

PROCESY RADIACYJNE W ATMOSFERZE

Materiały do wykładu

Instytut Geofizyki, Wydział Fizyki, Uniwersytet Warszawski
Krzysztof Markowicz

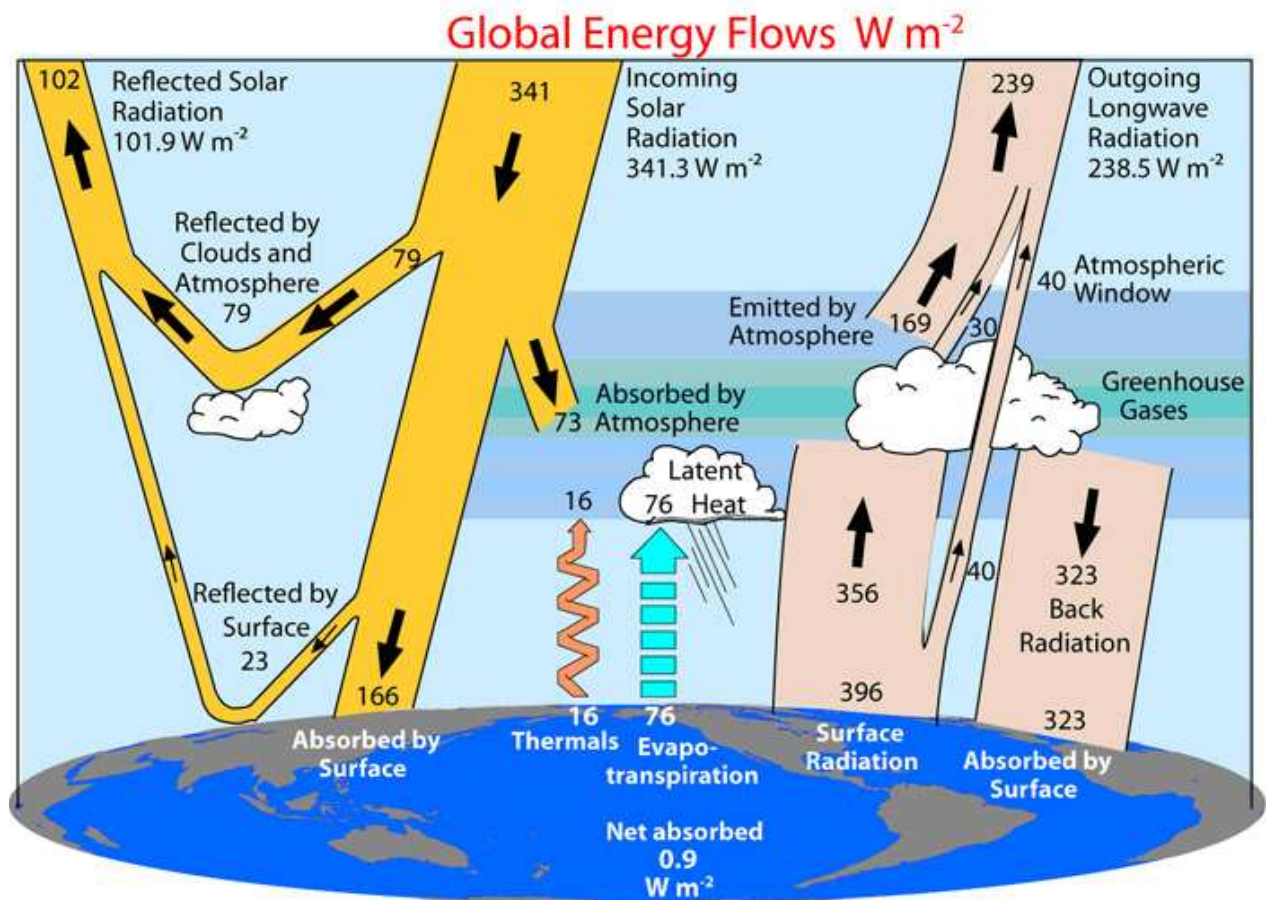
Spis treści

1.	Wprowadzenie do procesów radiacyjnych w atmosferze	4
1.1	Kąt bryłowy	5
1.2	Promieniowania elektromagnetyczne	6
1.3	Podstawowe wielkości radiacyjne	9
1.4	Promieniowanie ciała doskonale czarnego	11
1.5	Słońce, powierzchnia ziemi i atmosfera jako główne źródła promieniowania	15
2.	Absorpcja promieniowania w atmosferze	17
2.1	Współczynnik absorpcji i transmisja promieniowania	21
2.2	Absorpcja gazów atmosferycznych w podczerwieni	22
3.	Rozpraszanie promieniowania	25
3.1	Rozpraszanie Rayleigh'a	27
3.2	Rozpraszanie Lorenza-Mie	31
3.3	Anomalna teoria dyfrakcji	37
3.4	Macierz Muellera	39
3.5	Rozpraszanie na cząstkach niesferycznych	40
4.	Wstęp do równania transferu promieniowania	45
5.	Rozwiązanie równania transferu w zakresie termalnym	54
6.	Rozwiązanie równania transferu w zakresie promieniowania krótkofalowego	58
6.1	Przybliżenie pojedynczego rozpraszania	59
6.2	Metoda kolejnych rozprożeń	60
6.3	Probabilistyczny aspekt równania transferu – metoda Monte Carlo	63
7.	Ogólne rozwiązanie równania transferu	66
7.1	Przybliżenie 2-strumieniowe	69
7.2	Przybliżenie Eddingtona	71
8.	Pozostałe metody rozwiązania równania transferu	73
8.1	Metoda dodawania dwóch warstw (adding, doubling)	73
8.2	Metoda DISORT	77
8.3	Streamer jako przykład modelu transferu promieniowania w atmosferze	81
9.	Wstęp do fizyki klimatu	85
9.1	Efekt cieplarniany	92
9.2	Równowaga radiacyjno-konwekcyjna	95
9.3	Bilans radiacyjny	100
10.	Wymuszanie radiacyjne	102
11.	Wpływ Słońca na klimat	111
11.1	Zmiany aktywności słonecznej	112
11.2	Cykl Milankowicia	114
11.3	Wymuszanie radiacyjne związane ze zmianą aktywności słonecznej	118
12.	Wpływ aerozoli oraz chmur na klimat	120
12.1	Rola aerozoli	120
12.2	Rola chmur w procesach klimatycznych	124
13.	Własności optyczne aerozoli atmosferycznych	132
13.1	Model radiacyjny warstwy aerozolu	132
13.2	Własności fizyczne aerozoli	134
14.	Prosty model klimatu	141
14.1	Opis prostego modelu klimatu	141
14.2	Rozszerzenie prostego modelu klimatu	148

15.	Ostatni raport IPCC dotyczący zmian klimatu.....	150
16.	Wpływ zmian cyrkulacji oceanicznej na klimat	155
17.	Wstęp do teledetekcji	156
17.1.1	Kilka faktów z historii satelitarnych badań atmosfery i oceanów.....	160
17.1.2	Parametry orbit satelitarnych.....	161
17.1.3	Parametry opisujące detektory satelitarne	164
18.	Teledetekcja ozonu.....	168
18.1	Metody pomiaru ozonu z powierzchni ziemi.....	168
18.2	Wyznaczania profilu ozonu przy pomocy metody Umkehr.....	174
18.3	Techniki satelitarne wyznaczania ozonu w atmosferze	174
19.	Kolor oceanu	174
19.1	Odbicie od powierzchni zwierciadlanej	176
Współczynniki odbicia od powierzchni zwierciadlanej opisywane są przez wzory Fresnela. Opisują one współczynniki odbicia dwóch składowych polaryzacyjnych w płaszczyźnie padania i w kierunku prostopadłym do niej.		
19.2	Wyznaczanie koncentracji chlorofilu w wodzie	181
19.3	Korekcja atmosferyczna.....	182
19.4	Albedo powierzchni ziemi	182
20.	Pomiary własności optycznych aerozoli	185
20.1	Wyznaczanie grubości optycznej aerozolu przy pomocy fotometru słonecznego.....	185
20.2	Wyznaczanie rozkładu wielkości aerozolu	185
20.3	Wykładnik Angstroma	185
20.4	Metody satelitarne wyznaczania grubości optycznej aerozolu	185
21.	Wyznaczanie temperatury powietrza	185
21.1	Wyznaczanie temperatury powierzchni oceanu SST	185
21.2	Wyznaczanie profilu temperatury powietrza	185
22.	Teledetekcja radarowa.....	185
22.1	Altymetria satelitarna	185
22.2	Radar meteorologiczny	185
22.3	Radar dopplerowski.....	185
23.	Lidar w badaniach atmosferycznych.....	185
23.1	Lidar rozproszeniowy.....	185
23.2	Lidar ramanowski.....	185
23.3	Lidar absorpcji różnicowej.....	185
24.	Literatura	186

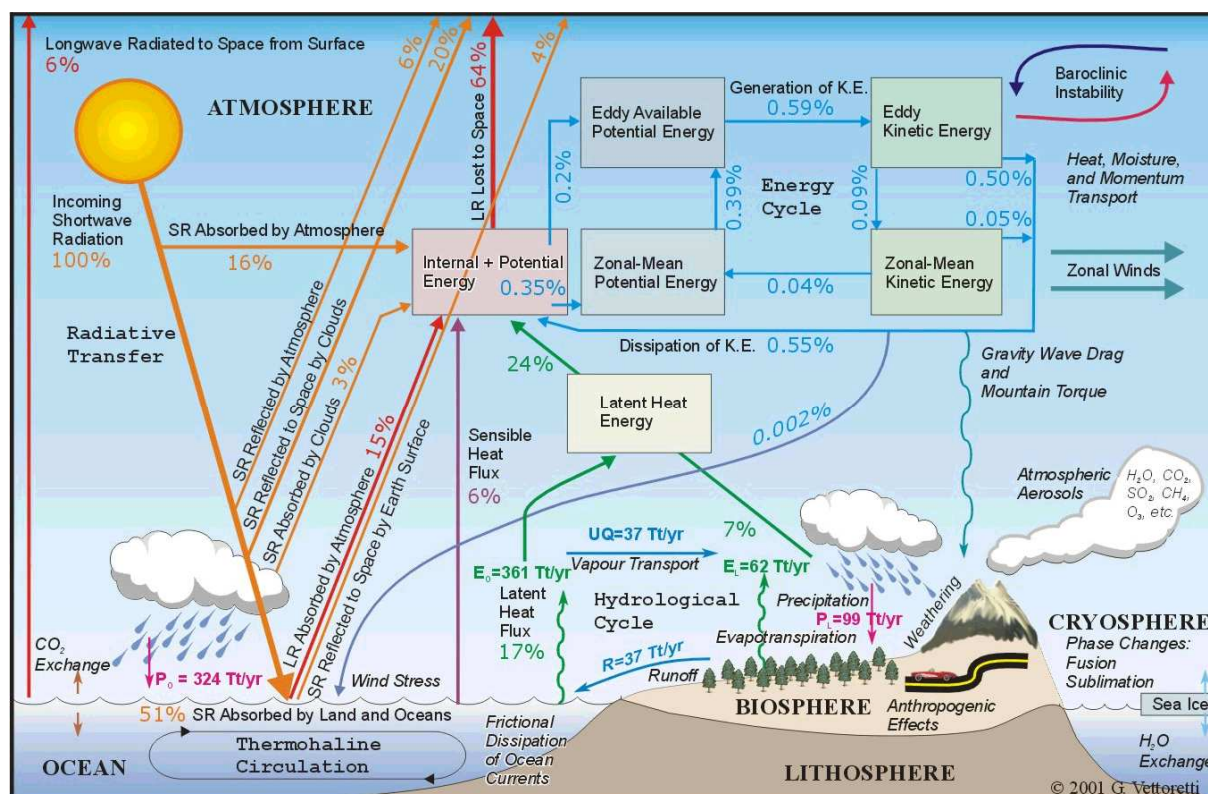
1. Wprowadzenie do procesów radiacyjnych w atmosferze

Procesy radiacyjne w atmosferze odgrywają kluczową rolę w bilansie promieniowania słonecznego oraz ziemskiego (rys 1.1). Promieniowanie słoneczne jak i ziemskie jest pochłaniane, rozpraszane oraz emitowane w atmosferze. Wskutek pochłaniania, promieniowanie jest jednym z głównych źródeł energii w atmosferze, ale przede wszystkim stanowi najważniejszą składową bilansu energii na powierzchni ziemi (rys. 1.2). Skutkiem różnicy w bilansie promieniowania jest cyrkulacja powietrza zarówno w skali globalnej (np. cyrkulacja Hadley'a) jak i lokalnej (np. cyrkulacja górsko dolina czy cyrkulacja bryzowa).



Rys. 1.1 Bilans promieniowania słonecznego oraz ziemskiego atmosfery (Trenberth, K.E., J.T. Fasullo, and J. Kiehl, 2009).

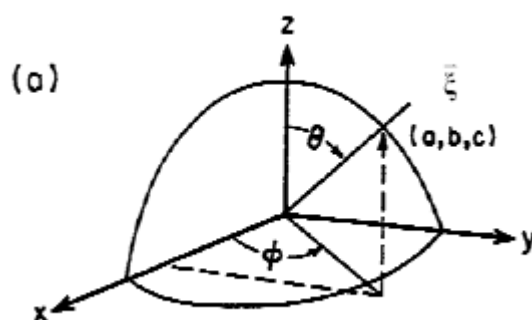
Pochłanianie promieniowania słonecznego ustala równowagę radiacyjno-konwekcyjną, której konsekwencją jest pionowa stratyfikacja atmosfery. Dostarczana przez promieniowanie energia stanowi z jednej strony impuls do zapoczątkowania konwekcji, zaś w drugiej strony może konwekcję hamować i prowadzić do stanów równowagi stabilnej.



Rys. 1.2 Strumienie energii pomiędzy powierzchnią Ziemi, atmosferą oraz przestrzenią kosmiczną wyrażone w procentach przychodzącego promieniowania słonecznego

1.1 Kąt bryłowy

Do opisu transferu promieniowania w atmosferze stosowany będzie sferyczny układ współrzędnych. Przez ξ oznaczany będzie wektor związany z kierunkiem propagującego się



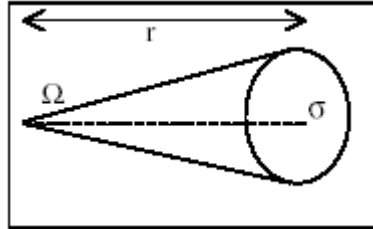
Rys. 1.3 Układ współrzędnych do opisu promieniowania elektromagnetycznego

promieniowaniem i określać go będziemy przez kąt zenitalny θ oraz azymutalny ϕ w układzie sferycznym. Kąt bryłowy oznaczany będzie przez Ω i zdefiniowany jako stosunek pola

powierzchni do kwadratu odległości: $\Omega = \frac{\sigma}{r^2}$ [sr]. Różniczkowy kąt bryłowy w układzie

sferyczny ma postać:

$$d\Omega = \frac{d\sigma}{r^2} = \sin \theta d\theta d\phi,$$



Rys. 1.4 Definicja kąta bryłowego

Przykład: kąt bryłowy Słońca widzianego z Ziemi

$$\Omega_{\odot} = \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{\theta} d\theta \sin \theta = 2\pi(1 - \cos \theta)$$

dla małych kątów θ , $\Omega_{\odot} = \pi\theta_{\odot}^2$

$$\theta_{\odot} \approx \frac{r_{\text{sun}}}{R_{\text{sun-earth}}} = 0.0046 \text{ rad} = 0.26^{\circ}$$

$$\Omega_{\odot} = 0.684 \times 10^{-5} \text{ sr}$$

1.2 Promieniowania elektromagnetyczne

Promieniowanie elektromagnetyczne jest poprzeczną falą generowaną przez oscylujące ładunki elektryczne. Prędkość propagacji fal elektromagnetycznych w ośrodku wynosi $v = c/n$, gdzie n jest współczynnikiem załamania i dla powietrza w temperaturze pokojowej i widzialnym obszarze spektrum wynosi około 1.00029.

Rozważmy płaską falę elektromagnetyczną

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \exp(i\vec{k}\vec{x} - i\omega t)$$

$$\vec{H} = \vec{H}_0 \exp(i\vec{k}\vec{x} - i\omega t).$$

Po podstawieniu do równań Maxwella

$$\nabla \cdot \vec{D} = 0$$

$$\nabla \times \vec{E} + \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = 0$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0$$

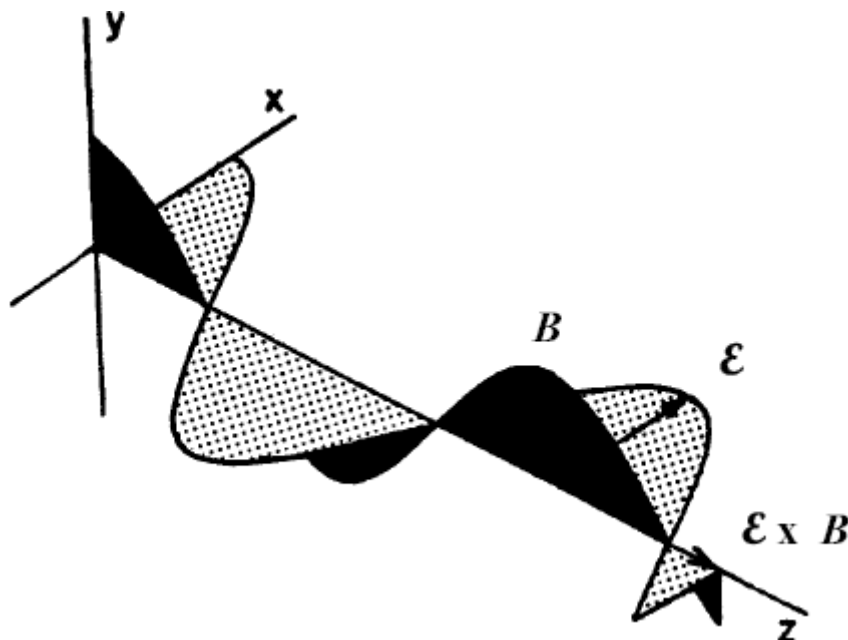
$$\nabla \times \vec{H} = \vec{J}_F + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$$

oraz uwzględniając, że

$$\vec{J}_F = \sigma \vec{E}$$

$$\vec{B} = \mu \vec{H}$$

$$\vec{P} = \epsilon_0 \chi \vec{E}$$



Rys 1.5 Opis promieniowania elektromagnetycznego

otrzymujemy związki na stałe \vec{E}_0 oraz \vec{H}_0

$$\vec{k} \cdot \vec{E}_0 = 0$$

$$\vec{k} \cdot \vec{H}_0 = 0$$

$$\vec{k} \times \vec{E}_0 = \omega \mu \vec{H}_0$$

$$\vec{k} \times \vec{H}_0 = -\omega \epsilon \vec{E}_0$$

Mnożąc przedostatnie równie przez $\vec{k} \times$ a następnie wykorzystując ostatnie równie mamy

$$\vec{k} \times (\vec{k} \times \vec{E}_0) = \omega \mu \vec{k} \times \vec{H}_0 = -\omega^2 \mu \epsilon \vec{E}_0.$$

Wykorzystując następnie tożsamość wektorową

$$\vec{A} \times (\vec{B} \times \vec{C}) = \vec{B}(\vec{A} \cdot \vec{C}) - \vec{C}(\vec{A} \cdot \vec{B})$$

otrzymujemy

$$\vec{k} \cdot \vec{k} = \omega^2 \epsilon \mu.$$

Wektor \vec{k} jest określony na płaszczyźnie zespolonej i ma postać

$$\vec{k} = \vec{k}' + i\vec{k}''.$$

Mamy stąd $|\vec{k}'| + i|\vec{k}''| = \omega \sqrt{\epsilon \mu}.$

Korzystając ze związku

$$N = c \sqrt{\epsilon \mu},$$

gdzie N jest zespolonym współczynnikiem refrakcji ($N = n + im$) ostatecznie otrzymujemy

wzór na płaską falę elektromagnetyczną propagującą się w kierunku osi „z” w postaci

$$\vec{E} = E_0 \exp\left(-\frac{2\pi m z}{\lambda}\right) \exp\left(\frac{i 2\pi n z}{\lambda} - i\omega t\right) \hat{e}_z.$$

Pierwszy czynnik wykładniczy w powyższym równaniu związany jest z zanikiem amplitudy fali elektromagnetycznej i określony jest przez urojoną część współczynnika refrakcji.

Rzeczywista część współczynnika refrakcji (współczynnik załamania światła) determinuje prędkość fazową fali.

Energia fal elektromagnetycznych na jednostkę powierzchni prostopadłej do kierunku poruszania i jednostkę czasu jest zdefiniowana przez wektor Poynting'a \vec{S} , gdzie

$$\vec{S} = c^2 \epsilon_0 \vec{E} \times \vec{H}.$$

Ze względu na dużą zmienność czasową pola elektrycznego \vec{E} oraz magnetycznego \vec{H} w praktyce istotna jest uśredniona po czasie wartość wektora Poynting'a $\langle \vec{S} \rangle$. Biorąc pod

uwagę, że pole elektryczne oraz magnetyczne ma postać harmoniczną $\vec{E} = \vec{E}_0 \cos(kx - \omega t)$

łatwo pokazać, że średnia wartość wektora Poynting'a wynosi

$$\langle \vec{S} \rangle \approx \frac{c\epsilon_0}{2} E_0^2.$$

Tak więc, energia fal elektromagnetycznych określona jest przez kwadrat amplitudy pola elektrycznego. Zauważmy, że natężenie promieniowania I jest proporcjonalne do czynnika

wykładniczego $\left[\exp\left(-\frac{2\pi m z}{\lambda}\right)\right]^2 = \exp\left(-\frac{4\pi m z}{\lambda}\right)$ zaś czynnik w wykładniku $\sigma = \frac{4\pi m}{\lambda}$ nosi

nazwę współczynnika absorpcji.

Kompletny opis promieniowania wymaga wprowadzenia parametrów opisujących jego polaryzację. W 1852 Stokes zdefiniował następujące cztery parametry

$$I = E_1 E_1^* + E_r E_r^*,$$

$$Q = E_1 E_1^* - E_r E_r^*,$$

$$U = E_1 E_r^* + E_r E_1^*,$$

$$V = -i(E_1 E_r^* - E_r E_1^*),$$

gdzie E_1 oraz E_r są równoległą oraz prostopadłą składową wektora natężenia pola

elektrycznego względem płaszczyzny odniesienia. Opisują one wibrację wektora \vec{E} oraz różnice fazy pomiędzy składowymi tego wektora. Zapisując składowe pola elektryczne w postaci harmonicznego

$$E_1 = a_1 \exp[-i(\xi + \delta_1)],$$

$$E_r = a_r \exp[-i(\xi + \delta_r)],$$

można pokazać, że wektor Stokes'a ma następujące współrzędne

$$I = a_1^2 + a_r^2$$

$$Q = a_1^2 - a_r^2$$

$$U = 2a_1 a_r \cos \delta$$

$$V = 2a_1 a_r \sin \delta$$

gdzie δ jest różnicą faz i wynosi $\delta = \delta_r - \delta_1$.

Powyższe wzory opisują pojedynczą falę jednak w rzeczywistość mierząc je dokonuje się uśredniania po wielu falach o niezależnej fazie. Dlatego do opisu polaryzacji używamy uśrednionych po czasie elementów wektora Stokes'a

$$I = \langle a_1^2 \rangle + \langle a_r^2 \rangle$$

$$Q = \langle a_1^2 \rangle - \langle a_r^2 \rangle$$

$$U = \langle 2a_1 a_r \cos \delta \rangle$$

$$V = \langle 2a_1 a_r \sin \delta \rangle$$

Dla światła słonecznego (całkowicie niespolaryzowanego) $Q=U=V=0$.

Istotnym parametrem w opisie polaryzacji promieniowania jest jego stopień polaryzacji.

Można zdefiniować stopień polaryzacji liniowej w następującej postaci

$$LP = \frac{\sqrt{Q^2 + U^2}}{I}$$

oraz stopień polaryzacji kołowej jako

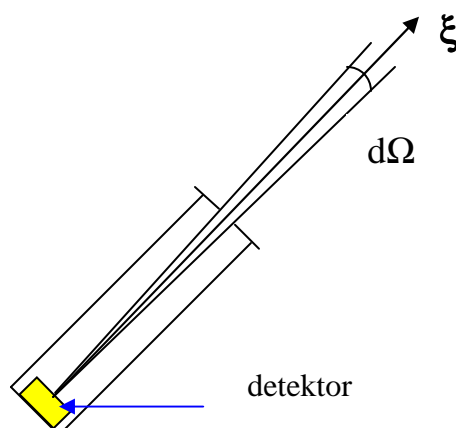
$$CP = \frac{V}{I}$$

1.3 Podstawowe wielkości radiacyjne

Radiancja (radiance/intensity) – ilość energii mierzonej w określonym kierunku w jednostce czasu dt na jednostkę powierzchni poziomej dA , kąta bryłowego $d\Omega$ oraz w wąskim przedziale spektralnym $d\lambda$.

$$I_\lambda = \frac{dE_\lambda}{\cos \theta d\Omega dA dt d\lambda}$$

jednostka: $\frac{W}{m^2 sr \mu m}$

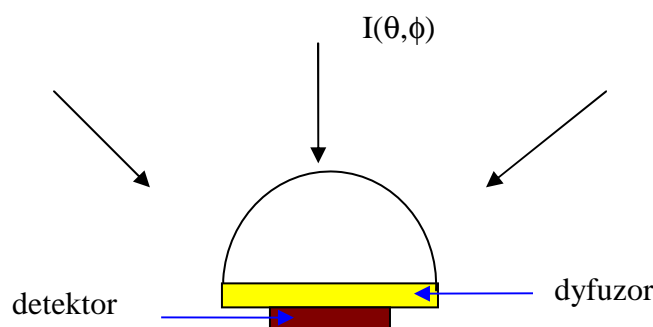


Rys. 1.6 Przyrząd do pomiaru radiancji nieba

W ogólnym przypadku radiacja w atmosferze jest funkcją wektora położenia \vec{r} , kierunku $\vec{\xi}$, długości fali oraz czasu. Zatem, zależy od siedmiu niezależnych zmiennych: trzech przestrzennych, dwóch kątów, długości fali lub częstotliwości i czasu. Jeśli radiacja nie zależy od kierunku promieniowania elektromagnetycznego wówczas nosi nazwę radiacji izotropowej, zaś, jeśli dodatkowo nie zależy od położenia w atmosferze wówczas radiacja jest **jednorodna**.

Strumień (Flux), natężenie promieniowania, irradiancja – ilość energii na jednostkę czasu przechodzącej przez jednostkową powierzchnię dA dla wąskiego przedziału spektralnego $d\lambda$ promieniowania elektromagnetycznego.

$$F_\lambda = \frac{dE_\lambda}{dA dt d\lambda}$$



Rys. 1.7 Przyrząd do pomiaru strumienia promieniowania

Strumień promieniowania związany jest z całkowitą energią promieniowania pochodzącą z górnej (rys. 1.7) lub dolnej półsfery.

Z definicji radiacji i strumienia promieniowania łatwo zauważyć, że związek tych wielkości

ma postać: $F_\lambda = \int_{\Omega} d\Omega I_\lambda \cos \theta$.

W układzie sferycznym związek ten ma postać: $F_\lambda = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} I_\lambda(\theta, \phi) \cos \theta \sin \theta d\theta d\phi$.

Dla promieniowania izotropowego mamy prostą zależność $F_\lambda = \pi I_\lambda$.

Całkowita radiacja oraz strumień promieniowania są zdefiniowane wzorami:

$$F = \int_0^\infty d\lambda F_\lambda \quad \text{oraz} \quad I = \int_0^\infty d\lambda I_\lambda$$

Dodatkowo w przypadku strumienia promieniowania wyróżnia się:

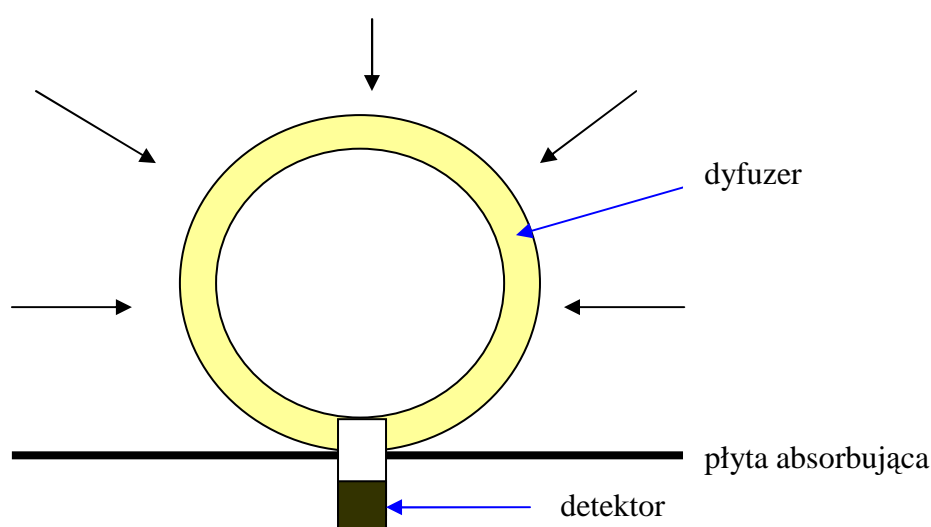
strumień promieniowania bezpośredniego - F_{dir} określający natężenie promieniowania słonecznego pochodzącego z kierunku tarczy słonecznej mierzone na jednostkową

powierzchnię prostopadłą do kierunku propagowania się promieniowania. Ponadto **strumień promieniowania rozproszonego** - F_{dif} zdefiniowany jako natężenie promieniowania rozproszonego na powierzchni płaskiej.

Skalarna irradiancja zdefiniowana jest następującym wzorem

$$F_{o\lambda} = \int_{\Omega} d\Omega I_{\lambda}$$

Oznacza to, że skalarna irradiancja sumuje rozkład radiacji z tą samą wagą niezależnie od kąta padania promieniowania. Poniższy rysunek pokazuje schemat przyrządu do pomiaru skalarnej irradiancji dla promieniowania idącego w dół.



Rys. 1.8 Przyrząd do pomiaru skalarnej irradiancji

1.4 Promieniowanie ciała doskonale czarnego

Ciało doskonale czarne - to ciało fizyczne, które pochłania całkowicie padające na niego promieniowanie oraz emituje energię zgodnie z prawem Plancka.

Własności ciała doskonale czarnego:

- Promieniowanie jest izotropowe, jednorodne oraz niespolaryzowane.
- Dla danej długości fali promieniowanie zależy tylko od temperatury ciała.
- Jakikolwiek dwa ciała doskonale czarne o tej samej temperaturze emitują tę samą ilość energii
- Nie istnieją obiekty, które emitują więcej energii, niż ciała doskonale czarne

W równowadze termodynamicznej rozkład spektralny energii emitowanej przez ciało doskonale czarne opisany jest wzorem Planck'a:

$$B_{\lambda}(T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5 (e^{hc/k\lambda T} - 1)},$$

gdzie $h=6.626 \times 10^{-34}$ Js,

$$k=1.3806 \times 10^{-23} \text{ J/K}$$

Emitowana przez doskonale ciało doskonale czarne radiacja jest funkcją długości fali oraz jego temperatury. Całkowita radiacja ciała doskonale czarnego wyrażona jest wzorem:

$$B(T) = \int_0^{\infty} d\lambda B_{\lambda}(T) = \int_0^{\infty} d\lambda \frac{2hc^2}{\lambda^5 (e^{hc/K\lambda T} - 1)}$$

Podstawiając zmienną $x = hc / k\lambda T$ otrzymujemy:

$$B(T) = \frac{2k^4 T^4}{h^3 c^2} \int_0^{\infty} dx \frac{x^3}{e^x - 1}$$

całka oznaczona w powyższym wyrażeniu wynosi $\pi^4/15$. Tak więc całkowita energia wypromieniowania przez ciało doskonale czarne wyraża się wzorem:

$$B(T) = bT^4 .$$

Ponieważ ciało doskonale czarne promieniuje energię **izotropowo**, dlatego strumień promieniowania wynosi

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

gdzie σ jest stała Stefana-Boltzmana i wynosi $5.67 \times 10^{-8} \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-4}$. Powyższy wzór opisuje prawo Stefana-Boltzmana mówiące o tym, że ciało doskonale czarne promieniuje energię proporcjonalna do czwartej potęgi temperatury absolutnej.

Przykład

Promieniowanie ciała doskonale czarnego temperaturze $T=5650 \text{ K}$ jest 10^5 razy większe niż ciała o $T=300 \text{ K}$.

Jak wynika z rys 1.9 długość fali dla której emitowana jest maksymalna energia zależy od temperatury ciała doskonale czarnego. Różniczkując wzór Plancka po długości fali λ a następnie przyrównując pochodną do zera dochodzimy do prawa przesunięć **Wien'a**:

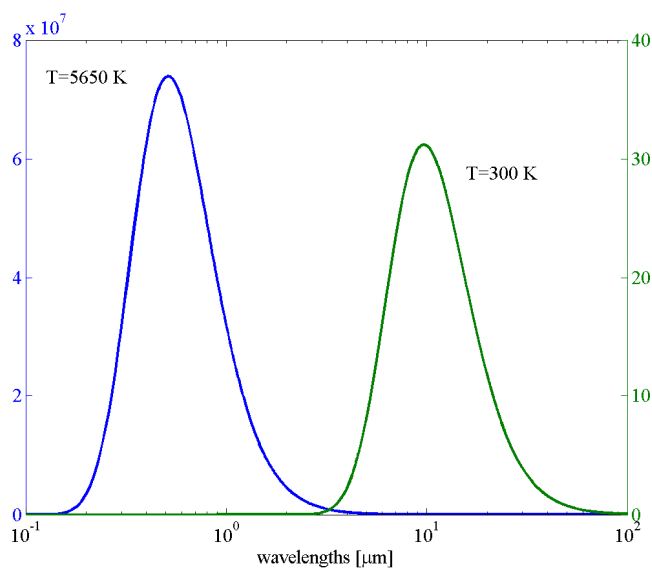
$$\lambda_{\max} = a / T ,$$

gdzie $a=2.897 \times 10^{-3} \text{ mK}$.

Przykład

λ_{\max} dla $T=5650 \text{ K}$ wynosi około $0.5 \mu\text{m}$

λ_{\max} dla $T=300 \text{ K}$ wynosi około $10 \mu\text{m}$



Rys. 1.9 Promieniowanie ciała doskonale czarnego o temperaturze $T=5650\text{ K}$ oraz $T=300\text{ K}$

Prawo Kirchhoff'a

Wzór Planck'a opisujący promieniowanie ciała doskonale czarnego odnosi się do warunków równowagi termodynamicznej scharakteryzowanej przez stałą temperaturę ciała oraz izotropowe promieniowanie. Ponieważ ciało doskonale czarne jest w równowadze termodynamicznej z otoczeniem, emituje tyle samo energii co absorbuje.

Definiujemy następujące wielkości:

zdolność emisyjna ϵ_λ - jako stosunek emitowanej przez ciało fizyczne radiacji do radiacji emitowanej przez ciało doskonale czarne (wzór Planck'a) oraz

zdolność absorpcyjna A_λ - jako stosunek promieniowania absorbowanego przez ciało do funkcji Planck'a.

Tak więc w równowadze termodynamicznej mamy: $\epsilon_\lambda = A_\lambda$.

Dla ciała doskonale czarnego dla wszystkich długości fali spełniana jest zależność

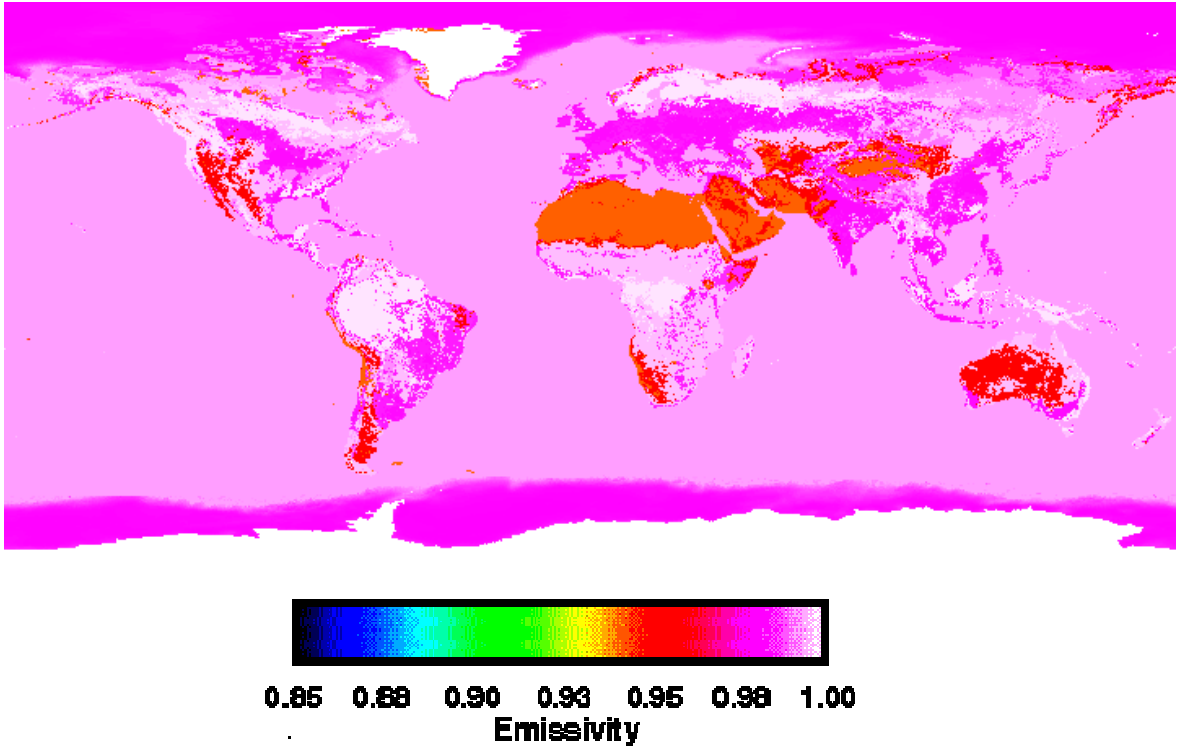
$$\epsilon_\lambda = A_\lambda = 1.$$

W przyrodzie ciała doskonale czarne nie występują, dlatego często definiuje się pojęcie **ciała doskonale szarego**, przez które rozumie się ciało, dla którego zdolność absorpcyjna A jest stała mniejsza od jedności ($A < 1$) i niezależna od długości fali. W tym przypadku całkowita energia emitowana przez ciało może być wyznaczana ze wzoru

$$F = \epsilon \sigma T^4,$$

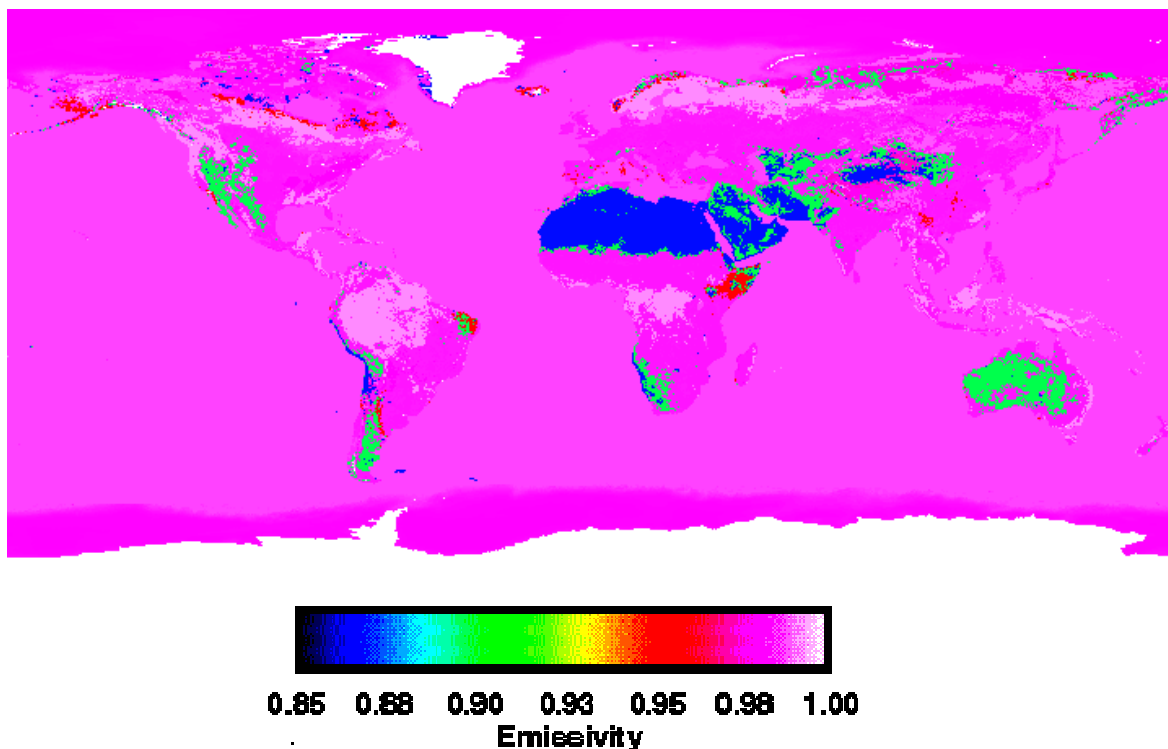
gdzie ϵ jest zdolnością emisyjną ciała doskonale szarego. W rzeczywistości jednak zdolność absorpcyjna oraz emisyjna ciał zależy od długości fali. W tym przypadku nie można explicitnie scałkować wzoru Planck'a.

Przykłady



Rys.1.10 Zdolność emisyjna dla promieniowania długofalowego

Surface	Emissivity
Water	0.993-0.998
Ice	0.98
Green grass	0.975-0.986
Sand	0.949-0.962
Snow	0.969-0.997
Granite	0.898



Rys. 1.11 Zdolność emisyjna w oknie atmosferycznym (8-12 μm)

1.5 Słońce, powierzchnia ziemi i atmosfera jako główne źródła promieniowania

Jak pokazano na Rys. 1.10 zdolność emisyjna powierzchni ziemi jest bliska jedności i dlatego przybliżenie powierzchni ziemi modelem ciała doskonale czarnego jest w pełni uzasadnione. Podobnie jest w przypadku Słońca.

Na Rys. 1.9 widoczne są widma promieniowania Słońca i Ziemi, wynika z nich, iż oba widma są w zasadzie rozłączne. W związku z tym rozpatrując promieniowanie w atmosferze można osobno analizować promieniowanie słoneczne oraz ziemskie. W nomenklaturze meteorologicznej to pierwsze nosi nazwę promieniowania krótko-falowego ($\lambda < 4 \mu\text{m}$), zaś drugie promieniowania długo-falowego ($\lambda > 4 \mu\text{m}$).

Podstawową wielkością w radiacji jest **stała słoneczna** określająca strumień promieniowania bezpośredniego pochodzący od Słońca i docierający do górnej granicy atmosfery. Wynosi ona 1368 Wm^{-2} i pomimo dość mylącej nazwy nie jest wielkością stałą, gdyż zależy od odległości Ziemi - Słońce. Zmienność stałej słonecznej w ciągu roku sięga $\pm 3.3 \%$ czyli około $\pm 45 \text{ Wm}^{-2}$. Oprócz odległości również aktywność Słońca ma wpływ na stałą słoneczną. Wyróżnia się cykl 11 oraz 81 letni w czasie, którego Słońce wzmacnia swoją aktywność zwiększając ilość energii wysyłanej w postaci promieniowania elektromagnetycznego. Jak pokazują wyniki pomiarów bezpośrednich i pośrednich zmiana stała słonecznej związana z aktywnością Słońca wynosi około $1-2 \text{ Wm}^{-2}$.

Promieniowanie słoneczne rozkłada się spektralnie w następujących proporcjach:

- 9 % promieniowanie UV ($\lambda < 0.4 \mu\text{m}$)
- 38 % promieniowanie widzialne ($0.4 < \lambda < 0.7 \mu\text{m}$).
- 53 % promieniowanie podczerwone ($\lambda > 0.7 \mu\text{m}$).

Promieniowanie ziemskie podlega większym zmianom niż promieniowanie słoneczne gdyż temperatura powierzchni ziemi zmienia się znacząco. Maksimum energii wypromieniowywanej przez Ziemię przypada na daleką podczerwień ($10 \mu\text{m}$).

2. Absorpcja promieniowania w atmosferze

Promieniowanie słoneczne i ziemskie podczas propagacji przez atmosferę ulega rozpraszaniu oraz absorpcji. Ponadto z procesem absorpcji związana jest emisja promieniowania. Procesy te mają decydującą rolę na bilans promieniowania na powierzchni ziemi oraz w atmosferze. Znajomość ich jest kluczową podczas wyznaczenia transferu promieniowania w atmosferze. W ramach omawiania procesów absorpcji zamiast długości fali używać będziemy liczby falowej $k[\text{cm}^{-1}]$ ($k=10000/\lambda$) gdzie λ jest w μm

Absorpcja (emisja) promieniowania występuje podczas przejść elektronowych w atomach oraz cząsteczkach. Przy czym struktura pasm absorpcyjnych w przypadku tych ostatnich jest znacznie bardziej skomplikowaną ze względu na przejścia wibracyjne oraz rotacyjne. Wyróżniamy trzy typy spektrum

- Liniowe (Rys 2.1a)
- Pasmowe (Rys 2.1b)
- Ciągłe (kontinuum) (Rys 2.1c)

W celu przeanalizowania struktury widmowej cząsteczek niezbędne jest poznanie ich budowy geometrycznej. Występujące w atmosferze cząsteczki można podzielić na (rys. 2.2):

- Liniowe ($\text{CO}_2, \text{N}_2\text{O}, \text{C}_2\text{H}_2$)
- Symetryczne ($\text{NH}_3, \text{CH}_3\text{CL}$)
- Sferycznie symetryczne (CH_4)
- Asymetryczne ($\text{H}_2\text{O}, \text{O}_3$)

Całkowita energia cząsteczki wyrażona jest przez sumę $E = E_{\text{el}} + E_{\text{vib}} + E_{\text{rot}} + E_{\text{tr}}$, gdzie

E_{el} – energia potencjalna elektronów

E_{vib} – energia kinetyczna-wibracyjna energia cząsteczek

E_{rot} – energia kinetyczna ruchu obrotowego cząsteczek

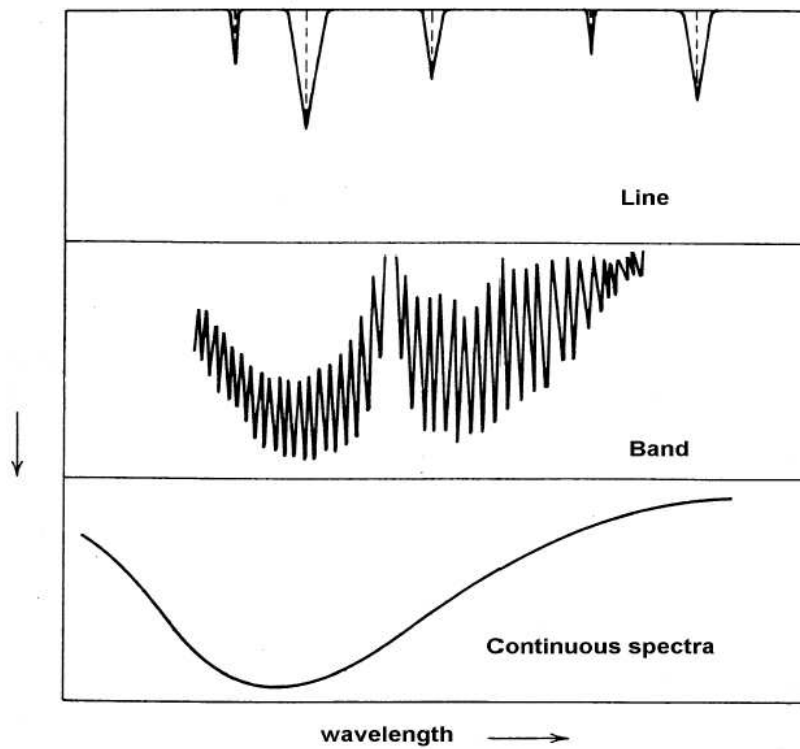
E_{tr} – energia kinetyczna wymiany podczas zderzania cząsteczek

Ze względu na fakt, iż energie cząsteczek spełniają relacje $E_{\text{rot}} < E_{\text{tr}} < E_{\text{vib}} < E_{\text{el}}$ wynika, że z przejściami elektronowymi związane są linie widmowe w obszarze widzialnym i ultrafioletu, z przejściami wibracyjnymi absorpcja promieniowania od bliskiej do dalekiej podczerwieni, z przejściami rotacyjnymi absorpcja w dalekiej podczerwieni oraz w obszarze mikrofal.

Monochromatyczne linie absorpcyjne nie są praktycznie nigdy obserwowane w przyrodzie, gdyż linie widmowe ulegają poszerzeniu. Wyróżnia się:

- Poszerzenie naturalne
- Poszerzenie dopplerowskie

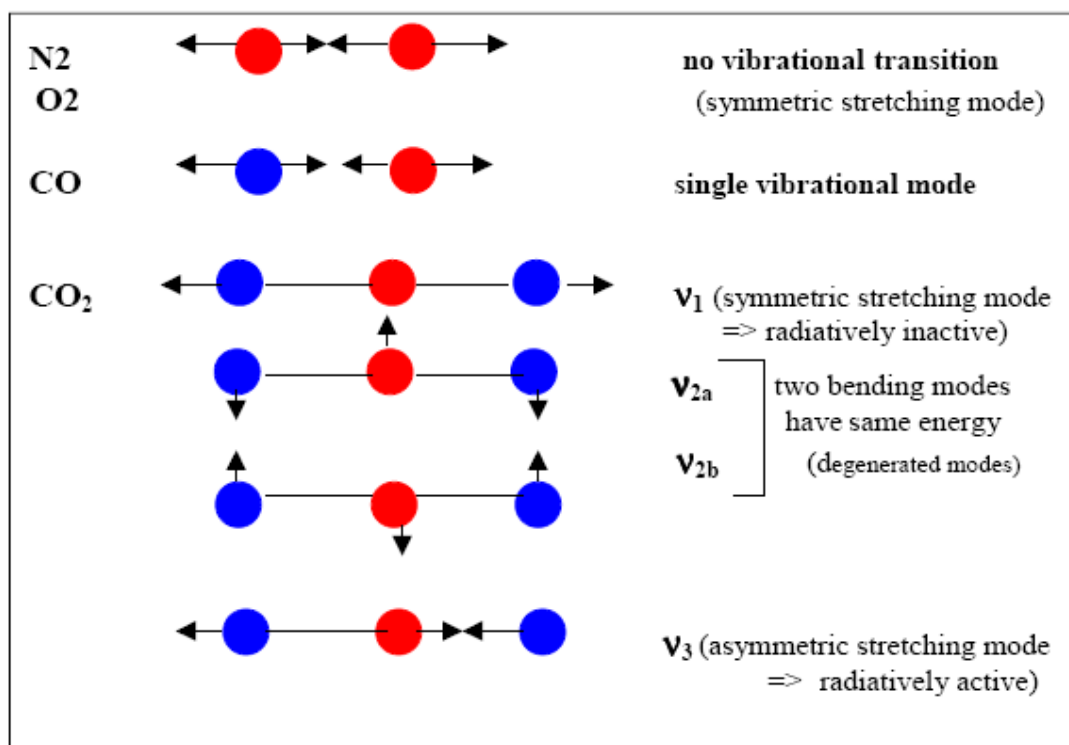
- Poszerzenie ciśnieniowe (zderzeniowe)



Rys. 2.1 Liniowe, pasmowe oraz ciągłe typy spektrum

Molecule	Structure	Permanent dipole moment	May acquire dipole moment
N ₂	N —●—●— N	No	No
O ₂	O —●—●— O	No	No
CO	C —●—●— O	Yes	Yes
CO ₂	O —●—●— C —●— O	No	Yes (in two vibrational modes)
N ₂ O	N —●—●— N —●— O	Yes	Yes
H ₂ O	<pre> ● / \ / \ / \ / \ / \ / \ / \ / \ ● ● </pre>	Yes	Yes
O ₃	<pre> ● / \ / \ / \ / \ / \ / \ / \ / \ ● ● </pre>	Yes	Yes
CH ₄	<pre> ● / \ / \ / \ / \ / \ / \ / \ / \ ● ● </pre>	No	Yes (in two vibrational modes)

Rys. 2.2 Budowa geometryczna różnych cząsteczek spotykanych w atmosferze



Rys. 2.3 Wibracyjne mody własne cząsteczek dwu i trój atomowych.

