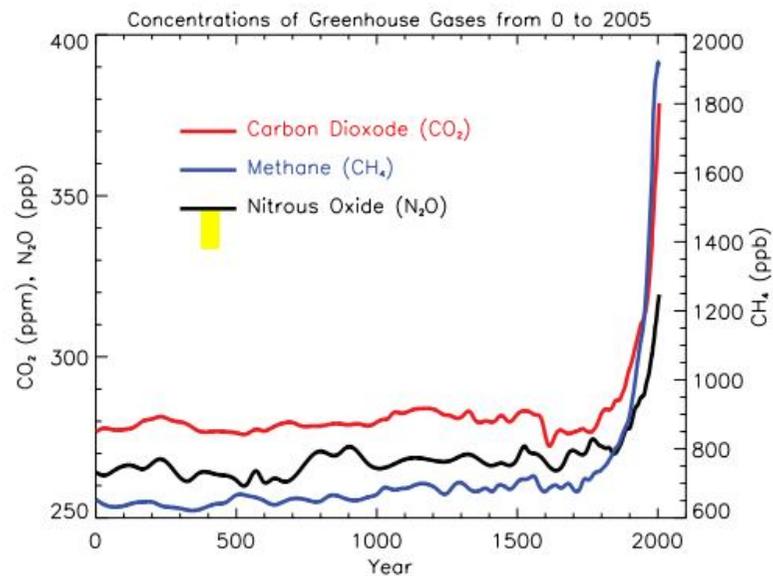
Spectre solaire au sol

Absorption de l'atmosphère et comparaison des spectres du corps noir terrestre et solaire

- domaines spectraux disjoints
- l'atmosphère est transparente pour une bonne part du rayonnement visible, fenêtre vers 10 μm dans l'IR en l'absence de nuages



Augmentation des gaz à effet de serre

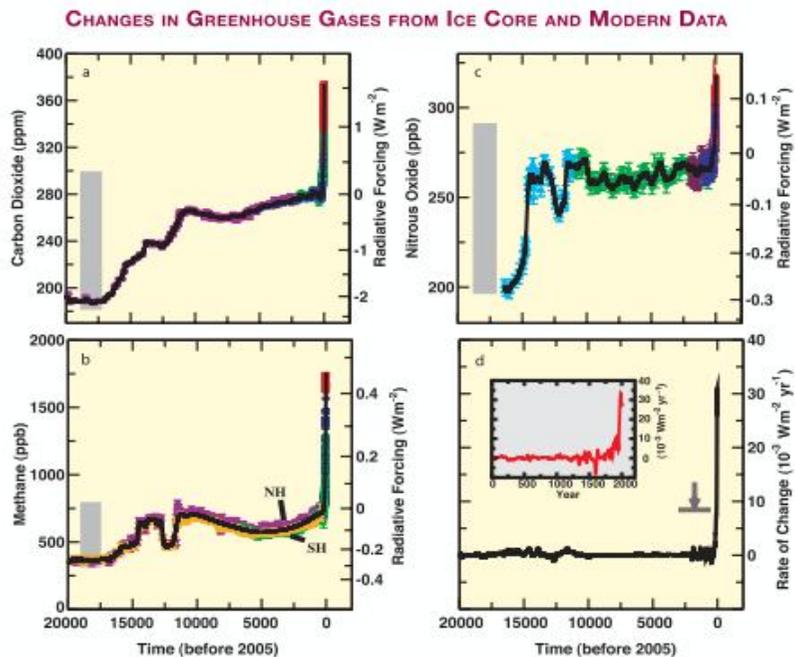


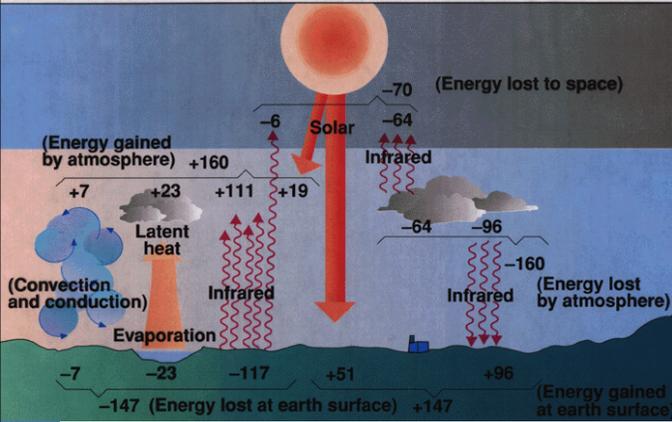
Echanges de carbone

Houghton, 2004

L'origine anthropique de ces variations ne fait pas de doutes

- I Introduction
- II Interactions du rayonnement avec la matière
- III Absorption par les gaz. CO2
- IV Effet de serre
- V Climatologie du bilan radiatif



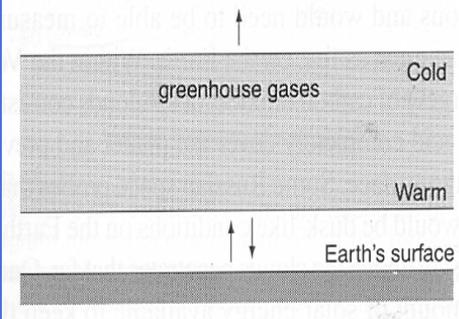
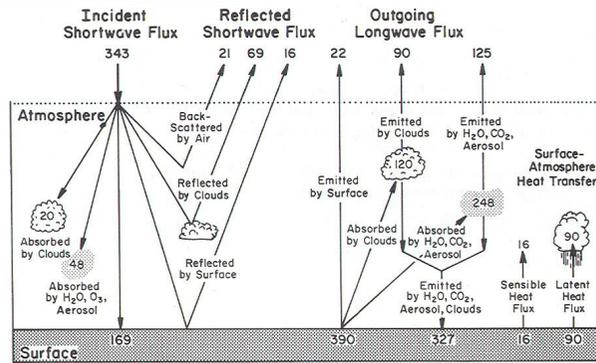


(en %)

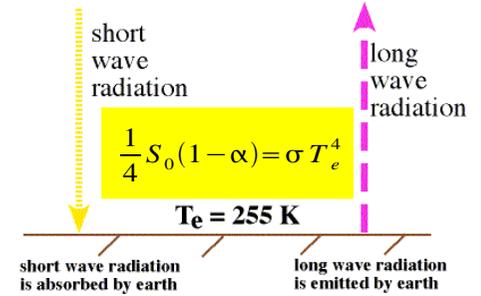
Bilan radiatif global

Rayonnement incident dans le visible
Rayonnement émis dans l'IR

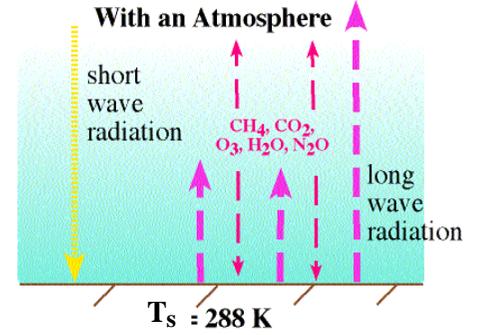
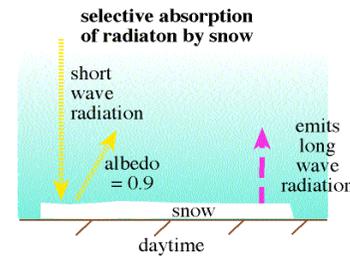
(en W/m²)