Opisując kształt linii widmowych poza częstotliwością podstawową ν_0 (długości fali) musimy uwzględnić szerokość rozkładu. Poszerzenie ciśnieniowe najczęściej opisywane jest przez profil Lorentz'a

$$f_L(\nu - \nu_0) = \frac{1}{\pi} \frac{\alpha}{(\nu - \nu_0)^2 + \alpha^2}$$

gdzie f_L jest parametrem kształtu zaś, ν_0 określa środek linii widmowej, α jest szerokością połówkową linii widmowej zdefiniowane wzorem:

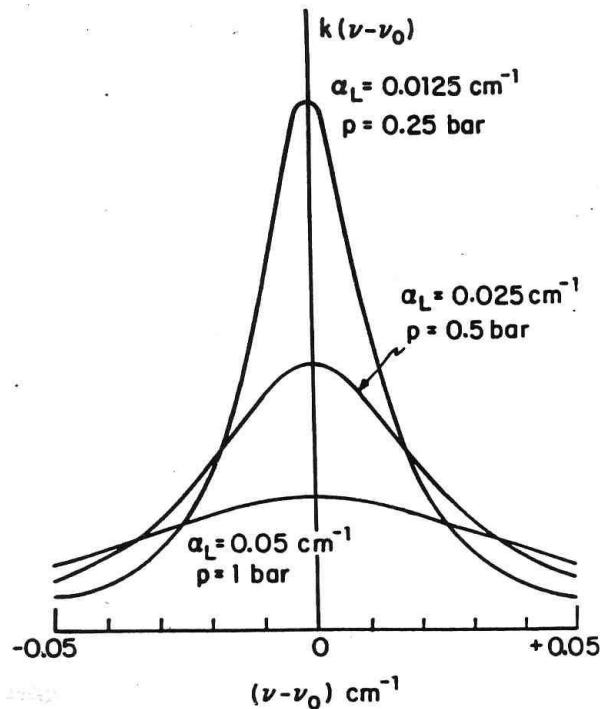
$$\alpha(P, T) = \alpha_0 \frac{P}{P_0} \left(\frac{T_0}{T} \right)^{1/2}$$

gdzie α_0 jest szerokością połówkową dla warunków standardowych ($T=273$ K, $p=1013$ mb) i zmienia się w przedziale od 0.01 do 0.1 cm^{-1} dla większości optycznie czynnych gazów atmosferycznych.

Uwagi:

- Zależność kształtu linii widmowych od ciśnienia jest istotna w niższych warstwach atmosfery. Przyjmuje się, że poszerzenie ciśnieniowe ma znaczenie od powierzchni ziemi do 40 km, gdzie ciśnienie zmienia się o 3 rzędy wielkości.
- Profil Lorentza odgrywa fundamentalną rolę w transferze promieniowania w dolnej atmosferze.

- Zderzenia pomiędzy tymi samymi typami cząsteczek prowadzą do znacznie większego poszerzenia w porównaniu do zderzeń pomiędzy różnymi cząsteczkami. Ponieważ aktywne optycznie gazy w atmosferze mają małą koncentrację, więc dominuje drugi typ zderzeń molekuł.



Rys. 2.4 Poszerzenie ciśnieniowe dla linii o szerokości połówkowej 0.05 cm^{-2} w zależności od ciśnienia atmosferycznego.

Poszerzenie Dopplerowskie opisywane jest przy pomocy parametru kształtu f_d w postaci:

$$f_D(\tilde{\nu} - \tilde{\nu}_0) = \frac{1}{\alpha_D \sqrt{\pi}} \exp \left[- \left(\frac{\tilde{\nu} - \tilde{\nu}_0}{\alpha_D} \right)^2 \right]$$

gdzie α_d jest szerokością połówkową w $[\text{cm}^{-1}]$ i wyraża się wzorem

$$\alpha_D = \frac{\tilde{\nu}_0}{c} \sqrt{2k_B T / m} = 4.3 \times 10^{-7} \tilde{\nu}_0 \sqrt{T / M_A}$$

gdzie m jest masą molekuly, zaś M_A jest masą atomowa molekuly lub atomu.

Przykład:

Rozważmy poszerzenie linii absorpcyjną CO dla liczby falowe 2140 cm^{-1} w temperaturze 300K

$$\alpha_D = \frac{\tilde{\nu}_0}{3 \times 10^8} \sqrt{2 \times 1.38 \times 10^{-23} \times 300 / 29 \times 1.66 \times 10^{-27}} = 4.3 \times 10^{-7} 2140 \sqrt{300 / 29} = 3 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$$

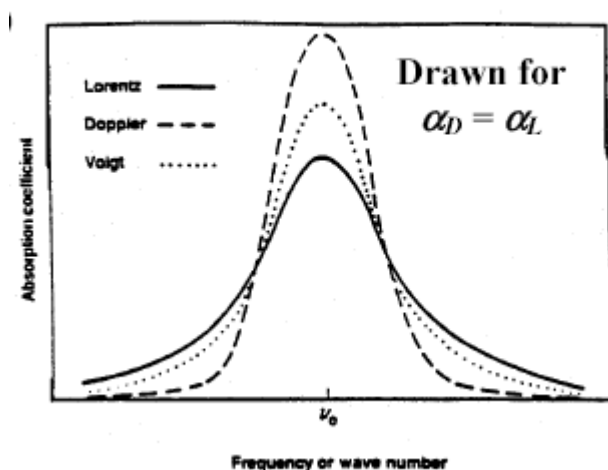
Uwagi:

- Poszerzenie dopplerowskie jest istotne na wysokości od 20 do 50 km.

Poszerzenie ciśnieniowe oraz dopplerowskie nie może być rozważane oddzielnie w obszarze niskiego ciśnienia (około 40 km nad powierzchnia ziemi), dlatego do opisu linii widmowych stosuje się tzw. profil Voigt zdefiniowany w następujący sposób

$$f_{\text{Voigt}}(\tilde{\nu} - \tilde{\nu}_0) = \int_{-\infty}^{\infty} f_L(\tilde{\nu}' - \tilde{\nu}_0) f_D(\tilde{\nu} - \tilde{\nu}') d\nu' =$$

$$\frac{\alpha}{\alpha_D \pi^{3/2}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{(\tilde{\nu}' - \tilde{\nu}'_0) + \alpha^2} \exp\left[-\left(\frac{\tilde{\nu} - \tilde{\nu}'}{\alpha_D}\right)^2\right] d\nu'$$



Rys. 2.5 Profil Lorentza, Dopplera, Voigta

Właściwości profilu Voigt'a

- Dla wysokiego ciśnienia poszerzenie dopplerowskie jest wąskie, dlatego profil Voigt'a jest taki sam jak Lorentza.
- Dla niskiego ciśnienia zachowanie profilu Voigt'a jest bardziej skomplikowane i trudno w nim odróżnić poszerzenie dopplerowskie od ciśnieniowego.

2.1 Współczynnik absorpcji i transmisja promieniowania

Współczynnik absorpcji (masowy współczynnik absorpcji) zdefiniowany jest przez położenie (w przestrzeni częstotliwości), intensywność linii widmowej oraz jej kształt i wyraża się wzorem

$$k_\nu = S f(\nu - \nu_0)$$

gdzie S i f spełniają związki:

$$S = \int k_\nu d\nu$$

$$\int f(\nu - \nu_0) d\nu = 1$$

Transmisję promieniowania monochromatycznego T_v definiujemy jako

$$T_v = \exp(-\tau_v)$$

gdzie τ_v jest grubością optyczną zdefiniowaną przez współczynnik absorpcji

$$\tau = \int_{u_1}^{u_2} k_v du$$

gdzie u jest drogą optyczną

$$u = \int_{z_1}^{z_2} \rho(z) dz$$

Zauważmy, że jednostką tak zdefiniowanego współczynnika absorpcji jest $[\text{kg}^{-1}\text{m}^2]$ i dlatego nosi on nazwę masowego współczynnika absorpcji w odróżnieniu od współczynnika absorpcji, którego jednostką jest $[\text{m}^{-1}]$. Ten ostatni jest iloczynem przekroju czynnego na absorpcję oraz koncentracji cząstek w jednostkowej objętości. Ponadto zdefiniowana powyżej transmisja promieniowania zmienia się od jedności do zera.

Uwagi

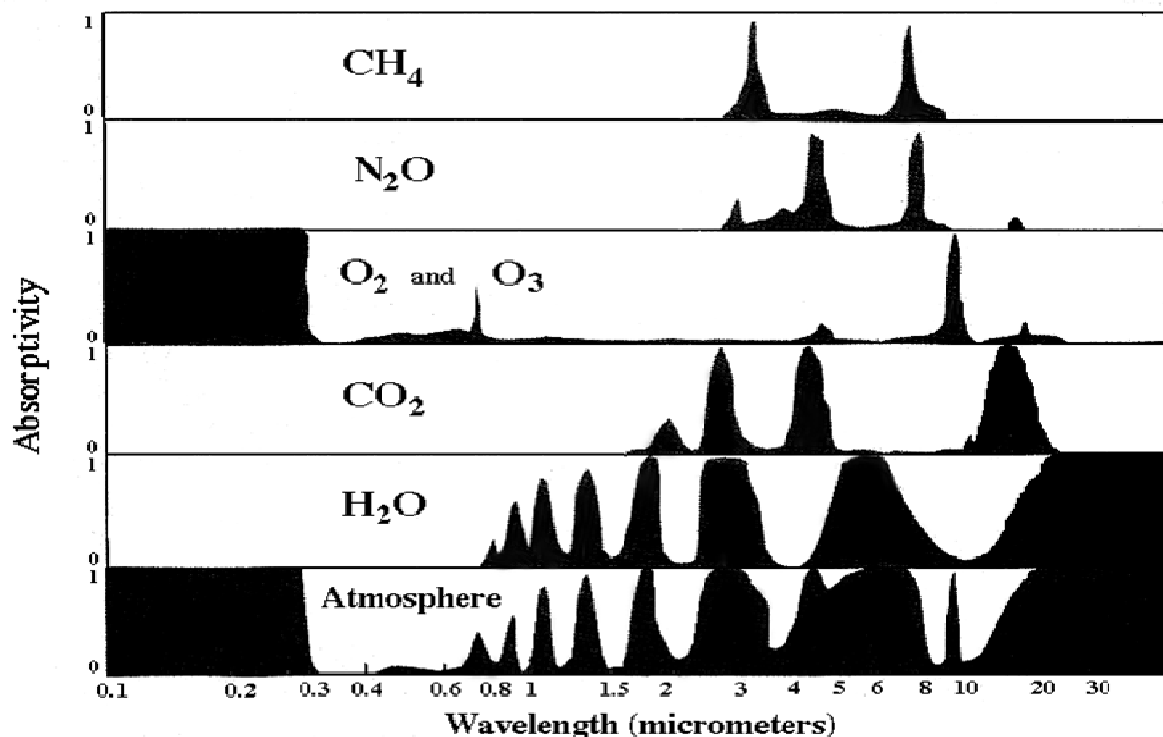
- wzór na transmisję jest poprawny tylko wtedy, gdy atmosfera jest horyzontalnie jednorodna lub, gdy promieniowanie propaguje się pionowo w górę lub w dół.
- gdy k_v jest stałe wzdłuż kierunku propagacji $\tau_v = \kappa_v u$
- τ_v zależy w ogólności od częstotliwości oraz drogi optycznej

2.2 Absorpcja gazów atmosferycznych w podczerwieni

Promieniowanie ziemskie oddziałuje silnie z gazami atmosferycznymi a w szczególności z parą wodną oraz dwutlenkiem węgla i ozonem. W związku z tym, znaczna część promieniowania ziemskiego emitowanego przez powierzchnię ziemi jest absorbowana w atmosferze. Jedynie w obszarze tzw. **okna atmosferycznego** (8-12 μm) absorpcja promieniowania jest niewielka poza obszarem około 9.6 μm , gdzie występuje pasmo absorpcyjne ozonu. Promieniowanie o długość fali większej od 14 μm jest całkowicie absorbowane w atmosferze przez widmo kontinuum CO_2 i pary wodnej.

Współczynniki absorpcji najważniejszych gazów atmosferycznych opisane są w bazie danych HITRAN (<http://www.cfa.harvard.edu/hitran/>). Wartości tych współczynników zdefiniowane są jako funkcję temperatury, ciśnienia oraz długości fali. Baza danych staje się udoskonalana i co pewien okres czas wydawana jest kolejna edycja. Wyniki obserwowanych w atmosferze oraz obliczanych teoretycznie współczynników absorpcji różnią się dla pewnych gazów. Przykładem jest tu para wodna, przypadku której różnica prawdopodobnie

wynika z faktu nie wzięcia pod uwagę w obliczeniach dimerów wody występującej w atmosferze.

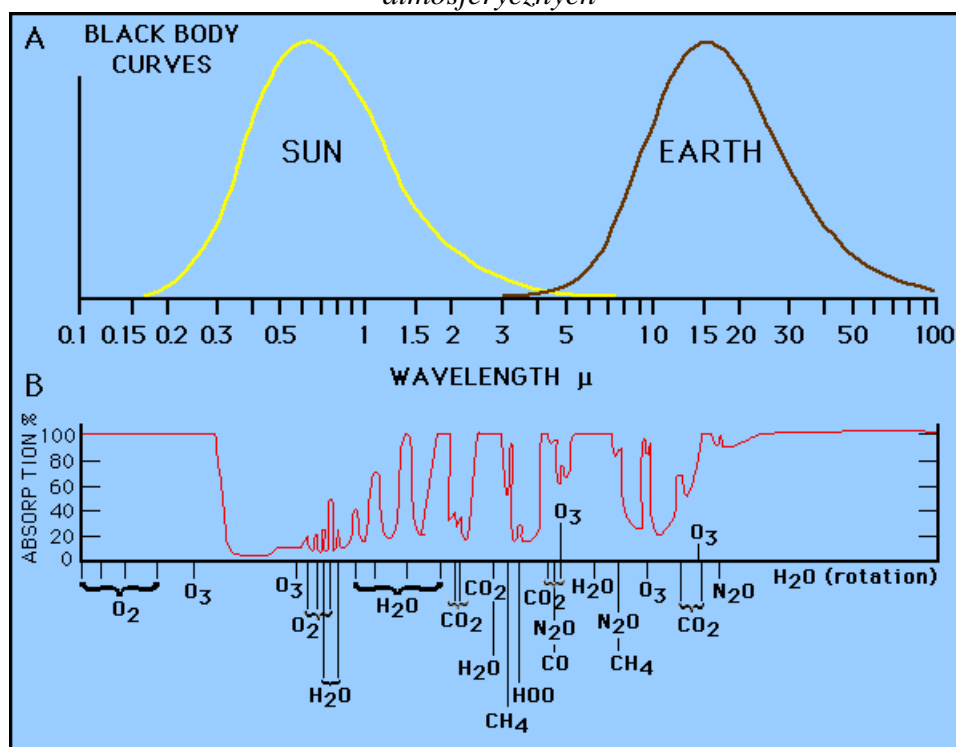


Rys. 2.6 Absorpcja promieniowania atmosfery w zależności od długości fali i typu gazu.

Promieniowanie słoneczne jest w znacznie większym stopniu przepuszczane przez atmosferę niż promieniowanie ziemskie. Obszar widzialny charakteryzuje się bardzo małą absorpcją. Zaliczyć do niej można słabe pochłanianie przez ozon, tlen oraz aerozole. Promieniowanie mniejsze od 0.3 μm praktycznie nie dociera do powierzchni ziemi wskutek silnej absorpcji przez ozon w stratosferze oraz przez tlen w wyższych warstwach atmosfery. W bliskiej podczerwieni występują słabe pasma absorpcyjne tlenu oraz pary wodnej. W przypadku tej ostatniej szerokość intensywności pasm absorpcyjnych rośnie silnie w kierunku dłuższych fal.

Gas	Center ν (cm^{-1}) (λ (μm))	Transition	Band interval (cm^{-1})
H₂O	-	pure rotational	0-1000
	1594.8 (6.3)	ν_2 ; P, R	640-2800
	continuum*	far wings of the strong lines; water vapor dimmers (H ₂ O) ₂	200-1200
CO₂	667 (15)	ν_2 ; P, R, Q	540-800
	961 (10.4)		850-1250
	1063.8 (9.4)] overtone and combination	2100-2400
	2349 (4.3)		
O₃	1110 (9.01)	ν_1 ; P, R	950-1200
	1043 (9.59)	ν_3 ; P, R	600-800
	705 (14.2)	ν_2 ; P, R	600-800
CH₄	1306.2 (7.6)	ν_4	950-1650
N₂O	1285.6 (7.9)	ν_1	1200-1350
	588.8 (17.0)	ν_2	520-660
	2223.5 (4.5)	ν_3	2120-2270
CFCs			700-1300

Rys. 2.7 Najważniejsze oscylacyjne i rotacyjne linie absorpcyjne niektórych gazów atmosferycznych



Rys. 2.8 Widmo promieniowania słonecznego oraz całkowita absorpcja w atmosferze.

3. Rozpraszanie promieniowania

Rozpraszanie promieniowania jest procesem związanym ze zmianą kierunku propagacji fali elektromagnetycznej. W atmosferze najważniejszą rolę odgrywa rozpraszanie elastyczne (bez zmiany długości fali). Rozpraszanie nieelastyczne (np. rozpraszanie Ramana) jest drugorzędne. Pomimo tego jest często zaniebywane małe to jednak wykorzystuje się je w technikach teledetekcyjnych. Rozpraszanie odgrywa kluczową rolę dla promieniowania słonecznego, podczas gdy w dalekiej podczerwieni ma mniejsze znaczenie i w wielu rozważaniach może być zaniebywane.

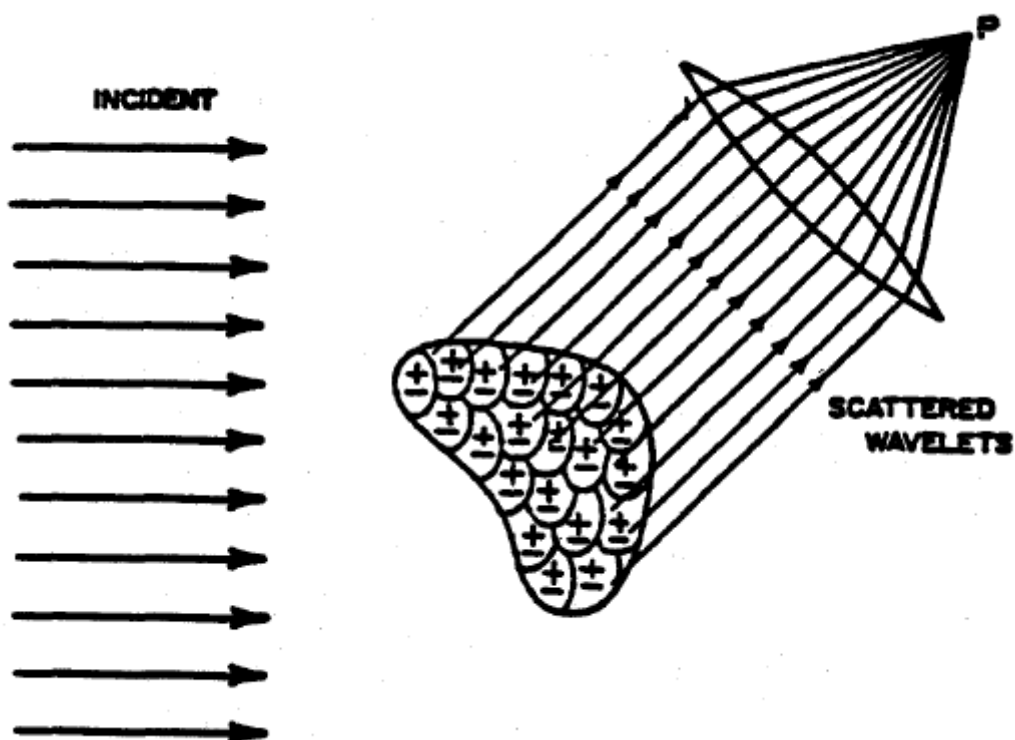
W paragrafie tym będziemy rozpatrywać rozpraszanie na pojedynczej cząstce. Pojedyncze rozpraszanie, bo o nim mowa zakłada, że natężenie pola elektrycznego po rozproszeniu na pojedynczej cząstce zależy jedynie od zewnętrznego pola. Tak, więc jeśli odległość pomiędzy cząstkami jest dostatecznie duża (całkowite promieniowanie rozproszone pochodzące od sąsiednich cząstek jest małe w porównaniu z polem zewnętrznym), to przybliżenie pojedynczego rozpraszania jest w pełni uzasadnionym. Dodatkowo będziemy zakładać, że cząstki są rozłożone w przestrzeni losowo, czyli opisywane przez rozkład Poissona. Oznacza to, że rozpraszanie jest niespójne (incoherent) gdyż nie ma związku pomiędzy fazami fal rozproszonych.

W atmosferze najczęściej wyróżnia się rozpraszanie typu Rayleigh'a i Mie oraz geometryczne. Pierwsze z nich opisuje rozpraszanie na cząstkach małych (w porównaniu z długością fali), drugie na cząstkach dużych (o wymiarach porównywalnych lub większych od długości fali). Rozpraszanie geometryczne występuje gdy rozmiary cząstki są dużo większe od długości fali. Jednak rozpraszanie typu Mie opisuje oddziaływanie promieniowania elektromagnetycznego z cząstkami o dowolnym rozmiarze w porównaniu z długością fali padającej. Mimo to wyróżnia się rozpraszanie typu Rayleigh'a ze względu na jego stosunkowo proste analityczne rozwiązanie.

Rozważmy jednorodne promieniowanie padające na cząstkę. Pobudzone do drgania w cząstce dipole elektryczne emitują spójne promieniowanie o tej samej długości fali. Pole elektryczne w punkcie P jest sumą pola padającego oraz rozproszonego na cząstce. W ogólności faza poszczególnych fal w punkcie P zależy od kąta rozproszenia, dlatego oczekujemy zależności promieniowania rozproszonego od kierunku. Jeśli jednak cząstka jest mała w porównaniu z długością fali, to promieniowanie emitowane przez dipole jest w fazie. Dlatego w tym przypadku spodziewamy się niewielkich zmian wraz z kątem rozpraszania. Gdy rozmiary cząstki stają się większe, rośnie również wzajemne wzmocnienie i osłabienie

pola elektrycznego od poszczególnych dipoli. W związku z tym promieniowanie rozproszone na dużych cząstkach posiada wiele maksimów i minimów interferencyjnych. Relacje pomiędzy fazami fal elektromagnetycznych zależą w ogólności od czynników geometrycznych: kąt rozproszenia, rozmiar cząstki, jej kształt. Amplituda oraz faza indukowanych dipoli w cząstce zależy natomiast od własności substancji, z jakiej jest ona zbudowana.

Jak stwierdzono powyżej promieniowanie elektromagnetyczne padając na ośrodek materialny polaryzuje go (nie mylić z polaryzacją promieniowania) prowadząc do powstania dipoli elektrycznych. Polaryzacja ośrodka na jednostkę objętości \vec{P} związana jest z względnym współczynnikiem przenikalności elektrycznej ϵ_r oraz padającym polem elektrycznym \vec{E} wzorem $\vec{P} = (\epsilon_r - 1)\epsilon_0\vec{E}$.



Rys. 3.1 Rozpraszanie promieniowania elektromagnetycznego

Rozpatrzmy polaryzację pojedynczego dipola w ośrodku materialnym, na który pada zewnętrzne pole elektryczne \vec{E} . Polaryzacja pojedynczego dipola elektrycznego \vec{p} wyraża się wzorem $\vec{p} = \alpha\vec{E}'$, gdzie α jest polaryzowalnością ośrodka zaś \vec{E}' jest wewnętrznym polem elektrycznym. Zauważmy, że w ogólności współczynnik polaryzowalności jest tensorem.

Jeśli przez N oznaczymy liczbę dipoli w jednostce objętości to polaryzacja ośrodka wynosi $\vec{P} = N\vec{p}$.

Kluczowym problemem w procesach rozpraszania staje się wyznaczenie wewnętrznego pola elektrycznego \vec{E}' , które w ośrodkach o dużej gęstości może być zasadniczo różne od zewnętrznego pola elektrycznego. W przypadku, gdy odległość pomiędzy molekułami ośrodka jest znacznie większa niż długość fali wówczas wewnętrzne pole elektryczne rośnie na skutek oddziaływania sąsiednich dipoli zgodnie ze wzorem:

$$\vec{E}' = \vec{E} + \frac{\vec{P}}{3\epsilon_0} = \frac{\vec{E}}{3}(\epsilon_r + 2).$$

Łatwo można pokazać, że zachodzi związek

$$N\alpha = 3\epsilon_0 \frac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 2}$$

zwany równaniem Clausius'a-Mosotti'ego. Wiąże ono mikroskopową polaryzowalność ośrodka z makroskopową względną przenikalnością elektryczną materii.

3.1 Rozpraszanie Rayleigh'a

Rozpatrzmy małą, jednorodną i sferyczną cząstkę o promieniu znacznie mniejszym od długości padającej fali λ . Korzystając z klasycznego rozwiązania równania Maxwella w przypadku daleko-polowym (wzór Hertza):

$$\vec{E} = \frac{1}{c^2} \frac{1}{r} \frac{\partial^2 \vec{p}}{\partial t^2} \sin \gamma$$

gdzie γ jest kątem pomiędzy wektorem momentu dipolowego a kierunkiem obserwacji.

Uwzględniając, że moment dipolowy można przedstawić w postaci harmonicznej

$$\vec{p} = \vec{p}_0 e^{-ik(r-ct)}$$

gdzie $kc = \omega$ częstotliwością kołową

Pole elektryczne promieniowania rozproszonego wyraża się wzorem

$$\vec{E} = -\vec{E}_0 \frac{e^{-ik(r-ct)}}{r} k^2 \alpha \sin \gamma$$

Zdefiniujmy pewną płaszczyznę przez kierunek padającego i rozproszonego promieniowania a następnie dokonajmy dekompozycji składowych pola elektrycznego na: składową prostopadłą E_{or} i równoległą E_{o1} do tej płaszczyzny. Wówczas składowe promieniowania rozproszonego mają postać

$$E_r = -E_{or} \frac{e^{-ik(r-ct)}}{r} k^2 \alpha \sin \gamma_1$$

$$E_1 = -E_{ol} \frac{e^{-ik(r-ct)}}{r} k^2 \alpha \sin \gamma_2$$

gdzie $\gamma_1 = \pi/2$ i $\gamma_2 = \pi/2 - \Theta$ zaś Θ jest kątem rozpraszania.

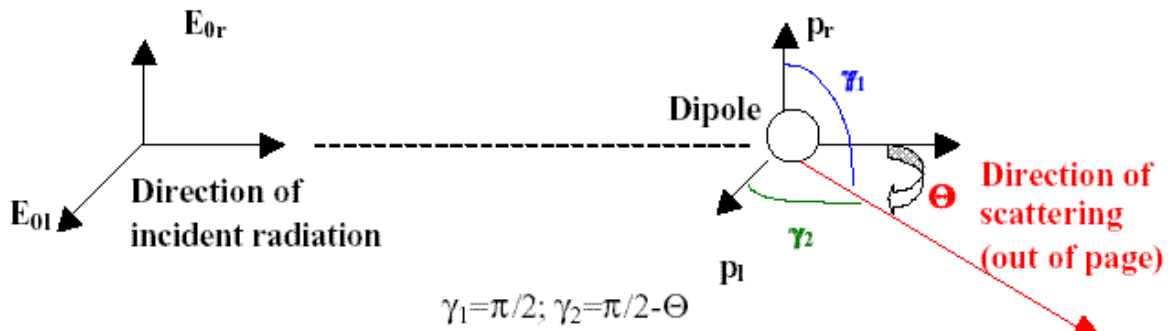
Korzystając z relacji pomiędzy natężeniem pola elektrycznego a radiancją promieniowania ($I = \text{const}|E|^2$) możemy zapisać wzór na radiancję promieniowania rozproszonego w postaci:

$$I_r = \frac{I_{or} k^4 \alpha^2}{r^2}$$

$$I_l = \frac{I_{ol} k^4 \alpha^2}{r^2} \cos^2 \Theta$$

gdzie I_r , I_l są polaryzacyjnymi składowymi promieniowania. Całkowita intensywność promieniowania rozproszonego wyraża się wzorem

$$I = I_r + I_l = (I_{or} + I_{ol} \cos^2 \Theta) \frac{k^4 \alpha^2}{r^2}$$



Rys. 3.2 Płaszczyzna rozpraszania oraz kąt rozpraszania.

Jeśli padające na cząstkę promieniowanie jest niespolaryzowane (np. promieniowanie słoneczne) wówczas obie składowe intensywności są równe i wynoszą $I_o/2$. W tym przypadku całkowita intensywność promieniowania rozproszonego wynosi

$$I = \frac{I_o}{r^2} \alpha^2 \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^4 \frac{1 + \cos^2 \Theta}{2}.$$

Wnioski:

- Natężenie promieniowania rozproszonego jest odwrotnie proporcjonalne do czwartej potęgi długości fali. Tak więc rozpraszanie promieniowania bardzo szybko zmniejsza się z długością fali i dlatego rozpraszanie Rayleigh'a ma istotne znaczenie w obszarze widzialnym oraz w ultrafiolecie. Ponieważ promieniowanie nieba (poza tarczą słoneczną) składa się tylko z promieniowania rozproszonego tak, więc rozpraszanie Rayleigh'a jest odpowiedzialne za błękitny kolor nieba.

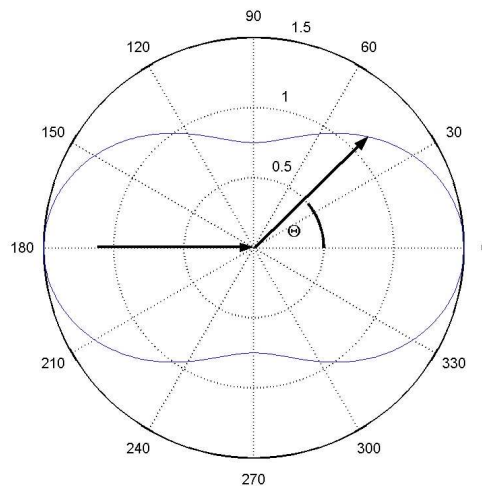
- Rozpraszanie Rayleigh'a jest anizotropowe, jednak odstępstwo od izotropowości nie jest duże.
- Rozpraszanie Rayleigh'a jest symetryczne tzn. natężenie promieniowania rozproszonego do przodu i do tyłu jest takie samo.

Rozkład kątowy promieniowania rozproszonego jest opisywany przy pomocy funkcji fazowej

$P(\Theta)$. W przypadku rozpraszania Rayleigh'a ma ona postać: $P(\Theta) = \frac{3}{4}(1 + \cos^2 \Theta)$.

Własności funkcji fazowej:

- Normalizacja $\int_0^{2\pi} \int_0^\pi \frac{P(\cos \Theta)}{4\pi} \sin \Theta d\Theta d\phi = 1$
- $P(\cos \Theta)$ ze względu na normalizację ma interpretację gęstości prawdopodobieństwa. Określa więc prawdopodobieństwo, że padający na cząstkę foton zostanie rozproszony pod kątem Θ .



Rys. 3.3 Funkcja fazowa dla rozpraszania Rayleigha

Intensywność promieniowania rozproszonego, można zapisać w postaci

$$I(\Theta) = \frac{I_o}{r^2} \alpha^2 \frac{128\pi^5}{3\lambda^4} \frac{P(\Theta)}{4\pi}$$

Strumień promieniowania rozproszonego w odległość r od cząstki rozpraszającej jest równy całce po gęstości strumienia promieniowania ($I\Delta\Omega$) i może być obliczony ze wzoru

$$F = \int_{\Omega} d\Omega (I\Delta\Omega) r^2$$

gdzie $r^2 d\Omega$ jest powierzchnią (definicja kąta bryłowego). Ostatecznie strumień promieniowania wynosi

$$F = F_0 \frac{128\pi^5}{3\lambda^4} \alpha^2$$

gdzie F_0 oznacza strumień promieniowania padającego ($F_0 = I_0 \Delta\Omega$).

Definiujemy przekrój czynny na rozpraszanie jako

$$\sigma_s = \frac{F}{F_0} = \alpha^2 \frac{128\pi^5}{3\lambda^4}.$$

Określa on jaka część pierwotnej energii jest usuwana z fali padającej w skutek rozpraszania.

Intensywność promieniowania rozproszonego w funkcji przekroju czynnego wyraża się wzorem

$$I(\Theta) = I_0 \frac{\sigma_s}{r^2} \frac{P(\Theta)}{4\pi}$$

Powyższy wzór jest uniwersalny i prawdziwy dla rozpraszania na cząstkach, których rozmiary są porównywalne i większej od długości fali.

Można pokazać, że polaryzowalność α jest związana z współczynnikiem refrakcji m oraz liczbą cząstek N_s w jednostce objętości **wzorem Lorentza-Lorenza**

$$\alpha = \frac{3}{4\pi N_s} \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2}.$$

Dla widzialnej części promieniowania słonecznego urojona część współczynnika refrakcji molekuł powietrza jest zaniedbywana mała. Część rzeczywista, pomimo, że jest bliska jedności wykazuje zależność od długości fali. Można ją przybliżyć korzystając z

następującego wzoru empirycznego $(m_r - 1) \times 10^8 = 6432.8 + \frac{2949810}{146 - \lambda^{-2}} + \frac{25540}{41 - \lambda^{-2}}$ gdzie λ jest

w mikrometrach. Biorąc pod uwagę, że rzeczywista część współczynnika refrakcji jest bliska jedności, wzór na polaryzowalność powietrza przyjmuje postać

$$\alpha = \frac{1}{4\pi N_s} (m_r^2 - 1).$$

Podobnie wzór na przekrój czynny przyjmuje postać

$$\sigma_s = \frac{8\pi^3 (m_r - 1)^2}{3\lambda^4 N_s^2} f(\delta)$$

gdzie dodany czynnik $f(\delta)$ uwzględnia anizotropowe właściwości molekuł powietrza (odstępstwo od sferyczności cząsteczek) i zdefiniowany jest on w następujący sposób

$$f(\delta) = \frac{6 + 3\delta}{6 - 7\delta}.$$

Czynnik δ wynosi dla powietrza ok. 0.035.

3.2 Rozpraszanie Lorenza-Mie

Rozpraszanie typu Rayleigh'a występuje dla cząsteczek, których promień jest znacznie mniejszy od długości fali. Dla większych cząsteczek proces rozpraszania opisywany jest przez teorie Lorenz-Mie, którzy w latach 1890 oraz 1908 rozwiązali niezależnie od siebie problem rozpraszania promieniowania na jednorodnych sferach. Zdefiniujmy użyteczną wielkość zwaną parametrem wielkości x taki, że $x=2\pi a/\lambda$, gdzie a jest promieniem cząsteczki. Teoria Lorenz-Mie ($x \geq 1$) opisuje metodę rozwiązania równań Maxwella. Sprowadza się ona do rozwiązania równania dla pola elektrycznego $\nabla^2 \vec{E} + k^2 m^2 \vec{E}$ oraz identycznego dla pola magnetycznego $\nabla^2 \vec{H} + k^2 m^2 \vec{H}$ z warunkami brzegowymi na sferze. W metodzie tej obliczane jest wewnętrzne pole elektryczne jako suma zewnętrznego oraz pola pochodzącego od wewnętrznych cząsteczek. Można pokazać, że składowe pola rozproszonego na dużych cząsteczkach w przybliżeniu daleko-polowym ma postać

$$\begin{bmatrix} E_1 \\ E_r \end{bmatrix} = \frac{\exp(ikz - ikr)}{ikr} \begin{bmatrix} S_2(\Theta) & 0 \\ 0 & S_1(\Theta) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{01} \\ E_{0r} \end{bmatrix}$$

gdzie amplitudy S_1 i S_2 wynoszą

$$S_1(\Theta) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} [a_n \pi_n(\cos \Theta) + b_n \tau_n(\cos \Theta)]$$

$$S_2(\Theta) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} [b_n \pi_n(\cos \Theta) + a_n \tau_n(\cos \Theta)]$$

zaś funkcje kątowe π_n oraz τ_n określone są wzorami

$$\pi_n(\cos \Theta) = \frac{1}{\sin \Theta} P_n^1(\cos \Theta)$$

$$\tau_n(\cos \Theta) = \frac{d}{d\Theta} P_n^1(\cos \Theta)$$

P_n^1 jest stowarzyszonym wielomianem Legendre'a. Ponadto przekroje czynne na rozpraszanie i ekstynkcję (rozpraszanie plus absorpcja) wyrażają się wzorami

$$\sigma_s = \frac{2\pi}{k^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) (|a_n|^2 + |b_n|^2)$$

$$\sigma_e = \frac{2\pi}{k^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) \operatorname{Re}(a_n + b_n)$$

Współczynniki a_n i b_n mogą być obliczone ze wzorów

$$a_n = \frac{m \psi_n(mx) \psi_n'(x) - \psi_n(x) \psi_n'(mx)}{m \psi_n(mx) \xi_n'(x) - \xi_n(x) \psi_n'(mx)}$$

$$b_n = \frac{\psi_n(mx) \psi_n'(x) - m \psi_n(x) \psi_n'(mx)}{\psi_n(mx) \xi_n'(x) - m \xi_n(x) \psi_n'(mx)}$$

gdzie funkcje ψ oraz ξ są funkcjami Ricatti-Bessela odpowiadającymi sferycznym funkcjom Bessela. Parametr wielkości we wzorach na a_n i b_n zdefiniowany jest dla długości fali wewnątrz ośrodka i wynosi $\lambda = \lambda_o / m_p$ zaś współczynnik refrakcji $m = m_p / m_a$, gdzie m_p określa współczynnik refrakcji dla cząsteczki zaś m_a dla powietrza.

Teoria Mie opisuje bardzo ważną klasę procesów rozpraszania w atmosferze, która obejmuje rozpraszanie na aerozolach, kropelkach wody, czy kryształkach lodu. Do opisu rozpraszania Mie często stosuje się efektywny przekrój czynny na rozpraszanie Q_s

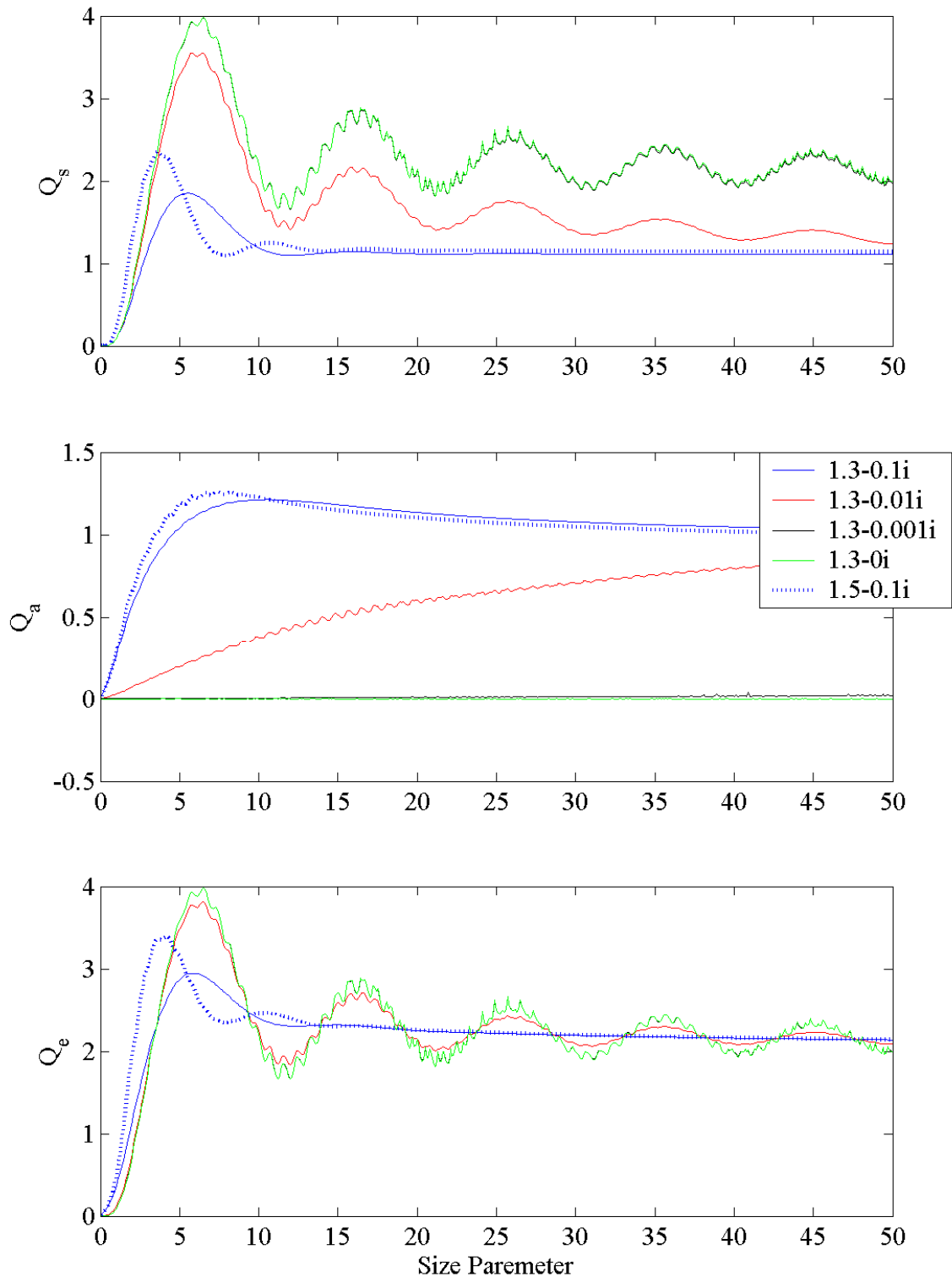
$$Q_s = \frac{\sigma_s}{\pi r^2}$$

Podobnie wprowadza się efektywny przekrój czynny na absorpcję Q_a oraz ekstynkcję Q_e

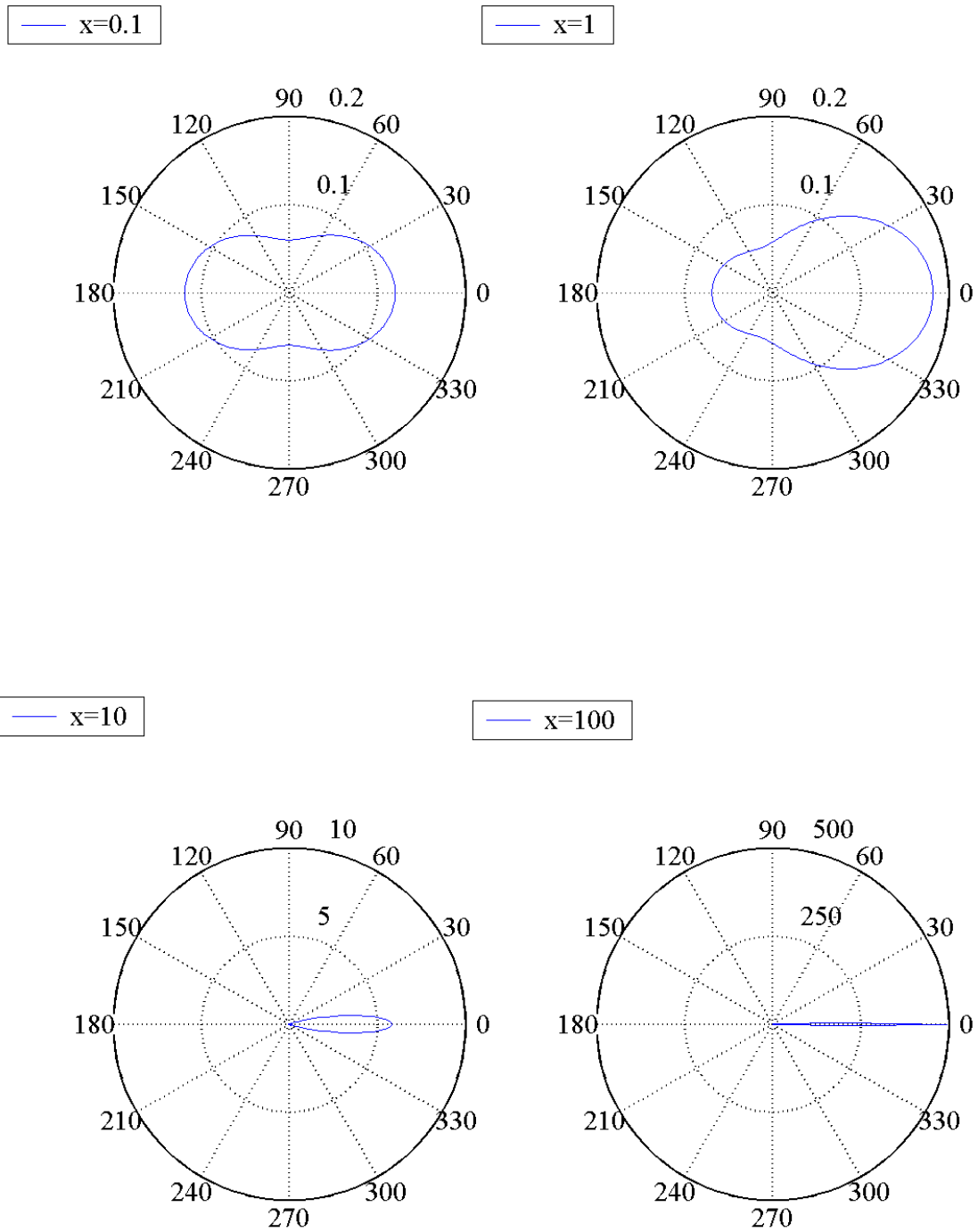
$$Q_a = \frac{\sigma_a}{\pi r^2} \text{ oraz } Q_e = \frac{\sigma_e}{\pi r^2} \text{ gdzie } Q_e = Q_a + Q_s.$$

Przekrój czynny na absorpcję jest zdefiniowany analogicznie, jak dla rozpraszania zaś przekrój czynny na ekstynkcję jest sumą przekrojów na absorpcję oraz rozpraszanie.

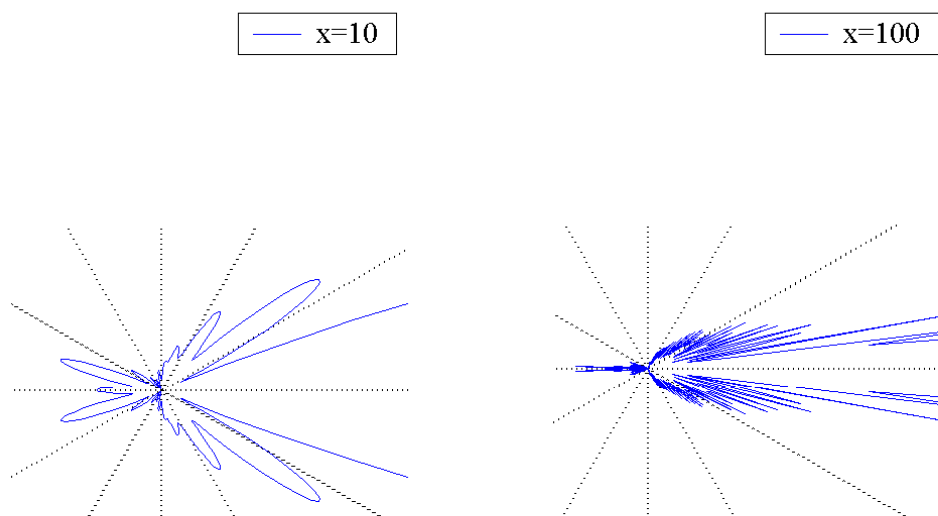
Efektywny przekrój czynny na rozpraszanie, jako funkcja parametru wielkości wykazuje wiele charakterystycznych długo okresowych sinusoidalnych oscylacji (Rys. 3.4a), na które nałożone są oscylacje o większej częstotliwości. Oscylacje te związane są z interferencją fali przechodzącej przez cząstkę z falą, która ulega dyfrakcji. Te ostatnie zależą od części urojonej współczynnika refrakcji (odpowiedzialnego za absorpcję promieniowania). Dla silnie absorbujących cząstek oscylacje te są zupełnie niewidoczne. Rzeczywista część współczynnika refrakcji odpowiada za przesunięcia głównych oscylacji efektywnego współczynnika przekroju czynnego na rozpraszanie. Pierwsze maksimum przypada dla parametru wielkości około 6 czyli dla promienia cząsteczki równego długości fali padającej. Przekrój czynny dla tego maksimum może przekraczać czterokrotnie geometryczny przekrój czynny (πr^2). Podobną zależnością wykazuje się efektywny przekrój czynny na ekstynkcję (Rys. 3.4c). W granicy dużych cząstek ($x \gg 1$) przekrój czynny jest dwa razy większy od przekroju geometrycznego. Wynik ten jest zaskakujący i nosi nazwę paradoksu geometrycznego lub paradoksu ekstynkcji. W obszarze geometrycznym i w sytuacjach z życia codziennego np. cienie przedmiotów nie obserwujemy aby przekrój czynny był dwa razy większy niż przekrój geometryczny. Wynika to z faktu, iż najczęściej obserwujemy cienie przedmiotu w bliskiej odległości w której przybliżenie daleko-polowe nie ma sensu. Zauważmy co się dzieje się z cieniem przedmiotu gdy oddalamy go ekranu na którym rzuca cień.



Rys. 3.4 Efektywny przekrój czynny na (a) rozpraszanie, (b) absorpcję oraz (c) ekstynkcję dla cząstek o różnym współczynniku refrakcji



Rys. 3.5 Funkcje fazowe na rozpraszanie dla różnych parametrów wielkości. Współczynnik refrakcji dla wszystkich przypadków $n=1.5-0.001i$



Rys. 3.6 Kształt funkcji fazowych (powiększenie Rys. 3.5 c,d) dla parametru wielkości $x=10$ oraz wykresie $=100$.

Na wykresie 3.4b przedstawiony jest efektywny przekrój czynny na absorpcję. W granicy geometrycznej (dużych cząstek) efektywny przekrój czynny dąży do jedności, o ile urojona część współczynnika refrakcji jest niezerowa. W przeciwnym wypadku jest stały równy zero. Dla cząstek silnie absorbujących współczynnik ten osiąga maksimum jednak jego położenie zależy od części rzeczywistej współczynnika refrakcji. W przypadku cząstek słabo absorbujących (typowe cząstki w atmosferze) rośnie on monotonicznie wraz z parametrem wielkości. Kształt funkcji fazowych na rozpraszanie (Rys. 3.5) wykazuje silną anizotropię rosnącą wraz z parametrem wielkości x . Już dla cząstek o promieniu porównywalnym z długością fali promieniowania padającego promieniowanie rozpraszane jest praktycznie tylko do przodu. Ponadto, wraz ze wzrostem parametru wielkości rośnie liczba kątów, dla których obserwuje się charakterystyczne maksima oraz minima (rezonansowe). Można zauważyć (Rys. 3.6), że pewien wzrost intensywności rozpraszania obserwuje się w kierunku wstecznym, przy jednoczesnym spadku rozpraszania dla kątem 90° .