No Atmosphere Case



Effet de serre



21

23

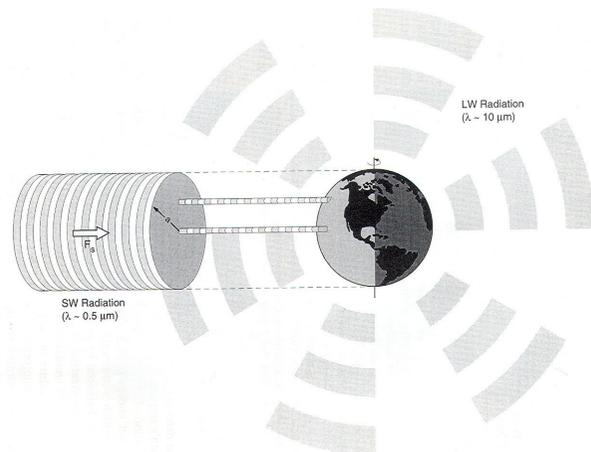
Albédo $\alpha = 0,3$

En l'absence d'effet de serre

$$\frac{1}{4} S_0 (1 - \alpha) = \sigma T_e^4$$

Température de la surface $T_e = 255 \text{ K}$

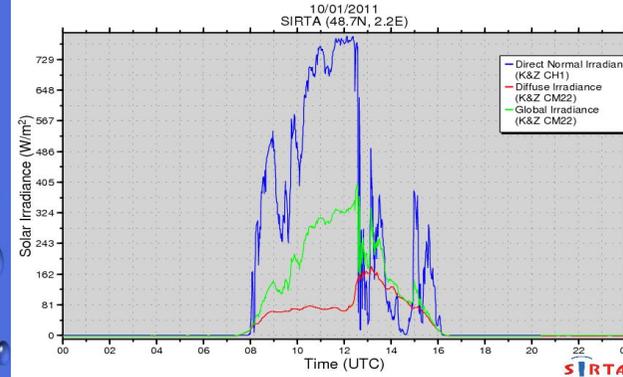
Rayonnement solaire incident $S_0 = 1367 \text{ W m}^{-2}$



22

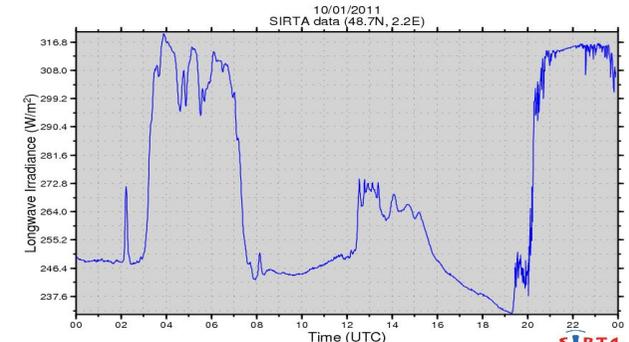
23

Surface Downwelling Solar Irradiance



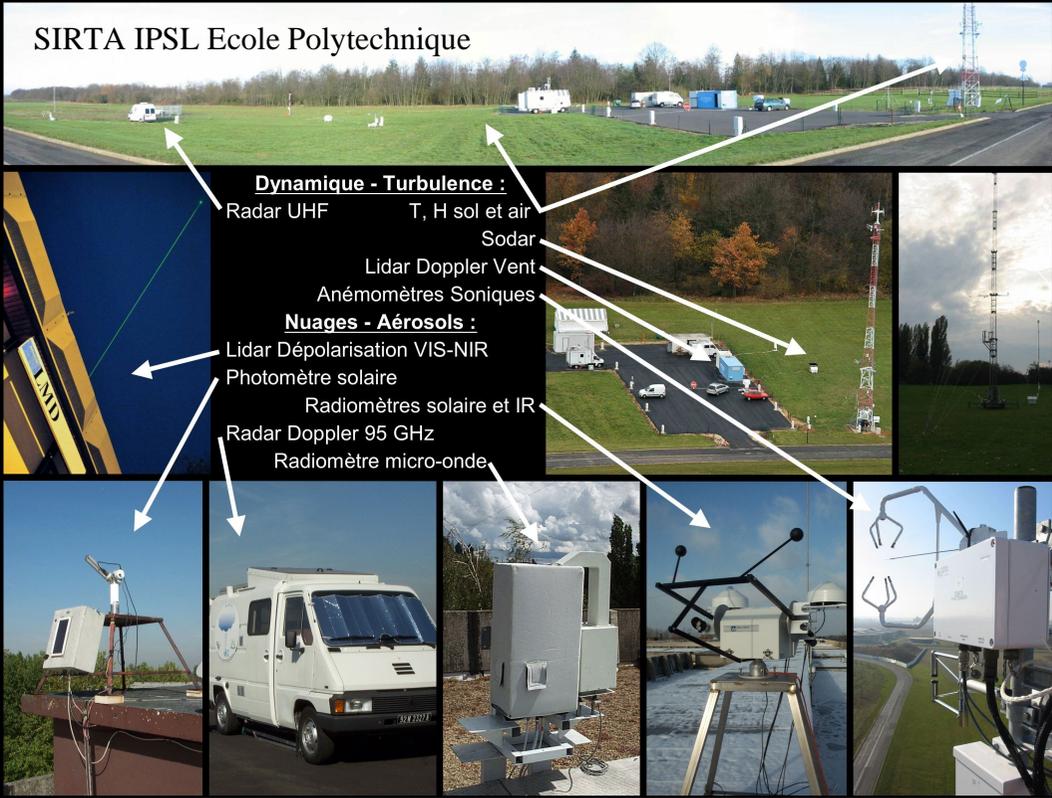
Mesure de l'irradiance solaire au SIRT A

Surface Downwelling Longwave Irradiance



Mesure du flux infra-rouge descendant au SIRT A

24



Sensibilité du climat et rétroactions

Cas simple, atmosphère à une couche $\sigma T_s^4 = \frac{2\phi}{2-\epsilon}$
 avec l'absorption $\epsilon = \epsilon_{CO_2} + \epsilon_{H_2O}$ et $\phi = 241 \text{ W m}^{-2}$, le flux solaire incident.
 ϵ_{CO_2} est fixé et dépend des émissions alors que ϵ_{H_2O} dépend de la température

On écrit $\delta\epsilon = \delta\epsilon_{CO_2} + \frac{d\epsilon_{H_2O}}{dT_s} \delta T_s$

Ainsi

$$\frac{2\phi}{(2-\epsilon)^2} (\delta\epsilon_{CO_2} + \frac{d\epsilon_{H_2O}}{dT_s} \delta T_s) = 4\sigma T_s^3 \delta T_s$$

$$\frac{2\phi}{(2-\epsilon)^2} \delta\epsilon_{CO_2} = \left(4\sigma T_s^3 - \frac{2\phi}{(2-\epsilon)^2} \frac{d\epsilon_{H_2O}}{dT_s} \right) \delta T_s$$

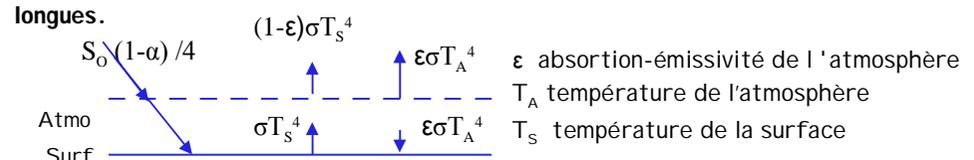
« Vrai » calcul:

3.7 W/m² pour un doublement du CO₂ 3.2 W/m²/K 1.5 W/m²/K
 Avec Γ et RH constants.

La sensibilité passe donc de 3.2 W/m²/K à 1,7 W/m²/K, et le réchauffement de 1,2 à 2,2 °C.

Différence entre les températures d'émission et de la surface: effet de serre

Considérons une atmosphère qui soit transparente au rayonnement solaire incident et qui se comporte comme un corps gris isotherme dans les ondes longues.



Bilan au sommet de l'atmosphère: $\frac{S_0}{4}(1-\alpha) - (1-\epsilon)\sigma T_s^4 - \epsilon\sigma T_A^4 = 0$

Bilan de l'atmosphère: $\epsilon\sigma T_s^4 - 2\epsilon\sigma T_A^4 = 0$

Bilan de la surface: $\frac{S_0}{4}(1-\alpha) + \epsilon\sigma T_A^4 - \sigma T_s^4 = 0$

$$T_s = \left(\frac{S_0(1-\alpha)}{2\sigma(2-\epsilon)} \right)^{1/4} = T_e \left(\frac{2}{2-\epsilon} \right)^{1/4}$$

Pour la Terre: $T_e=255^\circ\text{K}$, $T_s=303^\circ\text{K} = +30^\circ\text{C}$,
 La différence est due à "l'effet de serre": absorption du rayonnement thermique par l'atmosphère
 La surface est réchauffée par la présence de l'atmosphère.

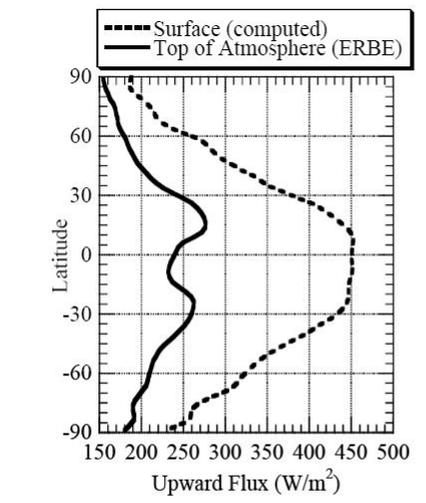


Figure 3.7: The Earth's observed zonal-mean OLR for January, 1986. The observations were taken by satellite instruments during the Earth Radiation Budget Experiment (ERBE), and are averaged along latitude circles. The figure also shows the radiation that would be emitted to space by the surface (σT_s^4) if the atmosphere were transparent to infrared radiation.

Transfert radiatif dans une atmosphère 'grise' dans l'IR

Propagation selon une direction particulière
Absorption par un élément de colonne d'air

$$dI = -\kappa I \rho dz$$

où κ est le coefficient d'absorption par unité de masse et de longueur.

D'où, entre O et A

$$I = I_0 \exp\left(-\int_0^A \kappa \rho dz\right) = t I_0$$

où t est la transmission.

On définit l'épaisseur optique τ entre O et A.

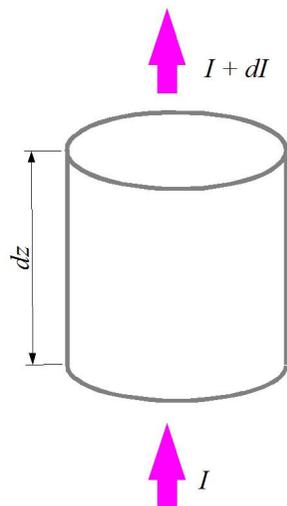
$$\tau = \int_0^A \kappa \rho dz \text{ d'où } I = I_0 e^{-\tau}$$

L'émission est le produit de l'émissivité du corps noir par l'absorption de la colonne $E = \kappa \rho dz \times B$ avec $B = \pi^{-1} \sigma T^4$

L'équation du transfert radiatif est

$$dI = -I \kappa \rho dz + B \kappa \rho dz$$

$$\frac{dI}{d\tau} = -I + B$$



29

Loi du corps noir

$$B(T) = \pi^{-1} \sigma T^4$$

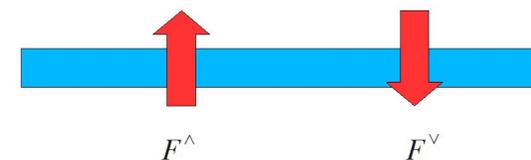
Épaisseur optique

$$d\tau = \kappa \rho dl$$

Absorption (m^2/kg)

Dépend de ν, T, p

(dépendance en ν ici négligée)



Equation pour les flux montants et descendants

(diffusion négligeable en IR thermique)

en utilisant τ comme coordonnée et en appliquant la loi de Kirchhoff

$$\frac{dF^{\wedge}}{d\tau} = -F^{\wedge} + \pi B(T, \nu)$$

$$\frac{dF^{\vee}}{d\tau} = F^{\vee} - \pi B(T, \nu)$$

Sommet
 $z = \infty, \tau = \tau_{\infty}$

z, τ

Sol
 $z = 0, \tau = 0$

Solution

$$F^{\wedge}(\tau) = \sigma T_s^4 e^{-\tau} + \int_0^{\tau} \sigma T^4(\tau') e^{-\tau+\tau'} d\tau'$$

$$F^{\vee}(\tau) = \int_{\tau}^{\tau_{\infty}} \sigma T^4(\tau') e^{-\tau'+\tau} d\tau'$$

Flux sortant au sommet de l'atmosphère

$$OLR = \sigma T_s^4 e^{-\tau_{\infty}} + \int_0^{\tau_{\infty}} \sigma T^4(\tau') e^{-\tau_{\infty}+\tau'} d\tau'$$

Pour la Terre $\tau_{\infty} \approx 4$, pour Vénus $\tau_{\infty} \approx 80$

31

On considère maintenant F^{\wedge} et F^{\vee} les flux les flux montants et descendants

$$F^{\wedge} = \int_{\text{hémisphère supérieur}} I(\theta) \cos \theta d\omega$$

$$F^{\vee} = \int_{\text{hémisphère supérieur}} I(\theta) \cos \theta d\omega$$

On peut montrer (admis ou voir Salby) que la loi du transfert radiatif 1D est valable si on remplace I par F^{\wedge} ou F^{\vee} à condition de remplacer dz par $5/3 dz$ et B par πB .

(l'argument est fondé sur le profil des raies et le fait qu'elles sont saturées en leur centre et transmettent par leurs ailes). Ainsi :

$$\frac{dF^{\wedge}}{d\tau} = -F^{\wedge} + \pi B$$

$$\frac{dF^{\vee}}{d\tau} = F^{\vee} - \pi B$$

Avec

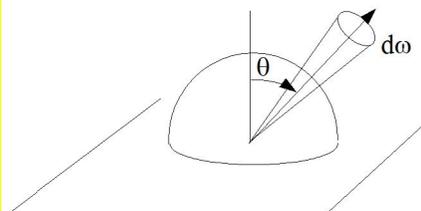
$$\tau = \int_0^z \frac{5}{3} \kappa \rho dz'$$

En régime stationnaire, purement radiatif

$F^{\wedge} - F^{\vee} = \phi$, flux IR sortant, aussi égal au flux visible entrant $S_0(1-A)/4$.