Rozważmy natężenie pola elektrycznego w dalekiej odległości od cząstki przy kącie rozproszenia bliskim zeru ($\Theta \approx 0$). Załóżmy, że na cząstkę pada spolaryzowane promieniowanie w kierunku prostopadłym, wówczas natężenie pola elektrycznego wynosi

$$E_{rs} = \frac{e^{-ikr+ikz}}{ikr} S_1(0) E_{ro}.$$

W dalekiej odległości od cząstki ($x, y \ll z$) możemy zapisać $r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2} \approx z + \frac{x^2 + y^2}{2z}$.

Superpozycja pola elektrycznego związanego z falą padającą oraz rozproszoną w kierunku ($\Theta \approx 0$) wyraża się wzorem

$$E_{ro} + E_{rs} \approx E_{ro} \left[1 + \frac{S_1(0)}{ikz} e^{-ik(x^2+y^2)/2z} \right].$$

Odpowiadająca temu polu radiacja promieniowania

jest proporcjonalna do wyrażenia $|E_{ro} + E_{rs}|^2$. Oznaczmy przez $1+Z$ wyrażenie w nawiasie kwadratowym wówczas kwadrat modułu tego wyrażenia wynosi:

$$|E_{ro} + E_{rs}|^2 = (1+Z)(1+\bar{Z}),$$

gdzie \bar{Z} jest sprzężeniem zespolonym. Ponieważ interesuje nas rozwiązanie w dalekiej odległości, więc wyrażenie, w którym występuję $1/z^2$ pomijamy. Zatem mamy:

$$|E_{ro} + E_{rs}|^2 = 1 + Z + \bar{Z} = 1 + 2 \operatorname{Re}(Z) \text{ i ostatecznie}$$

$$|E_{ro} + E_{rs}|^2 \approx |E_{ro}|^2 \left[1 + \frac{2}{kz} \operatorname{Re} \left\{ \frac{S_1(0)}{i} e^{-ik(x^2+y^2)/2z} \right\} \right].$$

Dzieląc obustronnie przez stały czynnik $|E_{ro}|^2$ oraz całkując po przekroju geometrycznym cząstki mamy

$$\frac{1}{|E_{ro}|^2} \iint dx dy |E_{ro} + E_{rs}|^2 = \pi a^2 + \sigma_e.$$

gdzie po prawej stronie równania mamy pole przekroju cząstki oraz przekrój czynny na ekstynkcję. Interpretacja fizyczna drugiego czynnika jest następująca: promieniowanie w kierunku do przodu jest redukowane w takim stopniu jakby cząstka miała geometryczny przekrój równy σ_e . Jeśli założymy, że zmiana granic całkowania w przypadku drugiego członu w powyższym wzorze na całkowanie po całej płaszczyźnie (x, y) jest małą poprawką to wówczas mamy

$$\int_{-\infty-\infty}^{\infty} \int_{-\infty-\infty}^{\infty} e^{-ik(x^2+y^2)/2z} dx dy = \frac{2\pi z}{ik}.$$

W rezultacie otrzymujemy podstawowy wzór na ekstynkcję,

który jest prawdziwy dla jednorodnej i sferycznej cząstki

$$\sigma_e = \frac{4\pi}{k^2} \operatorname{Re}[S(0)]$$

lub

$$Q_e = \frac{4}{x^2} \text{Re}[S(0)]$$

gdzie $S(0)=S_1(0)=S_2(0)$.

3.3 Anomalna teoria dyfrakcji

Dla dużych wartości parametru wielkości ($x \gg 1$) i tzw. cząstek miękkich $|m-1| \ll 1$ istnieje przybliżona teoria, zwana anomalną teorią dyfrakcji (ADT), która w przybliżeniu opisuje oddziaływanie cząstek z falami elektromagnetycznymi. Drugi warunek (miękkich cząstek) oznacza, że promień światła biegnący wewnątrz cząstki jest zaniedbywalnie słabo odchylony od pierwotnego kierunku. Podobnie odbicie od cząstki może być pominięte ze względu na małą różnicę współczynnika odbicia cząstki i powietrza. Ekstynkcja promieniowania jest więc zdominowana przez absorpcję, co stanowi podstawę fizyczną anomalnej teorii dyfrakcji. Natężenie pola elektrycznego po przejściu przez cząstkę (w kierunku do przodu, $\Theta=0^\circ$) E jest superpozycją natężenia pola padającego na cząstkę E_o i rozproszonego na niej E_{sca} wyraża się wzorem $E = E_o + E_{sca}$.

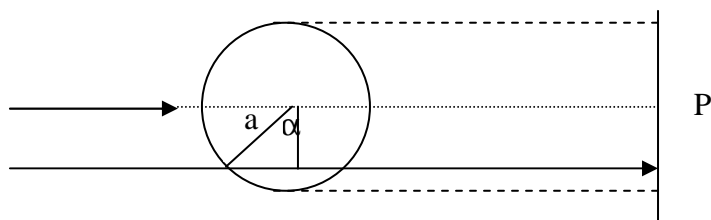
Teoria ADT zakłada, że fala elektromagnetyczna za cząstką może być wyrażona przez różnicę faz promienia, który przechodzi przez cząstkę i promienia, który ulega dyfrakcji na jej brzegu. Zatem

$$E = \tilde{E}_o e^{i\phi_o} [1 + e^{-i\Delta\phi}]$$

gdzie różnica faz $\Delta\phi$ może być wyznaczona na podstawie elementarnych rozważań geometrycznych $\Delta\phi = 2x(m-1) \sin \alpha = \rho \sin \alpha$,

gdzie ρ ($\rho = 2x[m-1]$) jest względnym opóźnieniem fazy pomiędzy promieniem biegnącym wzdłuż promienia cząstki a promieniem biegnącym na zewnątrz cząstki. W obszarze cienia geometrycznego cząstki pole elektryczne padające na płaszczyznę P ma postać

$$E = \tilde{E}_o e^{i\phi_o} e^{-i\Delta\phi}.$$



Rys. 3.7 Objaśnienie do anomalnej teorii dyfrakcji

Jeśli przyjmiemy, że natężenie pola padającego jest równe jedności wówczas zmiana pola elektrycznego (E_o-E) w kierunku ($\Theta=0$) jest proporcjonalne do A

$$A = \iint (1 - e^{-ip \sin \alpha}) dx dy .$$

gdzie całkowanie przebiega po cieniu geometrycznym cząstki.

Element powierzchni w układzie biegunowym (na płaszczyźnie P) ma postać

$$dx dy = r dr d\phi = a \cos \alpha d(a \cos \alpha) d\phi .$$

Związków z tym, powyższą całkę można zapisać następująco

$$A = \int_0^{2\pi/2} \int_0^a (1 - e^{-ip \sin \alpha}) a^2 \cos \alpha d \cos \alpha d\phi .$$

Całkując otrzymujemy wyrażenie $A = 2\pi a^2 K(ip)$,

$$\text{gdzie } K(ip) = \frac{1}{2} + \frac{e^{-ip}}{ip} + \frac{e^{-ip} - 1}{(ip)^2} .$$

Przekrój czynny na ekstynkcję σ_e , jest proporcjonalny do różnicy promieniowania rozproszonego I. Korzystając z zależności $I \propto |E|^2$ otrzymujemy: $dI \propto 2d|E|$. Można pokazać, że $\sigma_e = 2 \operatorname{Re}(A)$, a więc efektywny przekrój czynny na ekstynkcję wynosi

$$Q_e = \frac{\sigma_e}{\pi a^2} = 4 \operatorname{Re}[K(ip)] = 2 - \frac{4}{\rho} \sin \rho + \frac{4}{\rho^2} (1 - \cos \rho) .$$

ADT umożliwia wyznaczenie również przekroju czynnego na absorpcję promieniowania. Droga optyczna promienia przechodzącego przez cząstkę (Rys. 3.5) wynosi

$$l = 2a \sin \alpha . \text{ Współczynnik absorpcji natomiast } k_i = m_i \frac{2\pi}{\lambda}$$

gdzie m_i jest urojoną częścią współczynnika refrakcji. Wynika stąd, że przekrój czynny na absorpcję wynosi

$$\sigma_a = \iint (1 - e^{-2lk_i}) dx dy$$

gdzie czynnik e^{-2lk_i} oznacza osłabienie promieniowania związane z absorpcją przez cząstkę.

Całkując (analogicznie jak powyżej) w układzie biegunowych dostajemy końcowy wzór

$$Q_a = \frac{\sigma_a}{\pi a^2} = 1 + \frac{2}{b} e^{-b} + \frac{2}{b^2} (e^{-b} - 1)$$

gdzie $b = 4xm_i$.

Anomalna teoria dyfrakcji nie pozwala na wyznaczanie funkcji fazowych a jedynie współczynników rozpraszania i absorpcji ograniczonych dla dużych cząstek o współczynniku refrakcji bliskim jedności. Teoria ta zaskakująco dobrze zgadza się dla małych wartości parametru wielkości x z dokładnym rozwiązaniem wynikającym z teorii Lorenza-Mie.

3.4 Macierz Muellera

Opis stanu polaryzacji promieniowania wymaga uogólnienia definicji funkcji fazowej, która jak do tej pory była wielkością skalarną. Składowe natężenia pola elektrycznego po rozproszeniu na pojedynczej cząstce wyrażają się wzorem

$$\begin{bmatrix} E_l \\ E_r \end{bmatrix} = \begin{pmatrix} S_2 & S_3 \\ S_4 & S_1 \end{pmatrix} \frac{e^{-ikr+ikz}}{ikr} \begin{bmatrix} E_{ol} \\ E_{or} \end{bmatrix}$$

gdzie wyrażenia $S_{1,..,4}$ są elementami macierzy amplitudy rozpraszania. Z wcześniejszych rozważań wynika, że dla sferycznych i jednorodnych cząstek pozadiagonalne wartości macierzy S znikają. Obliczmy całkowitą energię na jednostkę czasu oraz długości fali niesioną przez falę rozproszoną

$$r^2 \int_{\Xi} I_s d\Omega = \frac{I_o}{k^2} \int_{\Xi} |S(\Theta)|^2 d\Omega$$

gdzie całkowanie przebiega po sferze Ξ .

Całkowita energia promieniowania rozproszonego jest równa z drugiej strony $I_o \sigma_s$, gdyż σ_s określa przekrój czynny na rozpraszanie a więc $I_o \sigma_s$ jest energią padającą na cząstkę. Z powyższych wzorów wynika, że przekrój czynny na rozpraszanie wyraża się wzorem

$$\sigma_s = \frac{1}{k^2} \int |S(\Theta)|^2 d\Omega.$$

Wygodnie jest więc zapisać wyrażenie na funkcję fazową w postaci

$$\frac{P(\Theta)}{4\pi} = \frac{|S(\Theta)|^2}{k^2 \sigma_s}.$$

Całkując to obustronnie po sferze Ξ otrzymujemy warunek zachowania energii będący jednocześnie znormalizowaniem funkcji fazowej

$$\frac{1}{4\pi} \int_{\Xi} P(\Theta) d\Omega = 1.$$

W celu opisanego rozpraszania przy użyciu parametrów Stokesa musimy wprowadzić macierz fazową. Można pokazać, że dla pewnej klasy cząstek ma ona następującą postać

$$\hat{P}(\Theta) = \frac{1}{k^2 \sigma_s} \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} & 0 & 0 \\ S_{12} & S_{22} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & S_{33} & S_{34} \\ 0 & 0 & -S_{34} & S_{44} \end{pmatrix}$$

gdzie

$$S_{11} = \frac{1}{2} (|S_2|^2 + |S_1|^2) = S_{22}$$

$$S_{12} = \frac{1}{2} (|S_2|^2 - |S_1|^2)$$

$$S_{33} = \operatorname{Re}(S_2^* S_1) = S_{44}$$

$$S_{34} = \operatorname{Im}(S_2^* S_1).$$

Powyższa macierz Muellera $\hat{P}(\Theta)$ opisuje rozpraszanie nie tylko na cząstkach sferycznych ale również na niesferycznych o pewnej symetrii obrotowej. Zauważmy, że dla cząstek sferycznych $S_{11} = S_{22}$ oraz $S_{33} = S_{44}$ oraz dodatkowo dla rozpraszania Rayleighowskiego $S_{12}=0$ dla kąta rozpraszania zero oraz 180° . Ostatecznie promieniowanie rozproszone może być wyrażone wzorem macierzowym

$$\begin{pmatrix} I_s \\ Q_s \\ U_s \\ V_s \end{pmatrix} = \frac{\sigma_s}{k^2 r^2} \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} & 0 & 0 \\ S_{12} & S_{22} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & S_{33} & S_{34} \\ 0 & 0 & -S_{34} & S_{44} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I_o \\ Q_o \\ U_o \\ V_o \end{pmatrix}$$

Warunek normalizacji musi być spełniony tylko dla pierwszego elementu diagonalnego

$$\frac{1}{4\pi} \int \frac{S_{11}}{k^2 \sigma_s} d\Omega = 1.$$

W ogólnym przypadku (tutaj nie rozważanym) macierz Muellera posiada 16 niezerowych elementów rzeczywistych.

3.5 Rozpraszanie na cząstkach niesferycznych

Rozpraszanie Mie pozawala na obliczenia rozpraszania tylko dla prostych geometrii (np. jednorodne kule, elipsoidy obrotowe). W przypadku skomplikowanych kształtów (drobiny piasku czy kryształki lodu) trzeba stosować teorie rozpraszania dla niesferycznych cząstek. Jedną z nich jest teoria dyskretnych dipoli wprowadzona przez Purcella oraz Pennypackera w 1973 roku. W teorii tej padające promieniowanie o natężeniu E_o jest rozpraszane przed zbiór dipoli, z których składa się cząstka. Zakłada się, że opisywane pole promieniowania rozproszonego E_s znajduję się daleko od cząstki i jest sumą pól wytworzonych przez zewnętrzne promieniowanie oraz wytworzone przez każdy z dipoli

$$E_s = E_o + \sum_{\text{dipole}} E_{\text{dip}}.$$

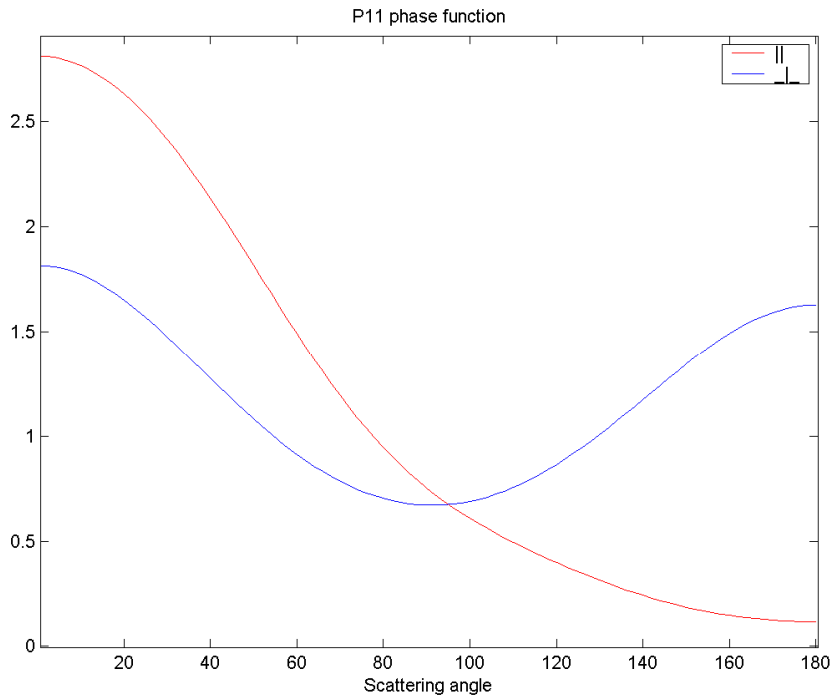
Pole elektryczne w każdym dipolu definiowane jest przez pozycje indeksu „j” i określone przez moment dipolowy

$$p_j = \alpha_j E_{\text{dip},j}.$$

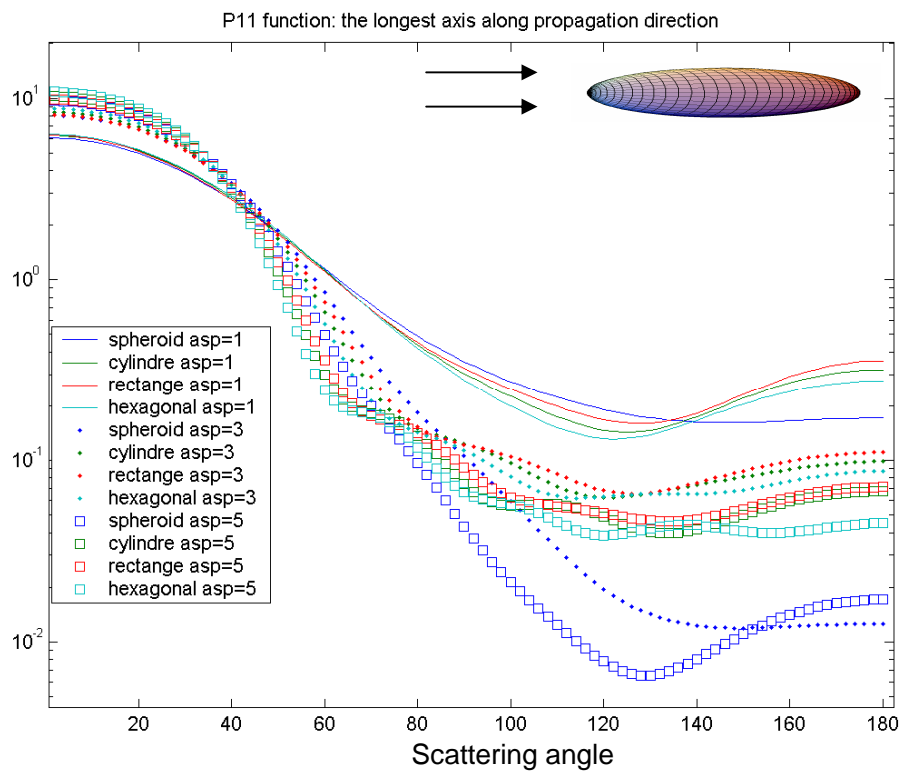
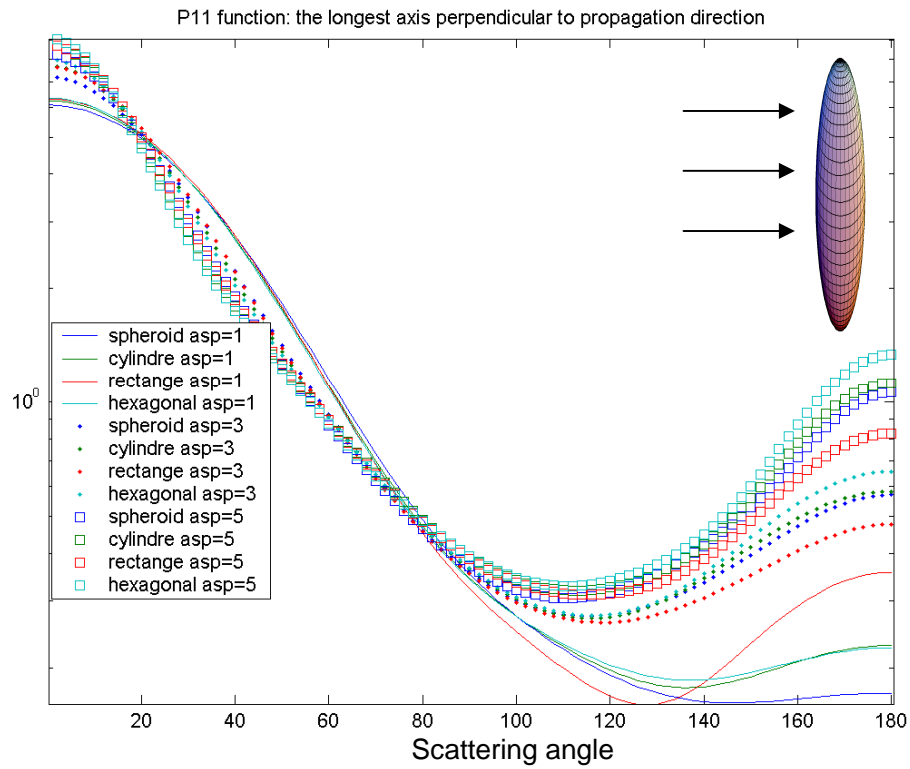
Ponadto pole elektryczne w każdym dipolu jest superpozycją zewnętrznego pola oraz wewnętrznego związanego z N-1 dipolami. Zatem

$$p_j = \alpha_j \left[E_o - \sum_{j \neq k} A_{jk} p_k \right]$$

gdzie $-A_{jk} p_k$ jest wkładem do pola elektrycznego w miejscu dipola j pochodzącym od oscylacji dipola w miejscu k . W metodzie DDA (Discrete Dipole Approximation) powyższe równanie rozwiązywane jest dla wszystkich $p_j, j=1, \dots, N$. W dalszej części pomijamy szczegóły tej metody odsyłając do literatury [B.T. Dranie, P.J. Flauta, 2000]. Zauważmy jedynie, że metoda ta wymaga odwrócenia dużej, bo $3N \times 3N$ macierzy zespolonej. Ponadto, musi być spełniona następująca relacja $|m| kd < 1/3$, gdzie d jest odległością między dipolami. Dla przykładu rozwiązanie problemu rozpraszania dla promieniowania o długości $0.5 \mu\text{m}$ na kropli wody o promieniu $1 \mu\text{m}$ z lepszą dokładnością niż 5 % wymaga użycia 65400 dipoli. Metoda ta jest efektywna w przypadku parametru wielkości x mniejszego od 20-30. Dla wyższych wartości, szczególnie dla reżimu rozpraszania geometrycznego, stosuje się metody geometryczne polegające na wzięciu pod uwagę procesów dyfrakcji od odbicia od cząsteczki rozpraszającej. Wykres 3.8 przedstawia funkcję fazową dla rozpraszania na cząstkach sferoidalnych. W przypadku gdy dłuższa oś cząstki jest ustawiona równoległe do padającego promieniowania wówczas kształt funkcji fazowej przypomina rozpraszanie Rayleigh'a (parametr asymetrii $g=0.02$). W drugim przypadku gdy orientacja cząsteczki zmienia się o 90 stopni funkcja fazowa wykazuje asymetrię dla rozpraszania do przodu (parametr asymetrii $g=0.41$). Wyniki te są odzwierciedleniem wielkości sferoidy gdyż parametr wielkości dla odpowiadającej jej kuli (ta sama objętość) wynosił 0.63. W przypadku ustawienia prostopadłego padające promieniowanie polaryzuje elementy cząstki podobnie jak w przypadku rozpraszania Rayleigh (mały parametr wielkości w kierunku propagacji promieniowania). Podczas ustawienia równoległego długość cząstki jest porównywalna z długością fali i polaryzacja elementów cząsteczki jest zróżnicowana.



Rys. 3.8 Funkcja fazowa dla rozpraszania na sferoidach obrotowych w przypadku równoległego oraz prostopadłego ustawienia padającego promieniowania w stosunku do dłuższej osi cząsteczki. Parametr wielkości w obu przypadkach wynosi 0.63 zaś stosunek dłuższej do krótszej osi elipsoidy wynosi 5.



Rys. 3.9 Funkcja fazowa w zależności od różnego kształtu cząstek w przypadku prostopadłego (a) oraz równoległego (b) ustawienia padającego promieniowania w stosunku do dłuższej osi cząsteczki.

Rys. 3.9 obrazuje zróżnicowanie funkcji fazowej dla cząstek o różnym stosunku dłuższej do krótszej osi w przypadku: sferoidy, cylindra, prostopadłościanu oraz równoległościanu sześciokątnego. Pierwszy z wykresów odpowiada orientacji prostopadłej zaś drugi równoległej do kierunku padania promieniowania. W obu przypadkach wpływ kształtu obiektu rozpraszającego jest znaczący szczególnie rozpraszania wstecznego. W przypadku ustawienia prostopadłego „rozciąganie” cząstki prowadzi do mniej izotropowego rozpraszania zaś w przypadku równoległym „rozciąganie” cząstki prowadzi do wzrostu anizotropii rozpraszania. Jest to zgodne z wynikami diskutowanymi powyżej i zobrazowanymi na wykresie 3.8.

3.6 Rozpraszanie w reżimie geometrycznym

Rozpraszanie na dużych cząstkach w porównaniu do długości fali może być rozwiązywane na drodze optyki geometrycznej. Parametr wielkości w tym przypadku jest co najmniej rzędu stu a najlepiej rzędu tysiąca. W tym przypadku rozważamy jedynie procesy odbicia od powierzchni cząstki oraz refrakcji (ugięcia) wewnątrz cząstki. Często stosowaną metodą służącą do wyznaczania własności optycznych jest metoda Monte Carlo. Polega ono na symulowaniu zachowania tysięcy fotonów padających na cząstkę w różnym miejscu. Każdy proces fizyczny jest symulowany przy użyciu generatora liczb losowych o rozkładzie zależnym od współczynnika refrakcji cząstki. Końcowym wynikiem symulacji jest rozkład gęstości fotonów rozpraszanych w kąt bryłowy oraz liczba fotonów zaabsorbowanych wewnątrz cząstki. Pozwala to wyznaczyć własności optyczne w tym funkcję fazową. Więcej o metodzie Monte Carlo stosowanej do rozwiązywania transfery promieniowania będzie w kolejnych rozdziałach.

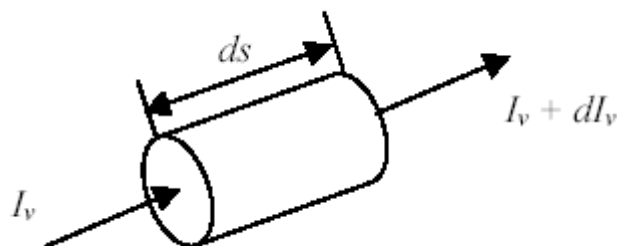
4. Wstęp do równania transferu promieniowania

W niniejszym paragrafie przedstawione będzie wprowadzenie do równania transferu promieniowania. Pomimo, że rozpatrywany będzie przypadek atmosfery to jednak równanie transferu jest uniwersalne i obowiązuje w innych ośrodkach np. w wodzie (optyka oceanu). W poprzednich paragrafach omówiono procesy absorpcji, rozpraszania oraz emisji, które opisywane były dla pojedynczych molekuł czy atomów. Obecnie zastanowimy się jak opisywać promieniowanie przechodzące przez warstwę powietrza zawierającą dużą liczbę cząstek. Będziemy zakładać, iż są one rozłożone w przestrzeni w sposób losowy (opisywane rozkładem Poissona).

Ekstynkcja jest podstawowym procesem, który decyduje o osłabieniu promieniowania przechodzącego przez dany ośrodek materialny. Zmiana radiancji dI_v na odcinku drogi ds jest empirycznie związana z promieniowaniem padającym I_λ prawem ekstynkcji Lamberta

$$dI_v = -\sigma_{\text{ext}} I_v ds$$

gdzie σ_{ext} jest współczynnikiem ekstynkcji [1/m], który zależy od długości fali. Ekstynkcja promieniowania obejmuje procesy absorpcji oraz rozpraszania. Oba procesy prowadzą do usuwania fotonów z pierwotnej wiązki, przy czym w pierwszym fotony są pochłanianie, zaś w drugim rozpraszane poza pierwotny kierunek propagacji.



Rys. 4.1 Prawo ekstynkcji.

Współczynnik ekstynkcji jest więc związany z współczynnikiem absorpcji σ_{abs} oraz rozpraszania σ_{sca} wzorem $\sigma_{\text{ext}} = \sigma_{\text{abs}} + \sigma_{\text{sca}}$. Fundamentalnym bezwymiarowym parametrem w przypadku transferu promieniowania jest grubość optyczna τ zdefiniowana dla promieniowania propagującego się pionowo w atmosferze jako $d\tau = \sigma_{\text{ext}} ds$. Ponadto zdefiniowany wcześniej przekrój czynny na ekstynkcję σ_{ext} wiąże się ze współczynnikiem ekstynkcji w przypadku, gdy ośrodek składa się z identycznych cząstek o koncentracji N [$1/\text{m}^3$] wzorem $\sigma_{\text{ext}} = N\sigma_e$. Podobnie efektywny przekrój czynny Q_e cząstek o promieniu a $\sigma_{\text{ext}} = \pi N a^2 Q_e$. Analogiczne wzory obowiązują dla współczynników absorpcji oraz rozpraszania.

Prawo Lamberta jest najprostszą postacią równania transferu promieniowania, które będziemy zapisywać w postaci

$$\frac{dI_v}{ds} = -\sigma_{\text{ext}} I_v.$$

Rozwiązanie jego nosi nazwę prawa Beer'a i określa wykładniczy zanik promieniowania w ośrodku materialnym

$$I_v(s'') = I_v(s') \exp(-\tau_v)$$

$$\text{gdzie } \tau_v = \int_{s'}^{s''} \sigma_{\text{ext}}(s) ds.$$

Rozwiązanie to jest jednym z bardziej rozpowszechnionych i najprostszych form rozwiązania równania transferu dla bezpośredniego promieniowania słonecznego.

Wykorzystywane jest często w technikach teledetekcyjnych opartych na pomiarach bezpośredniego promieniowania słonecznego. Właśnie w tym ostatnim przypadku prawo Beer'a jest spełnione tylko w przypadku monochromatycznego promieniowania.

W ogólnym przypadku, gdy interesuje nas radiancja z innego kierunku niż tylko w kierunku od Słońca czy też strumienie promieniowania musimy w równaniu transferu promieniowania uwzględnić tzw. źródła. Produkcja radiancji w kierunku $\vec{\xi}$ jest związana z

dwoma procesami: emisja (zgodnie z prawem Kirchhoffa) oraz rozpraszaniem promieniowanie, które pierwotnie poruszało się w innym kierunku. W pierwszym przypadku wzrost radiancji wzdłuż drogi ds , wynosi

$$dI_v = \sigma_{\text{abs}} J_v^a ds$$

gdzie J_v^a jest funkcją źródłową. W dolnej atmosferze, gdzie mamy równowagę

termodynamiczną $J_v^a = B_v$ (funkcja źródłowa jest równa funkcji Planck'a). Tak więc zmiana radiancji wzdłuż drogi ds wynosi

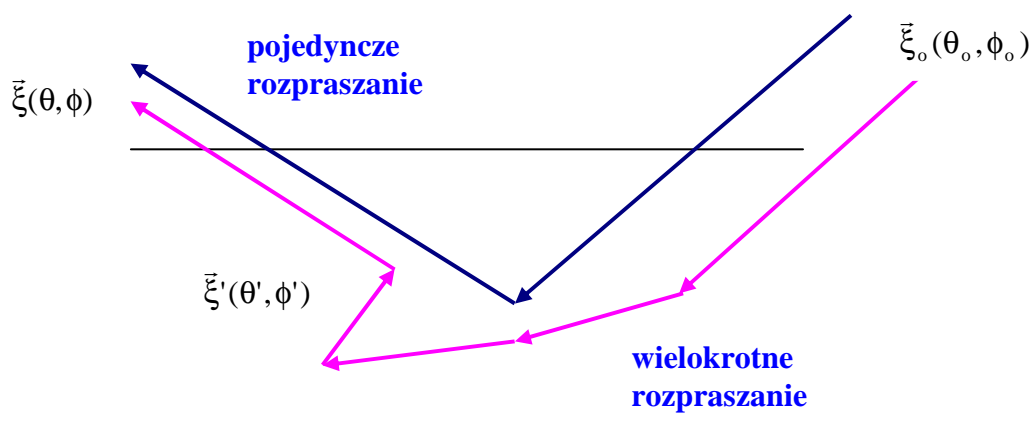
$$dI_v = dI_v(\text{emisja}) + dI_v(\text{ekstynkcja}) .$$

Równanie transferu promieniowania ma więc postać

$$\frac{dI_v}{ds} = -\sigma_{\text{ext}} I_v + \sigma_{\text{abs}} J_v^a .$$

Równanie to opisuje transfer promieniowania w ośrodku, w którym brak jest rozpraszania, a występuje jedynie absorpcja i emisja promieniowania.

Rozważmy ośrodek (atmosferę), w którym występuje rozpraszanie. Niech $\bar{\xi}_0$ oznacza pierwotny kierunek propagacji zaś $\bar{\xi}$ kierunek końcowy fotonu.



Rys. 4.2 Pojedyncze i wielokrotne rozpraszanie w warstwie powietrza.

Rozpraszanie będziemy dzielić na dwa typy: pojedyncze oraz wielokrotne. Przy czym wyróżniamy rozpraszanie pojedyncze tylko dlatego, że opis matematyczny dla tego przypadku jest znacznie prostszy. Z definicji funkcji fazowej dla rozpraszania wynika, że natężenie promieniowania w kierunku $\bar{\xi}'$ jest całką po rozkładzie radiancji z wagą określoną przez funkcję fazową. Wzrost radiancji wzdłuż drogi ds , wynosi

$$dI_v = ds \sigma_{\text{sca}} J_v^s$$

gdzie funkcja źródłowa dla rozpraszania ma postaci

$$J_v^s = \frac{1}{4\pi} \int I(\xi') P(\xi, \xi') d\Omega'.$$

Stosunek współczynnika rozpraszania do ekstynkcji nosi nazwę współczynnika pojedynczego rozpraszania ω , który jest podstawowym parametrem określającym własności optyczne ośrodka

$$\omega = \frac{\sigma_{sca}}{\sigma_{ext}} = \frac{\sigma_{ext} - \sigma_{abs}}{\sigma_{ext}} = 1 - \frac{\sigma_{abs}}{\sigma_{ext}}.$$

Z definicji współczynnika pojedynczego rozpraszania wynika, że zmienia się on od 0 do 1 przy czym dla jedności ośrodek nie absorbuje promieniowania. Parametr ten może być interpretowany jako prawdopodobieństwo, że foton zostanie rozproszony podczas oddziaływania z materią.

Ogólne równanie transferu promieniowania ma postać

$$\frac{dI_v}{ds} = -\sigma_{ext} (I_v - J_v)$$

gdzie pełna funkcja źródłowa

$$J_v = (1 - \omega) B_v + \frac{\omega}{4\pi} \int I(\xi') P(\xi, \xi') d\Omega'.$$

Funkcja fazowa dla rozpraszania zależy od 4 kątów (dwóch związanych z promieniowaniem padającym oraz dwóch z promieniowaniem rozproszonym) $P(\vec{\xi}, \vec{\xi}') = P(\theta, \phi; \theta', \phi')$. Można ją jednak zapisać w zależności od kąta rozproszenia Θ , (patrz wykład 3). Z geometrii sferycznej wynika, że

$$\cos \Theta = \cos \theta \cos \theta' + \sin \theta \sin \theta' \cos(\phi - \phi').$$

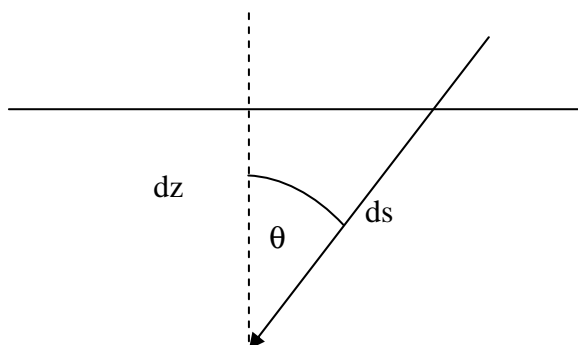
Równanie transferu ostatecznie ma postać

$$\frac{dI_v}{d\tau} = -I_v + (1 - \omega) B_v + \frac{\omega}{4\pi} \int I(\theta', \phi') P(\theta, \phi; \theta', \phi') \sin \theta' d\theta' d\phi'.$$

Powyższe równanie jest równaniem całkowo różniczkowym na radiancję w kierunku $\vec{\xi}(\theta, \phi)$. Zależy ono od 7 niezależnych zmiennych: 3 związanych z położeniem, dwóch z kierunkiem propagacji promieniowania oraz czasem i długością fali. W równaniu transferu promieniowania nie występuje explicite czas, gdyż jest to równanie stacjonarne. Zakładamy, że promieniowanie propaguje się z nieskończoną prędkością i stan stacjonarny ustala się natychmiast.

W fizyce atmosfery często wyróżnia się pionową współrzędną, gdyż w tym kierunku gradienty wielkości fizycznych są znacznie większe niż w płaszczyźnie horyzontalnej. W wielu przypadkach rozwiązując równanie transferu promieniowania w atmosferze można pominąć zmienność horyzontalną (zakładamy horyzontalną jednorodność). Przybliżenie to

nosi nazwę płasko-równoległej atmosfery, w której ciśnienie, temperatura i inne wielkości zależą tylko od współrzędnej pionowej z . Wówczas droga geometryczna ds wyraża się wzorem $ds=dz/\cos\theta$.



Rys. 4.3 Przybliżenie płasko-równoległe

Wprowadzając oznaczenie μ dla wyrażenia $\cos\theta$ otrzymujemy równanie transferu promieniowania w postaci

$$\mu \frac{dI_v}{d\tau} = -I_v + (1 - \omega)B_v + \frac{\omega}{4\pi} \int I(\theta', \phi') P(\theta, \phi; \theta', \phi') \sin \theta' d\theta' d\phi'.$$

Wielkość $m=1/\mu$ nazywa się masą optyczną atmosfery, która jest równa masie słupa atmosfery nachylonego pod kątem θ do masy pionowego słupa atmosfery.

W przypadku atmosfery płasko-równoległej redukujemy liczbę zmiennych niezależnych do 5-ciu, gdyż pozostaje już tylko jedna współrzędna kartezjańska z . Nawet jeśli atmosfera jest horyzontalnie jednorodna, to jednak dla dużych kątów zenitalnych ($\theta > 60^\circ$) uwidacznia się krzywizna Ziemi. W przypadku płasko-równoległej atmosfery droga geometryczna promieniowania tuż przy horyzoncie staje się nieskończona, podczas gdy w rzeczywistości droga ta jest oczywiście skończona. Zauważmy, że w Polsce podczas najkrótszych dni w grudniu górowanie Słońca w południe nie przekracza 15° . Zatem przybliżenie to nie może być stosowane w tym okresie czasu. Wprowadza się, więc funkcję Chapmana $Ch(R, \mu)$, która jest równa masie optycznej atmosfery (air mass factor) i zależy od promienia Ziemi R oraz cosinusa kąta zenitalnego μ i dla izotermicznej atmosfery o temperaturze T ma postać:

$$Ch(R, \mu) = \frac{Mg}{RT} \int_0^{TOA} \exp\left(-\frac{gM}{RT} \left[-\sqrt{R^2 + 2Rx\mu + x^2} - R\right]\right) dx$$

gdzie całkowanie przebiega od powierzchni ziemi to szczytu atmosfery TOA. M oznacza masę molowe powietrza, g przyspieszenie grawitacyjne, R uniwersalną stałą gazową. Dla kąta zenitalnego 90° (Słońce znajduje się na horyzoncie) funkcja Chapmana wynosi około 37.

Oznacza to, że promieniowanie przechodzi tyle samo razy więcej przez atmosferę, niż gdyby

było w zenicie. Powyższy wzór nie uwzględnia refrakcji atmosferycznej, która dla kąta zenitalnego 90° jest maksymalna i wynosi około 0.5° .

Równanie transferu promieniowania wymaga sprecyzowania warunków brzegowych, co w przypadku atmosfery musi mieć miejsce na górnej granicy atmosfery (TOA) oraz na powierzchni ziemi. W pierwszym przypadku zakładamy, że poza Słońcem nie ma innych źródeł promieniowania a promieniowanie słoneczne nie wpływa na promieniowanie długofalowe. Tak więc warunek brzegowy na szczycie atmosfery ma postać (promieniowanie idące w dół)

$$I_\lambda^\downarrow = F_{o\lambda} \delta(\cos \theta_o - \cos \theta) \delta(\phi_o - \phi)$$

gdzie $F_{o\lambda}$ jest spektralną stałą słoneczną, zaś $\delta()$ jest deltą Diraca, gdyż zakładamy że szerokość kątowa słońca jest zanedbywana. Drugi warunek brzegowy (na powierzchni) nie może być zapisany podobnie jak na szczycie atmosfery gdyż promieniowania idące w górę (od powierzchni ziemi) zależy od promieniowania padającego. Warunek brzegowy na powierzchni sprowadza się, więc do podania warunku wiążącego promieniowanie idące w górę tuż nad powierzchnią i promieniowanie idące w dół. Definiujemy więc pojęcie albedo A , przez które będziemy rozumieć stosunek natężenie promieniowania odbitego od powierzchni F_o^\uparrow do natężenia promieniowania padającego na powierzchnię F_o^\downarrow

$$A = \frac{F_o^\uparrow}{F_o^\downarrow}.$$

Definicja ta jednak dotyczy tylko natężenia promieniowania a nie radiancji, która występuje w równaniu transferu promieniowania. Ponadto większość typów powierzchni wykazuje silną zależność albedo od kąta padania promieniowania. Rozkład promieniowania (radiancji) nieba zależy od wielu czynników, a zatem tak zdefiniowane albedo jest też funkcją padającego promieniowania. Dodatkowo więc wprowadza się tzw. dwukierunkowy współczynnik odbicia ρ (BRDF-Bidirectional Reflectance Distribution Function), który zależy od czterech kątów: dwóch związanych z promieniowaniem padającym i dwóch z kierunkiem obserwacji promieniowania odbitego. BRDF jest zdefiniowany w ten sposób, że wartość jego zależy już tylko od własności samej powierzchni. Dwukierunkowy współczynnik odbicia ρ jest stosunkiem radiacji odbitej od powierzchni ziemi do energii padającej na nią

$$\rho(\vec{\xi}', \vec{\xi}) \equiv \frac{dI_v^\uparrow(\vec{\xi})}{I_v^\downarrow(\vec{\xi}') \cos \theta' d\Omega'}$$

gdzie $dI_v^\uparrow(\vec{\xi})$ jest radiancją promieniowania odbitego od powierzchni ziemi w kąt bryłowy $d\Omega$ wokół kierunku $\vec{\xi}$. Typowe powierzchnie zawierają się pomiędzy dwoma ekstremalnymi

typami: całkowicie rozproszeniową oraz zwierciadlaną. Przypadkiem pierwszej jest np. śnieg, piasek. Drugiej zaś lustro, ale również w przybliżeniu płaska powierzchnia oceanu. Jeśli radiancja promieniowania odbitego od powierzchni całkowicie rozproszeniowej jest niezależna od kąta obserwacji wówczas mówimy o powierzchni typu Lamberta. BRDF dla tej powierzchni jest niezależny od kierunku padającego i odbitego promieniowania. Wówczas dwukierunkowy współczynnik odbicia wynosi $\rho(\vec{\xi}', \vec{\xi}) = \rho_L$

gdzie ρ_L jest współczynnikiem odbicia Lambert'owskiego zależnym od długości fali. Z definicji BRDF-u wynika, że radiancja promieniowania odbitego wynosi dla tej powierzchni $I_v^\uparrow = \rho_L \int d\Omega' \cos \theta' I_v^\downarrow(\vec{\xi}') = \rho_L F_v^\downarrow$.

Tak więc w przypadku idealnej powierzchni Lambert'owskiej odbicie od powierzchni jest proporcjonalne do padającego na nią strumienia promieniowania i niezależne od kierunku obserwacji.

Przykład

1) Załóżmy, że na powierzchni Lamberta pada promieniowanie słoneczne z kierunku

$\vec{\xi}_o(\theta_o, \phi_o)$ o radiancji

$$I_v^\downarrow(\vec{\xi}') = F_o^s \delta(\cos \theta' - \cos \theta_o) \delta(\phi' - \phi_o).$$

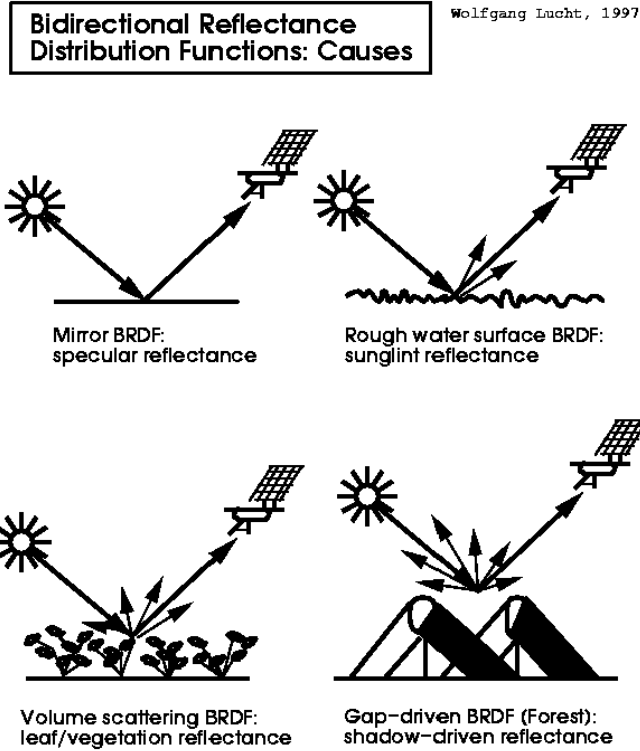
Strumień promieniowania wynosi, więc $F^\downarrow = F_o^s \cos \theta_o$. Radiancja promieniowania odbitego w kierunku $\vec{\xi}$ wynosi $I_v^\uparrow(\vec{\xi}) = \rho_L \mu_o F_o^s$.

2) W przypadku powierzchni o odbiciu zwierciadlanym radiancja promieniowania odbitego jest proporcjonalna do radiancji promieniowania padającego i ograniczona do kierunku $\vec{\xi}(\theta, \phi)$. Kąt zenitalny i azymutalny promieniowania odbitego wynosi, zatem $\theta = \theta'$ oraz $\phi = \phi' + \pi$.

Stała proporcjonalności jest spektralną funkcją odbicia $\rho_s(\nu, \theta)$, która zależy od kąta odbicia $\theta = \theta'$ oraz częstotliwości (długości fali). Dla promieniowania słonecznego z kierunku $\vec{\xi}_o(\theta_o, \phi_o)$ radiancja promieniowania odbitego ma postać

$$I_v^\uparrow(\vec{\xi}) = \rho_s F_o^s \delta(\cos \theta_o - \cos \theta) \delta(\phi - [\phi_o + \pi]) \text{ oraz odpowiadający mu strumień}$$

$$F^\uparrow = \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{\pi/2} d\theta \sin \theta \cos \theta F_o^s \rho_s(\theta) \delta(\cos \theta_o - \cos \theta) \delta(\phi - [\phi_o + \pi]) = \rho_s(\theta_o) F_o^s \cos \theta_o.$$



Rys. 4.4 Odbicie promieniowania od powierzchni ziemi.

W ogólności odbicie od powierzchni jest sumą odbicia zwierciadlanego $\rho_s(\vec{\xi}', \vec{\xi})$ oraz rozproszonego $\rho_d(\vec{\xi}', \vec{\xi})$

$$\rho(\vec{\xi}', \vec{\xi}) = \rho_s(\vec{\xi}', \vec{\xi}) + \rho_d(\vec{\xi}', \vec{\xi}).$$

Radiancja promieniowania odbitego wynosi

$$I_v^\uparrow(\vec{\xi}) = \rho_s(\theta) I_v^\downarrow(\theta, \phi' + \pi) \cos \theta + \int d\Omega' \cos \theta' \rho_d(\vec{\xi}', \vec{\xi}) I_v^\downarrow(\vec{\xi}').$$

Odbicie zwierciadlane wyznaczane jest z równań Fresnela na podstawie stałych optycznych. Tyczy się to jedynie powierzchni wody, gdyż tylko w tym przypadku odbicie zwierciadlane jest dominujące. W przypadku wody albedo silnie zależy od kąta zenitalnego Słońca i dla małych kątów zenitalnych jest ono w przybliżeniu stałe i wynosi około 0.02. Powyżej kąta 40° albedo zaczyna szybko rosnąć i dla kąta zenitalnego 70° wynosi już 0.2.

Rozważmy promieniowanie słoneczne padające na powierzchnie ziemi z kierunku $\vec{\xi}_o(\theta_o, \phi_o)$. Radiancja promieniowania odbitego przez powierzchnie wynosi

$$I_v^\uparrow(\vec{\xi}) = F_o^s \int d\Omega' \cos \theta' \rho_d(\vec{\xi}', \vec{\xi}) \delta(\cos \theta' - \cos \theta_o) \delta(\phi' - \phi_o) = F_o^s \cos \theta_o \rho_d(\vec{\xi}_o, \vec{\xi})$$

Strumień promieniowania rozproszonego od powierzchni ziemi wyraża się wzorem

$$F^\uparrow = \int d\Omega \cos \theta I_v^\uparrow(\vec{\xi}) = F_o^s \cos \theta_o \int d\Omega \cos \theta \rho_d(\vec{\xi}_o, \vec{\xi}).$$

Stosunek promieniowania odbitego do strumienia padającego nosi nazwę albedo A i wynosi

$$A \equiv \rho(\vec{\xi}_o, 2\pi) = \frac{F^\uparrow}{F_o^s \cos \theta_o} = \int_+ d\Omega \cos \theta \rho_d(\vec{\xi}_o, \vec{\xi}).$$

gdzie 2π w wyrażeniu $\rho(\vec{\xi}_o, 2\pi)$ oznacza scałkowanie po półsfery.

BRDF-y pełnią istotną funkcję w metodach teledetekcji satelitarnej i do problemu powrócimy w dalszej części wykładu. W tej części wprowadzamy jeszcze pojęcie sferycznego albedo. Jest ono wygodne przy omawianiu bilansu energetycznego całej Ziemi. W celu uproszczenia sytuacji założymy, że własności optyczne planety są jednorodne na całej sferze. Rozważmy wkład od pierścienia na Ziemi, dla którego kąt zenitalny Słońca wynosi θ_o . Jeśli przez R oznaczymy promień Ziemi, to wielkość $R \sin \theta_o$ jest promieniem pierścienia na sferze zaś jego powierzchnia wynosi $2\pi R^2 \sin \theta_o \cos \theta_o d\theta_o$. Energia promieniowania słonecznego F_o^s padająca na ten pierścień jest równa iloczynowi F_o^s oraz powierzchni pierścienia. Energia odbita przez pierścień wynosi zatem $2\pi R^2 F_o^s \rho(\vec{\xi}_o, 2\pi) \sin \theta_o \cos \theta_o d\theta_o$. Całkując po całym dysku otrzymujemy całkowitą energię odbitą od powierzchni ziemi. Sferyczne albedo jest zdefiniowane jako stosunek scałkowanej po dysku energii odbitej do energii padającej.

$$\langle \rho \rangle \equiv \frac{2\pi R^2 F_o^s \int_0^1 d\mu_o \mu_o \rho(\vec{\xi}_o, 2\pi)}{\pi R^2 F_o^s} = 2 \int_0^1 d\mu_o \mu_o \rho(\vec{\xi}_o, 2\pi).$$

Po zdefiniowaniu warunków brzegowych wracamy do równania transferu promieniowania w atmosferze. Jak stwierdzono powyżej promieniowanie słoneczne na górnej granicy atmosfery jest zapisywane w postaci iloczynu delt Diraca. Uwzględnienie tego prowadzi do następującej formy równania transferu

$$-\mu \frac{dI_v}{d\tau} = -I_v + J_v.$$

gdzie funkcja źródłowa ma postać

$$J = (1 - \omega) B_v + \frac{\omega}{4\pi} F_o^s P(\theta, \phi; \theta_o, \phi_o) e^{-\tau/\mu_o} + \frac{\omega}{4\pi} \int I(\theta', \phi') P(\theta, \phi; \theta', \phi') \sin \theta' d\theta' d\phi'.$$

Pojawiający się po lewej stronie minus w równaniu transferu promieniowania wynika z faktu, że promieniowanie idące w dół ma kąt zenitalny większy od 90° a więc cosinus tego kąta jest ujemny. Pierwszy człon w funkcji źródłowej związany jest z emisją promieniowania w podczerwieni, drugi z pojedynczym rozpraszaniem promieniowania słonecznego, zaś trzeci z rozpraszaniem wielokrotnym. Ostatni człon, jak można się spodziewać, sprawia najwięcej problemów podczas rozwiązywania równania transferu promieniowania.

5. Rozwiązanie równania transferu w zakresie termalnym

Zajmiemy się obecnie metodami rozwiązywania wyprowadzonego na poprzednim wykładzie równania transferu promieniowanie w atmosferze. Ze względu na fakt, iż widmo promieniowania słonecznego jest niemal rozłączne z widmem promieniowaniem ziemskiego uzasadnionym staje się rozpatrywanie tych przypadków osobno.

Przypadek promieniowania długofalowego

Rozważmy na początek promieniowanie ziemskie i załóżmy, że procesy rozpraszania w tym przypadku mogą być pominięte. Założenie to jednak może być niespełnione, gdyż duże cząstki, które nie absorbują całkowicie promieniowania (np. cząstki piasku) mogą efektywnie rozpraszać promieniowanie w oknie atmosferycznym. Pomijając tą sytuację równanie transferu promieniowania długofalowego ma postać

$$\frac{dI_v}{d\tau} = -I_v + B_v(T).$$

Równanie to nosi nazwę równania Schwarzschilda, a różniczka grubość optycznej jest równa $d\tau = k_\lambda \rho ds$

gdzie k_λ jest masowym współczynnikiem absorpcji [$m^2 \text{ kg}^{-1}$]. Funkcja źródłowa w tej sytuacji jest zależna tylko od temperatury (dla monochromatycznego promieniowania), a zatem problem jest lokalny w przeciwieństwie do ogólnego równania transferu promieniowania gdzie rozpraszanie sprawia, że problem z punktu widzenia matematycznego jest nielokalny. Grubość optyczna τ jest mierzona prostoliniowo (przy zaniedbaniu refrakcji w atmosferze) wzdłuż kierunku określającego propagację promieniowania. Rozwiązanie równania Schwarzschilda składa się z dwóch części: promieniowania padającego osłabionego przez absorpcję ośrodka na drodze od punktu P_1 do P_2 , oraz emitowanego pomiędzy P_1 i P_2 i następnie osłabionego podczas dalszej drogi.

Używając czynnika całkującego e^τ dla równania Schwarzschilda, możemy zapisać je w postaci

$$\frac{dI}{d\tau} e^\tau + I e^\tau = \frac{d}{d\tau} (I e^\tau) = B e^\tau$$

Grubość optyczna od punktu P_1 do punktu pośredniego P jest dana wzorem

$$\tau(P_1, P) = \int_{P_1}^P k \rho ds = \int_0^P k \rho ds - \int_0^{P_1} k \rho ds = \tau(P) - \tau(P_1)$$

Całkowanie równanie transferu od punktu P_1 do P_2 prowadzi do

$$\int_{\tau(P_1)}^{\tau(P_2)} dt \frac{d}{dt} (I e^t) = \int_{\tau(P_1)}^{\tau(P_2)} dt B(t) e^t.$$

Rozwiązując to równanie dla punktu P_2 mamy

$$\begin{aligned} I[\tau(P_2)] &= I[\tau(P_1)] \exp(-\tau(P_2) + \tau(P_1)) + \int_{\tau(P_1)}^{\tau(P_2)} dt B(t) \exp(t - \tau(P_2)) \\ &= I[\tau(P_1)] \exp(-\tau(P_1, P_2)) + \int_{\tau(P_1)}^{\tau(P_2)} dt B(t) \exp(t(P_1 - P_2)) \\ &= I[\tau(P_1)] T_r(P_1, P_2) + \int_{T_r(P_1, P_2)}^1 dT_r(P_1, P_2) B(t). \end{aligned}$$

gdzie T_r w ostatnim równaniu oznacza transmisję.

Przykład

Rozważmy atmosfera izotermiczną ze stałą wartością masowego współczynnika absorpcji k_λ .

Jeśli przeddefiniujemy grubość optyczną tak, że $\tau(P_1) = 0$, to wówczas

$$\begin{aligned}
 I[\tau(P_2)] &= I[\tau(P_1)] \exp(-\tau(P_2)) + B \int_0^{\tau(P_2)} dt \exp(t - \tau(P_2)) \\
 &= I[\tau(P_1) = 0] \exp(-\tau(P_2)) + B[1 - \exp(-\tau(P_2))]
 \end{aligned}$$

Jeśli ośrodek jest optycznie cienki ($\tau(P_2) \ll 1$), wówczas drugi czynnik jest proporcjonalny do $B\tau(P_2)$ a promieniowanie w punkcie P_2 jest zdominowane przez promieniowanie początkowe. Dla ośrodków grubych optycznie ($\tau(P_2) \gg 1$) radiancja w punkcie końcowym wynosi $I(P_2) = B_v(T)$

Rozważmy ogólną sytuację, gdy dopuszczamy, że promieniowanie może propagować się ukośnie (slab geometry). W tym przypadku definiuje się połówkowe radiacje oznaczające promieniowanie biegnące w dół I_v^\downarrow oraz w górę I_v^\uparrow

$$I_v^\uparrow(\tau, \theta, \phi) \equiv I_v(\tau, \theta < \pi/2, \phi)$$

$$I_v^\downarrow(\tau, \theta, \phi) \equiv I_v(\tau, \theta > \pi/2, \phi)$$

Definicje te odpowiadają $u = \cos \theta \geq 0$ oraz $u = \cos \theta < 0$ gdzie $\mu = |u|$. Równanie transferu (bez rozpraszania) można zapisać teraz w postaci dwóch równań

$$\begin{aligned}
 \mu \frac{dI_v^\uparrow(\tau, \mu, \phi)}{d\tau} &= I_v^\uparrow(\tau, \mu, \phi) - B_v(\tau) \\
 -\mu \frac{dI_v^\downarrow(\tau, \mu, \phi)}{d\tau} &= I_v^\downarrow(\tau, \mu, \phi) - B_v(\tau)
 \end{aligned}$$

Zmienną niezależną w tym przypadku jest grubość optyczna związana z absorpcją. Jest ona mierzona w kierunku od szczytu atmosfery w dół. Przyjmujemy, że na szczycie atmosfery $\tau = 0$ zaś na powierzchni ziemi $\tau = \tau_*$. Podobnie jak w przypadku poprzednich rozważań używamy czynnika całkującego, ale teraz w postaci $e^{\tau/\mu}$. Całkując obustronnie drugie z równań mamy

$$\int_0^{\tau_*} d\tau \frac{d}{d\tau'} (I_v^\downarrow e^{\tau'/\mu}) = I_v^\downarrow(\tau_*, \mu, \phi) e^{\tau_*/\mu} - I_v^\downarrow(0, \mu, \phi) = \int_0^{\tau_*} \frac{d\tau'}{\mu} e^{\tau'/\mu} B_v(\tau')$$

Rozwiązując go otrzymujemy wyrażenie na radiację na powierzchni ziemi

$$I_v^\downarrow(\tau_*, \mu, \phi) = I_v^\downarrow(\tau = 0, \mu, \phi) e^{-\tau_*/\mu} + \int_0^{\tau_*} \frac{d\tau'}{\mu} e^{-(\tau_* - \tau')/\mu} B_v(\tau')$$

Podobnie dla promieniowania skierowanego do góry można pokazać, że radiancja na wysokości, gdzie grubość optyczna wynosi τ wyraża się wzorem

$$I_v^\uparrow(\tau, \mu, \phi) = I_v^\uparrow(\tau_*, \mu, \phi) e^{-(\tau_* - \tau)/\mu} + \int_\tau^{\tau_*} \frac{d\tau'}{\mu} e^{-(\tau' - \tau)/\mu} B_v(\tau').$$

Przykład

Promieniowanie propagujące się horyzontalnie. W horyzontalnie jednorodnej atmosferze radiancja w granicy $\mu \rightarrow 0$ wynosi

$$I_v^{\uparrow\downarrow}(\tau, \mu = 0, \phi) = B_v(T).$$

Rozważmy obecnie przybliżenie szarej atmosfery (gray approximation). Przez I będziemy oznaczać scałkowaną po częstotliwości (obejmującej zakres promieniowania długofalowego) radiancję $I(\tau, \mu, \phi) = \int d\nu I_\nu(\tau, \mu, \phi)$. Ponieważ atmosfera nie otrzymuje promieniowania długofalowego z przestrzeni kosmicznej, zatem warunek brzegowy na górnej granicy ma postać $I^\downarrow(0, \mu, \phi) = 0$. Ponadto założymy, że powierzchnia ziemi o temperaturze

$$T_s \text{ promieniuje jak ciało doskonale czarne } I^\uparrow(\tau_*, \mu, \phi) = \sigma_B \frac{T_s^4}{\pi}.$$

Korzystając z poprzednich rozwiązań mamy

$$I^\downarrow(\tau, \mu, \phi) = \int_0^\tau \frac{d\tau'}{\mu} e^{-(\tau-\tau')/\mu} \frac{\sigma_B T^4(\tau')}{\pi}$$

$$I^\uparrow(\tau, \mu, \phi) = \frac{\sigma_B T_s^4}{\pi} e^{-(\tau_*-\tau)/\mu} + \int_\tau^{\tau_*} \frac{d\tau'}{\mu} e^{-(\tau'-\tau)/\mu} \frac{\sigma_B T^4(\tau')}{\pi}$$

Odpowiednio strumienie promieniowania w dół oraz w górę mają postać

$$F^\downarrow(\tau) = 2 \int_0^\tau d\tau' \sigma_B T^4(\tau') E_2(\tau - \tau')$$

$$F^\uparrow(\tau) = 2 \sigma_B T_s^4 E_3(\tau_* - \tau) + 2 \int_\tau^{\tau_*} d\tau' \sigma_B T^4(\tau') E_2(\tau' - \tau)$$

gdzie $E_n(x)$ jest funkcją zdefiniowana dla $n > 0$ oraz $x \geq 0$ w postaci

$$E_n(x) \equiv \int_0^1 d\mu \mu^{n-2} e^{-x/\mu} = \int_1^\infty \frac{dt}{t^n} e^{-tx}.$$

6. Rozwiązanie równania transferu w zakresie promieniowania krótkofalowego

W rozważaniach transferu promieniowania słonecznego w atmosferze musimy uwzględnić procesy rozpraszania. Ze względu na rozłączność widm promieniowania słonecznego i ziemskiego możemy zaniedbać promieniowanie termiczne, co prowadzi do następującego równania transferu promieniowania krótkofalowego

$$\mu \frac{dI_v}{d\tau} = -I_v + J_v$$

gdzie funkcja źródłowa ma postać

$$J = \frac{\omega}{4\pi} F_0^s P(\theta, \phi; \theta_0, \phi_0) e^{-\tau/\mu_0} + \frac{\omega}{4\pi} \int I(\theta', \phi') P(\theta, \phi; \theta', \phi') \sin \theta' d\theta' d\phi'.$$

Jak wcześniej wspomniano pierwszy człon w wyrażeniu na funkcję źródłową związany jest z pojedynczym rozpraszaniem, zaś drugi z rozpraszaniem wielokrotnym.

6.1 Przybliżenie pojedynczego rozpraszania

Najprostszym przybliżeniem równania transferu promieniowania słonecznego jest przypadek pojedynczego rozpraszania. Pomińmy na razie rozważania, w jakim przypadku takie przybliżenie jest spełnione i rozwiążmy analitycznie równanie transferu. Podobnie jak w przypadku promieniowania długofalowego rozważmy dwa przypadki (promieniowania propagujące się w górę oraz dół).

$$\begin{aligned} \mu \frac{dI_v^\uparrow(\tau, \mu, \phi)}{d\tau} &= I_v^\uparrow(\tau, \mu, \phi) - J_v \\ -\mu \frac{dI_v^\downarrow(\tau, \mu, \phi)}{d\tau} &= I_v^\downarrow(\tau, \mu, \phi) - J_v. \end{aligned}$$

Mnożąc pierwsze z równań przez czynnik całkujący $e^{-\tau/\mu}$ zaś drugie przez $e^{\tau/\mu}$ otrzymujemy

$$\begin{aligned} d[I_v^\uparrow(\tau, \mu, \phi)e^{-\tau/\mu}] &= -\frac{1}{\mu} e^{-\tau/\mu} J_v d\tau \\ d[I_v^\downarrow(\tau, \mu, \phi)e^{\tau/\mu}] &= +\frac{1}{\mu} J_v e^{\tau/\mu} d\tau \end{aligned}$$

Całkując pierwsze równanie od poziomu powierzchni ziemi ($\tau = \tau_*$) do poziomem końcowego zdefiniowanego przez grubość optyczną τ oraz drugie od górnej granicy atmosfery ($\tau = 0$) do tego samego poziomu końcowego mamy

$$I_v^\uparrow(\tau, \mu, \phi)e^{-\tau/\mu} - I_v^\uparrow(\tau_*, \mu, \phi)e^{-\tau_*/\mu} = -\int_{\tau_*}^{\tau} \frac{1}{\mu} e^{-\tau'/\mu} J_v d\tau'$$

$$I_v^\downarrow(\tau, \mu, \phi)e^{\tau/\mu} - I_v^\downarrow(0, \mu, \phi) = \int_0^{\tau} \frac{1}{\mu} e^{\tau'/\mu} J_v d\tau'.$$

Ostatecznie wzory na radiancję promieniowania propagującego się w górę i w dół mają postać

$$I_v^\uparrow(\tau, \mu, \phi) = I_v^\uparrow(\tau_*, \mu, \phi)e^{-(\tau_*/\mu - \tau/\mu)} + \int_{\tau}^{\tau_*} \frac{1}{\mu} e^{-(\tau' - \tau)/\mu} J_v d\tau'$$

$$I_v^\downarrow(\tau, \mu, \phi) = I_v^\downarrow(0, \mu, \phi)e^{-\tau/\mu} + \int_0^{\tau} \frac{1}{\mu} e^{-(\tau - \tau')/\mu} J_v d\tau' \quad (xx)$$

oraz dla przypadku horyzontalnego ($\mu = 0$) mamy

$$I_v^\rightarrow(\tau, \mu, \phi) = J_v(\tau).$$

Pierwsze człony w tych równaniach związane są z promieniowaniem bezpośrednim, które osłabiane jest zgodnie z prawem Lamberta-Beera, drugie zaś z promieniowaniem rozproszonym. Uwzględniając, że funkcja źródłowa ograniczona jest tylko do członu związanego z pojedynczym rozpraszaniem radiancja promieniowania rozproszonego w przypadku promieniowania w górę $I_d^\uparrow(\tau, \mu, \phi)$ i w dół $I_d^\downarrow(\tau, \mu, \phi)$ ma postać

$$I_d^\uparrow(\tau, \mu, \phi) = \frac{\mu_0}{\mu + \mu_0} \frac{\omega}{4\pi} F_0^s P(\theta, \phi; \theta_0, \phi_0) [e^{\tau/\mu_0} - e^{-[(\tau_* - \tau)/\mu + \tau_*/\mu_0]}]$$

$$I_d^\downarrow(\tau, \mu, \phi) = \frac{\mu_o}{\mu_o - \mu} \frac{\omega}{4\pi} F_o^s P(\theta, \phi; \theta_o, \phi_o) [e^{-\tau/\mu_o} - e^{-\tau/\mu}]$$

Biorąc pod uwagę warunki brzegowe: na górnej granicy atmosfery

$I^\downarrow(0, \mu, \phi) = F_o^s \delta(\mu - \mu_o) \delta(\phi - \phi_o)$ oraz zakładając, że powierzchnia ziemi jest doskonale absorbująca otrzymujemy

$$I^\uparrow(\tau, \mu, \phi) = \overbrace{I_v^\uparrow(\tau_*, \mu, \phi)}^0 e^{-(\tau_* - \tau)/\mu} + I_d^\uparrow(\tau, \mu, \phi)$$

$$I^\downarrow(\tau, \mu, \phi) = F_o^s e^{-\tau/\mu_o} \delta(\mu - \mu_o) \delta(\phi - \phi_o) + I_d^\downarrow(\tau, \mu, \phi)$$

W tym przypadku uzyskujemy kompletne rozwiązanie równania transferu promieniowania w atmosferze. Jeśli powierzchnia ziemi odbija promieniowanie słoneczne otrzymujemy układ dwóch równań z trzema niewiadomymi. Dodatkowym równaniem jest związek dwukierunkowego albedo z promieniowaniem idącym w górę i w dół tuż nad powierzchnią.

Własności przybliżenia pojedynczego rozpraszania:

- Rozwiązanie poprawne dla dowolnej funkcji fazowej $P(\theta, \phi, \theta_o, \phi_o)$
- Łatwo daje się uogólnić uwzględniając polaryzację promieniowania.
- Może być zastosowane do dowolnej geometrii w szczególności geometrii sferycznej.
- Stosuję się go jako początkowe rozwiązanie do bardziej złożonych metod np. do metody iteracyjnej Lambda.

6.2 Metoda kolejnych rozprożeń

Logicznym rozszerzeniem przybliżenia pojedynczego rozpraszania jest metoda kolejnych przybliżeń związana z rozpraszaniem dwukrotnym, trzykrotnym itd. W tym przypadku całkowita radiancja jest sumą radiancji pochodzących od fotonów rozproszonych raz, dwa, trzy,...i wyraża się wzorami

$$I^\uparrow(\tau, \mu, \phi) = \sum_{n=1}^{\infty} I_n^\uparrow(\tau, \mu, \phi),$$

$$I^\downarrow(\tau, \mu, \phi) = \sum_{n=1}^{\infty} I_n^\downarrow(\tau, \mu, \phi),$$

gdzie n oznacza liczbę rozprożeń fotonu. Zbieganie powyższych szeregów do rozwiązania rzeczywistego zależy w głównej mierze od albedo pojedynczego rozpraszania ω . Dla wartości $\omega \approx 1$ (brak absorpcji) szeregi te są słabo zbieżne. Metoda ta jest efektywna dla ośrodka o znacznej absorpcji, dla którego strumień promieniowania rozproszonego jest istotnie osłabiany poprzez procesy pochłaniania.

Założmy dla uproszenia, że na powierzchni ziemi nie występuje człon związany z promieniowaniem rozproszonym. Wówczas radiancja promieniowania rozproszonego zgodnie z tym, co pokazano powyżej ma postać

$$I^{\uparrow}(\tau, \mu, \phi) = \int_{\tau}^{\tau_0} J(\tau', \mu, \phi) \exp[-(\tau' - \tau)/\mu] \frac{d\tau'}{\mu}$$

$$I^{\downarrow}(\tau, \mu, \phi) = \int_0^{\tau} J(\tau', \mu, \phi) \exp[-(\tau - \tau')/\mu] \frac{d\tau'}{\mu}$$

W pierwszym przybliżeniu wyznaczmy pole radiancji zakładając, że funkcja źródłowa zawiera tylko człon związany z pojedynczym rozpraszaniem. Następnie nowe pole radiancji wykorzystujemy do obliczania kolejnego przybliżenia. Otrzymujemy w ten sposób rekurencje, którą można zapisać wzorami

$$J_{n+1}(\tau, \mu, \phi) = \frac{\omega}{4\pi} \int_0^1 \int_{-1}^1 P(\mu, \phi; \mu', \phi') I_n(\tau, \mu', \phi') d\mu' d\phi',$$

$$I_n^{\uparrow}(\tau, \mu, \phi) = \int_{\tau}^{\tau_0} J_n(\tau', \mu, \phi) \exp[-(\tau' - \tau)/\mu] \frac{d\tau'}{\mu}, \text{ dla } n \geq 1$$

$$I_n^{\downarrow}(\tau, \mu, \phi) = \int_0^{\tau} J_n(\tau', \mu, \phi) \exp[-(\tau - \tau')/\mu] \frac{d\tau'}{\mu}, \text{ dla } n \geq 1$$

gdzie przybliżenie zerowego rzędu ma postać

$$I_0^{\downarrow}(\tau, \mu, \phi) = F_0^s e^{-\tau/\mu_0} \delta(\mu - \mu_0) \delta(\phi - \phi_0).$$

Zaletą powyżej metody jest to, że pozwala ona w sposób analityczny wyprowadzić wzory na kolejne przybliżenia. Jednak dla $n > 2$ stają się one na tyle skomplikowane, iż trudno stosować je do fizycznych problemów. Numeryczne obliczenia w tym przypadku są jednak stosunkowo proste i ograniczają się do całkowania numerycznego. Zatem metodę tę można w dość prosty sposób zaimplementować używając wybranego języka programowania.

Znajomość funkcji źródłowej wraz z warunkami brzegowymi jest równoznaczna z rozwiązaniem na radiancję. Zatem zamiast obliczać radiancję promieniowania można równanie transferu sprowadzić do równania na funkcję źródłową.

Zastanówmy się obecnie, w jakich sytuacjach w atmosferze ziemskiej możemy stosować przybliżenie pojedynczego rozpraszania? Postaramy się odpowiedzieć na pytanie ile razy foton doznaje rozproszenia w atmosferze. Intuicyjnie liczba ta zależy powinna od ilości cząstek w jednostce objętości oraz efektywności rozpraszania przez te cząstki. Rozpatrzmy jednorodną atmosferę a przez \tilde{I}_0 oznaczmy ograniczenie górne na radiancję w zerowym przybliżeniu. Wówczas radiancja I-rzędu ma postać (promieniowanie idące w dół)

$$I_1 = \int_0^{\tau} J_1 \exp[-(\tau - \tau')/\mu] \frac{d\tau'}{\mu}$$

$$\text{gdzie } J_1 = \frac{\omega}{4\pi} \int_{\Omega^+} P(\mu, \phi; \mu' \phi') I_0 d\mu' d\phi'.$$

Mamy, więc

$$J_1 \leq \frac{\omega}{4\pi} \int_{\Omega} P(\mu, \phi; \mu' \phi') \tilde{I}_0 d\mu' d\phi' = \frac{\omega}{4\pi} \tilde{I}_0 \int_{\Omega} P(\mu, \phi; \mu' \phi') d\mu' d\phi' = \omega \tilde{I}_0$$

gdzie wykorzystano normalizację funkcji fazowej. Podstawiając do wzoru na I_1 otrzymujemy

$$I_1 \leq \omega \tilde{I}_0 \int_0^{\tau} \exp[-(\tau - \tau')/\mu] \frac{d\tau'}{\mu} = \omega \tilde{I}_0 (1 - \exp[-\tau/\mu]) = \omega \tilde{I}_0 \eta$$

$$\text{gdzie } \eta = (1 - \exp[-\tau/\mu])$$

Kontynuując dla radiancji wyższych rzędów można pokazać, że

$$I_n \leq \tilde{I}_0 (\eta \omega_0)^n$$

Przez Δ oznaczmy różnicę pomiędzy dokładnym rozwiązaniem a rozwiązaniem k-tego rzędu

$$\Delta = I - \sum_{n=1}^k I_n.$$

Zatem różnica ta jest równa

$$\Delta = \sum_{j=k+1}^{\infty} I_j \leq \tilde{I}_0 \sum_{j=k+1}^{\infty} (\eta \omega)^j$$

Przenumerowując wyrazy szeregu oraz uwzględniając wzór na sumę szeregu geometrycznego dostajemy

$$\Delta \leq \tilde{I}_0 \sum_{j=0}^{\infty} (\eta \omega)^j = \tilde{I}_0 \frac{(\eta \omega)^{k+1}}{(1 - \eta \omega)}$$

Przykłady

1. Rozpatrzmy atmosferę, dla której albedo pojedynczego rozpraszania ω wynosi 0.5, zaś grubość optyczna $\tau = 0.1$. Załóżmy, że wymagamy aby różnica rozwiązania na radiancję do k-tego rzędu rozpraszania i rozwiązania uwzględniającego wszystkie rzędy rozpraszania (rozwiązanie dokładne) nie przekraczała 1% wartości \tilde{I}_0

($\Delta / \tilde{I}_0 \leq 0.01$). Wówczas po podstawieniu tej wartości otrzymujemy nierówność

$$0.01 \geq \frac{0.05^{k+1}}{0.95}. \text{ Implikuje ona, aby } k=1. \text{ Użycie modelu pojedynczego rozpraszania w}$$

tym przypadku jest w pełni uzasadnione.

2. Powtórzmy obliczenia dla $\omega = 1.0$. Wówczas nierówność $0.01 \geq \frac{0.1^{k+1}}{0.9}$ jest spełniona praktycznie dla $k=2$.

3. Powtórzmy obliczenia dla $\omega = 0.5$ oraz $\tau \gg 1$. W tym przypadku mamy nierówność $0.01 \geq \frac{0.5^{k+1}}{0.5}$. Najbliższą liczbą naturalną k spełniającą tę nierówność jest $k=7$.

Przykłady te pokazują wpływ albedo pojedynczego rozpraszania oraz grubości optycznej na rząd rozpraszania jaki należy stosować do rozwiązania równania transferu promieniowania w atmosferze. Zauważmy, że typowa wartość albedo pojedynczego rozpraszania w obszarze widzialnym jest z reguły większa niż 0.9, podczas gdy w dalekiej podczerwieni jest mniejsza od 0.5. W przypadku atmosfery pozbawionej chmur i aerozoli typowe grubości optyczne atmosfery wynoszą dla obszaru widzialnego 0.1-0.2. Grubości optyczne aerozoli najczęściej zmieniają się od 0.1 do 0.4 podczas gdy grubości optyczne chmur są znacznie większe i mogą sięgać 5-100.

6.3 Probabilistyczny aspekt równania transferu – metoda Monte Carlo

Na równanie transferu promieniowania możemy popatrzeć w sposób zupełnie inny niż dotychczas. Ponieważ fala elektromagnetyczna ma naturę dualną, możemy więc opisywać ją przez strumień fotonów przechodzących przez atmosferę ziemską. Rozważmy promieniowanie, które przechodzi przez warstwę o grubości optycznej τ_0 . Zakładając będziemy dla uproszczenia, że atmosfera jest jednorodna (nie jest jednak warunek konieczny i przypadek niejednorodnej atmosfery może być również rozważany). Strumień promieniowania po przejściu przez nią jest zredukowany o czynnik $T = e^{-\tau}$ zwany transmisją. Ponieważ transmisja przyjmuje wartości z przedziału od 0 do 1 więc może być interpretowana w kategoriach prawdopodobieństwa. Grubość optyczna związana jest z transmisją wzorem $\tau = -\ln T$. Jeśli teraz popatrzymy na promieniowanie jako na wiązkę fotonów przechodzącą przez warstwę grubości optycznej τ_0 , to używając generatora liczb losowych o rozkładzie jednorodnym w przedziale 0 do 1 możemy przypisać każdemu fotonowi wartość z tego przedziału odpowiadającą jego transmisji. Jeśli teraz wyznaczona ze wzoru $\tau = -\ln T$ grubość optyczna dla poszczególnego fotonu jest większa od τ_0 , to foton przechodzi przez warstwę bez oddziaływania. W przeciwnym razie ulegnie absorpcji lub rozproszeniu w zależności od albedo pojedynczego rozproszenia ω . Również parametr ten może być utożsamiany jako prawdopodobieństwo tyle, że w tym przypadku jako prawdopodobieństwo, że foton zostanie rozproszony. Kontynuując wędrówkę fotonu przez atmosferę musimy wylosować kolejną liczbę używając tego samego generatora. Jeśli tym razem wylosowana liczba będzie większa od ω , to foton zostanie zaabsorbowany i jego wędrówka się kończy w tym miejscu. W przeciwnym razie ulegnie on rozproszeniu, ale nowy kierunek propagacji nie jest nam jeszcze znany. Ze względu na fakt normalizacji funkcji

fazowej na rozpraszanie do jedności może być ona interpretowana jako prawdopodobieństwo, że foton zostanie rozproszony pod kątem Θ .

$$\int_{\Omega} \frac{P(\Theta)}{4\pi} d\Omega = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} \frac{P(\theta', \phi', \theta, \phi)}{4\pi} \sin \theta d\theta d\phi = 1$$

gdzie kąt rozproszenia $\cos \Theta = \cos \theta \cos \theta' + \sin \theta \sin \theta' \cos(\phi - \phi')$

zaś primem oznaczone są kąty dla promieniowania początkowego. W dalszej części będziemy jednak pomijać te kąty w argumentach funkcji fazowej. Dla cząstek o symetrii obrotowej kąt zenitalny oraz azymutalny są niezależne. Ponadto rozproszenie w kącie azymutalnym jest jednakowo prawdopodobne, a zatem używając generatora liczb losowych o rozkładzie jednorodnym można wyznaczyć ten kąt ze wzoru $\phi = 2\pi r$, gdzie r jest liczbą losową.

Korzystając z niezależności kątów mamy

$$2\pi \int_0^{\pi} \frac{P(\theta)}{4\pi} \sin \theta d\theta = \frac{1}{2} \int_0^{\pi} P(\theta) \sin \theta d\theta = 1.$$

Oznaczmy przez $p(\theta)$ funkcję fazową związaną z kątem zenitalnym

$$p(\theta) = \frac{1}{2} P(\theta)$$

Obliczmy dystrybuantę D funkcji fazowej względem $\cos \theta$

$$D = \int_{-1}^{\cos \Theta} p(\cos \theta) d \cos \theta$$

Przyjmuje ona wartości od zera do jedności, więc może być generowana przy pomocy tego samego generatora liczb losowych o rozkładzie jednorodnym. Wyznaczenie kąta rozproszenia fotonu sprowadza się więc do odwrócenia wzoru na dystrybuantę, co w ogólności można zrobić tylko numerycznie.

Przykłady

1. Funkcja fazowa (część azymutalna) dla rozpraszania Rayleigha ma postać

$$p(\theta) = \frac{1}{2} \frac{3}{4} (1 + \cos^2 \theta). \text{ Dystrybuanta zaś ma postać}$$

$$D = \int_{-1}^{\cos \Theta} \frac{3}{8} (1 + \cos^2 \theta) d \cos \theta = \frac{3}{8} \left[\cos \theta + \frac{1}{3} \cos^3 \theta - \frac{4}{3} \right]. \text{ Po rozwiązaniu równania trzeciego}$$

stopnia mamy

$$\cos \theta = u - \frac{1}{u}$$

$$u = \sqrt[3]{-q + \sqrt{1 + q^2}}$$

gdzie

$$q = 4r - 2$$

$r = D$ jest liczbą losową o rozkładzie jednorodnym w przedziale $(0,1)$

2. Funkcja fazowa Henyey-Greensteina (część azymutalna)

$$p(\theta) = \frac{1}{2} \frac{1 - g^2}{(1 + g^2 - 2g \cos \theta)^{3/2}}$$

Dystrybuanta

$$D = \frac{1 - g^2}{2g} \left[\frac{1}{\sqrt{1 + g^2 - 2g \cos \theta}} - \frac{1}{1 + g} \right]$$

Po znalezieniu funkcji odwrotnej mamy

$$\cos \theta = \frac{1}{2g} \left[1 + g^2 - \left(\frac{1 - g^2}{2gr - g + 1} \right)^2 \right].$$

Po wyznaczeniu nowego kierunku propagacji fotonu losowana jest kolejna liczba, którą będzie odpowiadać drodze optycznej fotonu do kolejnego oddziaływania z materia. Jeśli foton przejdzie przez warstwę lub zostanie zaabsorbowany obliczana jest trajektoria kolejnego fotonu. Sprecyzowania wymaga jeszcze warunek na powierzchni ziemi. Dla uproszczenia założymy, że mamy Lambertowską powierzchnię o stałym albedzie A . Jeśli foton dochodzi do powierzchni ziemi, losujemy kolejną liczbę i jeśli jest ona mniejsza od A , to wówczas foton jest odbijany od niej i nowy kierunek propagacji jest określony przez kąty $\theta = \theta_0$, $\phi = \phi_0 + \pi$

gdzie θ_0, ϕ_0 są kątami przed odbiciem. W przeciwnym razie foton jest absorbowany przez powierzchnię ziemi. Uwzględnienie zależności albedo od kąta padania jest trywialne.

Intuicyjnie rozwiązanie problemu metodą Monte Carlo jest więc bardzo prostą i łatwą do zaimplementowania. Po symulacji określonej liczby fotonów wykonuje się zliczanie ich i określa się niedokładność metody. W tym celu dzieli się atmosferę na warstwy i zlicza fotony zaabsorbowane w kolejnych warstwach. Ponadto liczbę fotonów, które przechodzą przez górną i dolną powierzchnie. Jednak wiadomym jest, że jeden foton może przechodzić przez daną powierzchnie wiele razy i sumowanie go za każdym razem byłoby błędem. Aby tego uniknąć przypisuję się fotonowi wagę "w" od 0 do 1 w zależności od tego ile razy dany foton przechodzi przez określoną powierzchnie poziomą. Radiancja na poziomie "z" z kąta bryłowego $\Omega(\Delta\theta, \Delta\phi)$ wyraża się wzorem

$$I^\downarrow(z, \Delta\theta, \Delta\phi) = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^{N_c} \sum_{i=1}^{n_k} w_i$$

gdzie N liczba fotonów użytych do symulacji, pierwsza suma przebiega po fotonach, zaś druga po ich kolejnych realizacjach. N_c oznacza liczbę fotonów, które na wysokości z miały kierunek określony przez kąt bryłowy Ω , zaś n_k oznacza ile razy foton "k" przechodził przez powierzchnie na wysokości z w kącie bryłowym Ω .

Podobnie strumień promieniowania może być wyznaczony ze wzoru

$$F^\downarrow(z) = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^{N_c} \sum_{i=1}^{n_k} w_i \cos(\theta_i)$$

gdzie kąt θ_i oznacza kąt zenitalny fotonu.

$$\text{Względne odchylenie standardowe może być obliczone ze wzoru } \sigma = \sqrt{\frac{N - N_c}{NN_c}},$$

gdzie N_c jest liczbą zarejestrowanych fotonów, zaś N liczbą fotonów użytą podczas symulacji.

Niedokładność metody dla $N_c \ll N$ jest proporcjonalna do $\frac{1}{\sqrt{N_c}}$. Dla przykładu, jeśli

interesuje nas niedokładność absorpcji w określonej warstwie lub niedokładność strumienia promieniowania na powierzchni ziemi to w tych przypadkach N_c oznacza odpowiednio liczbę fotonów, które zostały zaabsorbowane w atmosferze, lub które dotarły do powierzchni ziemi. Nie jest więc to liczba fotonów użytych do symulacji.

Własności metody Monte Carlo

- Stosunkowo długi czas obliczeń gdyż z reguły żądana dokładność wymaga użycia, co najmniej miliona fotonów.
- Umożliwia uwzględnienie polaryzacji promieniowania. Czas obliczeń w tym przypadku zwiększa się około dwa razy.
- Umożliwia w prosty sposób obliczenia w geometrii sferycznej.
- Metoda ta daje się prosto stosować do problemów trójwymiarowych

7. Ogólne rozwiązanie równania transferu

W wielu metodach stosowanych do rozwiązywania równanie transferu promieniowania stosuje się rozwinięcia funkcji fazowej względem cosinusa kąta rozpraszania Θ . Najczęściej funkcja fazowa rozwija jest na wielomiany Legendre w następującej postaci

$$P(\cos \Theta) = \sum_{l=0}^N \tilde{\omega}_l P_l(\cos \Theta)$$

gdzie P_l są wielomianami Legendre'a zaś $\tilde{\omega}_l$ współczynnikami rozwinięcia. Korzystając z ortogonalności funkcji Legendre'a mamy

$$\tilde{\omega}_l = \frac{2l+1}{2} \int_{-1}^1 P(\cos \Theta) P_l(\cos \Theta) d \cos \Theta, \quad l=0,1,\dots,N.$$

Zauważmy, że $l=0$, $\tilde{\omega}_0 = 1$, $P_0=1$ czyli mamy normalizację funkcji fazowej. Dla $l=1$ mamy zaś ($P_1 = \cos \Theta$)

$$g = \frac{\tilde{\omega}_1}{3} = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 P(\cos \Theta) \cos \Theta d \cos \Theta$$

gdzie g nosi nazwę parametru w asymetrii. Ten ważny parametr określa stopień asymetryczności rozpraszania i tak dla rozpraszania izotropowego wynosi 0 (rozpraszanie Rayleigha). Jego przedział zmienności zawiera się w przedziale $(-1,1)$. Wartość 1 osiągnięta jest, gdy promieniowanie rozpraszane jest tylko do przodu zaś -1 gdy rozpraszane jest wstecznie. Typowa wartość parametru asymetrii dla kropeł chmurowych wynosi 0.8-0.9, zaś dla aerozolu 0.6-0.7.

Przykłady

1. Wielomiany Legendrea

$$P_0 = 1$$

$$P_1 = x$$

$$P_2 = \frac{1}{2}(3x^2 - 1)$$

2. Funkcja fazowa dla rozpraszania Rayleigha $P(\Theta) = \frac{3}{4}(1 + \cos^2 \Theta)$.

współczynniki rozwinięcia Legendrea

$$\tilde{\omega}_0 = 1$$

$$\tilde{\omega}_1 = 0$$

$$\tilde{\omega}_2 = \frac{1}{2}$$

3. Funkcja Henyey-Greensteina $P(\Theta) = \frac{1-g^2}{(1+g^2-2g \cos \Theta)^{3/2}}$

$$\tilde{\omega}_0 = 1$$

$$\tilde{\omega}_1 = 3g$$

$$\tilde{\omega}_2 = 5g^2$$

Korzystając, ze związku łączącego cosinus kąta rozproszenia z kątami zenitalnym i azymutalnym promieniowania przed i po rozproszeniu możemy zapisać

$$P(\mu, \phi; \mu', \phi') = \sum_{l=0}^N \tilde{\omega}_l P_l \left[\mu \mu' + \sqrt{1-\mu^2} \sqrt{1-\mu'^2} \cos(\phi - \phi') \right]$$

Można pokazać używając harmonik sferycznych, że funkcję fazową można rozwinąć zgodnie ze wzorem

$$P(\mu, \phi; \mu', \phi') = \sum_{m=0}^N \sum_{l=m}^N \tilde{\omega}_1^m P_1^m(\mu) P_1^m(\mu') \cos m(\phi - \phi'),$$

gdzie

$$\tilde{\omega}_1^m = (2 - \delta_{0,m}) \tilde{\omega}_1 \frac{(1-m)!}{(1+m)!} \quad (l=m, \dots, N, 0 \leq m \leq N)$$

$$\delta_{0,m} = \begin{cases} 1 & \text{gdy } m = 0 \\ 0 & \text{gdy } m \neq 0 \end{cases}$$

zaś P_1^m oznacza stowarzyszone wielomiany Legendre'a. Podobnie jak funkcję fazową w szereg można rozwinąć również poszukiwaną radiancję

$$I(\tau; \theta, \phi) = \sum_{m=0}^N I^m(\tau, \mu) \cos m(\phi_o - \phi).$$

Podstawiając oba rozwinięcia do równania transferu promieniowania otrzymujemy N+1 niezależnych równań

$$\begin{aligned} \mu \frac{dI^m(\tau; \mu)}{d\tau} &= I^m(\tau; \mu) - (1 + \delta_{0,m}) \frac{\omega}{4} \sum_{l=m}^N \tilde{\omega}_1^m P_1^m(\mu) \int_{-1}^1 P_1^m(\mu') I^m(\tau, \mu') d\mu' + \\ &- \frac{\omega}{4\pi} \sum_{l=m}^N \tilde{\omega}_1^m P_1^m(\mu) P_1^m(\mu_o) F_o^s e^{-\tau/\mu_o} + \delta_{0,m} (1 - \omega) B[T(\tau)] \quad (m=0,1,2,\dots,N). \end{aligned}$$

Zauważmy, że przypadek z $m=0$ odpowiada niezależnemu od kąta azymutalnego rozwiązaniu na radiancję. Jeśli pominiemy indeks 0 to równania transferu możemy zapisać w tym przypadku w postaci

$$\begin{aligned} \mu \frac{dI(\tau; \mu)}{d\tau} &= I(\tau; \mu) - \frac{\omega}{2} \sum_{l=0}^N \tilde{\omega}_1 P_1(\mu) \int_{-1}^1 P_1(\mu') I(\tau, \mu') d\mu' + \\ &- \frac{\omega}{4\pi} \sum_{l=0}^N \tilde{\omega}_1 P_1(\mu) P_1(\mu_o) F_o^s e^{-\tau/\mu_o} + (1 - \omega) B[T(\tau)] \end{aligned}$$

W celu rozwiązania tego równania całkowanie zastępuje się sumowanie po skończonej liczbie punktów. Do dyskretyzacji użyjemy kwadratur Gaussa w przedziale (-1,1). Tak więc,

$$\int_{-1}^1 f(\mu) d\mu = \sum_{j=-n}^n a_j f(\mu_j)$$

gdzie wagi a_j można wyznaczyć ze wzoru

$$a_j = \frac{1}{P'_{2n}(\mu_j)} \int_{-1}^1 \frac{P_{2n}(\mu)}{\mu - \mu_j} d\mu$$

zaś znak prim oznacza pochodną. Dodatkowo zachodzą związki

$$a_{-j} = a_j, \quad \mu_{-j} = -\mu_j, \quad \sum_{j=-n}^n a_j = 2$$

Wartości punktów Gaussa oraz wag a_n dla $n=1,2,3$ przedstawia poniższa tabela.

n	2n	$\pm \mu$	a_n
---	----	-----------	-------

1	2	μ ₁ =0.577	a ₁ =1
2	4	μ ₁ =0.340	a ₁ =0.652
		μ ₂ =0.861	a ₂ =0.348
3	6	μ ₁ =0.239	a ₁ =0.468
		μ ₂ =0.661	a ₂ =0.361
		μ ₃ =0.932	a ₁ =0.171

Po zastosowaniu kwadratur Gaussa do równania transferu promieniowania otrzymujemy równanie

$$\mu_i \frac{dI(\tau; \mu_i)}{d\tau} = I(\tau; \mu_i) - \frac{\omega}{2} \sum_{l=0}^N \tilde{\omega}_l P_l(\mu_i) \sum_{j=-n}^n a_j P_l(\mu_j) I(\tau, \mu_j) +$$

$$- \frac{\omega}{4\pi} F_o^s e^{-\tau/\mu_o} \sum_{l=0}^N (-1)^l \tilde{\omega}_l P_l(\mu_i) P_l(\mu_o) + (1 - \omega) B[T(\tau)], \quad i=-n, -n+1, \dots, n-1, n$$

gdzie μ(-n, n) określa kierunek strumienia promieniowania.

7.1 Przybliżenie 2-strumieniowe

Rozpatrzmy przybliżenie 2-strumieniowe, dla którego j=-1 oraz j=1, N=1. Ponadto μ₁ = 1/√3 oraz a₁ = a₋₁ = 1. W tym przypadku mamy dwa równania, jedno na radiancję skierowaną do góry I[↑] = I(τ, μ₁) oraz skierowaną w dół I[↓] = I(τ, -μ₁). Rozpatrzmy promieniowanie skierowane do góry (n=1) wówczas równanie transferu przyjmuje postać

$$\mu_1 \frac{dI^\uparrow}{d\tau} = I^\uparrow - \frac{\omega}{2} \left\{ \tilde{\omega}_o P_o(\mu_1) [a_{-1} P_o(\mu_{-1}) I^\downarrow + a_1 P_o(\mu_1) I^\uparrow] + \right. \\ \left. + \tilde{\omega}_1 P_1(\mu_1) [a_{-1} P_1(\mu_{-1}) I^\downarrow + a_1 P_1(\mu_1) I^\uparrow] \right\} - \frac{\omega F_o^s}{4\pi} e^{-\tau/\mu_o} \left[\tilde{\omega}_o P_o(\mu_1) P_o(\mu_o) - \right. \\ \left. - \tilde{\omega}_1 P_1(\mu_1) P_1(\mu_o) \right],$$

Po redukcji wyrażen otrzymujemy

$$\mu_1 \frac{dI^\uparrow}{d\tau} = I^\uparrow - \frac{\omega}{2} \left\{ I^\downarrow + I^\uparrow \right\} + \tilde{\omega}_1 \mu_1 \left[-\mu_1 I^\downarrow + \mu_1 I^\uparrow \right] - \frac{\omega F_o^s}{4\pi} e^{-\tau/\mu_o} [1 - \tilde{\omega}_1 \mu_1 \mu_o].$$

Uwzględniając, że μ₁² = 3 oraz wprowadzając oznaczenia

$$g = \frac{\tilde{\omega}_1}{3},$$

$$b = \frac{1-g}{2} = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 P(\cos \Theta) \frac{1 - \cos \Theta}{2} d \cos \Theta,$$

$$S^\pm = \frac{F_o^s \omega}{4\pi} (1 \pm 3g \mu_o \mu_1).$$

Otrzymujemy końcową postać

$$\mu_1 \frac{dI^\uparrow}{d\tau} = I^\uparrow - \omega(1-b)I^\uparrow - \omega b I^\downarrow - S^- e^{-\tau/\mu_o}$$

Podobnie drugie równanie

$$-\mu_1 \frac{dI^\downarrow}{d\tau} = I^\downarrow - \omega(1-b)I^\downarrow - \omega b I^\uparrow - S^+ e^{-\tau/\mu_0}.$$

Parametr b może być interpretowany jako stosunek energii rozproszonej wstecznie do całkowitej energii promieniowania rozproszonego, zaś $1-b$ jako część energii rozproszonej do przodu.

Interpretacja kolejnych czynników w równaniu transferu promieniowania jest prosta. Weźmy pod uwagę promieniowanie skierowane w kierunku powierzchni ziemi. Wówczas pierwszy czynnik jest osłabieniem promieniowania przez ekstynkcję, drugi jest dodatkowym promieniowaniem skierowanym w dół pochodzącym od rozproszenia do przodu, trzeci również promieniowaniem skierowanym w dół, ale pochodzącym od rozproszenia wstecznego promieniowania, które propagowało się do góry. Ostatni oznacza pojedyncze rozproszenie promieniowania słonecznego. Dodając i odejmując stronami równania i wprowadzając oznaczenia $M = I^\uparrow + I^\downarrow$ i $N = I^\uparrow - I^\downarrow$ otrzymujemy sprzężony układ równań różniczkowych

$$\mu_1 \frac{dM}{d\tau} = (1-\omega g)N - (S^- - S^+) e^{-\tau/\mu_0},$$

$$\mu_1 \frac{dN}{d\tau} = (1-\omega)M - (S^- + S^+) e^{-\tau/\mu_0}.$$

Różniczkując je stronami po grubości optycznej oraz podstawiając możemy rozdzielić zmienne M i N . W rezultacie otrzymujemy równania różniczkowe II-go rzędu w postaci

$$\frac{d^2 M}{d\tau^2} = k^2 M + Z_1 e^{-\tau/\mu_0},$$

$$\frac{d^2 N}{d\tau^2} = k^2 N + Z_2 e^{-\tau/\mu_0},$$

gdzie $k^2 = (1-\omega)(1-\omega g)/\mu_1^2$

$$Z_1 = -\frac{(1-\omega g)(S^- + S^+)}{\mu_1^2} + \frac{S^- - S^+}{\mu_1 \mu_0},$$

$$Z_2 = -\frac{(1-\omega)(S^- - S^+)}{\mu_1^2} + \frac{S^- + S^+}{\mu_1 \mu_0}.$$

Rozwiązanie tych równań prowadzi do następujących wzorów

$$I^\uparrow = K v e^{k\tau} + H u e^{-k\tau} + \varepsilon e^{-\tau/\mu_0},$$

$$I^\downarrow = K u e^{k\tau} + H v e^{-k\tau} + \gamma e^{-\tau/\mu_0},$$

gdzie

$$v = (1+a)/2, \quad u = (1-a)/2$$

$$a^2 = (1-\omega)/(1-\omega g)$$

$$\varepsilon = (\alpha + \beta)/2, \quad \gamma = (\alpha - \beta)/2$$

$$\alpha = Z_1 \mu_0^2 / (1 - \mu_0^2 k^2), \quad \beta = Z_2 \mu_0^2 / (1 - \mu_0^2 k^2).$$

Stałe K oraz H są wyznaczone z warunków brzegowych na promieniowanie rozproszone na szczycie atmosfery i powierzchni ziemi. Jeśli albedo powierzchni ziemi wynosi zero, wówczas stałe te wynoszą

$$K = -\left(\epsilon v e^{-\tau_0/\mu_0} - \gamma u e^{-k\tau_0}\right) / \left(v^2 e^{k\tau_0} - u^2 e^{-k\tau_0}\right),$$

$$H = -\left(\epsilon u e^{-\tau_0/\mu_0} - \gamma v e^{-k\tau_0}\right) / \left(v^2 e^{k\tau_0} - u^2 e^{-k\tau_0}\right).$$

Używając wyrażen na radiancję możemy obliczyć strumienie promieniowania. W przypadku przybliżenia 2-strumieniowego mają one postać

$$F^\uparrow(\tau) = 2\pi\mu_1 I^\uparrow$$

$$F^\downarrow(\tau) = 2\pi\mu_1 I^\downarrow$$

Metoda 2-strumieniowa została po raz pierwszy opisana przez Schustera w 1905 roku. Używana jest często do badań klimatycznych, gdyż umożliwia oszacowanie strumieni radiacyjnych i w konsekwencji bilansu promieniowania na szczycie atmosfery, w atmosferze i na powierzchni ziemi. Własności przybliżenia 2-strumieniowego

- Rozwiązanie wykazuje dobrą dokładności, ale w ograniczonym przedziale zmienności parametrów optycznych.
- Jest bardzo efektywną metodą rozwiązywania równania transferu (metoda bardzo szybka).
- Zakłada, że zmienność radiancji względem kąta azymutalnego może być pominięta.

7.2 Przybliżenie Eddingtona

Kolejna metoda używana do rozwiązywania równania transferu promieniowania jest przybliżenie Eddingtona. Zostało ono wyprowadzone w 1916 roku i jest bardzo zbliżone do przybliżenia 2-strumieniowego. Zakładamy w nim, że wyrażenia na radiancję i funkcję fazową mają następującą postać

$$I(\tau, \mu) = I_0(\tau) + \mu I_1(\tau), \quad -1 \leq \mu \leq 1$$

$$P(\mu, \mu') = 1 + 3g\mu\mu'$$

Podstawiając do równania transferu otrzymujemy

$$\frac{dI_1}{d\tau} = 3(1 - \omega)I_0 - \frac{3}{4\pi}\omega F_0^s e^{-\tau/\mu_0}$$

$$\frac{dI_0}{d\tau} = 3(1 - \omega g)I_1 + \frac{3}{4\pi}\omega g\mu_0 F_0^s e^{-\tau/\mu_0}$$

zaś strumienie promieniowania mają postać

$$F^\uparrow(\tau) = \pi \left[I_0(\tau) + \frac{3}{2} I_1(\tau) \right]$$

$$F^\downarrow(\tau) = \pi \left[I_0(\tau) - \frac{3}{2} I_1(\tau) \right]$$

Metoda 2-strumieniowa oraz przybliżenie Eddingtona sprawdzają się dla ośrodków optycznie grubych. Mogą jednak prowadzić do znacznych błędów dla cienkich warstw powietrza oraz, gdy absorpcja promieniowania jest duża. Jednym z największych problemów jest kształt funkcji fazowej, która dla dużych cząstek wykazuje silne maksimum w kierunku do przodu. Dla przykładu energia rozproszona na kroplach chmurowych w obszarze 5° jest o kilka rzędów wielkości większa, niż w kierunku wstecznym. W metodzie Delta-Eddington energia promieniowania rozproszonego do przodu w wąskim kącie bryłowym jest sztucznie usuwana z promieniowania rozproszonego (nie dając wkładu do wielokrotnego rozpraszania).