En régime non stationnaire, $\frac{dF^{\wedge}}{dz} - \frac{dF^{\vee}}{dz} = -\rho C_p \frac{dT}{dt}$

ATMOSPHERE EN PUR EQUILIBRE RADIATIF



On définit aussi la *profondeur optique* χ . Elle est par convention comptée le sommet de l'atmosphère :

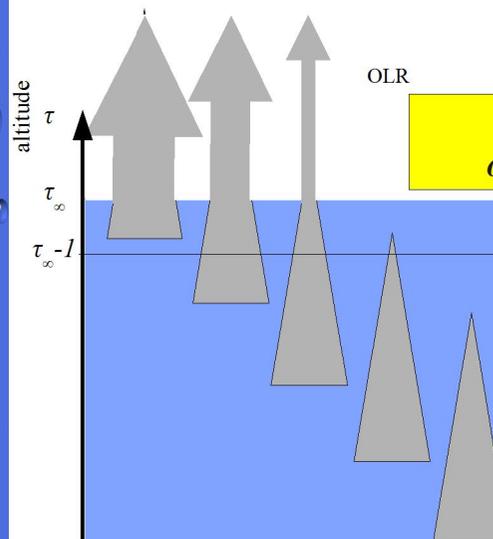
$$\chi = -\int_{\infty}^z \frac{5}{3} \kappa \rho dz'$$

Par définition

$$\chi_s = \tau_{\infty}$$

$$\chi = \chi_s - \tau$$

Altitude d'émission



$$F^{\wedge} = \sigma T_s^4 e^{-\tau} + \int_0^{\tau} \sigma T^4(\tau') e^{-\tau+\tau'} d\tau'$$

$$OLR = \sigma T_s^4 e^{-\tau_{\infty}} + \int_0^{\tau_{\infty}} \sigma T^4(\tau') e^{-\tau_{\infty}+\tau'} d\tau'$$

Le rayonnement IR émis par les couches les plus basses est principalement absorbé. Le rayonnement ne sort que s'il est émis depuis des couches de profondeur optique assez faible. Conventionnellement, on définit le niveau d'émission comme celui pour lequel

$$\chi = \tau - \tau_{\infty} = 1$$

30

32

Cas d'une atmosphère isotherme à la même température que le sol

$$OLR = \sigma T_s^4 e^{-\tau_\infty} + \int_0^{\tau_\infty} \sigma T_s^4 e^{-\tau_\infty + \tau'} d\tau' = \sigma T_s^4$$

Dans ce cas, l'émission IR vers l'espace est la même que celle qui aurait lieu en l'absence d'absorption dans l'atmosphère.

Il n'y a pas d'effet de serre pour une atmosphère isotherme à la même température que le sol.

En réalité, l'atmosphère n'est pas isotherme. La température décroît avec l'altitude jusqu'à la tropopause.

dT/dz proche d'une adiabatique humide dans les régions tropicales,

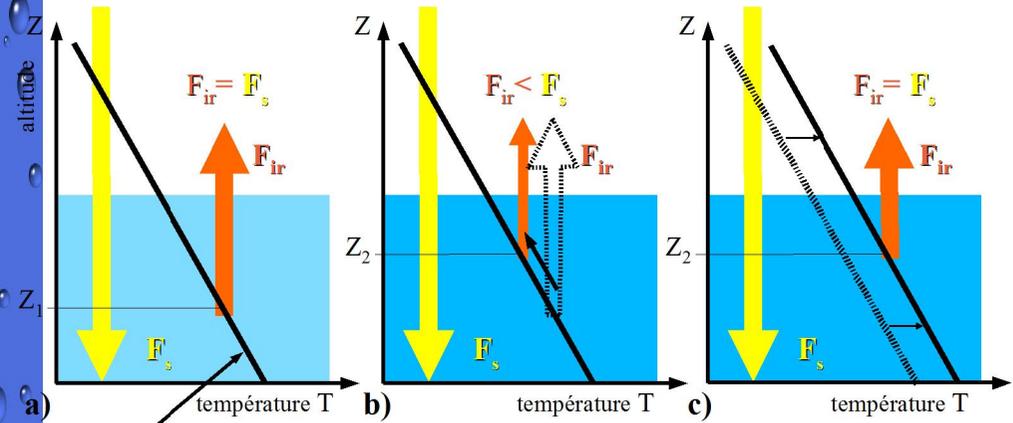
$dT/dz \approx -6,5K/km$.

33

Effet de serre dans une atmosphère stratifiée.

Rayonnement solaire net F_s

Rayonnement IR sortant F_{ir}



a) dT/dz fixé par convection

b) GES (CO_2) augmente, Z_e augmente, T_e diminue: Rayonnement sortant plus faible.

c) $T(z)$ augmente: Retour à l'équilibre

Dufresnes, 2010

35

Cas d'une atmosphère avec un profil $T = T_s (p/p_s)^\gamma$ et d'absorption uniforme sur le domaine IR (atmosphère grise)

En utilisant la relation hydrostatique $d\tau = \frac{-\kappa}{g} dp$

soit, avec $\chi = \tau_\infty - \tau$: $T = T_s \left(\frac{\chi}{\tau_\infty}\right)^\gamma$

$$OLR = \sigma T_s^4 e^{-\tau_\infty} + \sigma T_s^4 \int_0^{\tau_\infty} \left(\frac{\chi}{\tau_\infty}\right)^{4\gamma} e^{-\chi} d\chi$$

$$OLR = \sigma T_s^4 \left(e^{-\tau_\infty} + \frac{\Gamma(1+4\gamma, 0) - \Gamma(1+4\gamma, \tau_\infty)}{4\gamma} \tau_\infty^{-4\gamma} \right)$$

Pour τ_∞ grand: $T_s = \left(\frac{S_0}{4\sigma} (1-\alpha) \right)^{1/4} \frac{\Gamma(1+4\gamma, 0)^{1/4}}{\tau_\infty^\gamma}$

OLR/σ Effet de serre

L'effet de serre croît avec l'épaisseur optique et dépend du profil de température. Si l'absorption varie en $\kappa = \kappa_s (p/p_s)^m$ (élargissement des raies en fonction de la pression), alors remplacer γ par $\gamma/(1+m)$ dans la dernière formule.

34

Effet de serre dans une atmosphère en pur équilibre radiatif

Si $\psi = F^\wedge + F^\vee$ et $\phi = F^\wedge - F^\vee$

alors $\frac{d\psi}{d\chi} = \phi$ et $\frac{d\phi}{d\chi} = \psi - 2\pi B$.

En stationnaire: $\frac{d\phi}{d\chi} = 0$,

d'où $\psi = 2\pi B$ avec $B = \frac{\phi}{2\pi} \chi + cste$

Au sommet de l'atmosphère, $F^\vee = 0$ (le flux radiatif IR entrant est négligeable).

$\rightarrow \psi(\chi=0) = \phi$ et $B = \frac{\phi}{2\pi} (\chi+1)$.