Usuwana część promieniowania dodawana jest do strumienia promieniowania bezpośredniego. Jeśli primem oznaczymy poprawione zgodnie z tą metodą wartości optyczne, to grubość optyczna przyjmuje wartość:

$$\tau'_s = (1-f)\tau_s,$$

$$\tau'_a = \tau_a,$$

gdzie indeksy „s” i „a” oznaczają odpowiednio grubość optyczną związaną z rozpraszaniem i absorpcją. Całkowita grubość optyczna ma więc postać

$$\tau' = \tau'_s + \tau'_a = \tau(1-f\omega).$$

Podobnie poprawiona wartość albedo pojedynczego rozpraszania wyraża się wzorem

$$\omega' = \frac{\tau'_s}{\tau'} = \frac{(1-f)\tau_s}{(1-f\omega)\tau} = \frac{(1-f)\omega}{1-f\omega}.$$

Aby obliczyć nowy współczynnik asymetrii korzystamy z własności, że parametr asymetrii dla usuwanego promieniowania rozproszonego do przodu wynosi 1. Wówczas mnożąc parametr asymetrii przez grubość optyczną na rozpraszanie mamy

$$g\tau_s = g'\tau'_s + 1(\tau_s - \tau'_s).$$

Stąd

$$g' = \frac{g-f}{1-f}.$$

Funkcja fazowa składa się z dwóch członów, pierwszego związanego z rozpraszaniem w kierunku $\Theta = 0$ oraz w pozostałych kierunkach i zapisywana jest w postaci

$$P(\mu, \mu') = 2f\delta(\mu - \mu') + (1-f)(1 + 3g'\mu\mu')$$

Na koniec musimy określić wartość parametru f. Okazuje się jednak, że nie ma jednoznacznej metody wyboru optymalnej wartości f gdyż istnieje wiele alternatywnych możliwości.

Pominiemy je tutaj podając jedynie, że dla funkcji fazowej Henyey-Greenstein $f = g^2$.

Okazuje się, że metoda Delta Eddington poprawia znacząco rozwiązanie równanie transferu i dlatego jest dość często stosowana wraz z metodami pochodnymi do niej.

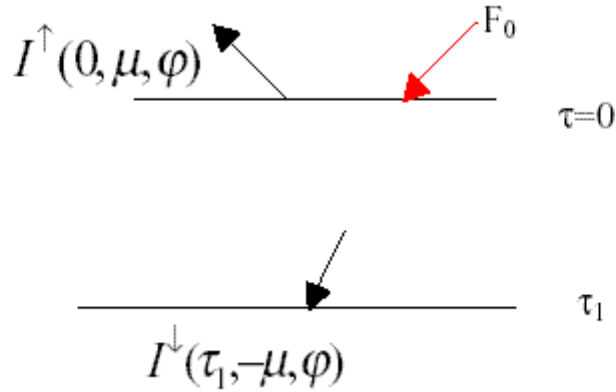
8. Pozostałe metody rozwiązania równania transferu

8.1 Metoda dodawania dwóch warstw (adding, doubling)

Jedną z metod używanych do rozwiązywania równania transferu jest metoda zwana sumująca (adding) rozwinięta przez Stoksa w 1862 roku. Metoda ta pozwala rozwiązać dokładnie równanie transferu w przypadku wielokrotnego rozpraszania. W metodzie tej na podstawie współczynników transmisji i odbicia od każdej z dwóch warstw oblicza się

transmisję oraz odbicie od nich jako całości. W przypadku, gdy obie warstwy mają tę samą grubość optyczną metoda ta nosi nazwę podwajania (doubling).

Rozpatrzmy warstwę atmosfery o grubości optycznej τ_1 . Niech $I^\uparrow(0, \mu, \phi)$ będzie radiancją promieniowania odbitego (promieniowanie rozproszone), zaś $I^\downarrow(\tau_1, \mu, \phi)$ radiancją promieniowania rozproszonego, które przeszło przez tą warstwę.



Rys. 8.1 Transmisja oraz odbicie promieniowania od warstwy powietrza.

Funkcja (współczynnik) odbicia od warstwy, na którą pada promieniowanie słoneczne definiujemy jako

$$R(\mu, \phi, \mu_o, \phi_o) = \frac{I^\uparrow(0, \mu, \phi)}{\mu_o F_o},$$

zaś funkcja (współczynnik) transmisji wyraża się wzorem

$$T(\mu, \phi, \mu_o, \phi_o) = \frac{I^\downarrow(\tau_1, -\mu, \phi)}{\mu_o F_o}.$$

W ogólności definicje te są w bardziej niejawniej postaci

$$I^\uparrow(0, \mu, \phi) = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} d\phi' \int_0^1 R(\mu, \phi, \mu', \phi') I^\downarrow(\mu', \phi') \mu' d\mu'$$

$$I^\downarrow(\tau_1, \mu, \phi) = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} d\phi' \int_0^1 T(\mu, \phi, \mu', \phi') I^\downarrow(\mu', \phi') \mu' d\mu'$$

Funkcja transmisji związana z promieniowaniem bezpośrednim wynosi

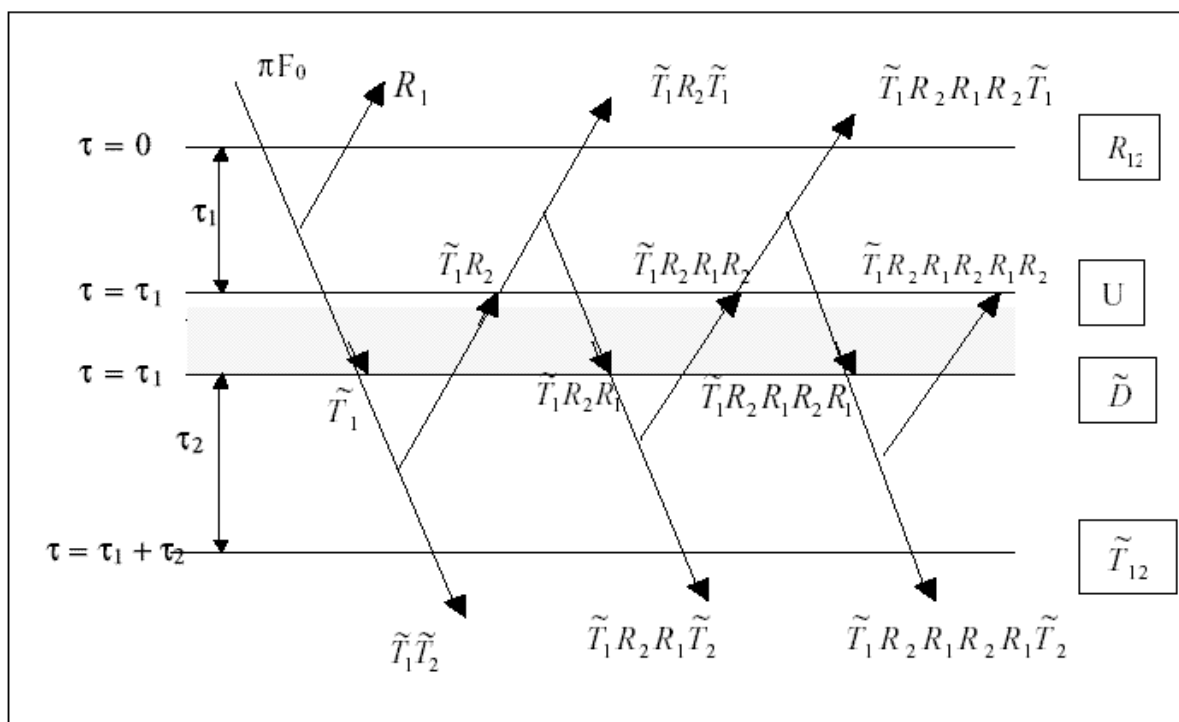
$$T_{\text{dir}}(\mu_o, \phi_o) = \frac{I_{\text{dir}}(\tau_1, -\mu_o, \phi_o)}{\mu_o F_o} = \exp(-\tau_1 / \mu_o).$$

Rozważmy dwie warstwy powietrza o współczynniku odbicia R_1 i R_2 oraz całkowitej transmisji (transmisja promieniowania rozproszonego plus bezpośredniego) \tilde{T}_1 \tilde{T}_2 .

Oznaczmy przez R_{12} oraz \tilde{T}_{12} odbicie oraz transmisję przez tak zdefiniowany układ. U oraz \tilde{D} są odbiciem oraz transmisją pomiędzy warstwą 1 oraz 2. Całkowity współczynnik odbicia można więc zapisać (patrz rys. 8.2) w postaci

$$R_{12} = R_1 + \tilde{T}_1 R_2 \tilde{T}_1 + \tilde{T}_1 R_2 R_1 R_2 \tilde{T}_1 + \tilde{T}_1 R_2 R_1 R_2 R_1 R_2 \tilde{T}_1 + \dots =$$

$$= R_1 + \tilde{T}_1 R_2 \tilde{T}_1 [1 + R_1 R_2 + (R_1 R_2)^2 + \dots] = R_1 + R_2 \tilde{T}_1^2 (1 - R_1 R_2)^{-1}.$$



Rys. 8.2 Opis metody dodawania dwóch warstw atmosfery

Podobnie całkowity współczynnik transmisji

$$\begin{aligned} \tilde{T}_{12} &= \tilde{T}_1 \tilde{T}_2 + \tilde{T}_1 R_2 R_1 \tilde{T}_2 + \tilde{T}_1 R_2 R_1 R_2 R_1 \tilde{T}_2 + \dots = \\ &= \tilde{T}_1 \tilde{T}_2 [1 + R_1 R_2 + (R_1 R_2)^2 + \dots] = \tilde{T}_1 \tilde{T}_2 (1 - R_1 R_2)^{-1} \end{aligned}$$

oraz

$$\begin{aligned} U &= \tilde{T}_1 R_2 + \tilde{T}_1 R_2 R_1 R_2 + \tilde{T}_1 R_2 R_1 R_2 R_1 R_2 + \dots = \\ &= \tilde{T}_1 R_2 [1 + R_1 R_2 + (R_1 R_2)^2 + \dots] = \tilde{T}_1 R_2 (1 - R_1 R_2)^{-1} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \tilde{D} &= \tilde{T}_1 + \tilde{T}_1 R_2 R_1 + \tilde{T}_1 R_2 R_1 R_2 R_1 + \dots = \\ &= \tilde{T}_1 [1 + R_1 R_2 + (R_1 R_2)^2 + \dots] = \tilde{T}_1 (1 - R_1 R_2)^{-1}. \end{aligned}$$

Współczynniki te można zapisać w prostej formie

$$R_{12} = R_1 + \tilde{T}_1 U$$

$$\tilde{T}_{12} = \tilde{T}_2 \tilde{D}$$

$$U = R_2 \tilde{D}$$

Wprowadzając oznaczenia

$$S = R_1 R_2 (1 - R_1 R_2)^{-1}$$

oraz rozdzielając transmisję na część związaną z promieniowaniem rozproszonym oraz

bezpośrednim mamy

$$\tilde{T} = T + e^{-\tau/\mu_0}.$$

Możemy podobnie rozdzielić współczynnik \tilde{D} i wówczas

$$\tilde{D} = D + e^{-\tau_1/\mu_0} = (1 + S)(T_1 + e^{-\tau_1/\mu_0}) = (1 + S)T_1 + S e^{-\tau_1/\mu_0} + e^{-\tau_1/\mu_0}$$

oraz

$$\tilde{T}_{12} = (T_2 + e^{-\tau_2/\mu_0})(D + e^{-\tau_1/\mu_0}) = De^{-\tau_2/\mu_0} + T_2e^{-\tau_1/\mu_0} + T_2D + \exp\left[-\left(\frac{\tau_1}{\mu_0} + \frac{\tau_2}{\mu}\right)\right]\delta(\mu - \mu_0)$$

gdzie T_1, T_2, D oznaczają składowe dla promieniowania rozproszonego. Ostatecznie wszystkie współczynniki mają postać

$$Q = R_1R_2$$

$$S = Q(1 - Q)^{-1}$$

$$D = T_1 + ST_1 + S \exp(-\tau_1/\mu_0)$$

$$U = R_2D + R_2 \exp(-\tau_1/\mu_0)$$

$$R_{12} = R_1 + U \exp(-\tau_1/\mu) + T_1U$$

$$T_{12} = D \exp(-\tau_2/\mu) + T_2 \exp(-\tau_1/\mu) + T_2D.$$

Zauważmy, że mnożenie dwóch funkcji związane jest z obliczeniem całki jak w poniższym przykładzie

$$R_1R_2 = 2 \int_0^1 R_1(\mu', \mu_0) R_2(\mu, \mu') \mu' d\mu'.$$

Numeryczna procedura metody adding

1. Startujemy od optycznie bardzo cienkiej warstwy ($\Delta\tau = 10^{-8}$) dla której przybliżenie pojedynczego rozpraszania może być stosowane.
2. Następnie używając wyprowadzonych wzorów na transmisję oraz odbicie obliczamy te współczynniki dla warstwy o grubości optycznej równej $2\Delta\tau$.
3. Powtarzamy krok 2 do momentu, aż grubość optyczna nie osiągnie wymaganej wartości.

Metoda rzędnych dyskretnych (discrete ordinate method) została rozwinięta przez Chandrasekhara w 1950 roku. Jest ona obecnie szeroko stosowana w kodach radiacyjnych wymagających dużej precyzji. Rozpatrzmy dla uproszczenia przypadek izotropowego rozpraszania $P(\mu, \mu') = 1$. Wówczas równanie transferu przyjmuje postać

$$\mu \frac{dI(\tau, \mu)}{d\tau} = I(\tau, \mu) - \frac{\omega}{2} \int_{-1}^1 I(\tau, \mu') d\mu' - \frac{\omega F_o^s}{4} e^{-\tau/\mu_0}.$$

Po zastosowaniu formuły Gaussa otrzymujemy

$$\mu_i \frac{dI(\tau; \mu_i)}{d\tau} = I(\tau; \mu_i) - \frac{\omega}{2} \sum_{j=-n}^n a_j I(\tau, \mu_j) - \underbrace{\frac{\omega}{4\pi} F_o^s e^{-\tau/\mu_0}}_{\text{czynniki niejednorodny}}$$

Powyższe równanie opisuje $2n$ niejednorodnych równań różniczkowych pierwszego rzędu.

Jeśli oznaczymy $I_i = I_i(\tau, \mu_i)$, to ogólne rozwiązanie równań jednorodnych ma postać

$$I_i = g_i \exp(-k\tau),$$

gdzie k oraz g_i są stałymi. Podstawiając rozwiązanie do równania jednorodnego mamy

$$g_i(1 + \mu_i k) = \frac{\omega}{2} \sum_{j=-n}^n a_j g_j$$

Współczynniki g_i mogą być wyznaczone z równania

$$g_i = \frac{L}{1 + \mu_i k}$$

gdzie L jest stała. Po podstawieniu do równania na g_i otrzymujemy

$$1 = \frac{\omega}{2} \sum_{j=-n}^n \frac{a_j}{1 + \mu_j k} = \omega \sum \frac{a_j}{1 - \mu_j^2 k^2}.$$

Równanie to daje $2n$ rozwiązań na współczynniki $\pm k_j$ ($n=1,2,\dots,n$). Ostatecznie rozwiązanie równania jednorodnego przyjmuje postać

$$I_i = \sum_j \frac{L_j}{1 + \mu_i k_j} \exp(-k_j \tau)$$

gdzie L_i są stałymi. Rozwiązanie szczególne równania niejednorodnego ma prosta postać

$$I_i = \frac{\omega F_o^s}{4} h_i \exp(-\tau / \mu_o).$$

Podstawiając do równania wyjściowego mamy

$$h_i(1 + \mu_i / \mu_o) = \frac{\omega}{2} \sum_{j=-n}^n a_j h_j + 1.$$

gdzie

$$h_i = \frac{\gamma}{1 + \mu_i / \mu_o}$$

zaś

$$\gamma = 1 / \left[1 - \frac{\omega}{2} \sum_{j=1}^n \frac{a_j}{1 - \mu_j^2 / \mu_o^2} \right]$$

Ostatecznie pełne rozwiązanie równania transferu ma postać

$$I_i = \sum_j \frac{L_j}{1 + \mu_i k_j} \exp(-k_j \tau) + \frac{\omega F_o^s \gamma}{4(1 + \mu_i / \mu_o)} \exp(-\tau / \mu_o)$$

gdzie stałe L_i są wyznaczone z warunków brzegowych.

8.2 Metoda DISORT

Na koniec rozważań na temat metod rozwiązywania równania transferu uogólnijmy metodę dyskretnych rzędnych w przypadku anizotropowego rozpraszania. Radiancja promieniowania może być zapisana w postaci szeregu

$$I(\tau, \mu, \phi) = \sum_{m=0}^N I^m(\tau, \mu) \cos m(\phi_o - \phi)$$

Rozwiązanie ogólne równania jednorodnego podobnie jak w przypadku rozpraszania izotropowego ma postać

$$I^m(\tau, \mu_i) = \sum_{j=-n}^n L_j^m \phi_j^m(\mu_j) \exp(-k_j^m \tau)$$

gdzie L_j^m, k_j^m, ϕ_j^m są współczynnikami. Rozwiązanie szczególne równania jednorodnego może być zapisane w formie

$$I_p^m(\tau, \mu_i) = Z^m(\mu_i) \exp(-\tau/\mu_o)$$

gdzie funkcje

$$Z^m(\mu_i) = \frac{\gamma}{4(1 + \mu_i/\mu_o)} \omega F_o^s P_m^m(-\mu_o) \sum_{l=0}^N \tilde{\omega}_l \zeta_l^m \frac{1}{\mu_o} P_l^m(\mu_i).$$

Ostatecznie rozwiązanie na radiancję ma postać

$$I^m(\tau, \mu_i) = \sum_{j=-n}^n L_j^m \phi_j^m(\mu_j) \exp(-k_j^m \tau) + Z^m(\mu_i) = \frac{\gamma}{4(1 + \mu_i/\mu_o)} \omega F_o^s P_m^m(-\mu_o) \sum_{l=0}^N \tilde{\omega}_l \zeta_l^m \frac{1}{\mu_o} P_l^m(\mu_i)$$

gdzie $i=-n, \dots, n$.

Własności metody DISORT (numeryczny kod metody rzędnych dyskretnych)

- Stosowany dla niejednorodnej atmosfery (przybliżenie płasko-równoległe)
- Możliwe jest zadanie dowolnej liczby warstw w atmosferze.
- Każda warstwa jest scharakteryzowana przez efektywną grubość optyczną, albedo pojedynczego rozpraszania, oraz parametr asymetrii lub funkcję fazową.
- Możliwe jest zadanie dowolnej funkcji fazowej przez podanie współczynników rozwinięcia w wielomiany Legendre'a.
- Liczba strumieni radiacyjnych jest zadawana przez użytkownika (czas obliczeń jest proporcjonalny do sześciangu liczby strumieni!).
- Kluczowym problemem jest uzyskanie rozwiązania dla funkcji fazowych z silnym rozpraszaniem do przodu.
- DISORT pozwala na wyznaczenie radiancji jako funkcji kierunku oraz położenia w atmosferze nie tylko na granicach warstw, ale i w ich środku.

Rozważane do tej pory metody rozwiązywania równania transferu promieniowania w atmosferze dotyczyły monochromatycznego promieniowania. Rozwiązanie równania transferu dla każdej linii spektralnej jest bardzo kosztowne obliczeniowo i używane jedynie do obliczeń, gdy wymagana jest wysoka rozdzielczość spektralna. Do tego typu modeli

(model linia po linii) można zaliczyć LBLRITM oraz GENSPEC. Ten ostatni został napisany w środowisku MATLAB i umożliwia obliczanie transmisji promieniowania. Poza modelami linia po linii znacznie częściej używane są modele pasmowe oraz model rozkładu-k. Pierwsze z nich stosują różne metody do obliczania efektywnej transmisji przez pasmo. W najprostszym przypadku dla jednorodnej atmosfery efektywna transmisja wynosi

$$T_{\bar{\nu}} = \frac{1}{\Delta\nu} \int_{\Delta\nu} \exp(-k_{\nu}u) d\nu .$$

W dalszej części pominiemy metody obliczania efektywnej transmisji dla modeli pasmowych.

W metodzie rozkładu-k całe spektrum dzielone jest na N przedziałów $\Delta\nu_i$ w taki sposób, że każdy z nich zawiera dużą liczbę linii absorpcyjnych. Z drugiej strony są one na tyle wąskie, aby można było założyć, że funkcja Plancka w obrębie takiego pasma była stała. Rozważać będziemy dla uproszczenia przypadek atmosfery jednorodnej. W metodzie tej całkowanie po częstotliwości złożonej zależności współczynnika absorpcji jest zastępowane całkowaniem znacznie gładziej funkcji w przestrzeni k . Ponadto określona wartość k jest brana tylko raz do obliczeń, podczas gdy w określonym paśmie może być ich wiele. Wprowadzamy funkcje gęstości $f(k)$ według wzoru

$$f(k) = \frac{1}{\Delta\nu} \frac{d\nu}{dk} = \frac{1}{\Delta\nu} \sum_j \left| \frac{d\nu_j}{dk} \right|$$

gdzie przedział $\Delta\nu_j$ zawiera się w rozważanym paśmie. Normalizacja funkcji gęstości ma postać

$$\int_0^{\infty} f(k) dk = 1 .$$

Przez $g(k)$ oznaczmy dystrybuantę związaną z funkcją gęstości $f(k)$

$$g(k) = \int_0^k f(k) dk$$

gdzie $g(0)=0$ zaś $g(\infty)=1$ oraz

$$dg(k)=f(k)dk .$$

Z definicji dystrybuanty $g(k)$ wynika, że jest to monotonicznie rosnąca i gładka funkcja w przestrzeni k . Korzystając z tego możemy zapisać wzór na transmisję w postaci

$$T_{\bar{\nu}} = \frac{1}{\Delta\nu} \int_{\Delta\nu} \exp(-k_{\nu}u) d\nu = \int_0^{\infty} \exp(-ku) f(k) dk = \int_0^{\infty} \exp(-k(g)u) dg .$$

Ze względu na gładkość funkcji $g(k)$, $k(g)$ wyrażenie na transmisję możemy przybliżyć przez sumę szeregu

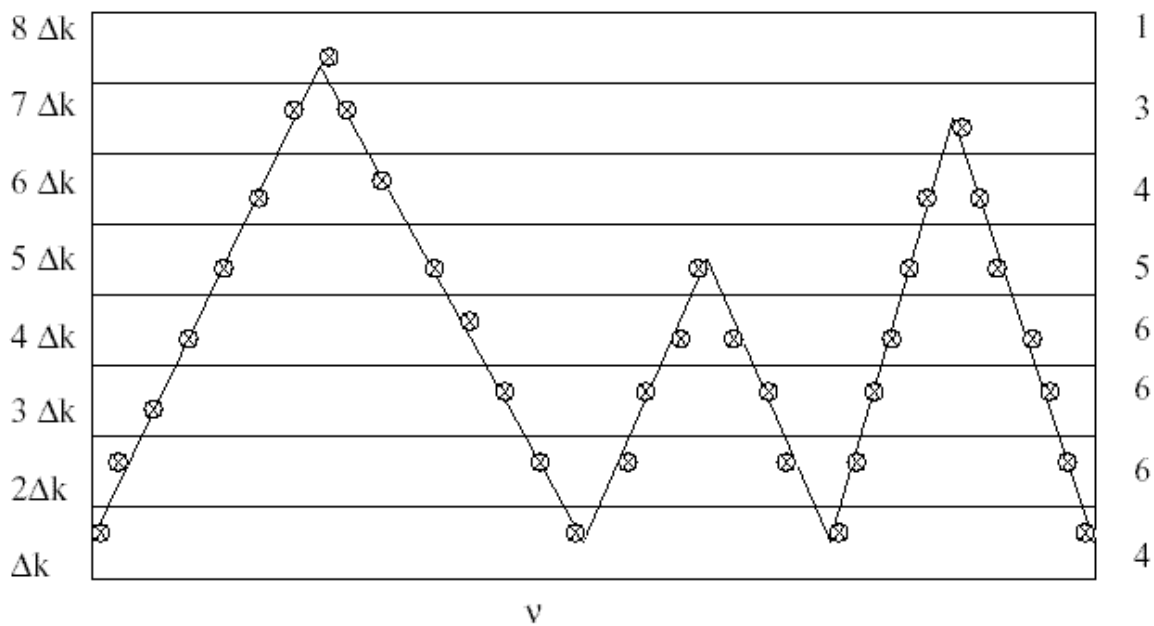
$$T_{\bar{\nu}} \approx \sum_{i=1}^N \exp(-k(g_i)u) \Delta g_i = \Delta g_1 e^{-k_1 u} + \Delta g_2 e^{-k_2 u} + \dots + \Delta g_N e^{-k_N u} .$$

Przykład

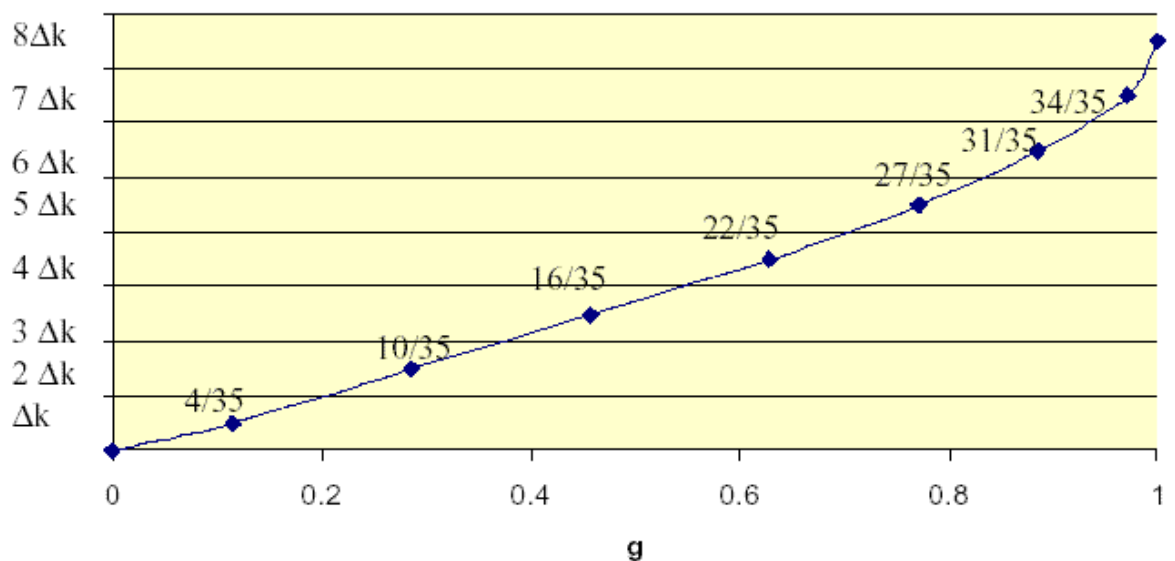
Rys 8.3 przedstawia zależność współczynnika absorpcji od częstotliwości. Zakres zmienności k dzielimy na przedziały Δk (w tym przypadku na osiem przedziałów). Zliczając liczbę punktów w domenie częstotliwości, jakie odpowiadają danemu przedziałowi Δk rysujemy histogram i kolejno wykreślamy dystrybuantę (Rys. 8.4), która wyraża się wzorem

$$g(k) = \frac{n(0, k)}{N}$$

gdzie N jest liczba wszystkich punktów ($N=35$), zaś $n(0, k)$ określa liczbę punktów dla których współczynnik absorpcji jest mniejszy, lub równy k .



Rys 8.3 Zależność współczynnika absorpcji od częstotliwości fali



Rys. 8.4 Dystrybuanta $g(k)$

W ogólnym przypadku (dla niejednorodnej atmosfery) stosowana jest analogiczna metoda nosząca nazwę k-correlated distribution.

8.3 Streamer jako przykład modelu transferu promieniowania w atmosferze

Charakterystyka modelu STREAMER

- Model Płasko-równoległy
- Używa DISORT-u dla większej liczby strumieni niż dwa.
- Oblicza strumienie promieniowania oraz radiancję
- 24 pasma w obszarze promieniowania krótkofalowym i 20 pasma w obszarze długofalowym.
- 5 optycznych modeli aerozolu.
- 7 standardowych profili atmosferycznych (możliwość specyfikacji własnego profilu)
- 11 modeli podłoża (modele Lamberta) z możliwością zadania BRDF-u.
- możliwość zadania optycznych własności chmur.
- Uwzględnia tylko podstawowe gazy atmosferyczne

Przykładowy plik wejściowy do modelu

```

$OPTIONS
Streamer sample input file - Fluxes
.TRUE.           ; Compute fluxes (or radiances)?      (FLUXES)
.FALSE.          ; Include thermal emission in band 106? (IR106)
.TRUE.           ; Compute cloud forcing?            (CLDFRC)
2 2              ; Number of streams, short and long  (NSTR*)
0 0              ; Number of Legendre coeff., method  (NCOEF,IMTHD)
.TRUE.           ; Include gaseous absorption?        (GASABS)
.TRUE.           ; Include Rayleigh scatter (shortwave)? (RAYLISHRT)
2                ; Surface albedo control          (ALBTYPE)
4                ; Surface emissivity control       (EMISSTYPE)
5 .TRUE.         ; Std prof; extend input profile to 100 km?
5 1              ; Aerosol model and profile
1 2 3 1 1 3     ; Height, temp, wv, oz, cloud units
4                ; Output levels control
.FALSE.          ; Log to file?
.TRUE.           ; Descriptive output desired?
testflx.des
.FALSE.          ; User-customized output?
.FALSE.          ; Apply spectral (band) weights?
$CASE
Clear sky only, April conditions
92 4 28 22.0 72.88 144.50 -99.0
                ; Viewing geometry

1 129
    
```

KRZYSZTOF MARKOWICZ

0.75 2 1 0.05 3 0.95
-25.15 0.99
0

; Cloud overlap

1 1 1 1 0 0 13 1.0 1.0 1.0 1.0 1.0 1.0

14.101 125.4 -50.9 2.0

10.948 204.9 -56.2 7.0

8.486 303.5 -60.2 35.0

7.864 335.1 -57.1 43.0

6.651 404.8 -50.0 47.0

6.041 444.1 -45.5 43.0

4.860 528.4 -36.8 58.0

3.702 622.4 -26.8 39.0

2.618 721.7 -19.7 67.0

1.592 828.2 -16.2 72.0

0.973 898.3 -10.9 60.0

0.577 945.8 -12.2 67.0

0.000 1022.0 -23.2 78.0

300.0 0.25

\$CASE

Cloudy sky, 2 clouds, April conditions, shortwave only

92 4 28 22.0 72.88 144.50 -99.0

; Viewing geometry

106 129

0.75 2 1 0.05 3 0.95

-25.15 0.99

2 1 0.4 -19.15 725.0 5.0 6.0 0.1 0

3 0.6 -60.15 300.0 1.0 20.0 0.01 1

0 ; Cloud overlap

-1 -1 -1 -1 0 0 13 1.0 1.0 1.0 1.0 1.0 1.0

Przykładowy plik wynikowy

Streamer sample input file - Fluxes

Input File: testflx.inp

No spectral weighting.

INITIAL OPTIONS (Later changes will not be noted):

Number of Streams, Shortwave: 2, Longwave: 2

Gaseous absorption included.

Rayleigh scattering included.

Default profile: Subarctic Winter

Default aerosol optical model: Arctic

Default aerosol vertical profile: Background trop. and strat.

++++
++

Case Number in Input File: 1

Clear sky only, April conditions

Band number range: 1 - 129

Spectral Interval: 20 1/cm (500.00 um) to 35710 1/cm (.28 um)

Year: 1992, Month: 4, Day: 28, Hour: 22.00

Lat: 72.880, Lon: 144.500, Zenith Angle (degrees): 58.82

Unscaled Atmospheric Profiles (22 Levels)

Height(km) Press(mb) T(K) H2O(g/m^3) RH(%) O3(g/m^3) Aer(km^-1)

PROCESY RADIACYJNE W ATMOSFERZE

1	100.00	.00	210.00	.000000	.00	.0000000	.000000
2	70.00	.04	245.70	.000000	.00	.0000001	.000000
3	50.00	.57	259.30	.000003	.00	.0000028	.000004
4	45.00	1.11	247.00	.000005	.00	.0000084	.000008
5	40.00	2.24	234.70	.000011	.01	.0000265	.000016
6	35.00	4.70	222.20	.000024	.04	.0000595	.000032
7	30.00	10.20	216.00	.000054	.20	.0000970	.000129
8	25.00	22.56	211.20	.000123	.82	.0002070	.000254
9	20.00	50.14	214.10	.000269	1.25	.0003622	.001086
10	14.10	125.40	222.25	.001110	2.00	.0003215	.001035
11	10.95	204.90	216.95	.002119	7.00	.0002043	.002234
12	8.49	303.50	212.95	.006548	35.00	.0000802	.004192
13	7.86	335.10	216.05	.011700	43.00	.0000565	.008141
14	6.65	404.80	223.15	.028831	47.00	.0000410	.012096
15	6.04	444.10	227.65	.042846	43.00	.0000323	.015238
16	4.86	528.40	236.35	.139006	58.00	.0000302	.018521
17	3.70	622.40	246.35	.234690	39.00	.0000287	.022815
18	2.62	721.70	253.45	.736630	67.00	.0000273	.037149
19	1.59	828.20	256.95	1.050423	72.00	.0000265	.051794
20	.97	898.30	262.25	1.321236	60.00	.0000265	.080575
21	.58	945.80	260.95	1.336072	67.00	.0000265	.080575
22	.00	1022.00	249.95	.640325	78.00	.0000265	.000000

Total Column Amounts (scaled) -

Water Vapor: 3671.07 g/m²

Ozone: 6.43 g/m²

Aerosols Optical Depth: .25 (unitless)

Scaling Factors - w.v., O3, haze RH, CO2, O2, w.v. continuum:

1.00 1.00 1.00 1.00 1.00 1.00

Cloud/clear types (models) in scene (21=clear): 21

SURFACE CHARACTERISTICS:

Clear Sky Fraction: 1.00

Surface Type Fractions -

Sea Water: .05, Meltponds: .00, Snow: .95, Bare Ice: .00

Vegetation: .00, Dry Sand: .00, Freshwater: .00

Observed (Input) Surface Albedo (0.6 um): .750

Observed Surface Temp (K): 248.0

Emissivity (all bands): .9900

Broadband All-sky Surface Albedo, by type:

21: .608

Broadband All-sky Surface Albedo: .608

ALL-SKY FLUXES (W/m²), CLOUD RADIATIVE EFFECT (W/m²), HEATING RATE (degrees K/day):

	DirSW	DiffSW	TotalSW	LW	DiffSW	LW	Heating
	Down	Down	Down	Down	Up	Up	NET
1	691.31	.00	691.31	.00	357.68	181.98	151.65
2	691.29	.01	691.30	.00	357.67	181.98	151.65
3	691.10	.11	691.21	.23	357.65	181.95	151.84
4	690.91	.19	691.10	.53	357.63	181.84	152.16
5	690.38	.36	690.75	1.04	357.60	181.65	152.54
6	689.11	.73	689.84	1.85	357.55	181.37	152.78
7	686.90	1.51	688.41	3.26	357.44	181.15	153.08
8	682.75	3.48	686.23	5.79	357.25	181.14	153.63

KRZYSZTOF MARKOWICZ

9	675.27	7.56	682.83	10.48	356.95	182.23	154.13	-.363
10	655.42	20.54	675.95	22.21	355.73	185.05	157.39	-.407
11	640.68	30.15	670.83	29.21	354.34	184.46	161.24	-.053
12	621.89	42.20	664.09	36.05	352.31	185.96	161.86	.163
13	614.91	46.43	661.35	39.72	351.61	188.20	161.25	.078
14	595.04	58.13	653.17	51.79	349.94	194.40	160.61	-.017
15	582.41	65.51	647.93	60.14	348.98	198.40	160.69	-.060
16	553.60	81.54	635.14	81.29	346.97	208.17	161.29	-.070
17	522.73	97.98	620.71	105.66	344.83	219.48	162.07	-.347
18	488.80	114.83	603.63	134.40	343.00	228.88	166.15	-.086
19	449.46	136.10	585.57	157.18	341.04	234.46	167.25	-.330
20	422.94	151.75	574.69	173.89	339.83	238.76	169.99	-.762
21	401.39	164.71	566.10	179.41	339.25	231.97	174.28	.104
22	373.75	182.40	556.15	169.28	338.13	213.96	173.34	.000

Cloud Radiative Effect - Level: 1, Shortwave: .0, Longwave: .0
 Cloud Radiative Effect - Level: 22, Shortwave: .0, Longwave: .0

++++
 ++

Case Number in Input File: 2
 Cloudy sky, 2 clouds, April conditions, shortwave only
 Band number range: 106 - 129
 Spectral Interval: 2500 1/cm (4.00 um) to 35710 1/cm (.28 um)
 Year: 1992, Month: 4, Day: 28, Hour: 22.00
 Lat: 72.880, Lon: 144.500, Zenith Angle (degrees): 58.82
 >>> Previous profiles used.

Cloud/clear types (models) in scene (21=clear): 1 3 21

INDIVIDUAL CLOUD CHARACTERISTICS:

Model	Top	Bott	Zthick	Pthick	Frac	Tau	Ttop	Ptop	Re	WC	Phase
Index	(m)	(mb)		(K)	(mb)	(um)	(g/m^3)				

1	18	19	187.1	18.4	.40	5.0	254.0	725.0	6.0	.100	Liq
3	12	13	562.9	28.1	.60	1.0	213.0	300.0	20.0	.010	Ice

(Note: Above fraction does not include overlapping portion, if any.)

SURFACE CHARACTERISTICS:

Clear Sky Fraction: .00

Surface Type Fractions -

Sea Water: .05, Meltponds: .00, Snow: .95, Bare Ice: .00

Vegetation: .00, Dry Sand: .00, Freshwater: .00

Observed (Input) Surface Albedo (0.6 um): .750

Broadband All-sky Surface Albedo, by type:

1: .645 3: .616 21: .608

Broadband All-sky Surface Albedo: .628

ALL-SKY FLUXES (W/m^2), CLOUD RADIATIVE EFFECT (W/m^2), HEATING RATE (degrees K/day):

DirSW	DiffSW	TotalSW	LW	DiffSW	LW	Heating
Down	Down	Down	Down	Up	Up	NET
Rate						

1	691.31	.00	691.31	.00	406.40	.00	284.91	.941
2	691.29	.01	691.30	.00	406.40	.00	284.90	1.077
3	691.10	.11	691.21	.00	406.38	.00	284.83	1.318
4	690.91	.20	691.11	.00	406.36	.00	284.75	2.400
5	690.38	.37	690.75	.00	406.33	.00	284.42	2.895

PROCESY RADIACYJNE W ATMOSFERZE

6	689.11	.74	689.85	.00	406.29	.00	283.57	2.025
7	686.90	1.53	688.43	.00	406.20	.00	282.23	1.353
8	682.75	3.53	686.27	.00	406.04	.00	280.23	.951
9	675.27	7.66	682.93	.00	405.83	.00	277.10	.643
10	655.42	20.82	676.24	.00	404.90	.00	271.34	.405
11	640.68	30.59	671.27	.00	403.77	.00	267.50	.502
12	621.25	42.61	663.86	.00	402.25	.00	261.61	2.830
13	299.33	308.59	607.92	.00	356.94	.00	250.98	.574
14	289.64	312.21	601.85	.00	355.62	.00	246.23	.705
15	283.55	314.41	597.96	.00	355.02	.00	242.94	.873
16	269.59	318.46	588.05	.00	353.84	.00	234.20	.932
17	254.58	321.91	576.49	.00	352.70	.00	223.80	1.267
18	236.83	324.58	561.41	.00	352.55	.00	208.86	1.115
19	39.13	449.43	488.56	.00	293.79	.00	194.77	.951
20	36.82	442.93	479.75	.00	292.89	.00	186.86	1.037
21	34.94	439.02	473.95	.00	292.93	.00	181.02	.730
22	32.53	434.61	467.14	.00	292.72	.00	174.42	.000

Cloud Radiative Effect - Level: 1, Shortwave: -48.7, Longwave: .0

Cloud Radiative Effect - Level: 22, Shortwave: -43.6, Longwave: .0

9. Wstęp do fizyki klimatu

Zrozumienie klimatu ziemskiego oraz jego zmian wymaga kompleksowych studiów nad bilansem promieniowania słonecznego oraz ziemskiego oraz procesów fizycznych zachodzących w atmosferze oraz oceanach. W ramach tego cyklu wykładów ograniczymy się jedynie do roli promieniowania i procesów radiacyjnych zachodzących w atmosferze. Poprzez pojęcie klimatu rozumiemy na ogół ustalony na podstawie wieloletnich (20-30 letnich) obserwacji przebieg stanów atmosfery. W pojęciu fizycznym klimat rysuje się nam jako pojęcie zdefiniowane przez wielkości statystyczne opisujące stany atmosfery. Pojęcie klimatu nie sposób zdefiniować jedynie poprzez średnie stany atmosfery z czym niejednokrotnie mamy do czynienia. Dla przykładu średnia temperatura w styczniu na poziomie -3.1°C nie odzwierciedla rzeczywistej sytuacji. Dodatkową wiedzę niosą wyższe momenty statystyczne np. wariancja, która mówi o zmienności średniej temperatury stycznia z roku na rok, a pełną

informację funkcja gęstości prawdopodobieństwa. Znając tę funkcję jesteśmy w stanie określić prawdopodobieństwo wystąpienia danego stanu atmosfery np. że średnia temperatura stycznia jakiegoś roku będzie mniejsza niż -3.0°C czy będzie się zawierać się w przedziale od -3°C do -2°C .

Jednym z głównych pojęć związanych z klimatem jest stan równowagi radiacyjnej na górnej granicy atmosfery. Promieniowanie słoneczne zaabsorbowane przez układ Ziemia-Atmosfera musi być zbilansowane przez emisję promieniowania podczerwonego układu. Równowaga tak zdefiniowana nosi nazwę równowagi klimatycznej. W przypadku gdyby taka równowaga nie miała miejsca, temperatura układu Ziemia-Atmosfera zmieniałaby się dążąc do nowego stanu równowagi. Badania paleoklimatyczne potwierdzają, że tempo zmian temperatury na Ziemi jest niewielkie (obecne ocieplenie nie przekracza 1° na 100 lat). Stan równowagi klimatycznej należy rozumieć jako stan w skali co najmniej 30-stu lat, gdyż okres ten jest uznawany jako podstawowy do określania klimatu Ziemi. Poza stanem równowagi klimatycznej możemy mówić również o stanie równowagi radiacyjnej odnoszącym się do znacznie krótszych okresów czasu. Była o nim mowa podczas omawiania quasi-równowagi termodynamicznej ze związanym z nim prawem Kirchhoffa.

W celu opisanego bilansu promieniowania w atmosferze rozważmy dwu-strumieniowany model radiacyjny. W tym celu obliczmy zerowy moment radiancji

$$\int_{\Omega} I d\Omega = 4\pi \bar{I}$$

gdzie \bar{I} jest średnią radiancją. Pierwszy moment radiancji jest równy strumieniowi promieniowania F

$$\int_{\Omega} \mu I d\Omega = F.$$

Drugi moment może być obliczony z przybliżenia semi-izotropowego. Oznacza to, że radiancja oddolna (w górę) I^{\uparrow} jest stała (niezależna od kąta zenitalnego), ale może być różna od radiancji od górnej (w dół) I^{\downarrow} , która również jest izotropowa. Można, więc zapisać drugi moment w postaci

$$\int_{\Omega} \mu^2 I d\Omega = \int_{\Omega^+} \mu^2 I^{\uparrow} d\Omega + \int_{\Omega^-} \mu^2 I^{\downarrow} d\Omega = I^{\uparrow} 2\pi \frac{1}{3} + I^{\downarrow} 2\pi \frac{1}{3} = \frac{4\pi}{3} \frac{I^{\uparrow} + I^{\downarrow}}{2} = \frac{4\pi}{3} \bar{I}.$$

Wychodząc z równania transferu promieniowania w następującej postaci

$$\mu \frac{dI(\mu, \phi)}{d\tau} = I(\mu, \phi) - (1 - \omega)B - \frac{\omega}{4\pi} \int_{\Omega'} P(\mu', \phi', \mu, \phi) I(\mu', \phi') d\Omega' - \omega f \frac{P(\mu, \phi, \mu_o, \phi_o)}{4\pi}$$

gdzie $f = F_o^s e^{-\tau/\mu_o}$ a następnie całkując równanie transferu po kącie bryłowym i korzystając ze wzorów na momenty radiancji otrzymujemy

$$\frac{dF}{d\tau} = 4\pi(1 - \omega)(\bar{I} - B) - \omega f .$$

Następnie mnożąc równanie transferu promieniowania stronami przez μ i całkując mamy

$$\frac{4\pi}{3} \frac{d\bar{I}}{d\tau} = F(1 - \omega g) - \omega g \mu_0 f$$

gdzie wykorzystano związek (patrz ćwiczenia)

$$\int_{-1}^1 P(\mu, \phi, \mu', \phi') \mu d\mu = g \mu' .$$

Można go wyprowadzić rozwijając funkcję fazową w stowarzyszone wielomiany wielomiany

Legendrea. Różniczkując po grubości optycznej τ związek na pochodną strumienia po

grubości optycznej, otrzymujemy ostatecznie

$$\frac{d^2F}{d\tau^2} = 3(1 - \omega)(1 - \omega g)F - 4\pi(1 - \omega) \frac{dB}{d\tau} - f \left[\frac{\omega}{\mu_0} + 3\omega g \mu_0 (1 - \omega) \right] .$$

Warunek brzegowy na powierzchni ziemi, której albedo wynosi zero ma postać

$$I^\uparrow = B_g$$

a zatem strumień promieniowania na powierzchni ziemi wyraża się wzorem

$$F = \pi I^\uparrow - \pi I^\downarrow = 2\pi(B_g - \bar{I}) .$$

Równowaga radiacyjna w stratyfikowanej atmosferze wymaga zerowej dywergencji

strumienia radiacyjnego, a więc

$$\frac{dF}{dz} = 0$$

czyli $F = F_T + F_S = \text{const} = 0$,

gdzie F_T i F_S są odpowiednio strumieniami promieniowania długofalowego oraz

krótkofalowego. Założymy w naszym modelu, że atmosfera jest przezroczysta dla

promieniowania krótkofalowego. Związku z tym strumień ten jest stały z wysokością. Z

równowagi radiacyjnej wynika, że strumień promieniowania długofalowego jest również

stały. Strumień promieniowania słonecznego może być zapisany w postaci

$$F_S = \bar{\mu}_0 f (1 - A)$$

gdzie A jest albedem planetarnym, zaś $\bar{\mu}_0$ średnim cosinusem kąta zenitalnego Słońca. Z

zasady zachowania energii wynika, że średni cosinus kąta zenitalnego Słońca jest równy

stosunkowi przekroju czynnego globu do całkowitej powierzchni i wynosi

$$\bar{\mu}_0 = \frac{1}{4} .$$

Globalne albedo A związane jest z odbiciem od powierzchni ziemi oraz chmur. W pierwszym przypadku albedo oszacowane jest na około 0.12, zaś przy uwzględnieniu chmur 0.31.

Uwzględniając ostatnią wartość strumień promieniowania słonecznego wynosi 236.8 Wm^{-2} .

Założmy na początek, że również promieniowanie długofalowe przechodzi przez atmosferę bez oddziaływania. W tym przypadku promieniowanie Ziemskie na górnej granicy atmosfery wynosi

$$F_T = \sigma T^4.$$

W stanie równowagi radiacyjnej strumień promieniowania na górnej granicy atmosfery wynosi

$$F = -\frac{1}{4}f(1-A) + \sigma T^4 = 0.$$

Stan równowagi wyznaczony jest przez temperaturę efektywną, która wyznaczana jest z powyższego równania bilansu.

$$T_{\text{eff}} = \sqrt[4]{\frac{f(1-A)}{4\sigma}}.$$

gdzie f jest stała słoneczna na szczycie atmosfery.

Wyznaczona z tego równania temperatura efektywna dla układu Ziemia-Atmosfera wynosi 255 K. Jest to temperatura, jaką miałyby Ziemia przy braku atmosfery ale przy założeniu rzeczywistego albedo planetarnego. Zakładając albedo planetarne na poziomie 12% temperatura ta wynosi około 270 K

Rozważmy obecnie bardziej rzeczywistą sytuację, w której dopuszczamy pochłanianie promieniowania długofalowego. Zakładać będziemy, że promieniowanie długofalowe nie jest rozpraszane a zatem $\omega_T = 0$. Równanie transferu promieniowania wyprowadzone powyżej przyjmuje następującą postać

$$4\pi \frac{dB}{d\tau} = 3F_T.$$

Ponieważ F_T jest stałe całkowanie równania prowadzi do związku

$$B(\tau) - B(0) = \frac{3F_T \tau}{4\pi}.$$

Warunek brzegowy na powierzchni ziemi ma postać

$$F = 2\pi(B_g - \bar{I}).$$

Ze wzoru na pochodną strumienia radiacyjnego ($\frac{dB}{d\tau}$) wynika, że $\bar{I} = B$. Stąd warunek

brzegowy ostatecznie ma postać

$$B_g - B(\tau_1) = \frac{F_T}{2\pi}.$$

Warunek brzegowy na górnej granicy atmosfery ma postać

$$B(0) = \frac{F_T}{2\pi}.$$

Korzystając z tych zależności otrzymujemy ostatecznie

$$B(\tau) = \frac{\sigma}{\pi} T^4(\tau) = \frac{F_T}{2\pi} \left(1 + \frac{3}{2} \tau \right)$$

$$B_g = \frac{\sigma}{\pi} T_g^4(\tau) = \frac{F_T}{2\pi} \left(2 + \frac{3}{2} \tau_1 \right).$$

Jednym z zaskakujących rezultatów przedstawionego modelu jest nieciągłość w profilu (Rys. 9.1) temperatury pomiędzy temperaturą powierzchni ziemi a przylegającym powietrzem. W rzeczywistości taki skok temperatury nie jest obserwowany, chociaż w wąskiej warstwie przyściennej obserwuje się bardzo duży gradient temperatur zwanym super-adiabaticznym. Może on przekraczać nawet 500 °C/100m i jest obserwowany zarówno w dzień jak i w nocy tyle, że w tym ostatnim przypadku gradient temperatury ma przeciwny znak.

Głównym gazem odpowiedzialnym za pochłanianie promieniowania długofalowego jest para wodna. Dla potrzeb klimatycznych możemy założyć, że grubość optyczna zanika z wysokością eksponentalnie i wynosi

$$\tau = \tau_1 \exp\left(-\frac{z}{H}\right),$$

gdzie H jest skalą wysokości i możemy przyjąć, że H=2 km.

Przejdziemy obecnie do zdefiniowania warstwy Chapmana. Temperatura emisyjna T_e jest zdefiniowana jako temperatura ciała doskonale czarnego, które emituje tyle samo energii, co atmosfera a więc

$$F_T(\tau_e) = \pi B_e = \sigma T_e^4.$$

Poziom emisji można zdefiniować jako wysokość, na której temperatura powietrza wynosi T_e .

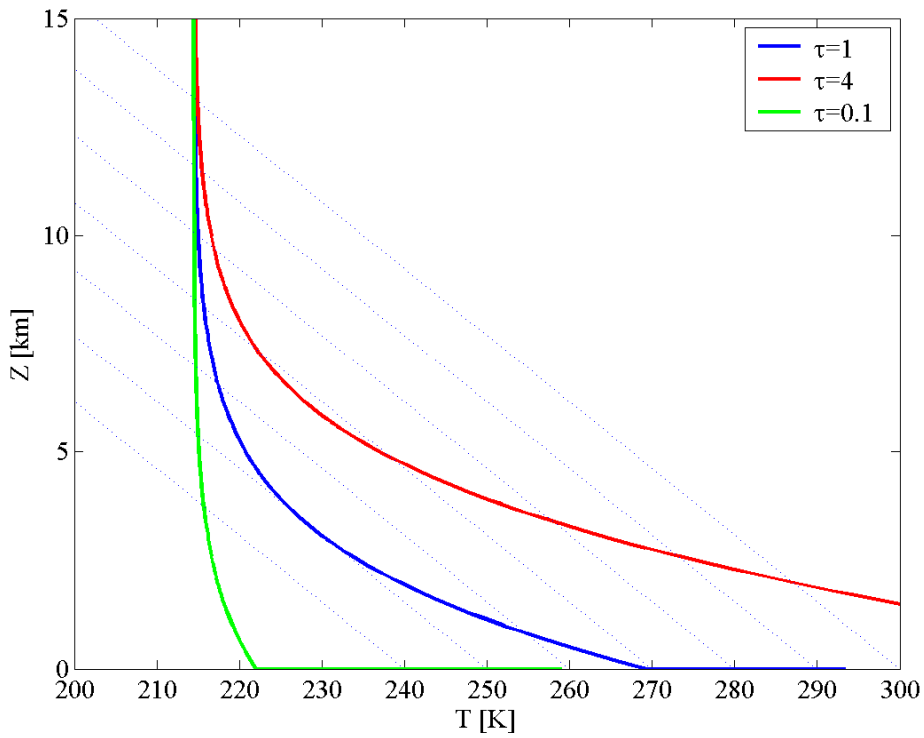
Ponieważ zachodzi równość

$$B_e = B(\tau_e) = \frac{F_T}{2\pi} \left(1 + \frac{3\tau_e}{2} \right) = \frac{F_T}{\pi},$$

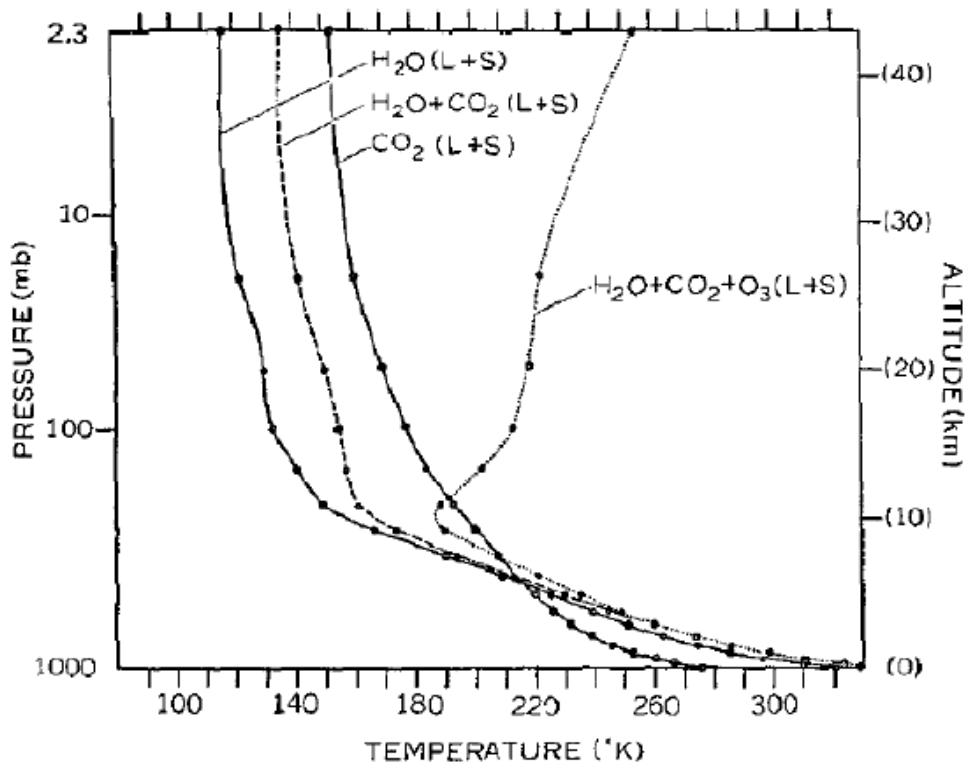
$$\text{stąd } \tau_e = \frac{2}{3}.$$

Promieniowanie atmosfery może być w pierwszym przybliżeniu określane jako promieniowanie izotermicznej warstwy Chapmana (z maksimum na poziomie emisji) o

temperaturze T_e , na wysokości określonej przez grubość optyczną $\tau_e = \frac{2}{3}$.



Rys. 9.1 Profile temperatury powietrza w troposferze dla grubości optycznej τ równej: 0.1 (czerwona linia), 1 (niebieska) oraz 4 (czerwona). Przerwane linie odpowiadają średniemu spadkowi temperatury w troposferze $6.5 \text{ K}/100\text{m}$.



Rys. 9.2 Profile temperatury z wysokością przy założeniu równowagi radiacyjnej oraz różnego składu atmosfery.

Rozważmy przypadek z $\tau \gg 1$. Wówczas radiancja promieniowania długofalowego na szczycie atmosfery ($\tau=0$) skierowana do góry może być zapisana w postaci

$$I_v^\uparrow(0, \mu) = \int_0^\infty B_v(z) h_v(z, \mu) dz,$$

gdzie funkcja $h_v(z, \mu)$ ma postać

$$h_v(z, \mu) = -\frac{1}{\mu} \frac{d\tau_v}{dz} \exp\left[-\frac{\tau_v(z)}{\mu}\right].$$

Łatwo zauważyć, że funkcja ta jest znormalizowana do jedności $\int_0^\infty h_v(z, \mu) dz = 1$. Załóżmy

ponownie, że grubość optyczna zanika wykładniczo z wysokością, a przez H oznaczmy skalę wysokości. Wówczas funkcję $h_v(z, \mu)$ można zapisać w postaci

$$h_v(z, \mu) = \frac{1}{H\mu} \tau_v(z) \exp\left[-\frac{\tau_v(z)}{\mu}\right].$$

Osiąga ona maksimum dla $\tau_v(z_{\max}) = \mu$ i jeśli $\mu = \frac{2}{3}$, to wówczas poziom ten odpowiada

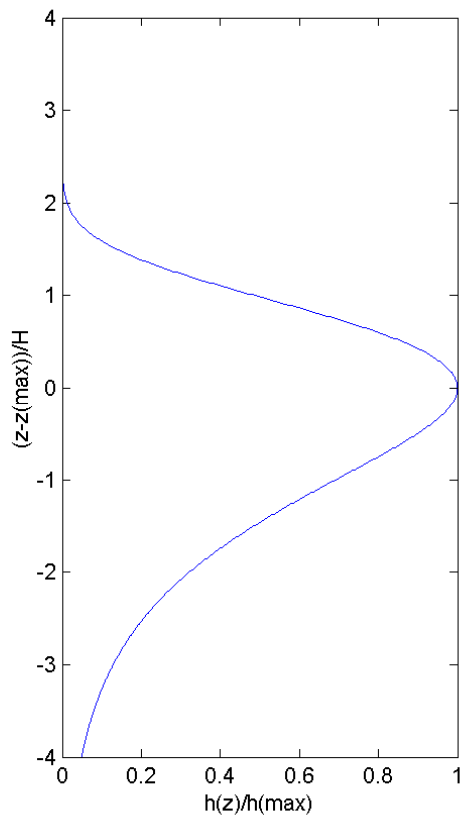
poziomowi emisji. Powyższe wzory odnoszą się do promieniowania monochromatycznego, ale w przypadku przybliżenia szarej atmosfery, jakie będziemy dalej stosować (grey approximation) własności absorpcyjne nie zależą od długości fali. W dalszej części będziemy pomijać indeks v . Związek pomiędzy radiancją a strumieniem promieniowania po zastosowaniu twierdzenia o wartości średniej ma postać

$$F^\uparrow(z) = I^\uparrow(z, \bar{\mu}) \int_0^1 2\pi\mu d\mu = \pi I^\uparrow(z, \bar{\mu})$$

gdzie $\bar{\mu}$ jest wartością z przedziału od 0 do 1. Wartość ta zależy od wielu czynników

atmosferycznych, ale w większości przypadków jest bliska $\frac{2}{3}$. Tak, więc maksimum funkcji

$h(z, \mu)$ dla strumienia promieniowania odpowiada poziomowi emisji. Funkcja ta opisuje tzw. warstwę Chapmana (Rys. 9.2) i może być zapisana w postaci



Rys. 9.2 Warstwa Chapmana dla grubości optycznej $\tau \gg 1$

$$\frac{h(z)}{h(z_{\max})} = \frac{\tau(z)}{\tau(z_{\max})} \exp\left[1 - \frac{\tau(z)}{\tau(z_{\max})}\right]$$

gdzie

$$h(z_{\max}) = \frac{1}{eH},$$

$$\frac{\tau(z)}{\tau(z_{\max})} = \exp\left[\frac{z - z_{\max}}{H}\right].$$

Rys. 9.2 przedstawia warstwę Chapmana z maksimum na wysokości z_{\max} odpowiadającej grubości optycznej $2/3$.

9.1 Efekt cieplarniany

Rozważmy atmosferę jako ciało szare, w której grubość optyczna zanika wykładniczo z wysokością

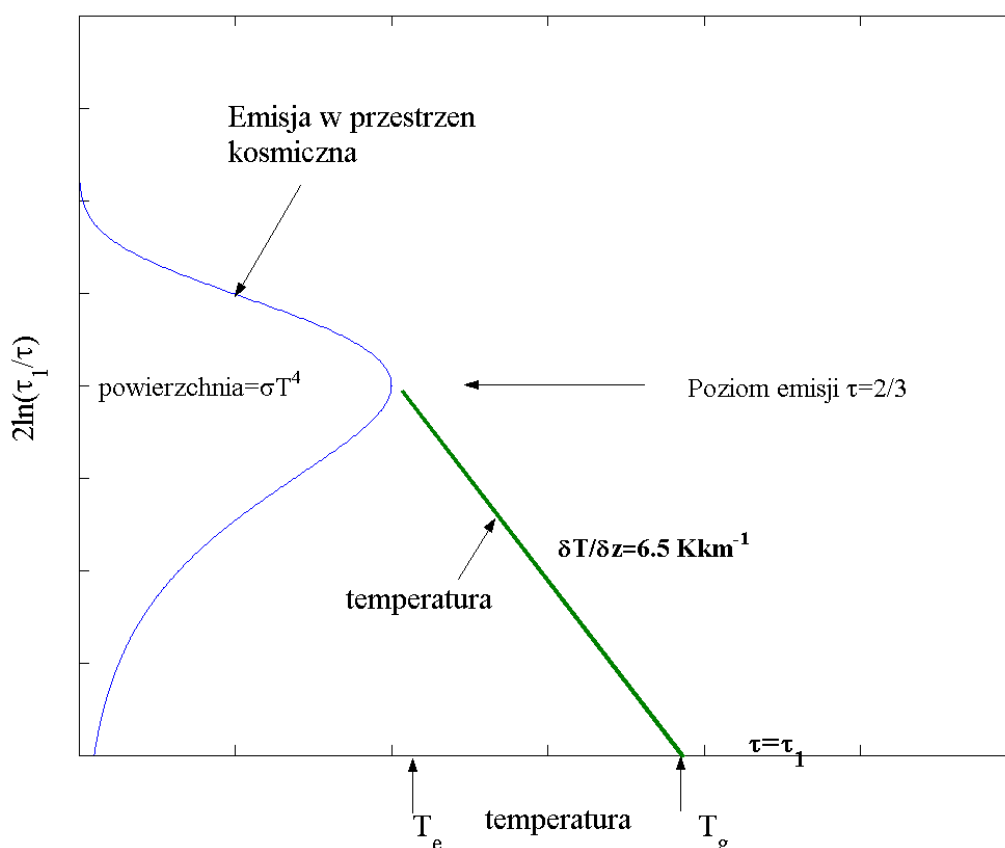
$$\tau = \tau_1 e^{-z/H}.$$

Ponieważ grubość optyczna na wysokości emisji z_e wynosi $2/3$ stąd mamy

$$\frac{2}{3} = \tau_1 e^{-z_e/H}.$$

Wysokość emisji wyraża się wzorem

$$z_e = H \ln \frac{3\tau_1}{2}$$



Rys. 9.3 Prosty model efektu cieplarnianego

gdzie przyjmujemy, że skala wysokości H dla pary wodnej (gazu najsilniej pochłaniającego promieniowanie w atmosferze) wynosi 2 km. Jeśli przyjmujemy, że gradient temperatur powietrza w troposferze wynosi $\Gamma = 6.5^\circ \text{ K km}^{-1}$ wówczas temperatura powietrza na powierzchni ziemi wynosi

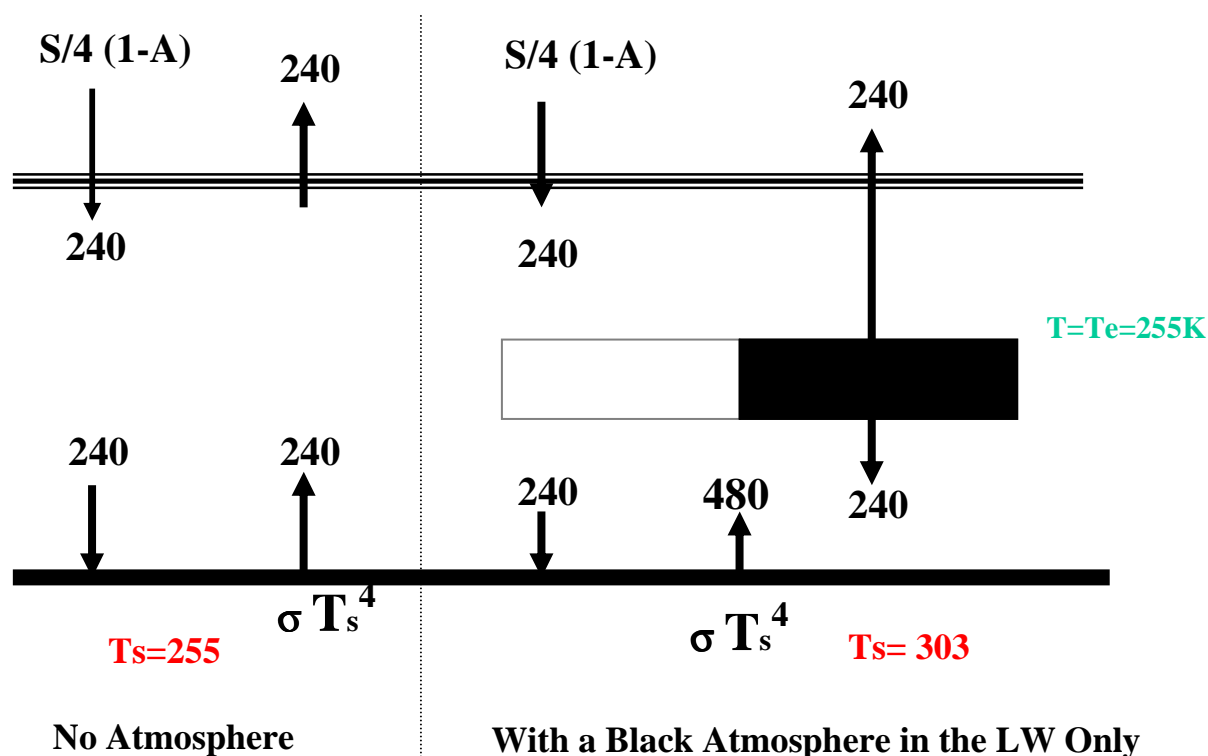
$$T_g = T_e + \Gamma z_e = T_e + \Gamma H \ln \frac{3\tau_1}{2}.$$

Powyższe równanie zawiera wiele fizycznych informacji. Temperatura T_e zależy od stałej słonecznej oraz albedo planetarnego zaś całkowita grubość optyczna atmosfery w dalekiej podczerwieni τ_1 zmienia się w pierwszym przybliżeniu w zależności od zawartości gazów absorbujących w pionowej kolumnie powietrza. Wielkości H oraz Γ są określone przez wiele procesów między innymi przez dynamikę i stratyfikację atmosfery. Wszystkie te wielkości występujące w analizowanym modelu decydują o temperaturze powierzchni ziemi. Dla strumienia promieniowania słonecznego $F_s = 236.3 \text{ Wm}^{-2}$ oraz $\Gamma H = 13 \text{ K}$ oraz $\tau_1 = 8$ mamy

$$\begin{aligned} T_e &= 254.1 \text{ K}, \\ T_g &= 286.4 \text{ K}, \\ z_e &= 5 \text{ km}. \end{aligned}$$

Grubość optyczna $\tau_1=8$ została tak wybrana, aby temperatura powierzchni ziemi była równa średniej temperaturze obserwowanej na Ziemi. Zauważmy, że grubość optyczna w dalekiej podczerwieni jest więc około 30 razy większa, niż obserwowana w obszarze widzialnym.

Gazy cieplarniane	ΔT	Procentowy wkład	Koncentracja
para wodna	20.6	62.1%	30 ppvt
CO ₂	7.2	21.7%	350 ppmv
O ₃	2.4	7.2%	50 ppbv
N ₂ O	1.4	4.2%	320 ppbv
CH ₄	0.8	2.4%	17 ppbv
freony	<0.8	2.4%	1 ppbv
efekt cieplarniany	33.2		



Rys. 9.4 Prosty model efektu cieplarnianego

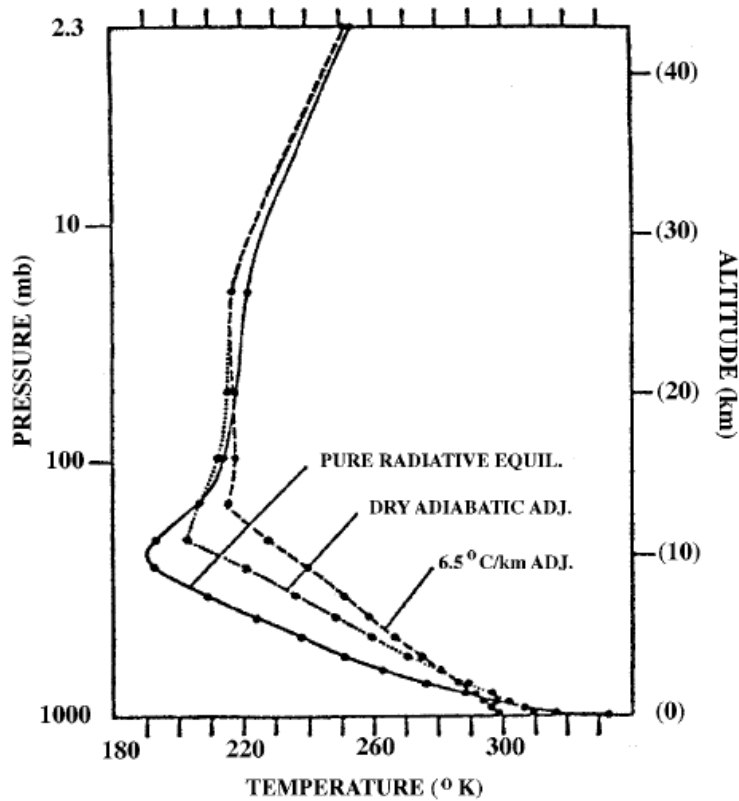
Przybliżenie ciała szarego, jakie zastosowano dla atmosfery jest bardzo silnym założeniem, gdyż w rzeczywistości absorpcja zależy silnie do długości fali. Mimo to, daje pewien obraz o bilansie promieniowania w aspekcie klimatycznym. W przedstawionym przypadku, termiczny wymiar efektu cieplarnianego będący różnicą pomiędzy temperaturą

przypowierzchniowej warstwy powietrza a temperaturą efektywną wynosi 32.3 K. Rzeczywisty wkład poszczególnych gazów do efektu cieplarnianego przedstawia poniższa tabela. Dominujący wpływ na efekt cieplarniany ma para wodna i w dalszej kolejności dwutlenek węgla oraz ozon. Procentowy wkład pozostałych gazów do efektu cieplarnianego jest niewielki, jednak może sięgać jednego stopnia.

9.2 Równowaga radiacyjno-konwekcyjna

Równowaga radiacyjna w atmosferze prowadzi do ponad suchoadiabaticznych gradientów temperatury w troposferze, które są bardzo rzadko obserwowane w rzeczywistości. Rozpatrzmy atmosferę przezroczystą dla promieniowania słonecznego, ale nie dla promieniowania podczerwonego. Atmosfera podlega chłodzeniu w tempie około -100 Wm^{-2} niezależnie od pory roku, oraz szerokości geograficznej. Łatwo pokazać, że odpowiada to ochładzaniu powietrza o 1 K/dobę. Ma to ogromne konsekwencje, gdyż ochładzanie to musi być równoważone poprzez inne procesy fizyczne. Jednym z nich jest adiabaticzne osiadanie atmosfery. Wystarczy, aby powietrze osiadało około 200 m/dobę do zbilansowania długofalowego wypromieniowania energii atmosfery. Największymi obszarami prądów zstępujących są opadające części komórki Hadleya przypadające na 25-30 równoleżnik. W rejonach tych występują z reguły obszary pustynne lub półpustynne. Poza tymi obszarami, prądy zstępujące występują również w obszarze opadającej części komórki Walkera, oraz w antycyklonach. W pozostałych rejonach świata, głównie to konwekcja transportuje energię od powierzchni ziemi do swobodnej atmosfery. Transport ten odbywa się za pomocą ciepła odczuwalnego oraz utajonego. Średnio rzecz biorąc, w pierwszym przypadku atmosfera otrzymuje około 24 Wm^{-2} , zaś w drugim 78 Wm^{-2} . Wydzielanie ciepła utajonego w czasie przejścia fazowego w chmurach jest znacznie efektywniejsze i ogrywa kluczową rolę w tropikach, oraz obszarach z intensywnymi ruchami konwekcyjnymi. Z drugiej strony ewaporacja chłodzi powierzchnię ziemi destabilizując silną chwiejność związaną z równowagą radiacyjną. Aby zbilansować ubytek 100 Wm^{-2} w atmosferze z powierzchni ziemi (głównie z oceanów) musi wyparować 0.4 cm wody w czasie doby. Zrównoważenie wychłodzenia atmosfery poprzez konwekcję prowadzi do równowagi zwanej radiacyjno-konwekcyjną. Odgrywa ona istotną rolę w atmosferze, gdyż opisuje stan równowagi zbliżony do rzeczywistości. Transport energii od powierzchni ziemi do swobodnej troposfery wpływa na zmniejszanie się pionowego gradientu temperatury. Średni gradient ustala się na poziomie około 6.5 K km^{-1} (Rys. 9.5), a więc jest znacznie mniejszy od gradientu suchoadiabaticznego.

W obszarach tropikalnych, gdzie zawartość pary wodnej w powietrzu jest najwyższa gradient ten zbliża się do adiabaticznego wymuszając w ten sposób intensywniejszy strumień ciepła odczuwalnego oraz utajonego równoważący silne chłodzenie atmosfery. Mamy więc w tym przypadku ujemne sprzężenie zwrotne, a pionowy gradient temperatury determinuje strumienie ciepła.

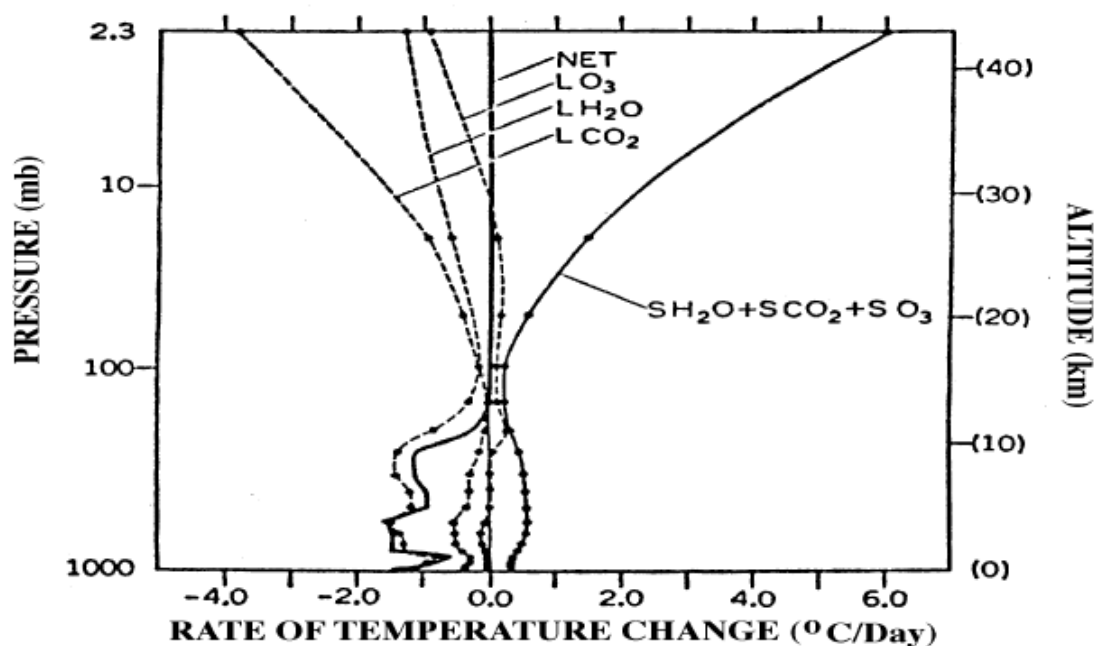


Rys. 9. 5 Pionowy profil temperatury w atmosferze przy równowadze radiacyjnej, gradientie suchoadiabaticznym oraz gradientie 6.5 K km^{-1} .

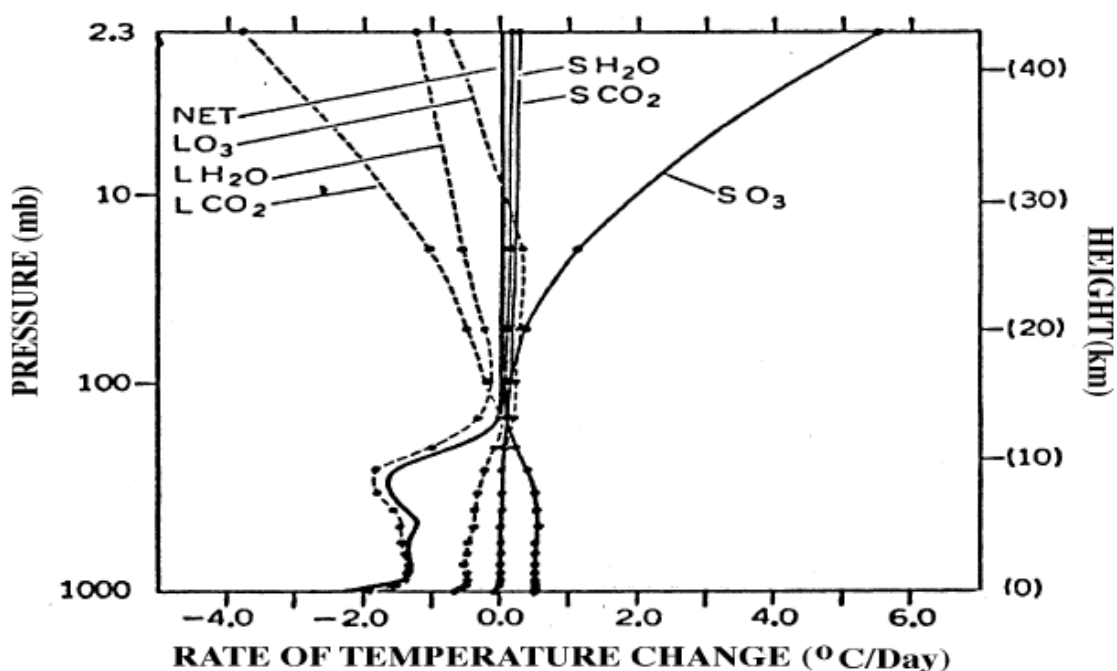
Na Rys 9.6 widoczne jest chłodzenie powietrza poprzez główne gazy atmosferyczne dla warunków bezchmurnych oraz średniego zachmurzenia (Rys. 9.7). Zauważmy, że chłodzenie netto powyżej troposfery jest zerowe, co oznacza, że panuje tam równowaga radiacyjna. W troposferze zaś obserwujemy silne wychładzanie atmosfery, gdyż panująca tam temperatura jest wyższa, niż wynikałoby to z równowagi radiacyjnej (efekt cieplarniany).

W dolnej troposferze para wodna determinuje to ochładzanie ze względu na jej wysoką zawartość. Wpływ CO_2 jest niewielki, jednak powyżej tropopauzy zdecydowanie dominuje w ochładzaniu powietrza. Równowagą dla dwutlenku węgla jest absorpcja przez

ozon w stratosferze. Ochładzanie przez ozon w dolnej troposferze jest stosunkowo słabe i głównie związane z absorpcją ozonu w paśmie około 9.6 μm .

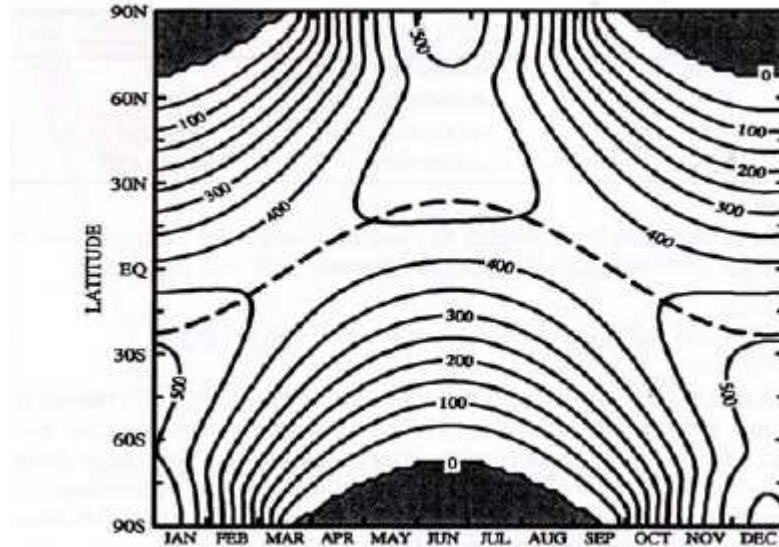


Rys 9.6 Pionowy rozkład chłodzenia radiacyjnego przez poszczególne gazy podczas średniego zachmurzenia. Litera L przed nazwą gazów oznacza zmiany temperatury wywołane promieniowaniem długofalowym zaś S krótkofalowym.



Rys. 9.7 Pionowy rozkład chłodzenia radiacyjnego przez poszczególne gazy przy braku chmur. Litera L przed nazwą gazów oznacza zmiany temperatury wywołane promieniowaniem długofalowym zaś S krótkofalowym.

Rozpatrzmy zmiany bilansu promieniowania w zależności od szerokości geograficznej. Rys. 9.8 przedstawia średnią dobową insolację na szczycie atmosfery w zależności od szerokości geograficznej oraz czasu. Maksimum energii przypada niespodziewanie na okolice biegunów w czasie lata polarnego i przekracza 500 Wm^{-2} . Wynika to z faktu, że dzień tam trwa 24 godziny, chociaż Słońce nie przekracza wysokości 23° nad horyzontem. Najmniej energii dopływa w tym okresie do rejonów równika (około 400 Wm^{-2}). Gdyby



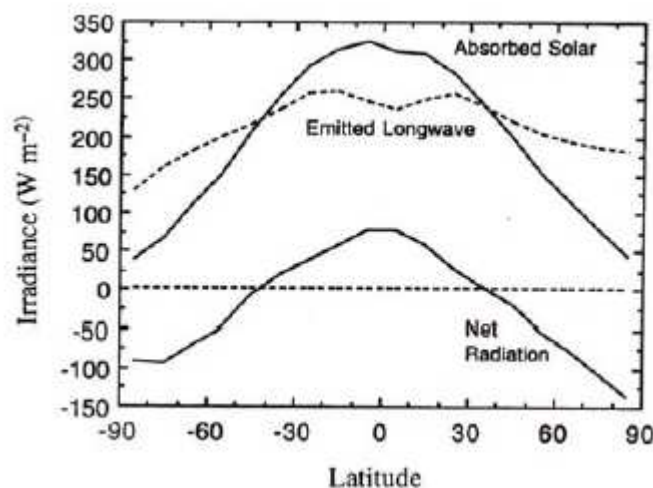
Rys. 9.8 Średnie dobowe wartości promieniowania słonecznego na szczycie atmosfery jako funkcja szerokości geograficznej i miesiąca. Linia przerywana oznacza szerokość geograficzną, gdzie występuje górowanie Słońca (Hartmann, 1994).

jednak wziąć pod uwagę energię promieniowania słonecznego dochodzącego do powierzchni ziemi, to obszary biegunowe otrzymują znacznie mniej energii. Związane jest to drogą optyczną atmosfery, jaką pokonuje słońce nad obszarami biegunowymi.

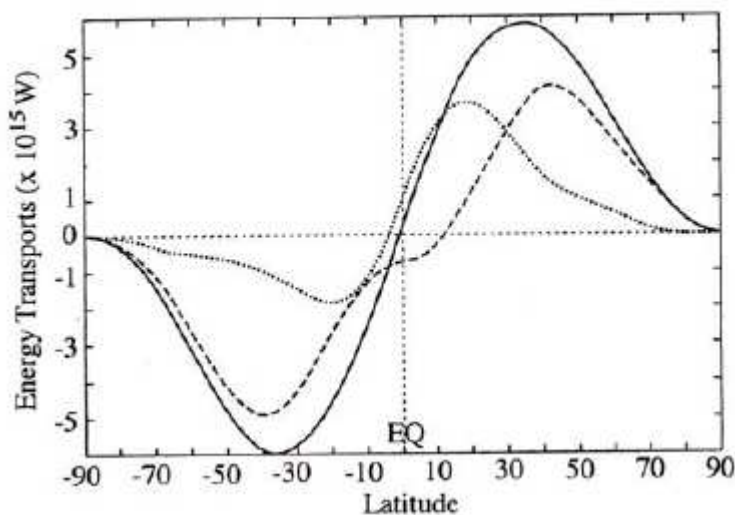
Gradient promieniowania słonecznego jest bardzo mały w porównaniu do okresu zimowego, kiedy to kontrast pomiędzy równikiem a wyższymi szerokościami geograficznymi jest silny.

Średnia roczna zaabsorbowanej przez układ Ziemia- Atmosfera energii słonecznej (linia ciągła) przedstawia Rys. 9.8. W tym przypadku rejony równika są zdecydowanie uprzywilejowane i wartość ta przekracza sześciokrotną absorpcję w rejonach biegunów. Przerywaną linię przedstawia energię emitowaną przez ten układ. Maksimum obserwuje się w rejonie zwrotników, gdzie temperatura jest najwyższa. Emisja w tych rejonach przekracza o około 50 Wm^{-2} emisję w rejonach tropikalnych. W obszarach równikowych emisja promieniowania jest zredukowana przez, po pierwsze wysoką zawartość parę wodną oraz chmury (szczególnie cirrusy obejmujące znaczne obszary tropików). Wyraźna jest asymetria

między rejonami polarnymi półkuli południowej a północnej. Wynika to z obecności Antarktydy i jej silnego wychłodzenia. Różnicę pomiędzy obiema krzywymi przedstawia linia kropkowana. Pokazuje ona, że nadmiar energii występuje do około 40 równoleżnika maksimum na równiku. W rejonach polarnych półkuli północnej mamy największy niedomiar energii sięgający -130 W m^{-2} .



Rys. 9.9 Średnia roczna wartość energii promieniowania słonecznego absorbowanego przez układ Ziemia-Atmosfera, energia emitowane (promieniowanie długofalowe) oraz ich wartość netto (Hartmann 1994).



Rys. 9.10 Średnia roczna wartość energii transportowanej w kierunku północnym potrzebna do zrównoważenia bilansu radiacyjnego pomiędzy równikiem a biegunem. Linia ciągła oznacza bilans radiacyjny na szczycie atmosfery, linia przerywana w atmosferze zaś kropkowana w oceanie (Zhang Rossow, 1997).

Niezerowy bilans promieniowania pomiędzy równikiem a biegunami prowadzi do powstania transportu energii w kierunku biegunów. Odbywa się ona za pośrednictwem pojawiającej się w jego skutek cyrkulacji Hadleya w obszarach niskich szerokości

geograficznych, oraz niestabilności baroklinowych w średnich szerokościach. Rys. 9.10 pokazuje, że maksymalny transport energii w atmosferze występuje na 40 równoleżniku, podczas gdy w oceanie przesuwa się w kierunku niższych szerokości.

9.3 Bilans radiacyjny

Przechodzimy obecnie do opisu bilansu promieniowania i zaczniemy od powierzchni ziemi. Ogólnie bilans można zapisać w następującej postaci

$$N_s + N_T = 0$$

gdzie N_s oznacza netto strumień promieniowanie słoneczne zaś N_T podobnie promieniowanie termicznego. Pierwszy z nich można zapisać następująco

$$N_s = F_s^\downarrow - A_s F_s^\downarrow = F_s^\downarrow (1 - A_s)$$

gdzie F_s^\downarrow oznacza strumień promieniowania całkowitego docierający do powierzchni ziemi, zaś A_s albedo powierzchni ziemi. Tak więc, N_s oznacza część promieniowania słonecznego, która jest pochłaniana przez powierzchnie ziemi. Po uwzględnieniu, że promieniowanie całkowite jest sumą promieniowania bezpośredniego F_{sdir}^\downarrow i rozproszonego F_{sdiff}^\downarrow mamy

$$N_s = F_{sdir}^\downarrow + F_{sdiff}^\downarrow - A_{sdir} F_{sdir}^\downarrow - A_{sdiff} F_{sdiff}^\downarrow = F_{sdir}^\downarrow (1 - A_{sdir}) + F_{sdiff}^\downarrow (1 - A_{sdiff})$$

gdzie A_{sdir} jest albedem powierzchni ziemi dla promieniowania bezpośredniego, zaś A_{sdiff} albedem dla promieniowania rozproszonego. W ogólności te dwa typy albeda są różne (rozdział 4).

Promieniowanie długofalowe netto emitowane przez powierzchnie ziemi N_T ma postać

$$N_T = F_t^\uparrow - F_{tz}^\downarrow$$

gdzie pierwszy człon związany jest z emisją promieniowania z powierzchni ziemi, zaś drugi z tak zwanym zwrotnym promieniowaniem atmosfery. Zakładamy przy tym, że promieniowanie to jest w całości pochłaniane przez powierzchnie ziemi, a więc, że powierzchnia ziemia jest ciałem doskonale czarnym. Dyskusja tego uproszczenia dyskutowana była na pierwszym wykładzie. Różnica pomiędzy wypromieniowaną energią przez powierzchnie ziemi a promieniowaniem zwrotnym nosi nazwę w polskiej nomenklaturze meteorologicznej promieniowania efektywnego. Ostatecznie po podstawieniu do wzoru bilans promieniowania na powierzchni ziemi ma postać

$$F_{sdir}^\downarrow (1 - A_{sdir}) + F_{sdiff}^\downarrow (1 - A_{sdiff}) = F_t^\uparrow - F_{tz}^\downarrow.$$

Bilans promieniowania nie jest bilansem energetycznym gdyż ten ostatni wymaga uwzględnienia transportu energii za pośrednictwem innych procesów. Wyróżniamy dwa

podstawowe strumienie energii w atmosferze mające duże znaczenie w atmosferze: ciepła odczuwalnego S oraz ciepła utajonego L . Stanowią one istotne źródła energii w swobodnej atmosferze, zaś na powierzchni ziemi prowadzi do ochładzania. Stąd człony te występują po prawej stronie bilansu energii na powierzchni ziemi. Przy zaniedbaniu transportu energii w głębie za pośrednictwem przewodnictwa cieplnego, bilans energetyczny ma postać

$$F_{\text{sdir}}^{\downarrow} (1 - A_{\text{sdir}}) + F_{\text{sdiff}}^{\downarrow} (1 - A_{\text{sdiff}}) = F_{\text{t}}^{\uparrow} - F_{\text{tz}}^{\downarrow} + S + L.$$

Bilans promieniowania na szczycie atmosfery ma znacznie prostszą postać i można go przedstawić w postaci

$$F_{\text{s}}^{\circ} (1 - A) = F_{\text{OLR}}^{\uparrow}$$

gdzie A jest albedem planetarnym, F_{s}° oznacza stałą słoneczną, zaś $F_{\text{OLR}}^{\uparrow}$ jest

promieniowaniem długofalowym opuszczającym atmosferę (Outgoing Longwave Radiance).

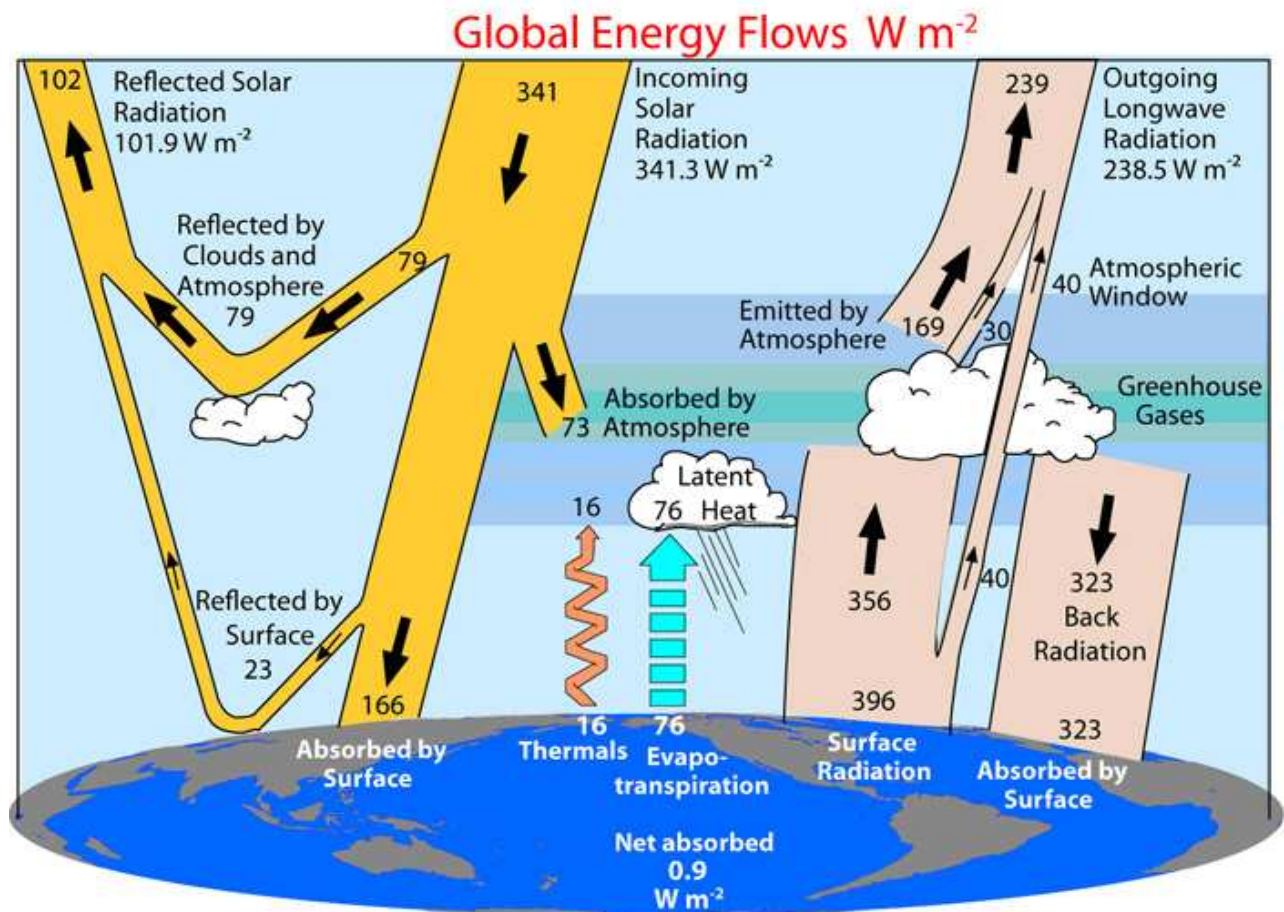
10. Wymuszanie radiacyjne

W poprzednim paragrafie rozpatrywaliśmy równowagę radiacyjną oraz radiacyjno-konwekcyjną w atmosferze. Obecnie przejdziemy do opisu wymuszenia radiacyjnego związanego z przejściem układu klimatycznego Ziemia-Atmosfera do nowego stanu quasi-równowagi. Rozpatrzmy bilans promieniowania na szczycie atmosfery, gdzie strumień netto N wyraża się wzorem

$$N = (1 - A)F_S - F_L$$

gdzie $F_S = 342 \text{ W m}^{-2}$, zaś F_L jest uciekającym w przestrzeń kosmiczną promieniowaniem długofalowym (OLR – outgoing longwave radiation).

W stanie równowagi radiacyjnej średnia wartość (uśredniona po czasie charakterystycznym dla skali zmian klimatu) strumienia netto wynosi zero $\langle N \rangle \cong 0$. Wyniki ostatnich badań pokazują, że system klimatyczny nie jest w równowadze jednak odchylenie od tego stanu jest bardzo małe i wynosi dziesiątne części procenta promieniowania słonecznego dochodzącego do Ziemi.



Rys. 10.1 Niezrównoważony bilans energii w atmosferze (Trenberth, K.E., J.T. Fasullo, and J. Kiehl, 2009: Earth's Global Energy Budget. Bull. Amer. Meteor. Soc., 90, 311–323).

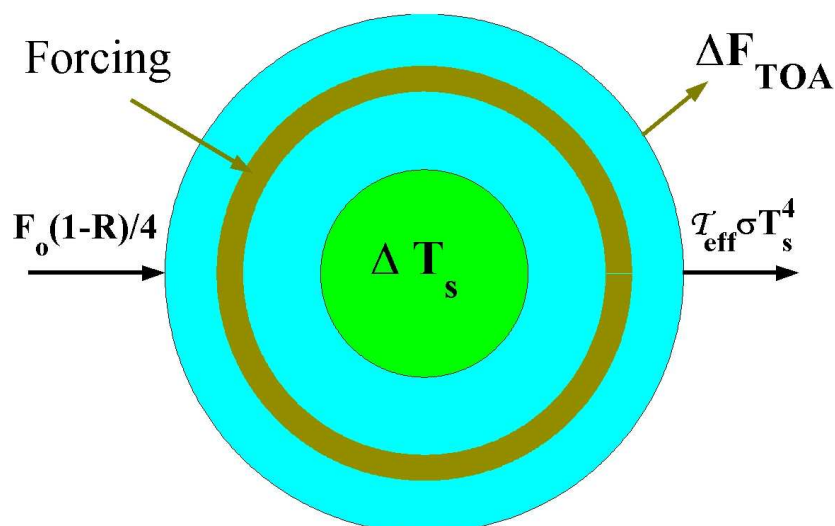
W pierwszym przybliżeniu OLR może być zapisany jako funkcja temperatury powierzchni Ziemi T_s w postaci

$$F_L(T_s) = \tau_{\text{eff}} \sigma T_s^4,$$

gdzie τ_{eff} jest efektywną transmisją promieniowania długofalowego w atmosferze i zależy głównie od całkowitej zawartości pary wodnej oraz CO_2 w pionowej kolumnie powietrza.

Rozważmy małe zaburzenie od stanu równowagi, dla którego strumień netto na szczycie atmosfery zmienia się od wartości $N(T_s)$ do $N(T_s) + \Delta N$. Zakładamy, że układ Ziemia-Atmosfera osiąga nową quasi-równowagę. Nowy stan może być zapisany jako suma wymuszenia radiacyjnego ΔN oraz odpowiedzi atmosfery zgodnie ze wzorem

$$\Delta N + \frac{\partial N}{\partial T_s} \Delta T_s = 0$$



Rys. 10.2 Wymuszenie radiacyjne

Zmiany temperatury powierzchni Ziemi wywołane wymuszeniem radiacyjnym możemy zapisać w postaci

$$\Delta T_s = \alpha \Delta N,$$

gdzie α oznacza współczynnik wrażliwości klimatu na zmiany radiacyjne i wyraża się wzorem

$$\alpha = - \left(\frac{\partial N}{\partial T_s} \right)^{-1}.$$

Na podstawie wzoru na strumień netto na szczycie atmosfery współczynnik ten można przedstawić w postaci

$$\alpha = \left(\frac{\partial F_L}{\partial T_s} - \frac{\partial F_s(1-A)}{\partial T_s} \right)^{-1}.$$

Zauważmy, że zdefiniowane powyżej zmiany temperatury powierzchni Ziemi związane są bezpośrednio z wymuszeniem radiacyjnym ΔN . Pośredni efekt związany jest z procesami zależnymi od temperatury powierzchni Ziemi, które mają charakter pozytywnych lub negatywnych sprzężeń zwrotnych. Dla przykładu wzrost temperatury powierzchni Ziemi wzmacnia ewaporację, prowadząc w ten sposób do wzrostu wilgotności wzmacniającego efekt cieplarniany.

Bardziej realistyczny model systemu klimatycznego uwzględnia, że pochłoniętego przez układ Ziemia-Atmosfera strumień promieniowania słonecznego oraz strumień promieniowania długofalowego emitowany w przestrzeń kosmiczną zależy od szeregu parametrów umownie oznaczanych przez q_1, q_2, \dots . Każdy z nich zależy natomiast od temperatury powierzchni Ziemi. Wówczas wymuszenie radiacyjne można zapisać postaci

$$\Delta N + \left(\frac{\partial N}{\partial q_1} \frac{\partial q_1}{\partial T_s} + \frac{\partial N}{\partial q_2} \frac{\partial q_2}{\partial T_s} + \dots \right) \Delta T_s = 0.$$

Zmiana temperatury podobnie jak powyżej wynosi

$$\Delta T_s = \alpha \Delta N$$

gdzie tym razem współczynnik wrażliwości klimatu na zmiany radiacyjne wyraża się wzorem

$$\alpha = \left(\frac{\partial F_L}{\partial T_s} - \sum_i \frac{\partial N}{\partial q_i} \frac{\partial q_i}{\partial T_s} \right)^{-1}$$

Wróćmy jednak do pierwotnego prostszego modelu, w którym mamy tylko efekt bezpośredni. Według modeli radiacyjnych podwojenie dwutlenku węgla spowoduje wymuszenie radiacyjne na poziomie 4 Wm^{-2} . Zastanówmy się, jak duże zmiany temperatury może spowodować to wymuszenie radiacyjne? Korzystamy w tym celu z definicji współczynnika wrażliwości klimatu na wymuszenia radiacyjne zakładając, że temperatura powierzchni Ziemi nie wpływa na albedo planetarne

$$\alpha = \left(\frac{\partial F_L}{\partial T_s} \right)^{-1}.$$

Założenie to jest bardzo silne, gdyż łatwo sobie wyobrazić, że wzrost temperatury prowadzi do wzrostu wilgotności oraz stopnia zachmurzenia, a w konsekwencji planetarnego albeda.

Podstawiając wartość strumienia długofalowego na szczycie atmosfery mamy

$$\alpha = \frac{T_s}{4F_L}$$

Podstawiając do wzoru na bezpośrednią zmianę temperatury powietrza

otrzymujemy

$$\Delta T_s = \alpha \Delta N = 1.2 \text{ K}.$$

Szacowany wzrost temperatury jest większy i wynosi: 2.4 K, gdyż podniesienie się temperatury powietrza powoduje większe parowanie i wzrost zawartości pary wodnej w atmosferze. Wpływ zaś pary wodnej na efekt cieplarniany jest większy, niż CO₂, co prowadzi do niedoszacowania zmian temperatury. W rzeczywistości problem ten jest bardziej skomplikowany, gdyż wzrost zawartości pary wodnej prowadzi do większego zachmurzenia i wzrostu albedo, a więc do ochładzania.