De même:

$F^\wedge = \frac{\phi}{2} (\chi+2)$ et $F^\vee = \frac{\phi}{2} \chi$,

et la température de l'atmosphère est

$$T = \left(\frac{\phi}{2\sigma} (\chi+1) \right)^{1/4}$$

Au sol ($\chi = \chi_s$)

$F^\wedge(\chi_s) = \frac{\phi}{2} (\chi_s + 2) = \pi B(\chi_s) + \frac{\phi}{2} = \pi B_s$

où $\pi B_s = \sigma T_s^4$ est l'émissivité du sol.

Effet de serre

$$\pi B_s = \frac{\phi}{2} (\chi_s + 2) = \sigma T_s^4$$

$\chi_s = 0$: pas d'effet de serre.

Terre $\chi_s = 4 \rightarrow T_s \approx 336K$

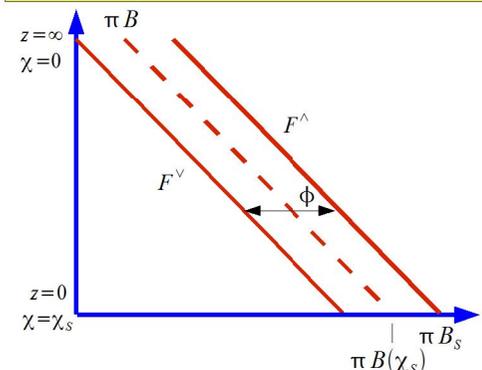
pour $z \rightarrow \infty$, T tend vers $T_e = 215K$,

température de peau

Notez

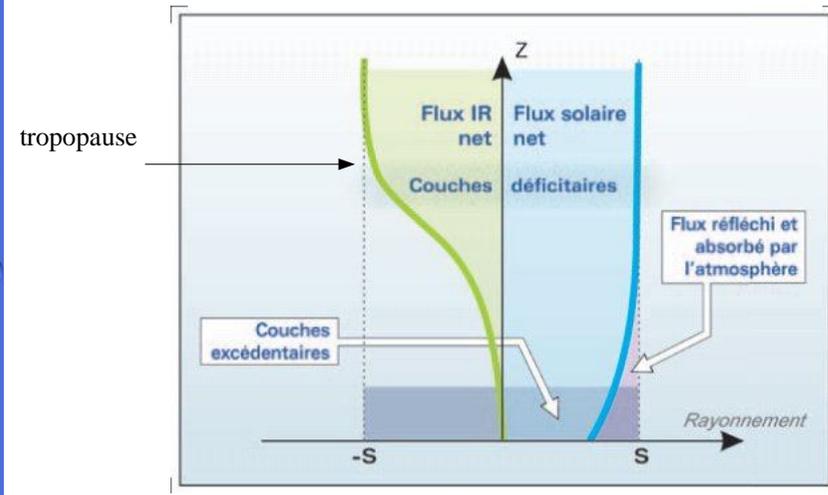
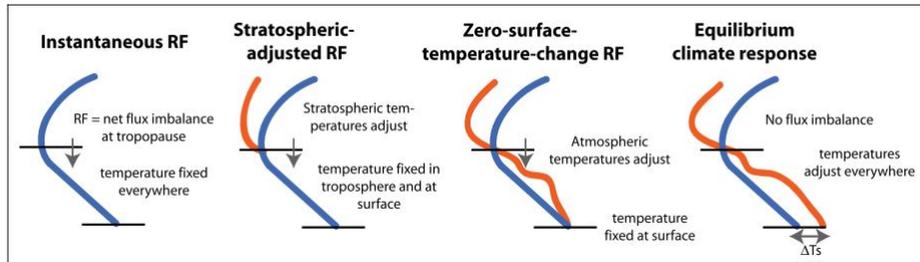
- la température du sol est plus élevée que celle de l'air à la surface.

- la température de peau est inférieure à 255K température de corps noir pour la Terre

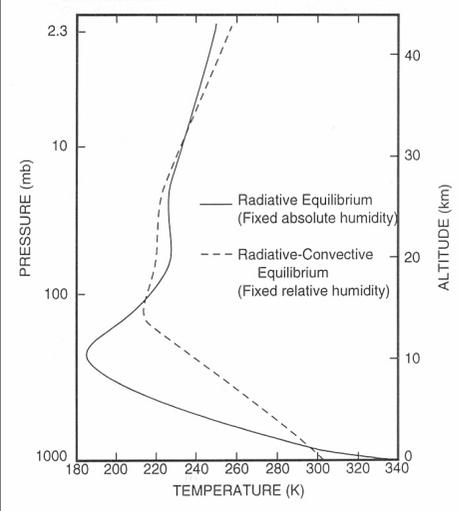


36

Calcul du forçage radiatif additionnel impliqué par une variation de la concentration de l'atmosphère en gaz à effet de serre

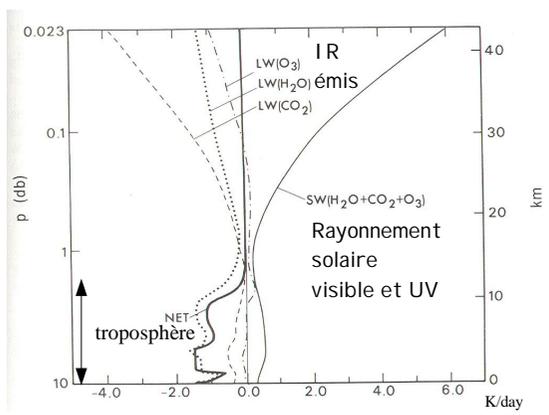


L'atmosphère réelle n'est pas en équilibre radiatif en dessous de la tropopause. Le flux montant d'énergie est assuré dans les basses couches par le transport convectif (de chaleur latente essentiellement)



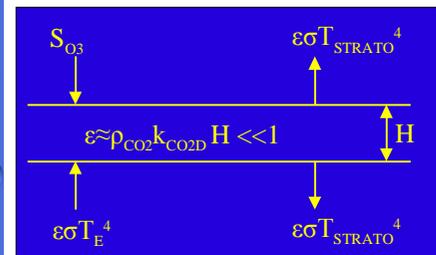
La stratosphère est en équilibre radiatif (essentiellement absorption UV par O3 et émission IR par CO2). Dans toute la troposphère, le bilan radiatif est négatif, il y a transport vertical de chaleur par convection depuis le sol pour compenser.

Contribution des principaux gaz à l'équilibre radiatif



Equilibre radiatif et équilibre radiatif-convectif calculés en tenant compte des bandes d'absorption des composés de l'air

Refroidissement de la stratosphère quand la concentration de CO_2 augmente
 La stratosphère est en équilibre radiatif pur où l'absorption des ondes courtes (principalement due à l'ozone) est compensée par l'émission ondes longues vers l'espace et vers la troposphère (principalement due au CO_2).



A l'équilibre:

$$S_{O_3} + \epsilon \sigma T_E^4 = 2 \epsilon \sigma T_{STRATO}^4$$

Donc

$$T_{STRATO} = \left(\frac{S_{O_3} + \sigma T_E^4}{2 \epsilon} \right)^{1/4}$$

Si la concentration de CO_2 augmente, alors $\epsilon \approx \rho_{CO_2} k_{CO_2} H$, augmente.

En supposant :

- (1) que la concentration d'ozone reste constante,
 - (2) que l'albédo planétaire reste constant (donc T_E aussi)
- alors T_{STRATO} diminue.