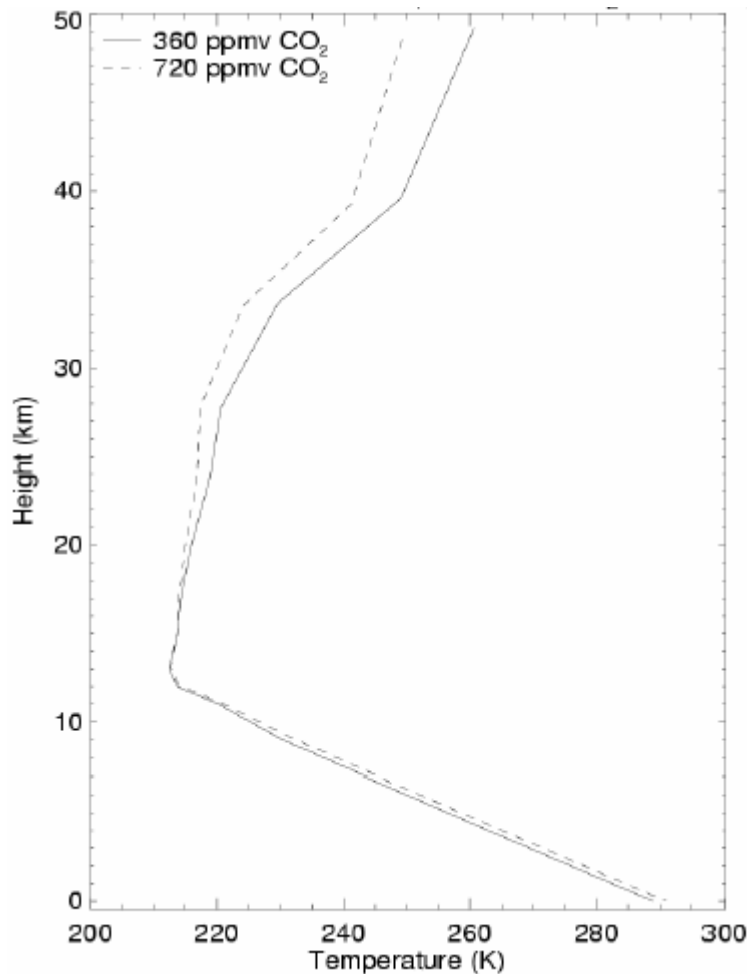
Analizując problemy wymuszania radiacyjnego wygodnie jest wprowadzić parametr sprzężenia zwrotnego (Feedback Parametr) jako $\lambda = \frac{1}{\alpha}$. Wartości tego parametru przedstawia poniższa tabela

$\lambda \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$	model
3.8	Ziemia jako ciało doskonale czarne
3.3	Realistyczny model radiacyjny Ziemi
2	Z uwzględnieniem sprzężenia zwrotnego pary wodnej
1-1.5	Z uwzględnieniem wszystkich sprzężeń zwrotnych (chmury, lodowce-albedo)

Chociaż sama wartość wymuszenia radiacyjnego w przypadku dwutlenku węgla jest prosta do oszacowania przy użyciu modelu transferu promieniowania, to wyznaczenie współczynnika wrażliwości klimatu na zmiany radiacyjne (parametr sprzężenia zwrotnego) jest trudne i stanowi jedno z większych zadań dla globalnych modeli klimatycznych (np. GCM- global climate model).

Rys. 10.3 przedstawia temperaturę powietrza określoną przez równowagę radiacyjno-konwekcyjną dla obecnej koncentracji CO₂ oraz po jego podwojeniu. Największy wpływ CO₂ ma na temperaturę w wyższych warstwach atmosfery, gdzie gaz ten równoważy ogrzewanie poprzez absorpcję promieniowania słonecznego przez ozon. Spadek temperatury na szczycie stratosfery związany z podwojeniem dwutlenku węgla sięga 10 K. Zmiany w troposferze są znacznie mniejsze, jednak znacznie bardziej istotne. Różnica temperatur w obu przypadkach maleje z wysokością i jest zaniedbywana na wysokości tropopauzy, gdzie zmienia się znak temperatur (poniżej mamy ocieplenie, a powyżej ochładzanie przy wzroście koncentracji CO₂).

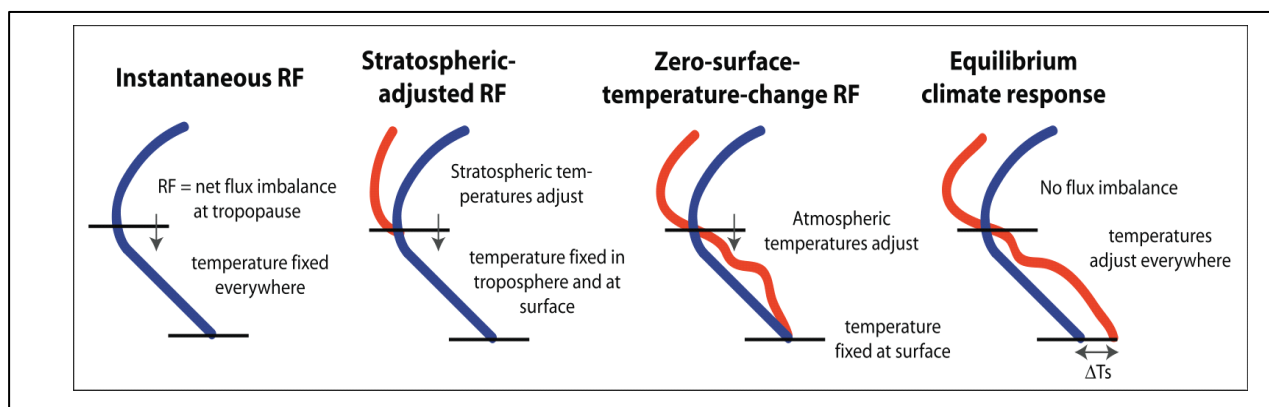
Zdefiniowane powyżej pojęcie wymuszenia radiacyjnego odnosi się do przypadku chwilowego (instantaneous radiative forcing), w którym temperatura atmosfery pozostaje stała (w czasie wyznaczania strumieni radiacyjnych). Zauważmy jednak, że w przypadku wymuszenia w stratosferze, gdzie panuje równowaga radiacyjna układ klimatyczny odpowiada bardzo szybko na zaburzenie (skala czasu od tygodni do miesięcy) w porównaniu



Rys. 10.3 Temperatury powietrza dla równowagi radiacyjno-konwekcyjnej, przy koncentracji CO₂ odpowiednio 360 and 720 ppmv

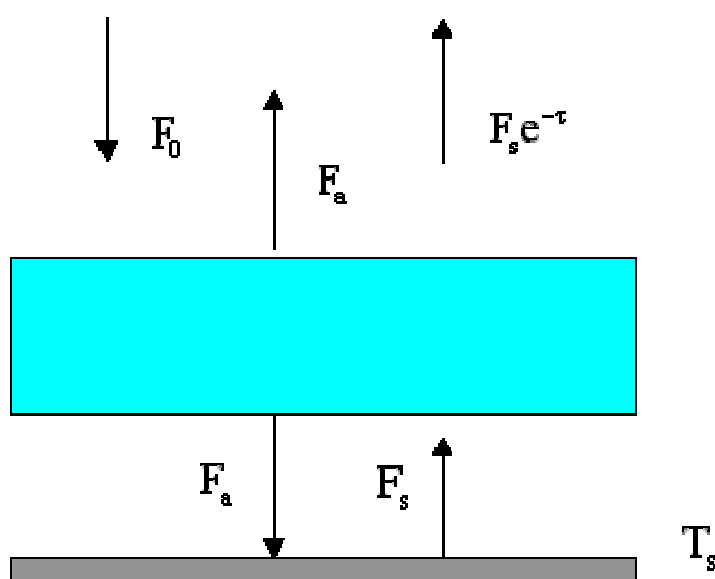
z odpowiedzią systemu klimatycznego w dolnej troposferze gdzie skala czasowa jest rzędu dekad. Tak więc uzasadnione staje się zmodyfikowanie pojęcia wymuszenia radiacyjnego i wprowadzenia tzw. stratosferycznego dopasowania (stratospheric adjusted radiative forcing). Wymuszenie radiacyjne w tym przypadku wyznacza się poprzez zdjęcie wiązu niezmiennej w czasie temperatury w stratosferze, która tym razem dopasowuje się do nowego stanu równowagi. Po ustaleniu nowego profilu temperatury w stratosferze wyznaczane jest ponownie wymuszenie radiacyjne uwzględniając w ten sposób dopasowanie stratosferycznego. Największe różnice pomiędzy chwilowym i dopasowanym wymuszeniem radiacyjnym obserwowane są w zakresie podczerwieni, gdyż w przypadku promieniowania słonecznego temperatura powietrza ma niewielki wpływ na strumienie radiacyjne (jedynie poprzez niewielką zmianę współczynników absorpcji gazów związana z temperaturową zależnością poszerzenia linii widmowych). W podczerwieni z oczywistych względów wymuszenie radiacyjne związane ze strumieniami promieniowania zależy silnie od temperatury powietrza. Pojęcie wymuszenia radiacyjnego definiuje się również w przypadku

gdy w całej atmosferze (poza powierzchnią ziemi) dokonuje się dopasowania temperatury do nowego stanu równowagi czy też jak to ma miejsce w modelach klimatu cały profil temperatury jest modyfikowany w czasie.



Rys. 1043 Różne definicje wymuszania radiacyjnego (RF- Radiative forcing)

Rozpatrzmy prosty model radiacyjny układu atmosfera-powierzchnia Ziemi. Zakładamy, że warstwa atmosfery zawierająca gazy cieplarniane jednorodnie rozłożone nie pochłania promieniowania słonecznego jedynie częściowo absorbuje promieniowanie ziemskie.



Rys. 10.5 Prosty model radiacyjny

Bilans promieniowania w warstwie gazów cieplarnianych wynosi

$$F_s = 2F_a + F_s e^{-\tau}$$

gdzie F_a jest strumieniem promieniowania atmosfery (promieniowanie zwrotne), zaś τ

oznacza grubość optyczną gazów cieplarnianych. Bilans promieniowania na powierzchni

Ziemi ma postać:

$$F_o(1 - A) + F_a = F_s$$

Korzystając ze wzorów na strumienie promieniowania ciała doskonale czarnego

$$F_s = \sigma T_s^4, F_a = \sigma T_a^4$$

oraz rozwiązując układ równań otrzymujemy wzory na temperaturę powierzchni Ziemi oraz atmosfery

$$T_s = \frac{T_e \sqrt[4]{2}}{\sqrt[4]{1 + e^{-\tau}}}$$

$$T_a = \frac{T_s}{\sqrt[4]{\frac{2}{1 - e^{-\tau}}}}$$

Dla grubości optycznej $\tau = 1.47$ otrzymujemy temperaturę powierzchni Ziemi równą 288 K. Z modelu transferu promieniowania wiadomo, że wkład grubości optycznej dwutlenku węgla do całkowitej grubości optycznej wynosi około 12.5%, czyli

$$\frac{\tau_{\text{CO}_2}}{\tau} = 0.125$$

a zatem $\tau_{\text{CO}_2} = 0.184$

Wrażliwość temperatury powierzchni Ziemi na zmiany grubości optycznej wyraża się

wzorem
$$\frac{\partial T_s}{\partial \tau} = T_s \frac{e^{-\tau}}{8} \left[\frac{T_s}{T_e} \right]^4$$

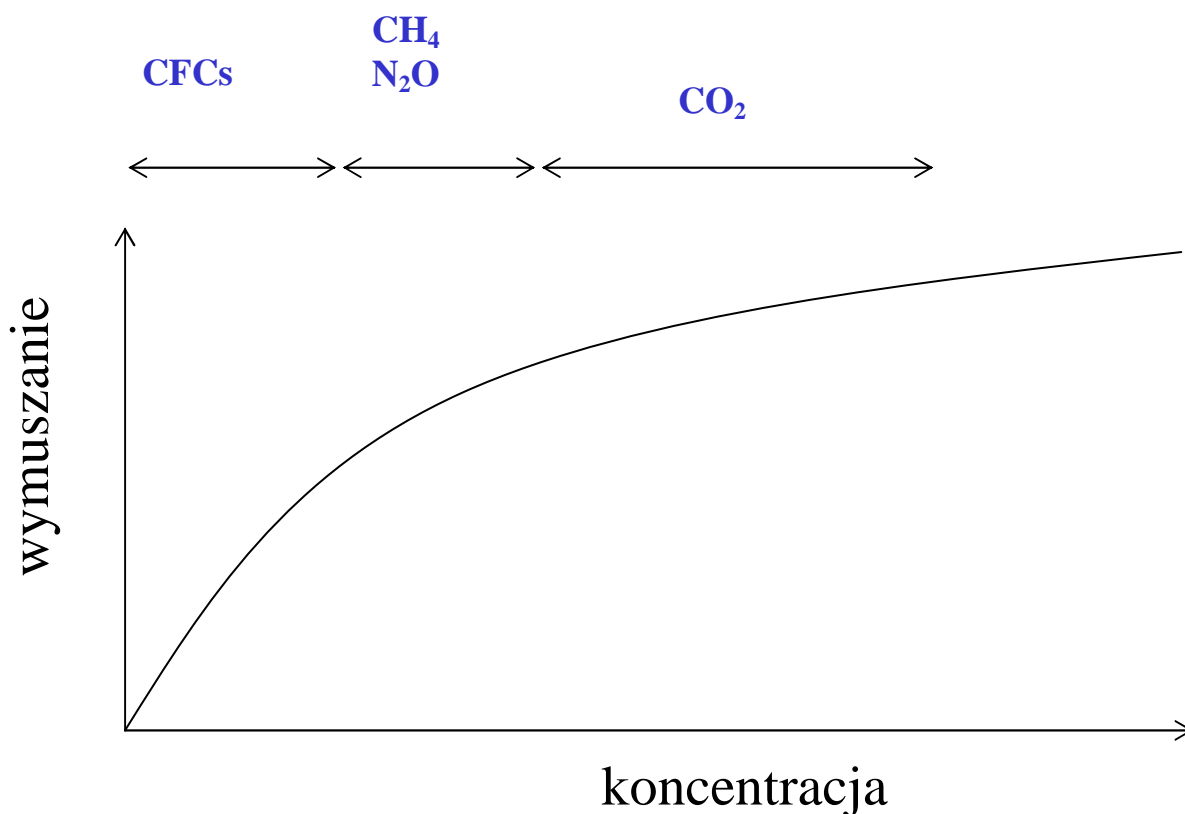
$$\frac{\partial T_s}{\partial \tau} = 21.6 \text{K}$$

$$\Delta T_s = \frac{\partial T_s}{\partial \tau} \Delta \tau$$

Podwojenie koncentracji CO₂ powoduje zmianę grubości optycznej o $\Delta \tau = 0.184$

co prowadzi do wzrostu temperatury $\Delta T_s = 2.5 \text{K}$. Pomimo, że przedstawiony model jest bardzo prymitywny to jednak szacowany wzrost temperatury jest bardzo zbliżony do modelowanego przy pomocy zaawansowanych modeli klimatu.

Wracając do wymuszania radiacyjnego należy podkreślić, iż jego wartość zależy od poziomu koncentracji gazów znajdujących się w atmosferze. Mówiąc inaczej każdy z gazów ma inną efektywność. Wynika ona struktury widm absorpcyjnych cząsteczek występujących



Rys. 10.6 Zależność wymuszania radiacyjnego od koncentracji gazów w atmosferze.

Tabela 1. Przybliżone formuły opisujące wymuszenie radiacyjne podstawowych gazów cieplarnianych (Myhre et al., 1998)

Trace gas	Simplified expression Radiative forcing, ΔF , Wm^{-2}	Constants α	
		IPCC	Best estimate this work ^a
CO ₂	$\Delta F = \alpha \ln(C/C_0)$	6.3	5.35
CH ₄	$\Delta F = \alpha (\sqrt{M} - \sqrt{M_0}) - (f(M, N_0) - f(M_0, N_0))$	0.036	0.036
N ₂ O	$\Delta F = \alpha (\sqrt{N} - \sqrt{N_0}) - (f(M_0, N) - f(M_0, N_0))$	0.14	0.12
CFC-11 ^b	$\Delta F = \alpha (X - X_0)$	0.22	0.25
CFC-12	$\Delta F = \alpha (X - X_0)$	0.28	0.33

$$f(M, N) = 0.47 \ln[1 + 2.01 \times 10^{-5} (MN)^{0.75} + 5.31 \times 10^{-15} M(MN)^{1.52}]$$

C is CO₂ in ppmv

M is CH₄ in ppbv

N is N₂O in ppbv

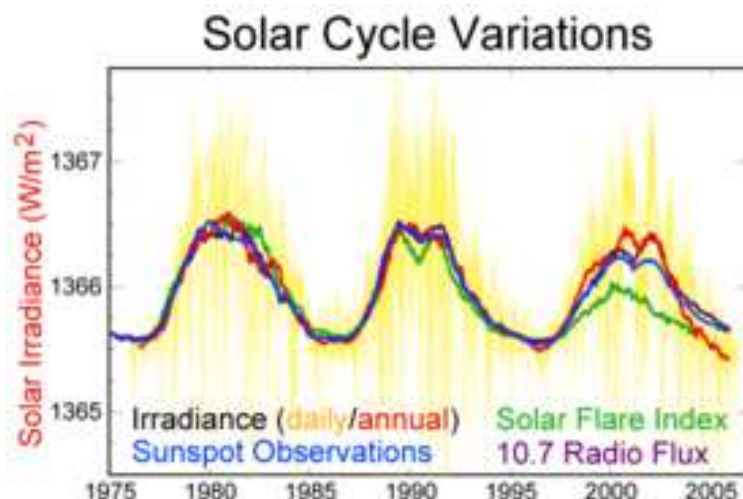
X is CFC in ppbv

w atmosferze w stosunku do ilości promieniowania propagującego się w atmosferze. Gdy będziemy stale podnosić koncentrację pewnego gazów to w pewnym momencie okaże się, że dalszy wzrost nie prowadzi już do absorpcji promieniowania gdyż całe promieniowanie w obszarze absorpcyjnym zostało już zaabsorbowane. Na rys. 10.5 przedstawiono schematyczny wykres pokazujący różną efektywność podstawowych gazów cieplarnianych. Największe wymuszenie radiacyjne otrzymujemy przy wzroście fluoropochodnych (zależność w przybliżeniu liniowa), nieco mniejsze dla metanu oraz tlenku azotu zaś najmniejsze dla dwutlenku węgla. W ostatnim przypadku zależność od koncentracji CO_2 jest w przybliżeniu logarytmiczna.

11. Wpływ Słońca na klimat

Aktywność Słońca ciągle budzi wiele kontrowersji w kontekście zmian klimatycznych obserwowanych na Ziemi. Nasza gwiazda, która jest praktycznie jedynym źródłem energii docierającym do Ziemi z kosmosu może potencjalnie oddziaływać na klimat o ile zmienia się energia docierająca do górnych granic atmosfery. Aktualnie moc Słońca, oszacowana na podstawie pomiarów natężenia promieniowania emitowanego przez gwiazdę, wynosi około $3.82 \cdot 10^{26}$ W, co oznacza, że masa zostaje zamieniana na energię w tempie około $4 \cdot 10^9$ kg/s. Zmiana proporcji wodoru do helu w jądrze będąca skutkiem reakcji termojądrowych powoduje, że moc Słońca cały czas wzrasta. Zmiany te w skali ludzkiej cywilizacji są niezauważalne, bowiem od momentu swojego powstania około 4.6 mld lat temu Słońce zwiększyło moc o około 30 %, i proces ten będzie trwał przez kolejne około 5 mld lat aż do ostatecznych etapów jego ewolucji.

Energia generowana w reakcjach termojądrowych wydostaje się z centralnych obszarów Słońca głównie na drodze promienisto-konwekcyjnej (98%) albo w postaci energii przenoszonej przez neutrina. W drugim przypadku transport energii z obszarów Słońca do fotosfery jest niemal natychmiastowy podczas gdy w przypadku przenoszenia promienisto-konwekcyjnego okres ten jest słabo znany jednak szacowany od kilkunastu tysięcy lat do kilkudziesięciu milionów. Pomimo, że wzrost aktywności reakcji termojądrowych jest niezauważalny w skali lat to jednak obserwowane są inne wahania energii emitowanej przez fotosferę słoneczną. Mechanizm tych zmian jest jak na razie słabo poznany jednak wynika on



Rys. 11.1. Zmiany stałej słonecznej w trakcie trzech ostatnich cykli aktywności Słońca.

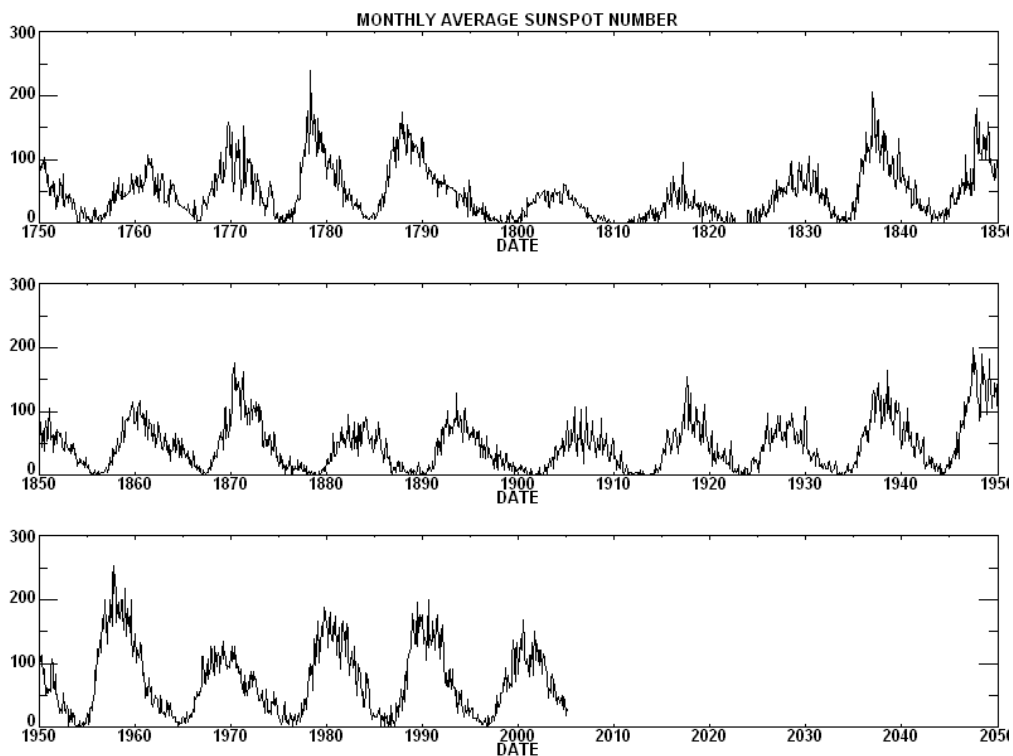
ze zmian pola magnetycznego oraz ruchu obrotowego Słońca. W przypadku rotacji Słońca (obszary równikowe obracają się szybciej niż biegunowe) w okresie 27 dni występują zmiany stałej słonecznej.

11.1 Zmiany aktywności słonecznej

Głównym cyklem słonecznym jest cykl 11 letni (dokładnie 11.1). Nie jest on jednak jedynym gdyż można zauważyć zmian w cyklu 22, 87 czy 2300 letnim. Średnia dzienna wartość stałej słonecznej w trzech ostatnich cyklach słonecznych zawierała się w przedziale od 1363 do 1368 W/m^2 , natomiast średnie roczne w zakresie $\pm 1 W/m^2$.

W ostatnich latach dane na temat zmienności stałej słonecznej znanie są z nowego przyrządu TIM/SORCE umieszczonego na orbicie w 2003 r. Jednak z niewyjaśnionych dotąd przyczyn wskazuje na wartości o $3 \div 4 W/m^2$ mniejsze już dotychczas uznawane za stałą słoneczną.

Badania aktywności Słońca mają dość długą historię związaną z obserwacją towarzyszącym im plamom słonecznym. Plama słoneczna jest widocznym ciemniejszym obszarem na fotosferze Słońca, którego cechami są niższa temperatura w porównaniu z temperaturą otoczenia i silne pole magnetyczne. Mimo swej jasności (temperatura ok. 4000 - 5000 K) kontrast z otoczeniem o temperaturze ok. 6000 K powoduje, że regiony te są wyraźnie widoczne jako ciemne miejsca. Tak więc liczba plam słonecznych jest powiązana z natężeniem słonecznego promieniowania. Ponieważ plamy są ciemne, naturalnym jest przypuszczenie, że więcej plam słonecznych oznacza mniejsze promieniowanie Słońca.



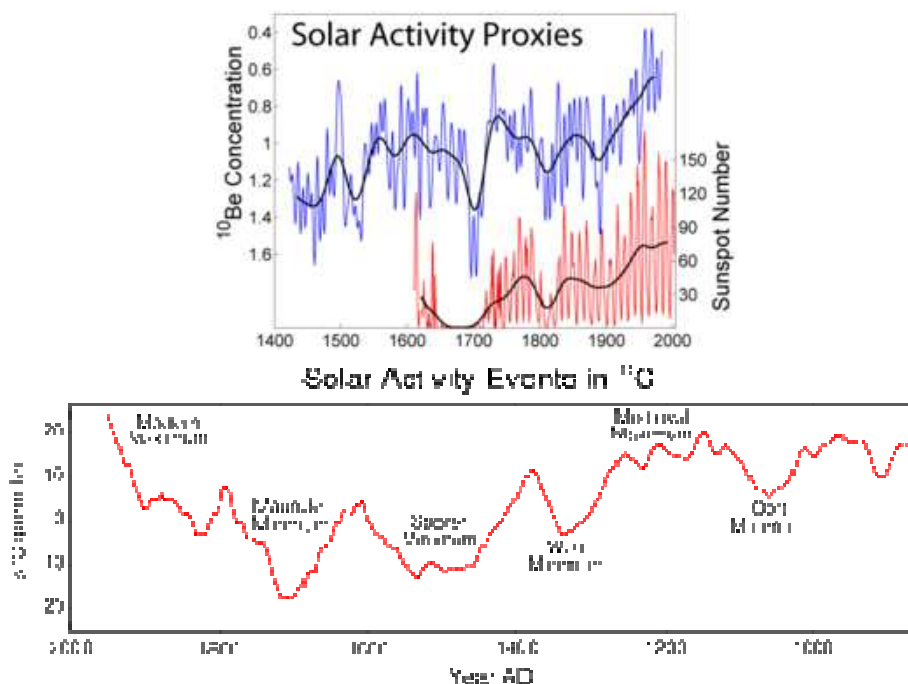
Rys. 11.2 Zmiany liczby plam słonecznych w ostatnich 250 latach

Jednakże otaczające obszary są jaśniejsze i całkowity efekt jest taki, że więcej plam oznacza jaśniejsze Słońce. Liczba plam słonecznych była mierzona od roku 1700, a oszacowano ją dla okresu od roku 1500. W XIX wieku astronom Rudolf Wolf odkrył metodę określenia aktywności słonecznej. Została ona od jego nazwiska liczbą Wolfa R.

$$R = (10g + p)k$$

gdzie g to liczba grup plam, p - ilość plam, a k to wartość, która umożliwi porównanie wyników uzyskanych przez różnych obserwatorów (o różnym doświadczeniu), przy innych warunkach atmosferycznych i innym sprzęcie obserwacyjnym.

Długookresowe zmiany stałej słonecznej są o wiele bardziej znaczące niż zmiany wynikające z cyklu jedenastoletniego. W cyklach krótkookresowych zmiany stałej słonecznej są rzędu 0.1 % podczas gdy wzrost stałej słonecznej od końca minimum Maundera około 1700 roku (patrz rys.3) do dzisiaj może wynosić nawet 0.6 % co jest równoważne 8 W/m^2 .



Rys. 11.3. Wykres zmian w funkcji czasu liczby Wolfa (Sunspot Number) określającej ilość plam słonecznych, oraz względnej koncentracji ^{10}Be i ^{14}C w próbkach zależnej w decydującym stopniu, choć pośrednio, od aktywności słonecznej; Góra każdego z wykresów oznacza wyższą aktywność Słońca a co za tym idzie większą wartość stałej słonecznej.

Obecna aktywność słoneczna jest wyjątkowa – podobnie aktywne było Słońce ostatnio około 8 tys. lat temu, ale nawet wówczas okresy tak wysokiej aktywności były krótsze niż obecny. Zmiany stałej słonecznej związane z aktywnością Słońca zależą od długości fali.

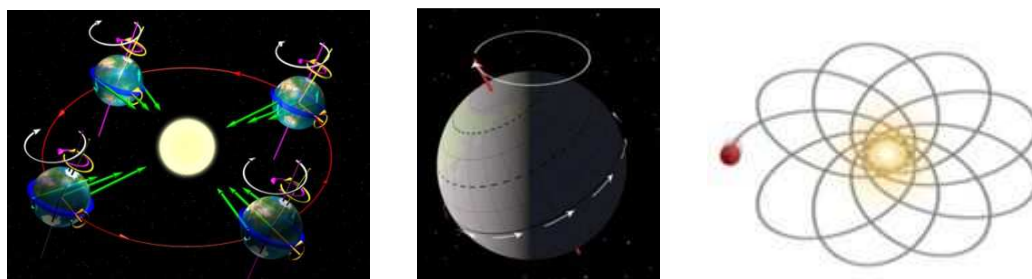
Największe wahania obserwuje się w obszarze ultrafioletu gdzie ilość energii zmienia się o około 1.5% (dla zakresu długości fali 200 - 300 nm) pomiędzy maksymalną a minimalną aktywnością Słońca. W czasie minimum Maundera ilość promieniowania UV wzrosła nawet o 3%. Jak wynika z ostatnich badań geopotencjał 30 hPa zmieniał się zgodnie z fazą zmian aktywności Słońca w czasie ostatnich 4 cykli słonecznych.

Badania zmian aktywności Słońca możliwe jest dzięki produkcji radioaktywnego węgla ^{14}C . Jest on produkowany w górnych warstwach atmosfery przez bombardowanie cząstek azotu ^{14}N przez promieniowanie kosmiczne. Paradoksalnie podczas maksymalnej aktywności Słońca produkcja radioaktywnego węgla jest najniższa. Wynika to z faktu, iż podczas wysokiej aktywności Słońca promieniowanie kosmiczne jest wyrzucane z układu słonecznego przez pole magnetyczne Słońca. Tak, więc pomiar węgla ^{14}C zawartego w drzewie pozwala na rekonstrukcje aktywności Słońca w ostatnich kilku tysiącach lat.

11.2 Cykl Milankowicia

Zmiany aktywności Słońca nie są jednak jedyną przyczyną zmian stałej słonecznej. Na wartość natężenia promieniowania słonecznego na zewnątrz atmosfery mają również wpływ parametry orbity Ziemi. Parametry te zmieniają się w ramach tzw. cyklu Milankowicia.

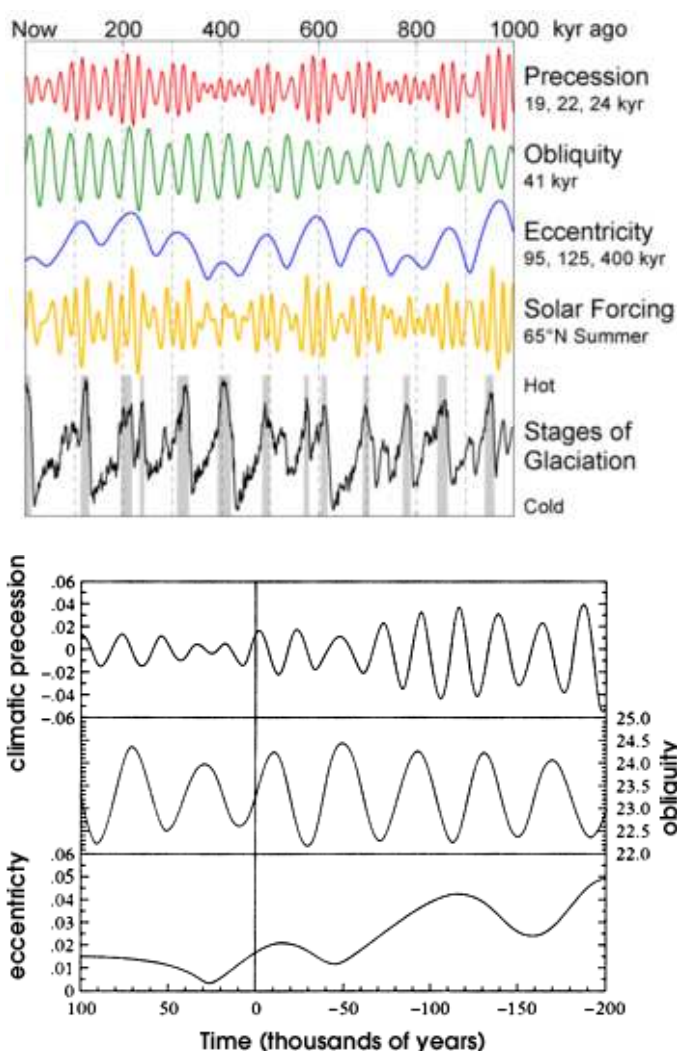
Orbita Ziemi nie jest okręgiem, lecz elipsą o niewielkim mimośrodku wynoszącym aktualnie 1.67 %, ze Słońcem rezydującym w jednym z jej ognisk. Wartość mimośrodu ziemskiej orbity nie jest wielkością stałą i może osiągać wartości od 0.5 do 5.8 % (różnica pomiędzy maksimum i minimum natężenia promieniowania słonecznego wynosi wówczas 23 % a nie jak obecnie 3.3%), zmieniając się cyklicznie z nakładającymi się dominującymi cyklami o okresach około $95 \div 136$ i 413 tys. lat. Aktualnie ekscentryczność orbity Ziemi zdąża do swojej minimalnej wartości, którą osiągnie za około 27 tys. lat.



Rys. 11.4. Zjawisko precesji osi obrotu Ziemi.

Dwa inne parametry ruchu orbitalnego Ziemi, nie decydują już o zmianach stałej słonecznej

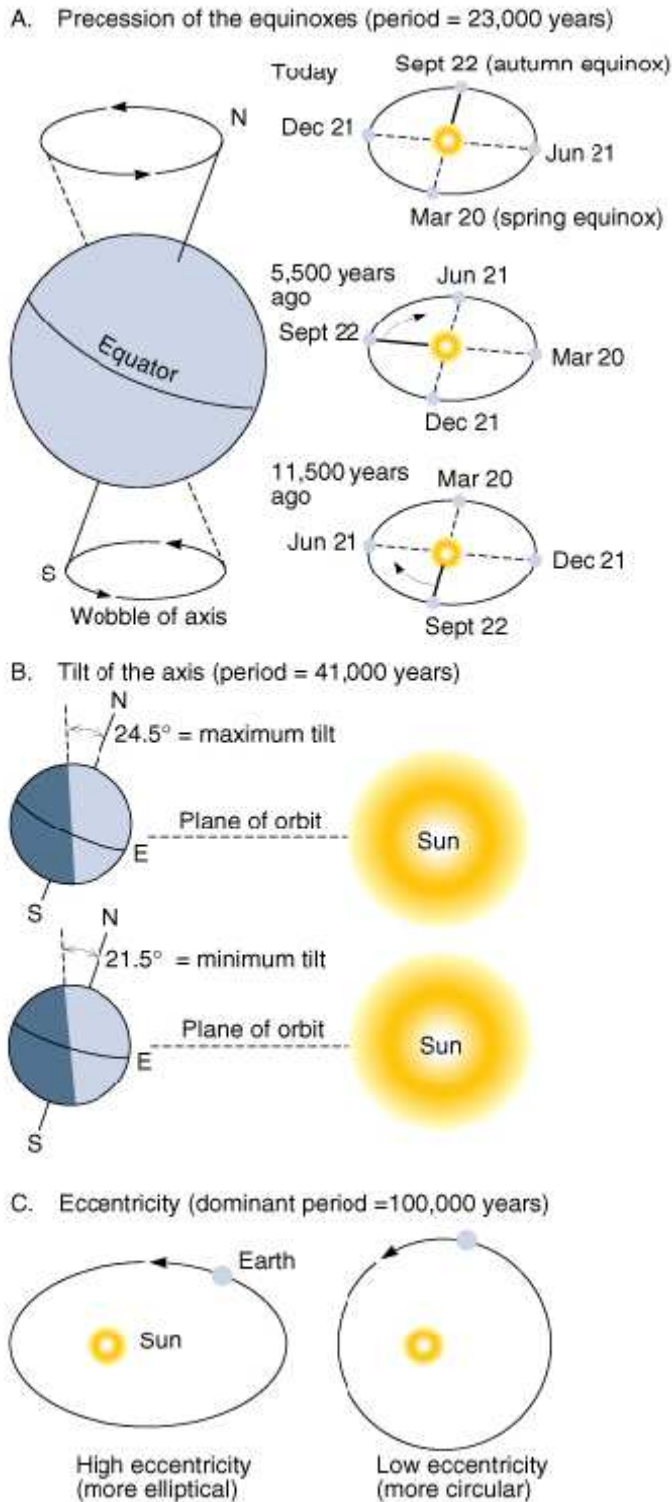
jednak prowadzą do zróżnicowania promieniowania słonecznego docierającego do górnych granic warstw atmosfery w zależności od szerokości geograficznej. Tymi parametrami są nachylenie osi obrotu Ziemi do płaszczyzny jej orbity (ekliptyki) oraz związane z nachyleniem osi zjawisko jej precesji. Nachylenie osi Ziemi, wynoszące aktualnie $23^{\circ}26'$, odpowiada za zmianę kąta deklinacji słonecznej oraz zmianę długości dnia. Kąt ten zmienia się cyklicznie z okresem około 41 tys. lat w zakresie od $21,1^{\circ}$ do $24,5^{\circ}$. Stosunkowo niewielkie zmiany spowodowane są stabilizującym działaniem Księżyca. Wartość kąta nachylenia osi Ziemi będzie się zmniejszała aż do około 10000 roku. Mniejsza wartość kąta oznacza mniejsze sezonowe różnice promieniowania słonecznego a tym samym zacieranie się różnic pomiędzy porami roku.



Rys. 11.5 Zmiany parametrów orbity Ziemi (cykle Milenkowicia), odpowiadające zmiany klimatu

Zjawisko precesji osi obrotu Ziemi powoduje zmianę kierunku osi Ziemi w ten sposób, że zatacza ona pełny obrót wokół kierunku prostopadłego do płaszczyzny orbity.

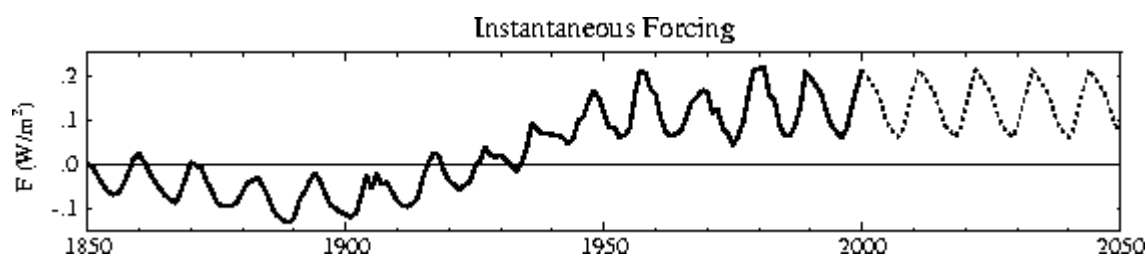
Skutkiem tego zmienia się dzień roku, w którym Ziemia przechodzi przez peryhelium i aphelium swojej orbity. W przypadku, gdy oś Ziemi w trakcie przejścia przez peryhelium krzyżuje się z osią orbity, ekscentryczność orbity powoduje na jednej z półkul, północnej lub południowej, maksymalne zwiększenie sezonowych różnic w dziennych sumach promieniowania, a na przeciwległej ich maksymalne zmniejszenie.



Copyright 1999 John Wiley and Sons, Inc. All rights reserved.

Rys. 11.6 Zmiany orbity ziemskiej.

Aktualnie najbliżej Słońca, czyli w peryhelium swojej orbity Ziemia znajduje się 3-go stycznia natomiast w aphelium, czyli w największej odległości od Słońca, Ziemia znajduje się 4-go lipca. Jesteśmy, więc w takim położeniu osi orbity Ziemi, w którym na półkuli północnej sezonowe różnice promieniowania są zmniejszane na skutek zmiany odległości Ziemi od Słońca w trakcie jej drogi po orbicie. Ze względu na małą ekscentryczność orbity Ziemi nie ma to jednak większego wpływu na wyraźną sezonowość nasłonecznienia, ponieważ różnica natężenia promieniowania na granicy atmosfery pomiędzy aphelium i peryhelium wynosi 6.6 %. Okres precesji osi ziemskiej wynosi około 26 tys. lat, jednak ze względu nałożenie się na precesję ruchu obrotowego wielkiej osi orbity Ziemi dookoła Słońca, kolejne przejście przez peryhelium w tym samym momencie roku słonecznego następuje co około 21 tys. lat. Czas przejścia przez punkty charakterystyczne orbity w kolejnych latach przesuwają się zgodnie z przebiegiem kalendarza i za około 5 tys. lat przejście przez peryhelium orbity nastąpi w dniu równonocy wiosennej.



Rys. 11.7 Wymuszanie radiacyjne związane z aktywnością Słońca, NASA GISS SI2000 simulations.

Słońce może oddziaływać na klimat Ziemi nie tylko za pośrednictwem zmian ilości całkowitej energii docierającej do górnych granic atmosfery czy zmian rozkładu przestrzennego (szerokość geograficzna) tej energii w cyklu rocznym. Słońce emituje strumień cząstek zwanych wiatrem słonecznym, który oddziałuje na system klimatyczny. Przez wiatr słoneczny rozumiemy strumień cząstek składających się przede wszystkim z protonów i elektronów o dużej energii (rzędu 500 keV na cząstkę). Intensywność wiatru słonecznego jest silnie powiązana z aktywnością Słońca. W czasie wysokiej aktywności strumienie naładowanych cząstek docierając do atmosfery powodują jonizację materii. Prowadzi to do zwiększenia się liczby jąder kondensacji i modyfikacji własności optycznych chmur. Wiadomym jest, że chmury zbudowane z większej liczby jąder kondensacji mają

wyższe albedo, dłuższy czas życia oraz dają mniejszy opad (efekt pośredni aerozolu na klimat). Inna hipoteza mówiąca o wpływie promieniowania kosmicznego mówi, że promieniowanie to oddziałuje na natężenie prądu płynącego stale pomiędzy jonosferą a powierzchnią Ziemi. Prąd ten może wpływać na mikrofizykę chmur poprzez zmianę w elektryzowaniu się aerozolu, czy kropelek wody.

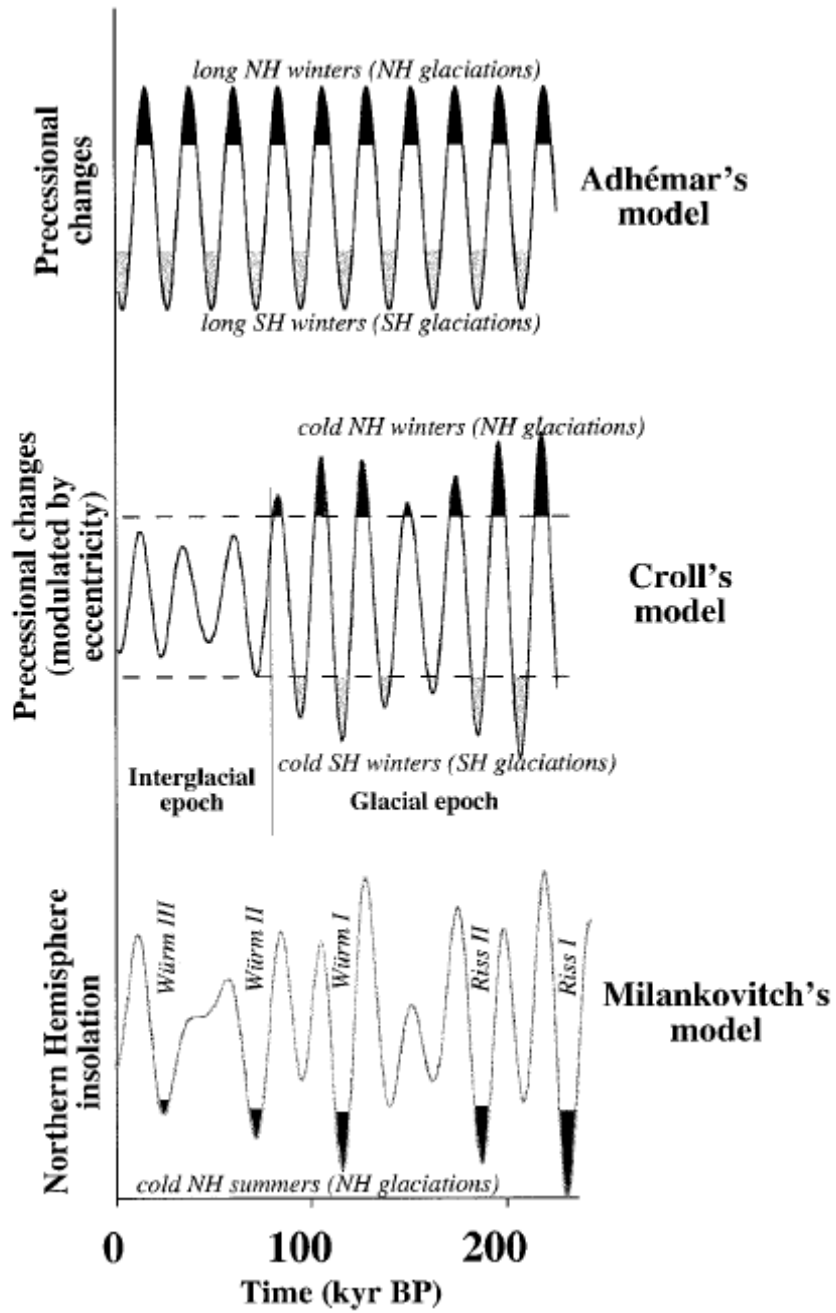
Pomimo, że opublikowane prace na ten temat potwierdzają zmiany zachmurzenia na poziomie 1.5 -2% to jednak niski poziom korelacji pomiędzy stopniem zachmurzenia a wiatrem słonecznym sprawia, że w środowisku naukowym pogląd ten temat nie jest jednoznaczny i ciągle budzi wiele kontrowersji.

11.3 Wymuszanie radiacyjne związane ze zmianą aktywności słonecznej

Oszacujmy wpływ zmiany stałej słonecznej związanej z aktywnością Słońca na temperaturę powierzchni ziemi. Zmiany stałej słonecznej związane z cyklem 11 letnim są niewielkie i wynoszą około 0.1%. Wymuszanie radiacyjne wywołane zmianami stałej słonecznej wynosi $\Delta N = (1 - A)\Delta F_s$. Korzystając ze wzoru wyprowadzonego na ostatnim wykładzie otrzymujemy

$$\Delta T_s = \frac{T_s}{4} \frac{\Delta F_s}{F_s} = -0.072.$$

Zatem zmiany temperatury powierzchni Ziemi związane ze spadkiem stałej słonecznej o 0.1% są mniejsze niż 0.1C. Zmiany stałej słonecznej związane np. z minimum Maundera są szacowane na poziomie 0.6%. Prowadzi to zmian temperatury powierzchni ziemi o około 0.45C. Dlatego też obniżenie się temperatury na Ziemi w XVIII i XIX można tłumaczyć spadkiem stałej słonecznej. Przedstawione powyżej proste obliczenia sugerują, że zmiany klimatu w XX wieku nie mogą być wytłumaczone jedynie na podstawie wahań aktywności Słońca. Niemniej jednak mogą one istotnie oddziaływać na klimat w skali kilkuset lat.



Rys. 11.8 Modele zmian klimatu oparte na fluktuacjach wielkości astronomicznych.

12. Wpływ aerozoli oraz chmur na klimat

12.1 Rola aerozoli

Aerozole oddziałują na klimat w dwojaki sposób: pierwszy zwany bezpośrednim, związanym ze zmianami bilansu promieniowania słonecznego wynikającymi z obecności warstwy aerozolu oraz drugi, pośredni związany z oddziaływaniem aerozolu na własności mikrofizyczne chmur. Aerozole wpływają istotnie na transfer promieniowania słonecznego w dolnej atmosferze poprzez proces rozpraszania. Cząsteczki zanieczyszczeń mogą również absorbować promieniowanie słoneczne, jednak dość często efekt ten jest zanedbywalnie mały. Oddziaływanie aerozolu z promieniowaniem zależy od rozmiaru aerozolu, jego składu chemicznego oraz długości fali. Porównywalny rozmiar cząsteczek zanieczyszczeń powietrza i długości fali promieniowania słonecznego sprawia, że rozpraszanie na aerozolu jest typu Mie. Oznacza to, że współczynnik ekstynkcji promieniowania nie jest monotoniczną funkcją długości fali, zaś funkcja fazowa rozpraszania jest asymetryczna i zdecydowana większa część fotonów rozpraszana jest do przodu. W przypadku, gdyby aerozol nie absorbował promieniowania słonecznego powodowałby obniżanie się temperatury powietrza. W rzeczywistości aerozol może absorbować promieniowanie słoneczne, co w pewnych warunkach może powodować ogrzewanie się warstwy powietrza.

Rozpatrzmy prosty radiacyjny model warstwy aerozolu.

Zmianę natężenie promieniowania bezpośredniego po przejściu przez atmosferę wyraża prawo Beer'a:

$$F = F_0 e^{-\tau}$$

gdzie τ - jest grubością optyczną aerozolu.