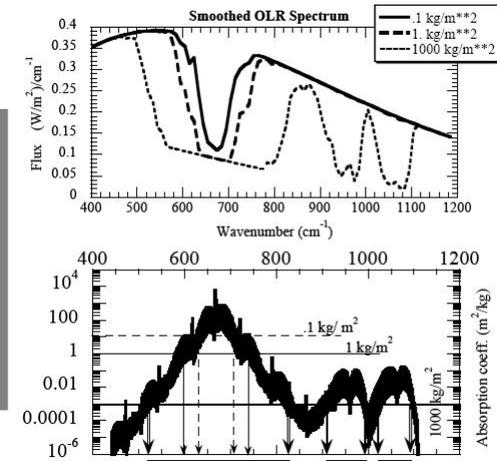
Effet de serre = réchauffement des couches inférieures et refroidissement des couches supérieures.

Le profil de température dans la troposphère n'est pas pas déterminé par les échanges radiatifs. Il est fixé par le brassage par les perturbations météorologiques et la convection nuageuse.

La température de surface est sensible au flux radiatif à la tropopause plutôt qu'au flux radiatif à la surface.

Le flux radiatif net (absorbé - émis) à la surface détermine les échanges entre la surface et l'atmosphère → contrôle et limite l'évaporation.

La croissance de l'absorption du CO2 est logarithmique en fonction de la concentration. Heureusement ! Effet de la stratification et de la forme des raies.

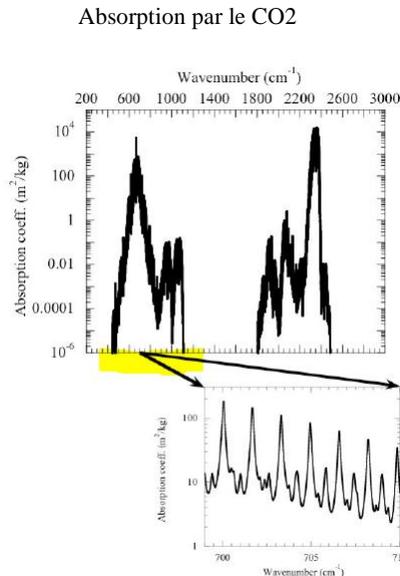


Pour 300 ppmv de CO2, uniformément distribué, on a 3kg/m²

Figure 4.12: Lower panel: The absorption coefficient for CO2 at 1 bar and 300K, in the wavenumber range of interest for Earthlike and Marslike planets. The horizontal lines show the wavenumber range within which the optical thickness exceeds unity for CO2 paths of 1, 1 and 1000 kg/m². Upper panel: The corresponding OLR for the three path values, computed for the same temperature profiles as in Figure 4.5. The OLR has been averaged over bands of width 10 cm⁻¹.

Note: pour des gaz mineurs comme les CFC, où la saturation n'est pas atteinte, la croissance est linéaire

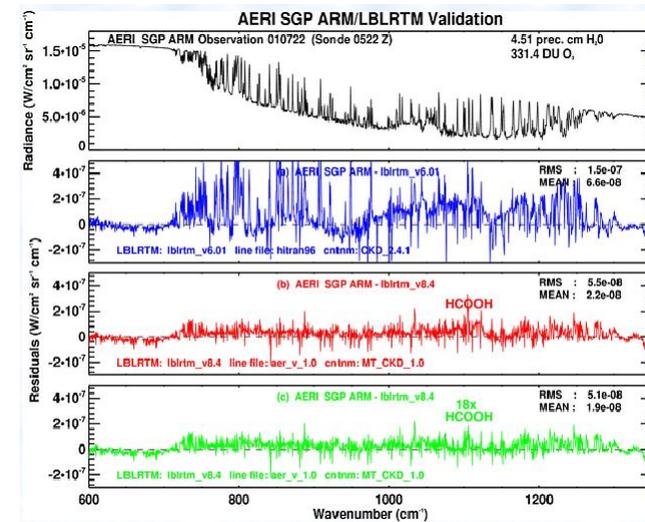
Effets de la forme du spectre d'absorption dans l'effet de serre



Elargissement des raies par collision et par effet Doppler
Profils de Lorentz et Voigt.

$\kappa = 10 \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1}$ conduit à une profondeur d'absorption de 200m à 1000 hPa

Figure 4.7: The absorption coefficient vs. wavenumber for pure CO2 at a temperature of 293K and pressure of 10⁵Pa. This graph is not the result of a measurement by a single instrument, but is synthesized from absorption data from a large number of laboratory measurements of spectral features, supplemented by theoretical calculations. The inset shows the detailed wavenumber dependence in a selected spectral region.

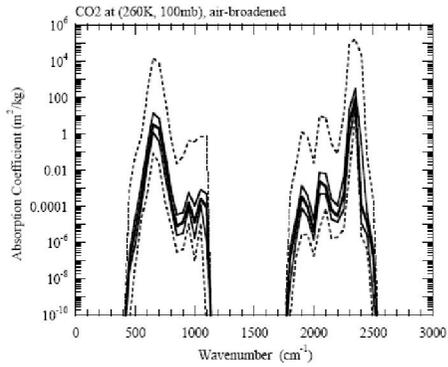


Résidu avec HITRAN96

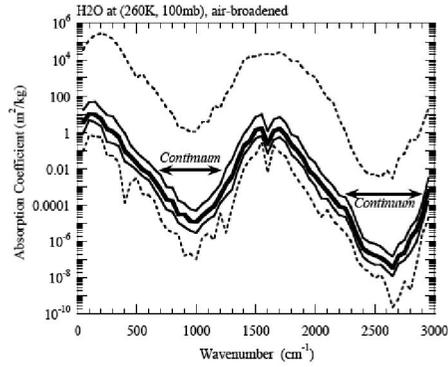
Résidu avec HITRAN2000 + modélisation du continuum

Comparaison modèle radiatif ligne à ligne et mesures spectroscopiques du flux thermique descendant. Cas ciel clair de la station ARM Great Plains (Utah).

CO2

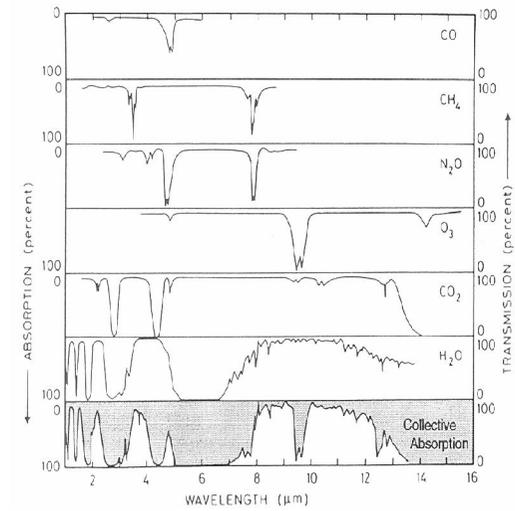


H2O



Contrairement au gaz carbonique, la vapeur d'eau est en quantité très variable dans l'atmosphère. 25 kg/m2 en moyenne, variable de 5 à 50 kg/m2 selon la altitude. 35g/kg en région tropicale au sol, 150 fois plus abondante que CO2 4-6 ppmv à la tropopause tropicale (17,5 km, 100 hPa, T=200K) et dans la stratosphère, 50 fois moins abondante que CO2

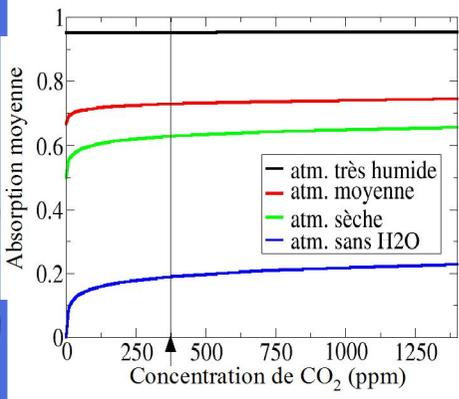
Absorption combinée des gaz atmosphériques



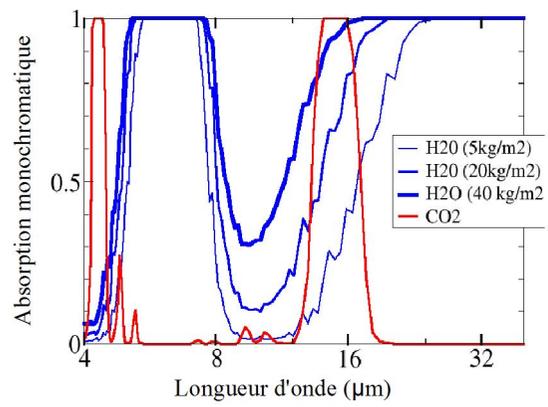
46

48

Absorption de l'atmosphère **moyennée** sur le domaine infra-rouge en fonction du CO₂, pour différentes valeurs de H₂O



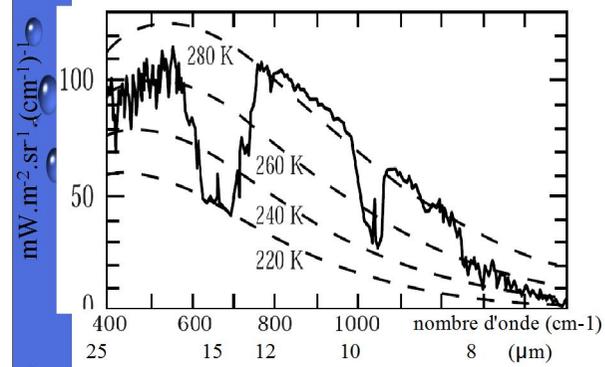
Absorption monochromatique de l'atmosphère due au CO₂ et à H₂O, pour différentes concentrations de H₂O



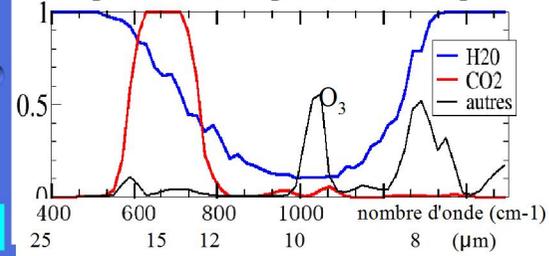
47

Rayonnement émis par la Terre et l'atmosphère

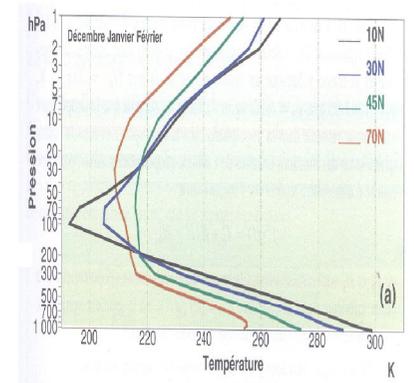
Spectre infra-rouge observé par satellite



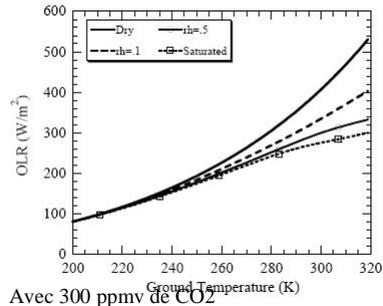
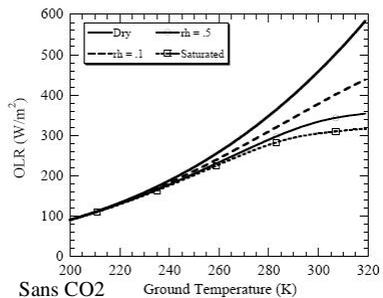
Spectre d'absorption de l'atmosphère



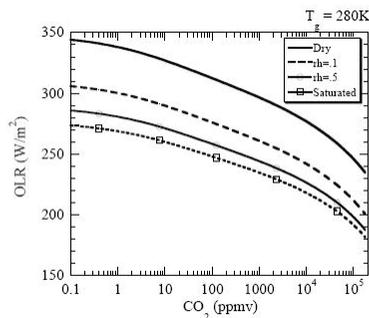
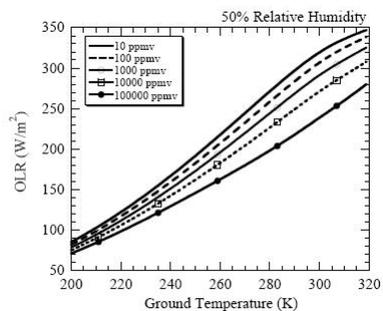
Profils verticaux de température



49



OLR avec RH=50% et différentes valeurs de CO2



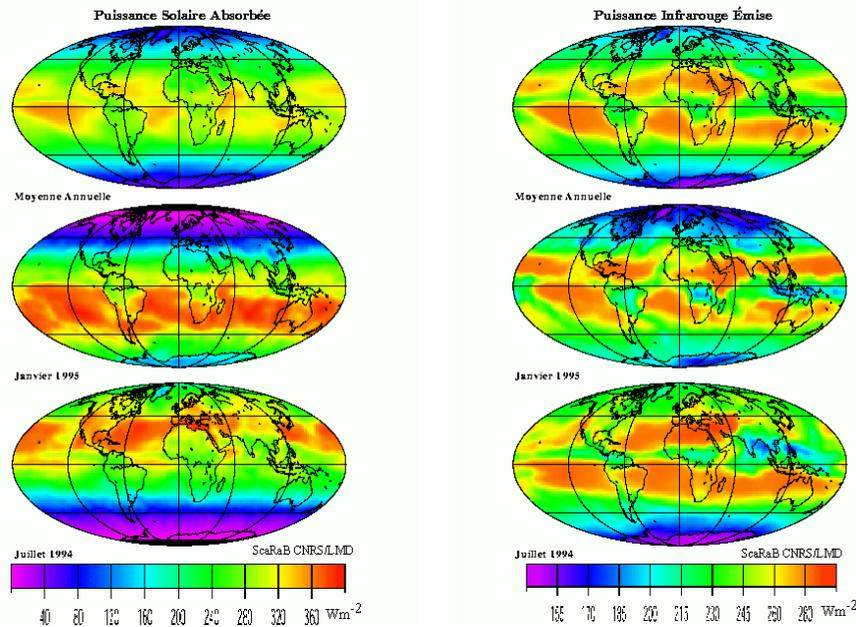
- I Introduction
- II Interactions du rayonnement avec la matière
- III Le bilan radiatif de la Terre
- IV Effet de serre
- V Climatologie du bilan radiatif

En adoptant un albédo de 22,5% (tenant compte de la compensation de l'albédo nuageux par l'effet de serre des nuages)

Pour un doublement de CO2, à humidité constante 50%, l'OLR diminue de 4 W/m2 et la réponse de la température au sol est de 2 degrés

Questions

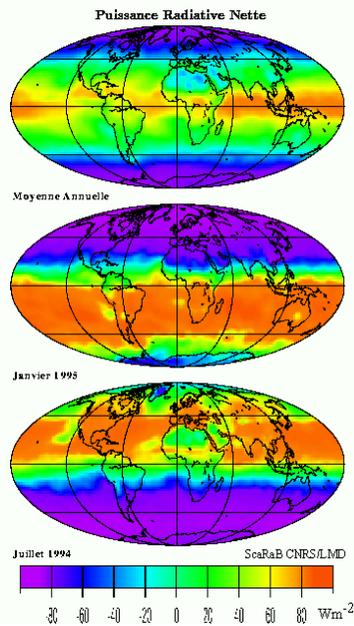
- pourquoi fixer l'humidité relative à 50% ?
- quel est le rôle des nuages ?



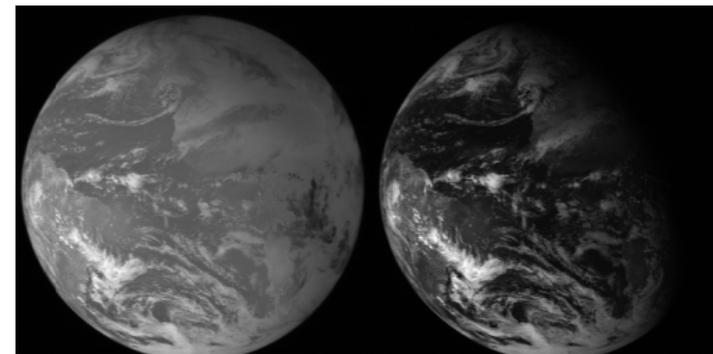
Bilan radiatif de la Terre vue depuis l'espace.

Mesuré directement à l'aide d'un radiomètre embarqué sur satellite.

Noter, dans les tropiques, les comportements des zones convectives (faible absorption et émission) et des océans (forte absorption et émission)



Bilan radiatif de la Terre vue depuis l'espace (suite)
 Mesuré directement à l'aide d'un radiomètre embarqué sur satellite.
 Noter les compensations dans la zone tropicale.

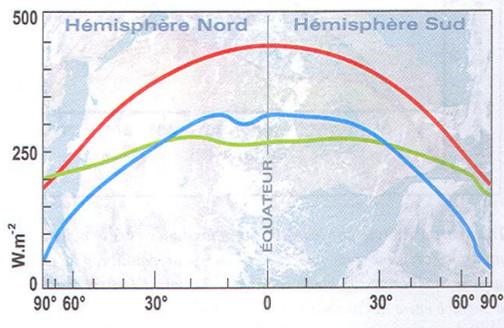


Bilan radiatif total
 (sortant - entrant)

Canal visible

Effet des nuages:

pendant la journée, l'effet dominant est le renvoi du rayonnement solaire par la surface réfléchissante des nuages (-> effet refroidissant); pendant la nuit, l'effet dominant est le blocage de l'émission infra-rouge (-> réchauffement).



Bilan radiatif de la Terre

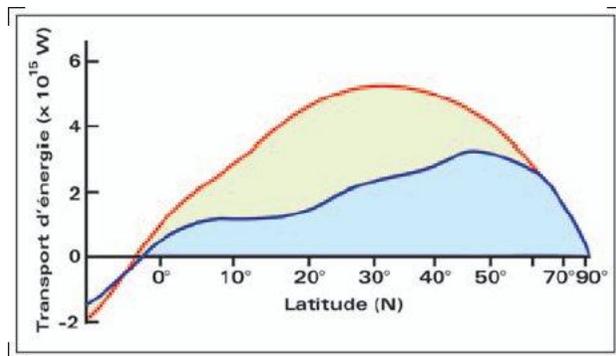
rouge: rayonnement solaire reçu au sommet de l'atmosphère
 bleu: rayonnement solaire absorbé
 vert: rayonnement IR émis vers l'espace

Excès aux basses latitudes et déficit aux hautes latitudes: -> nécessité d'un transport de chaleur des basses vers les hautes latitudes.
 [Malardel, 2005; Gill, 1982]

Transport d'énergie par les fluides géophysiques

rouge: transport total
 bleu: transport de chaleur par l'atmosphère
 Entre la courbe bleu et la courbe rouge: transport par l'océan

L'atmosphère et l'océan réalisent chacun à peu près la moitié du transport.

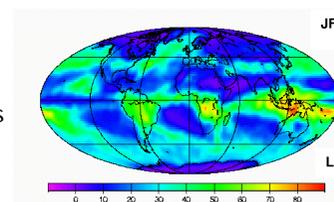


Effet des nuages sur le bilan radiatif

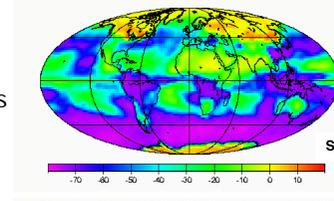
(calculé sur chaque pixel comme: <moyenne des cas avec nuage> - <moyenne des cas avec ciel clair>, flux compté positif dans le sens descendant)

Moyenne sur l'hiver 1999 (JFM)
 en $W m^{-2}$
 données ScaRaB LMD

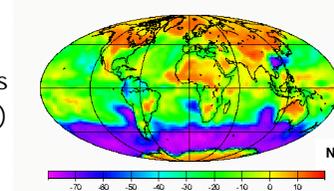
Ondes longues (infra-rouge)



Ondes courtes (visible)



Bilan (somme ondes courtes et longues)

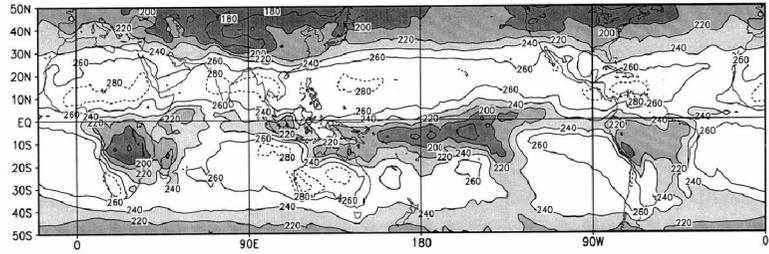


Dans les zones de nuages hauts et froids la faible émission IR des nuages (par rapport au sol) a un effet positif sur le bilan radiatif (la perte est plus faible). Faible effet dans les zones de nuages bas. La réflexion par les nuages fait qu'ils ont dans le visible une contribution négative au bilan radiatif. Les nuages hauts (glacés) sont les plus réfléchissants. Aux latitudes tempérées, les nuages limitent l'absorption au dessus des océans (rôle négatif) et limitent la réflexion au dessus des continents (rôle positif). Dans le bilan total, les effets positifs et négatifs se compensent presque entièrement dans la zone tropicale.

Radiation IR sortante en janvier

Situation El Niño versus situation normale

Janvier
1998



Janvier
2001