Przez β oznaczmy część promieniowania rozproszoną w kierunku przestrzeni kosmicznej wówczas (Rys. 12.1) część promieniowania przechodząca przez warstwę aerozolu wynosi

$$t = e^{-\tau} + \omega(1 - \beta)(1 - e^{-\tau})$$

część promieniowania odbita w przestrzeń kosmiczną zaś $r = \omega\beta(1 - e^{-\tau})$. Promieniowanie uciekające z atmosfery ziemskiej w przestrzeń kosmiczną można wyznaczyć sumując

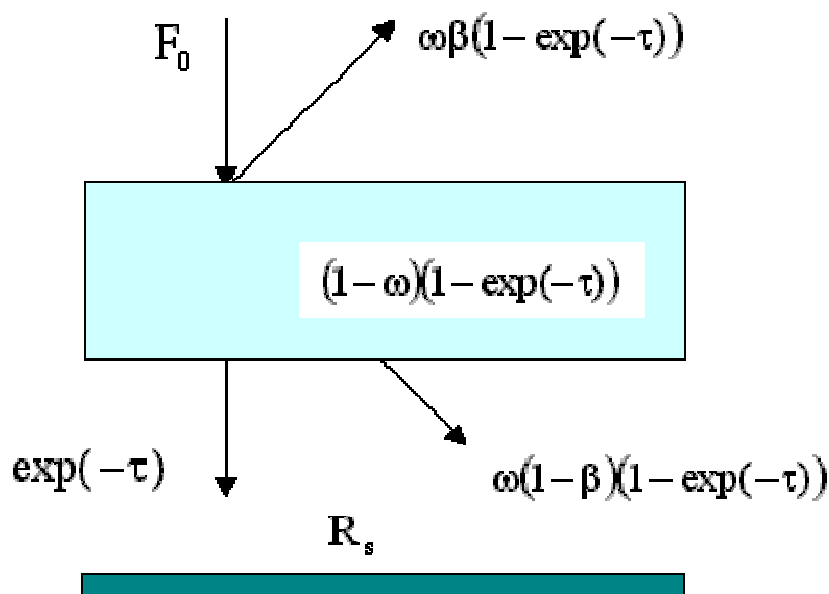
$$\text{następujący szereg } F_r = F_0 (r + t^2 R_s + t^2 R_s^2 r + t^2 R_s^3 r^2 + \dots)$$

$$F_r = F_0 (r + t^2 R_s (1 + R_s r + R_s^2 r^2 + \dots))$$

$$F_r = F_0 \left[r + \frac{t^2 R_s}{1 - R_s r} \right].$$

Zmiana albedo układu Ziemia-Atmosfera spowodowana istnieniem warstwy aerozolu wynosi

$$\Delta R_s = \left[r + \frac{t^2 R_s}{1 - R_s r} \right] - R_s$$



Rys. 12.1 Prosty model radiacyjny aerozolu

dla $\tau \ll 1$ (przeciętna wartość grubości optycznej aerozolu wynosi: 0.1-0.2)

$$t \cong 1 - \tau + \omega(1 - \beta)\tau$$

$$r \cong \tau\omega\beta$$

Stąd zmiana albedo planetarnego wynosi

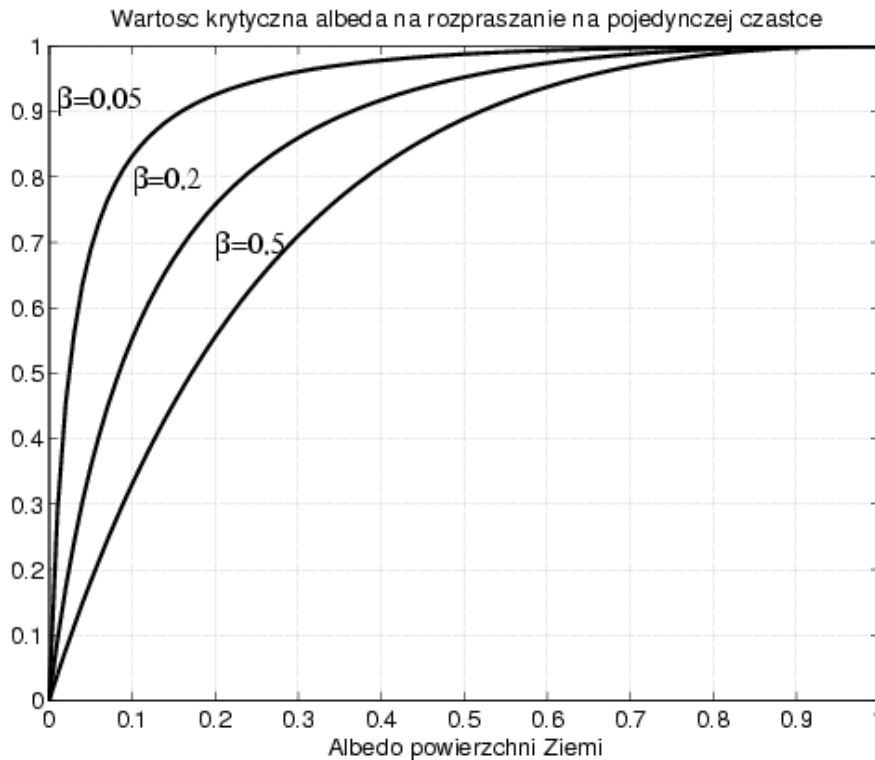
$$\Delta R_s = \tau\omega\beta + \left[(1 - R_s)^2 - \frac{2R_s}{\beta} \left(\frac{1}{\omega} - 1 \right) \right]$$

Obliczmy wartość krytyczną albedo pojedynczego rozpraszania, przy której nie mamy zmiany albedo planetarnego

$$\omega_c = \frac{2R_s}{2R_s + \beta(1 - R_s)^2}$$

Dla $\omega > \omega_c$ mamy $\Delta R_s > 0$, co prowadzi więc do ochładzania się Ziemi. W przeciwnym wypadku pojawienie się warstwy aerozolu będzie powodowało ocieplenie powietrza. Dla małych grubości optycznych ω_c zależy od albedo powierzchni Ziemi oraz albedo pojedynczego rozpraszania. Typowa wartość albedo na rozpraszanie na pojedynczej cząstce wynosi około 0.9-0.95. Znacznie bardziej zmiennym parametrem jest albedo powierzchni Ziemi. Nad obszarem o dużym albedzie (np. śnieg) aerozol niezależnie od tego jak silnie absorbuje będzie zawsze prowadził do ocieplania klimatu. W drugim skrajnym przypadku nad

powierzchnia wody przy małych kątach zenitalnych Słońca warstwa aerozolu prowadzi do ochładzania. Rys. 12.2 przedstawia zmiany albedo planetarnego wywołanego istnieniem warstwy aerozolu dla dużych cząstek oraz dla małego aerozolu Rys. 12.3 przy albedzie powierzchni Ziemi 0.3. Widoczne jest, że duży aerozol prowadzi do zmniejszenia się albedo a więc ocieplania, zaś mały wywołuje ochładzanie.



Rys. 12.2 Zależności krytycznej wartości albedo pojedynczego rozpraszania od albedo powierzchni Ziemi oraz współczynnika rozpraszania wstecznego.

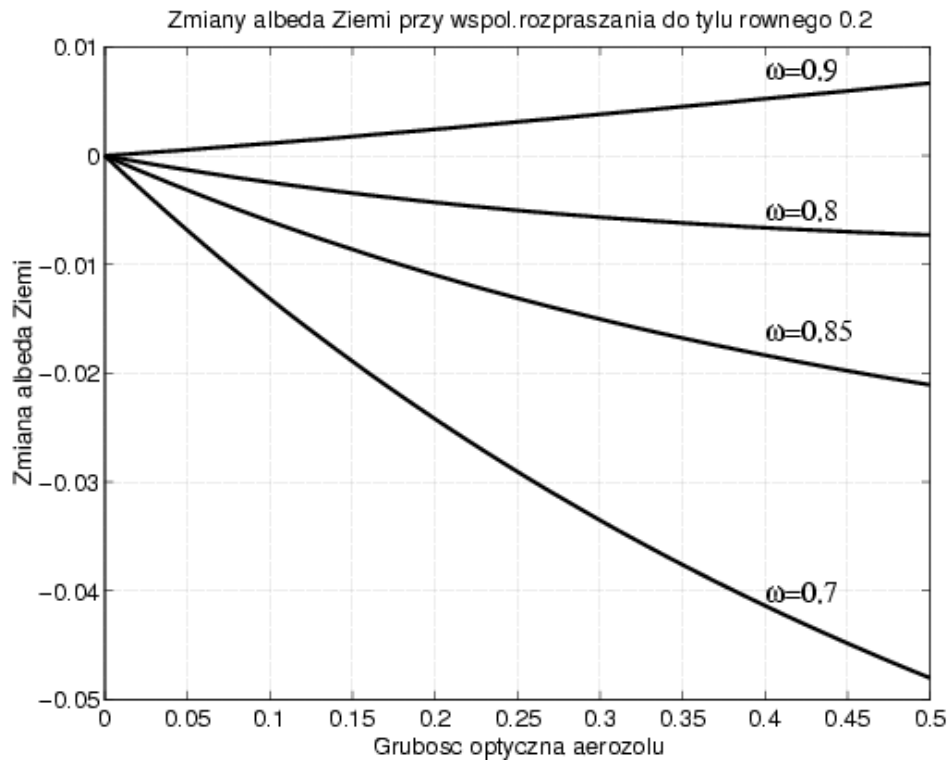
Obliczmy, jakie bezpośrednie zmiany temperatury powierzchni Ziemi wywoła zmiana planetarnego albedo. Wymuszanie radiacyjne w tym przypadku wynosi

$$\Delta N = -\Delta R_s F_s$$

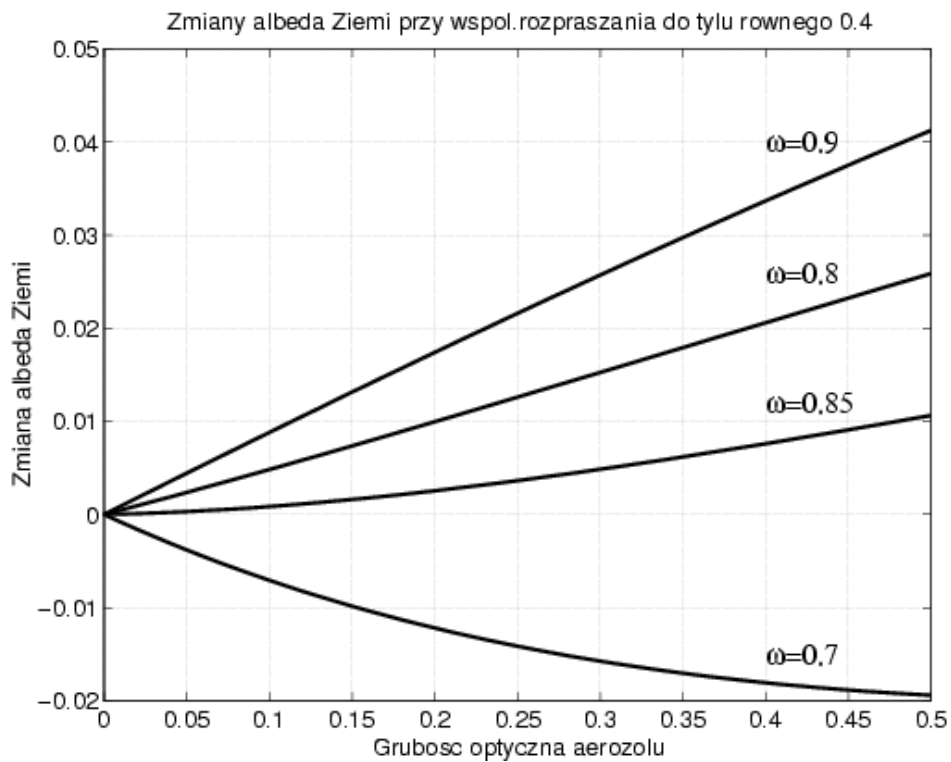
Współczynnik wrażliwości klimatu na zmiany radiacyjne podobnie, jak w przypadku efektu cieplarnianego wynosi $\alpha = \left(\frac{\partial F_L}{\partial T_s}\right)^{-1} = \frac{T_s}{4F_L}$. Zmiana temperatury powietrza w tym przypadku

wynosi $\Delta T_s = \alpha \Delta N = -\frac{T_s}{4F_L} \Delta R_s F_s$. Po uwzględnieniu bilansu promieniowania na szczycie

atmosfery $F_s(1 - R_s) = F_L$ mamy $\Delta T_s = -\frac{T_s}{4} \frac{\Delta R_s}{1 - R_s}$



Rys. 12.3 Zmiana planetarnego albedo układu Ziemia-Atmosfera w zależności od albedo pojedynczego rozpraszania i grubości optycznej przy współczynniku rozpraszania wstecznego równego 0.2.



Rys. 12.4 Zmiana planetarnego albedo układu Ziemia-Atmosfera w zależności od grubości optycznej aerozolu oraz albedo pojedynczego rozpraszania przy współczynniku rozpraszania wstecznego równego 0.4.

Przy zwiększeniu albedo o 1%, otrzymujemy $\Delta T_s \approx -1K$

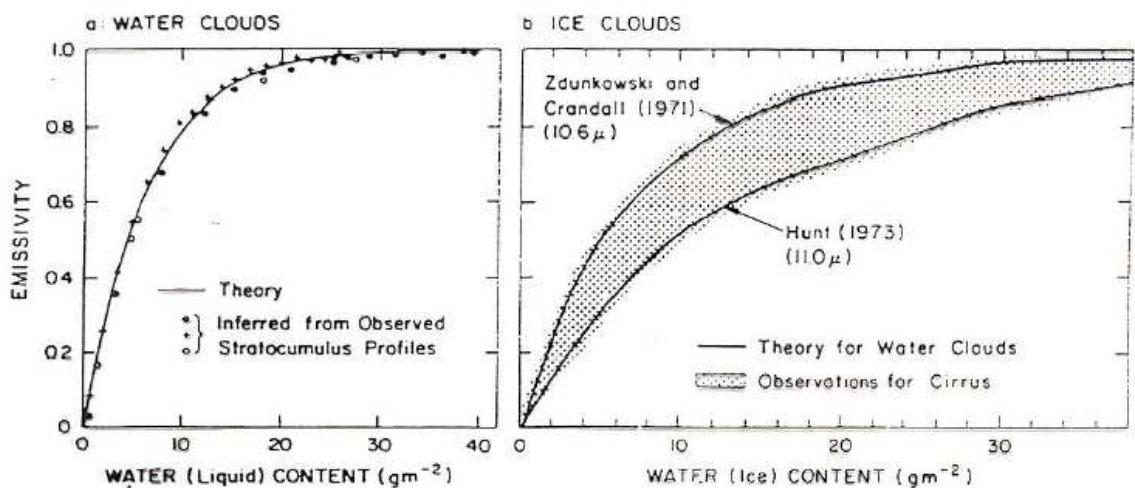
Z powyższych wykresów wynika, że zmiany albedo mogą być większe niż 1% zatem chłodzenie aerozolowe może być znacznie większe. Zależy to oczywiście od lokalnych właściwości optycznych aerozolu. Jednak wymuszanie zmian klimatu przez aerozol jak widać jest tego samego rzędu, co wywołane stale rosnącym efektem cieplarnianym.

Przedstawiony powyżej model warstwy aerozolu jest bardzo prostym i główne różnice pomiędzy nim a rzeczywistym modelem aerozolu wynikają z następujących powodów:

1. Właściwości optyczne aerozoli zależą silnie od długości fali
2. Pionowy rozkład aerozoli jest niejednorodny (mogą pojawiać się w atmosferze 2 lub więcej warstw aerozoli o różnych właściwościach optycznych).
3. Użyty model transferu promieniowania jest bardzo uproszczony

12.2 Rola chmur w procesach klimatycznych

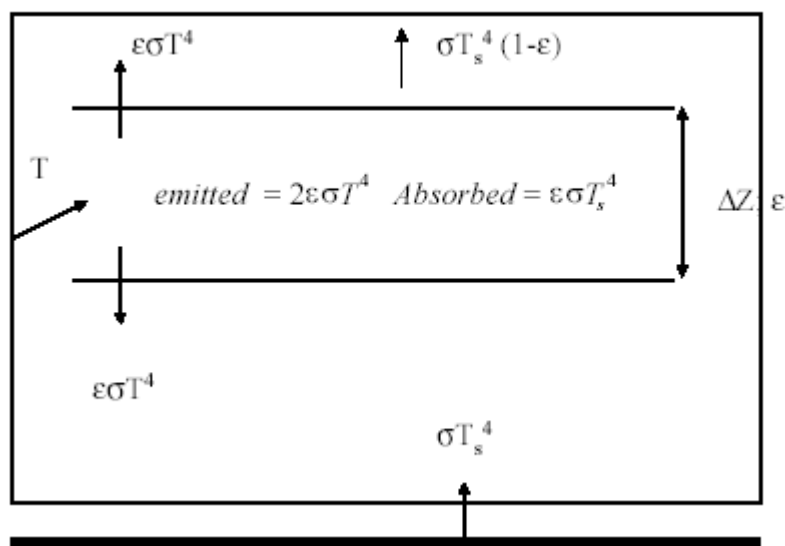
Chmury pokrywają około 50% powierzchni Ziemi, dlatego, też są one bardzo ważne z klimatycznego punktu widzenia. Wpływ chmur na planetarne albedo jest intuicyjnie prosty, gdyż wzrost zachmurzenia prowadzi do wzrostu albedo planetarnego. Jak już wcześniej wspomniano, średnie albedo powierzchni ziemi wynosi 0.12 jednak po uwzględnieniu chmur zwiększa się do około 0.31.



Rys. 12.5 Zdolność emisyjna chmur wodnych oraz lodowych

Wpływ chmur na klimat układu Ziemia-Atmosfera nie jest już taki oczywisty. Z jednej strony chmury zwiększają planetarne albedo, zaś z drugiej zmniejszają ucieczkę promieniowania długofalowego w przestrzeń kosmiczną zapobiegając w ten sposób utracie energii. W celu zbadania wpływu chmur na klimat musimy poznać ich właściwości optyczne oraz radiacyjne.

Wykres 12.5 przedstawia zależność zdolności emisyjnej chmur wodnych oraz lodowych w zależności od wodności. Wynika z niego, że chmury zawierające ponad 20 gcm^{-2} wody zachowują się praktycznie jak ciała doskonale czarne. Wartość ta nie jest duża i dla typowych chmur niskich jest osiągnięta dla chmur o grubości kilkudziesięciu metrów.



Rys. 12.6 Porosty radiacyjny model izotermicznej chmury

Rozpatrzmy prosty model izotermicznej chmury (Rys. 12.6), której zdolność emisyjna nie zależy od długości fali i wynosi ϵ . Wówczas „ogrzewanie” chmury wynosi

$$H = \epsilon\sigma T_s^4 - 2\epsilon\sigma T^4 = \epsilon\sigma T_s^4 \left[1 - 2\left(\frac{T}{T_s}\right)^4 \right].$$

Jest ono ujemne, gdyż chmura wychładza się radiacyjnie. Ochładzanie to jest tym silniejsze im wyższa jest temperatura chmury a zatem im bliżej ziemi znajduje się chmura. Rozważmy bilans promieniowania długofalowego na dolnej oraz górnej powierzchni chmury.

Ograniczenie się tylko do promieniowania długofalowego odpowiada sytuacji nocnej.

Strumień netto na dolnej granicy chmury wynosi

$$N_{\text{base}} = F^{\uparrow} - F^{\downarrow} = \sigma(T_s^4 - T_{\text{base}}^4)$$

gdzie T_{base} jest temperaturą podstawy chmury. Przy czym założyliśmy, że chmura jest na tyle gruba, że można ją traktować jak ciało doskonale czarne. Powyższy wzór zaś jest tylko oszacowaniem górnym gdyż, nie całe promieniowanie emitowane przez powierzchnie ziemi osiąga podstawę chmury. Rozpatrzmy chmurę o grubości 700 m o podstawie znajdującej się na poziomie 300 m. Niech temperatura powierzchni ziemi wynosi 288 K zaś do podstawy chmury panuje suchoadiabatyyczny gradient temperatury. Zatem temperatura na wysokości

podstawy chmury wynosi 285 K. W tym przypadku strumień netto na wysokości podstawy chmury wynosi $N_{\text{base}} \leq 16 \text{ Wm}^{-2}$. Strumień netto na szczycie chmury można zapisać w postaci $N_{\text{top}} \approx \sigma(T_{\text{top}}^4 - \epsilon T_a^4)$. Ponieważ w chmurze gradient temperatury z wysokością jest gradientem wilgotnoadiabaticznym (6 K/km), dlatego temperatura na szczycie chmury wynosi około 281 K. Ponadto, jeśli przyjmiemy, że zdolność emisyjna atmosfery po wyżej chmury wynosi 0.8 (w rzeczywistej atmosferze zmienia się od 0.7 w Arktyce do 0.95 w rejonach tropikalnych) to strumień netto na szczycie chmury wynosi 211 Wm^{-2} . Zauważmy, że z definicji strumieni netto wynika, że podstawa chmury jest słabo grzana (16 Wm^{-2}) zaś wierzchołek chmury silnie chłodzony (211 Wm^{-2}). Zatem, chmura jest silnie chłodzona jako całość (196 Wm^{-2}). Przedstawiony prosty model radiacyjny chmury pokazuje bardzo ważną jej własność dotyczącą radiacyjnego chłodzenia. Szczególnie tyczy się to wierzchołka chmury gdzie występują bardzo silne wypromieniowanie energii w postaci promieniowania długofalowego. W rzeczywistej atmosferze obszar wychłodzenia jest bardzo cienki i charakteryzuje się silną dywergencją strumienia promieniowania. Silne ochładzanie destabilizuje chmurę zwiększając gradient temperatury w jej wnętrzu, więc ma kluczowe znaczenie dla rozwoju, czy utrzymywania się chmury. Efekt ten zaznacza się szczególnie w chmurach stratocumulus, których czas życia może być znaczny. Obliczmy, jakie jest tempo ochładzania radiacyjnego chmury

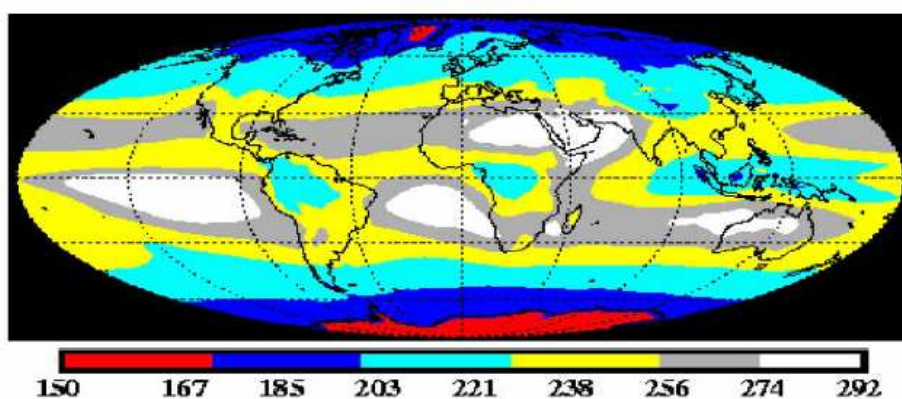
$$\frac{dT}{dt_{\text{rad}}} \approx \frac{N_{\text{base}} - N_{\text{top}}}{C_p \rho \Delta Z} \approx -14 \text{ K/dzień}$$

gdzie $C_p = 1004 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$ jest ciepłem właściwym powietrza. W przypadku chmur stratocumulus, które są dość stabilne ubytek energii musi być zrównoważony przez strumień promieniowania odczuwalnego oraz utajonego niesiony od powierzchni ziemi. Na szczycie chmury gdzie ubytek ten jest największy istotną rolę odgrywa turbulencja, która prowadzi do mieszania chmury z ciepłym i suchym powietrzem z poza chmury.

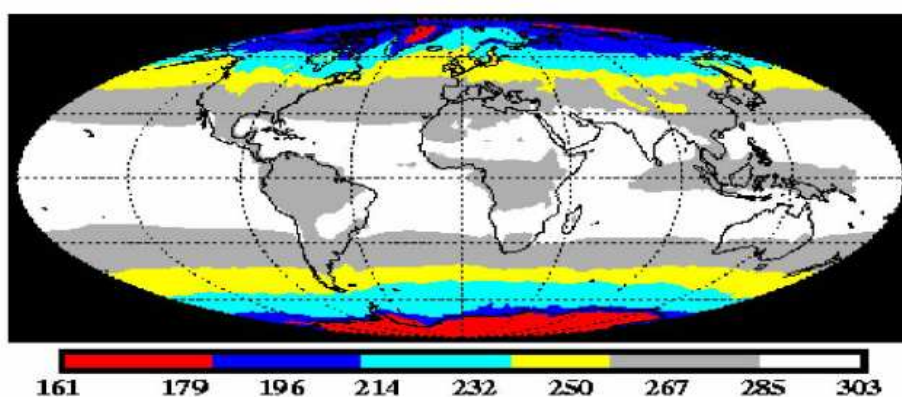
Zastanówmy się jednak, jaki wpływ mają wysokie chmury typu cirrus. Są one ze względu na małe grubości optyczne w zasadzie przezroczyste dla promieniowania krótkofalowego. Jednak w przypadku promieniowania długofalowego absorbują one znaczną jego część. Ze względu na fakt, że temperatura powietrza na wysokości cirrusów jest niska i często spada poniżej -40° C zwrotne promieniowanie długofalowe emitowane przez te chmury w kierunku przestrzeni kosmicznej jest znacznie mniejsze niż promieniowanie powierzchni ziemi chmur te ocieplają układ Ziemia-Atmosfera. Jednocześnie zauważmy, że emitowana przez te chmury energia w kierunku powierzchni ziemi jest znacznie mniejsze niż

w przypadku chmur średnich lub niskich. Wynika stąd, że chmury wysokie mają znacznie większy wpływ na promieniowania długofalowe na szczycie atmosfery w porównaniu z powierzchnią ziemi. W przypadku chmur niskich mamy przeciwną sytuację ze względu na ich porównywalną temperaturę z temperaturą powierzchni ziemi. Tym samym ich wpływ na promieniowanie długofalowe na szczycie atmosfery jest znikomy. Z drugiej strony chmury te emitują w kierunku ziemi silny strumień promieniowania zwrotnego. Mimo tego, ze względu na wysokie albedo chmury te chłodzą klimat w skali globalnej. Jeśli weźmiemy pod uwagę, że niskie chmury typu stratocumulus i stratus pokrywają około 29% powierzchni ziemi (głównie oceanów) to okazuje się pełnią one istotną funkcję w bilansie energetycznym Ziemi i stąd wynika obecne duże zainteresowanie naukowców mikrofizyką oraz optyką tych chmur.

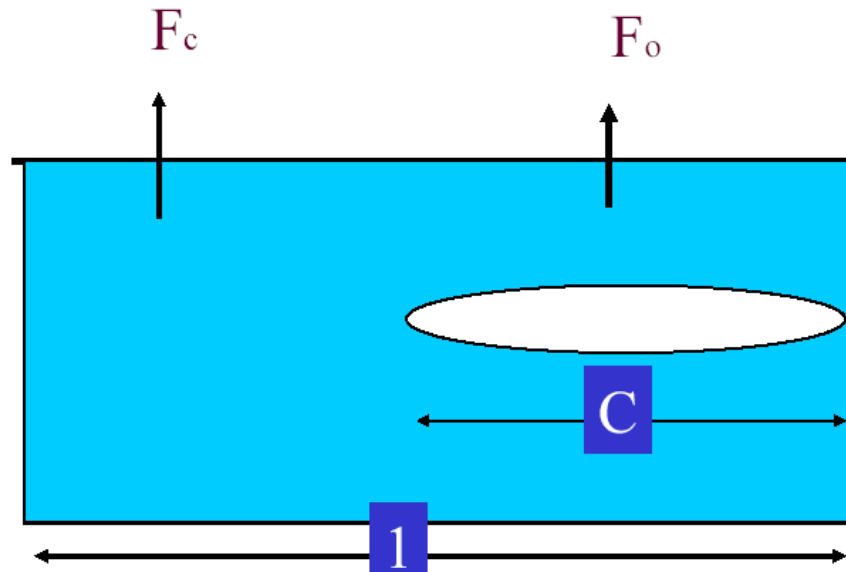
OBSERVED (ERBE) CLOUDY SKY OLR [$W m^{-2}$], 1985-1989



OBSERVED (ERBE) CLEAR SKY OLR [$W m^{-2}$], 1985-1989



Rys. 12.7 Długofalowe promieniowanie opuszczające atmosferę przy obecności chmur (górny wykres) oraz dla czystego nieba (dolny wykres).



Rys. 12.8 Wymuszanie radiacyjne chmur

Jeśli przez F oznaczymy strumień promieniowania zdefiniowany jako sumę promieniowania bezchmurnego nieba oraz obszaru pokrytego chmurami

$$F = F_c(1 - C) + F_o C$$

to wymuszenie radiacyjne chmur można zapisać w postaci

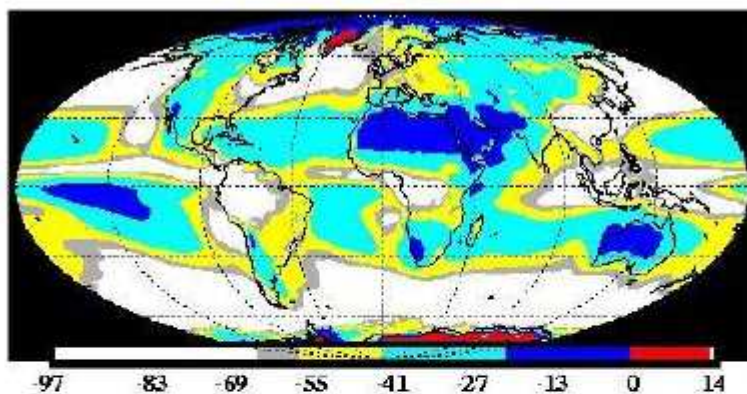
$$C_{\text{Forcing}} = F - F_c = C(F_o - F_c)$$

gdzie C jest częścią obszaru pokrytego przez chmury, F_c strumieniem promieniowania czystego nieba, zaś F_o strumieniem promieniowania pochodzącym od chmury.

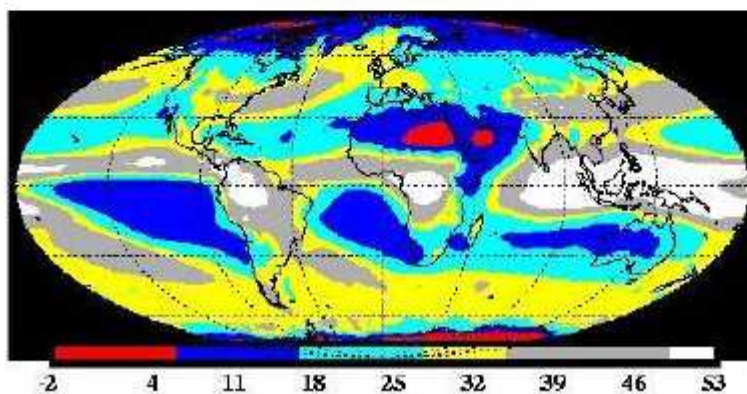
Wróćmy do wpływu aerozolu na klimat a konkretnie jego pośredniego wpływu. Wpływ pośredni aerozolu (indirect effect) na bilans promieniowania słonecznego jest mało znany, aczkolwiek szacuje się, że prowadzi on do ujemnego wymuszania radiacyjnego. Jednak jego wartość, co do amplitudy jest mocno niepewna. Wyróżnia się dwa pośrednie wpływy aerozoli na klimat, poprzez ich oddziaływanie na chmury. Pierwszy, zwany także efektem Twomey'a związany jest z oddziaływaniem aerozoli będącymi jądrami kondensacji na widmo kropeł chmurowych. Widmo kropeł zaś decyduje o własnościach radiacyjnych chmury takich jak albedo przez co wpływa na bilans promieniowania słonecznego i ziemskiego. Tak więc wzrost koncentracji aerozolu (przy niezmiennej wodności chmury) powodują wzrost liczby kropeł w chmurach. W czystym powietrzu krople chmurowe są większe przy tej samej wodności jest ich mniej. Albedo takich chmur jest zatem mniejsze w porównaniu z albedem chmury powstałej w powietrzu zanieczyszczonym. Aerozol, którego maksimum koncentracji występuje w warstwie granicznej najsilniej modyfikuje własności optyczne chmur niskich (Sc , St , Ns , Cu), które jak wcześniej wspomniano chłodzi klimat. Nietrudno więc stwierdzić, że skoro tak jest to wzrost koncentracji aerozolu zwiększając albedo chmury prowadzi do

ujemnego wymuszania radiacyjnego. Drugi związany jest z „czasem życia chmury”. Obecności małych cząstek aerozolu w chmurze powoduje, że nie powstają w niej duże krople chmurowe zdolne do wypadnięcia z chmury. Ponadto wyróżnia się jeszcze tak zwany pół-bezpośredni efekt (semi-direct effect), który związany jest z wpływem silnie absorbujących aerozoli (głównie sadzy). Absorpcja promieniowania słonecznego przez te cząstki prowadzi do parowania chmury.

OBSERVED (ERBE) SW CLOUD FORCING [$W m^{-2}$], 1985-1989



OBSERVED (ERBE) LW CLOUD FORCING [$W m^{-2}$], 1985-1989



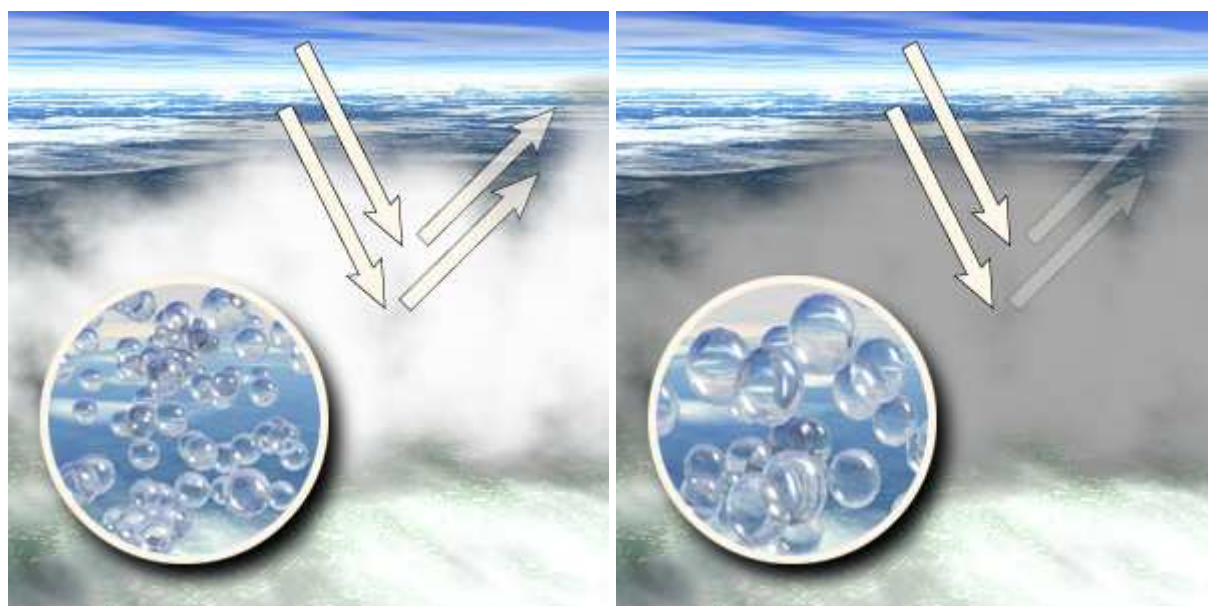
Rys. 12.9 Wymuszanie radiacyjne chmur dla promieniowania krótkofalowego (górny rysunek) oraz promieniowania długofalowego (dolny rysunek)

Przykład I efektu pośredniego

Rozpatrzmy prosty model chmur pokazujący efekt Twomey’ego. Rozważmy w tym celu dwie monodispersyjne chmury o grubości pionowej $h = 300$ metrów, przy czym pierwsza składa się z kropelek wody o promieniu $r_1 = 10 \mu m$ i koncentracji $N_1 = 1000 \text{ l/cm}^3$ zaś druga z kropelek o promieniu $r_2 = 20 \mu m$. Zakładając, że wodność obu chmur jest identyczna możemy wyznaczyć koncentracje kropelek w drugiej chmurze ze wzoru

$$\frac{4}{3} \pi r_1^3 N_1 = \frac{4}{3} \pi r_2^3 N_2$$

Po podstawieniu otrzymujemy wartość $N_2=125 \text{ 1/cm}^3$.



Rys. 12.10. Chmury o różnej zawartości jąder kondensacji

W celu wyznaczenia albedo chmur korzystamy z przybliżenia dwustrumieniowego w którym albedo przy założeniu braku absorpcji promieniowania dane jest przybliżonym wzorem

$$A = \frac{\tilde{\tau}}{2 + \tilde{\tau}}$$

gdzie zmodyfikowana grubość optyczna chmury zdefiniowana jest przy pomocy równania $\tilde{\tau} = (1 - g) \tau$.

Zakładając, że chmury rozpraszają w reżimie geometrycznym (efektywny przekrój czynny na rozpraszanie wynosi 2) wyznaczamy grubość optyczną ze wzoru

$$\tau = 2\pi N r_i^2 h.$$

Stosując teorię rozpraszania MIE można wyznaczyć parametry asymetrii dla obu chmur i wynoszą one odpowiednio $g_1 = 0,86$ i $g_2 = 0,87$. Po podstawieniu do wzoru na grubość optyczną oraz albedo otrzymujemy:

$$\tau_1 = 188.5 \quad \tau_2 = 94.2 \quad \text{oraz} \quad A_1 = 0.93 \quad \text{i} \quad A_2 = 0.86.$$

Wyniki uzyskane w powyższym przykładzie jednoznacznie pokazują, że wzrost rozmiaru kropek chmurowych związany z mniejszą liczbą jąder kondensacji prowadzi do spadku albedo chmur. Wykorzystując powyższe wzory łatwo pokazać, że grubość optyczna chmury wynosi

$$\tau = \frac{3}{2} \frac{wh}{\rho r}$$

gdzie w jest wodnością a ρ gęstością wody. Tym samym widzimy, że dwukrotny wzrost promienia kropeł powoduje dwukrotną redukcję grubości optycznej chmury.

Wykres 12.11 przedstawia między innymi globalne wymuszenie radiacyjne związane z efektem bezpośrednim i pośrednim aerozolu. Wymuszenie radiacyjne w pierwszym przypadku wynosi około -0.5 Wm^{-2} zaś w drugim około -0.7 Wm^{-2} . Wyniki te podane jako wartości średnie dla całego globu obarczone są znaczną niepewnością która szczególnie w przypadku efektu pośredniego jest bardzo duża. Do analizy tego wykresu wrócimy jeszcze w następnych wykładach.

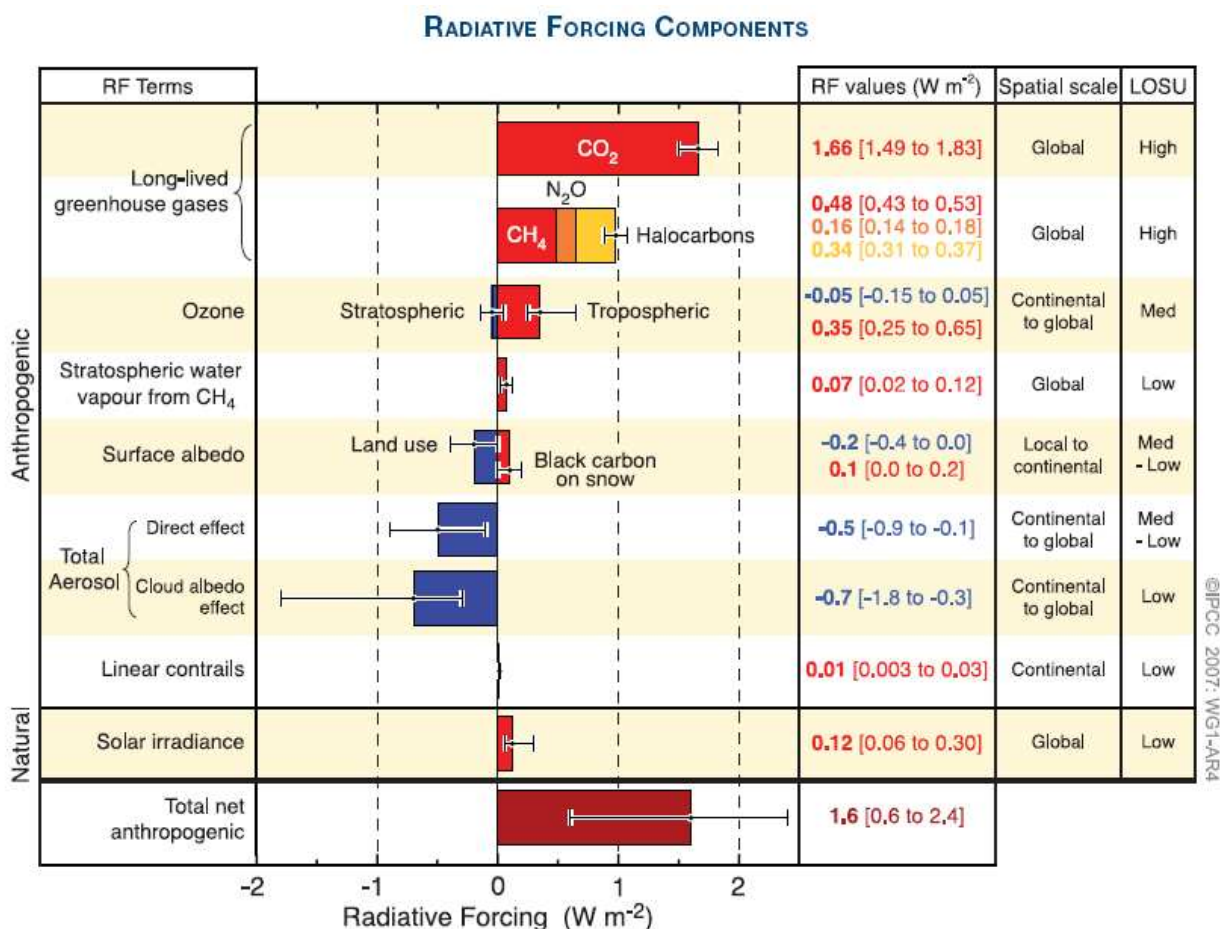


Figure SPM.2. Global average radiative forcing (RF) estimates and ranges in 2005 for anthropogenic carbon dioxide (CO₂), methane (CH₄), nitrous oxide (N₂O) and other important agents and mechanisms, together with the typical geographical extent (spatial scale) of the forcing and the assessed level of scientific understanding (LOSU). The net anthropogenic radiative forcing and its range are also shown. These require summing asymmetric uncertainty estimates from the component terms, and cannot be obtained by simple addition. Additional forcing factors not included here are considered to have a very low LOSU. Volcanic aerosols contribute an additional natural forcing but are not included in this figure due to their episodic nature. The range for linear contrails does not include other possible effects of aviation on cloudiness. {2.9, Figure 2.20}

Rys. 12.11 Wymuszenie radiacyjne na podstawie raportu IPCC, 2007

13. Własności optyczne aerozoli atmosferycznych

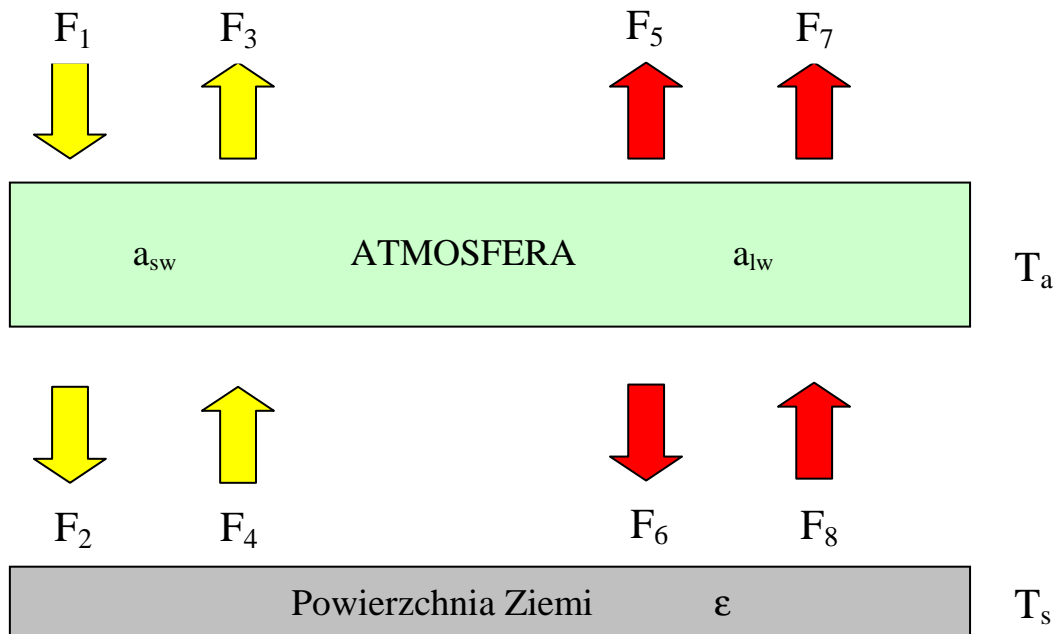
13.1 Model radiacyjny warstwy aerozolu

Rozważmy prosty model atmosfery, w którym atmosfera nie jest przezroczysta ani dla promieniowania długofalowego jak i krótkofalowego. Niech zdolność absorpcyjna atmosfery wynosi a_{sw} dla promieniowania krótkofalowego, oraz a_{lw} dla promieniowania termicznego. Ponadto albedo planetarne wynosi A , zdolność emisyjna powierzchni ziemi ϵ , temperatura atmosfery T_a , zaś powierzchni ziemi T_s . Bilans promieniowania na szczycie atmosfery oraz na powierzchni ziemi można zapisać w następującej postaci

$$N_{TOA} = F_1 - F_3 - F_5 - F_7 = 0$$

$$N_{surf} = F_2 + F_6 - F_4 - F_8 = 0$$

gdzie wartości strumieni F zdefiniowane są na rysunku 12.1.



Rys. 13.1 Radiacyjny model atmosfery

Strumienie te można policzyć ze wzorów

$$F_1 = S,$$

$$F_2 - F_4 = (1 - a_{sw})(1 - A)S,$$

$$F_3 = AS,$$

$$F_5 = a_{lw} \sigma T_a^4,$$

$$F_6 = F_5 = a_{lw} \sigma T_a^4,$$

$$F_7 = (1 - a_{lw})F_8 = \epsilon(1 - a_{lw})\sigma T_s^4,$$

$$F_8 = \epsilon\sigma T_s^4$$

gdzie w przypadku promieniowania długofalowego wykorzystano prawo Kirchhoffa mówiące, że zdolność emisyjna i absorpcyjna są sobie równe. Postawienie tych wartości do równań bilansu prowadzi do równań

$$\begin{aligned} -S + SA + a_{lw} \sigma T_a^4 + (1 - a_{lw}) \sigma T_s^4 &= 0, \\ -(1 - A)(1 - a_{sw})S + \sigma T_s^4 - a_{lw} \sigma T_a^4 &= 0. \end{aligned}$$

Po rozwiązaniu powyższego układu równań dostajemy wzory na temperaturę powierzchni ziemi oraz atmosfery

$$\begin{aligned} T_s &= \sqrt[4]{\frac{S}{\sigma} [1 - A] \left(\frac{2 - a_{sw}}{2 - a_{lw}} \right)} \\ T_a &= \sqrt[4]{\frac{S (1 - A) [a_{lw} + a_{sw} (1 - a_{lw})]}{\sigma (2 - a_{lw}) a_{lw}}}. \end{aligned}$$

Korzystając z definicji temperatury efektywnej

$$T_e = \sqrt[4]{\frac{S(1 - A)}{\sigma}}$$

wzory na temperatury możemy zapisać w postaci

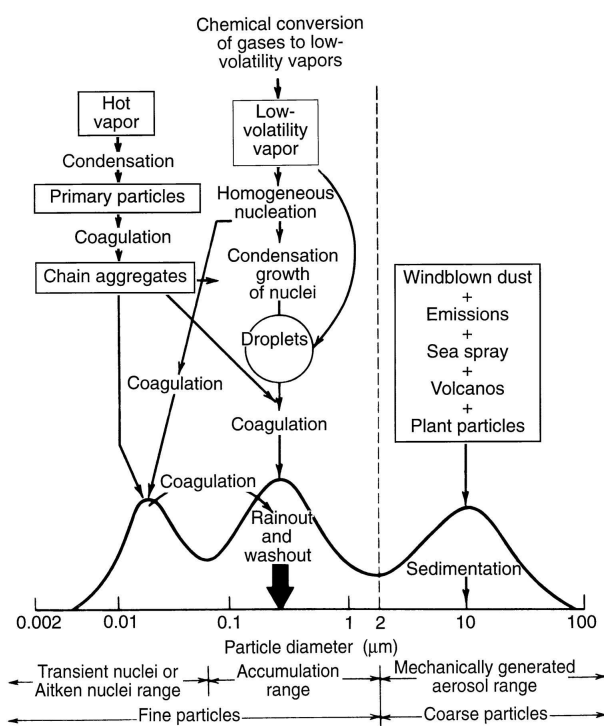
$$\begin{aligned} T_s &= T_e \sqrt[4]{\left(\frac{2 - a_{sw}}{2 - a_{lw}} \right)}, \\ T_a &= T_e \sqrt[4]{\frac{[a_{lw} + a_{sw} (1 - a_{lw})]}{(2 - a_{lw}) a_{lw}}}. \end{aligned}$$

Zauważmy, że temperatura powierzchni ziemi jest wyższa od atmosfery tylko wtedy, gdy $a_{lw} > a_{sw}$. Tylko w tym przypadku w atmosferze istnieje troposfera. W obecnej atmosferze warunek ten jest oczywiście spełniony. Dla przykładu można podać, że gdyby sprężyć całą parę wodną do jednej warstwy, to miałyby ona zdolność absorcyjną dla promieniowania krótkofalowego równą 0.25, zaś zdolność emisyjną dla promieniowania długofalowego 0.9. Podstawiając te wartości otrzymujemy temperaturę powierzchni ziemi równą 286 K, zaś atmosfery 250.7 K.

Rozpatrzmy drugi przypadek tzw. zimy nuklearnej. Jeśliby spalić wszystkie lasy na ziemi oraz budynki powstający smog miałyby w przybliżeniu zdolność absorcyjną równą jedności, zaś zdolność emisyjną w podczerwieni około 0.9. W tym przypadku temperatura powierzchni ziemi wyniosłaby 249 K, zaś atmosfery 255 K. Tak więc atmosfera byłaby stabilna i doszłoby do zaniku troposfery.

13.2 Własności fizyczne aerozoli

Obecnie przejdziemy do opisu optycznych i fizycznych własności aerozoli. W tym celu wymagane jest poznanie podstawowych własności chemicznych aerozoli. Istnieje wiele kryteriów służących do klasyfikacji aerozolu. Jednym z nich jest podział ze względu na sposób powstawania (naturalny oraz antropogeniczny). Do pierwszej kategorii zaliczamy kryształy soli morskiej, drobiny piasku, związki siarki powstałe zarówno w wyniku wybuchów wulkanów, jak również produkowane przez oceany. W ostatnim przypadku w procesach fotosyntezy (chlorofil) powstaje tzn. DMS (dimetylo siarczek), który przedostając się do atmosfery może przerodzić się w aerosol podczas procesów utleniania. Ponadto, aerozole naturalne zawierają związki powstałe w wyniku spalania biomasy, oraz drobne fragmenty roślin. W skład aerozolu antropogenicznego wchodzi siarczany, azotany, różnego rodzaju pyły, oraz sadze powstające w wyniku spalania przemysłowego. Aerozole można podzielić również ze względu na skład chemiczny, na organiczne oraz nieorganiczne, czy na higroskopijne lub niehigroskopijne.



Rys. 13.2 Objętościowy rozkład wielkości cząstek

W rozkładzie wielkości cząstek aerozoli rozróżniamy trzy charakterystyczne mody. Pierwszy z nich obejmuje najmniejsze cząstki (cząstki Aitkena) o rozmiarach mniejszych od 0.01 μm . Cząstki te powstają w wyniku nukleacji homo- lub heterogenicznej z przesyconej pary

gazów chemiczny. Cząstki te ze względu na bardzo małe rozmiary nie mają w zasadzie znaczenia na z punktu widzenia oddziaływania z promieniowaniem słonecznym i ziemskim. Kolejną ważną grupę stanowią aerozole w obszarze akumulacyjnym o rozmiarach od 0.01 do 1 μm . Aerozole te powstają w wyniku tzn. konwersji gazu do cząstek (gas to particle conversion) a następnie rosną zarówno poprzez kondensacje pary, jak i koagulację. Podczas takich procesów powstają np. krople kwasu siarkowego w atmosferze. Ponieważ rozmiary geometryczne tego typu aerozolu są zbliżone do długości promieniowania widzialnego, stąd aerozole te odgrywają decydującą rolę w procesach radiacyjnych w atmosferze.

Z drugiej strony cząstki te są na tyle małe że efektywne ich usuwanie z atmosfery odbywa się poprzez wymywanie kropel deszczowych. Ostatnią grupę stanowi aerozol duży lub gigantyczny. Charakteryzuje się tym, iż wymiary geometryczne cząstek wynoszą kilka mikrometrów i powstają w wyniku procesów mechanicznych (Rys. 13.2). Tak więc, kategoria ta zawiera aerozole naturalne w przeciwieństwie do modu akumulacyjnego gdzie dominują cząstki antropogeniczne.

Widmo wielkości cząstek aerozolu $n(r)$ najczęściej opisuje się przy pomocy log-normalnego rozkładu wielkości w postaci

$$n(r) = \sum_{i=1}^2 \frac{N_i}{r \sqrt{2\pi \ln \sigma_i}} \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{\ln r - \ln r_{\text{mod},i}}{\ln \sigma_i} \right)^2 \right]$$

gdzie N_i jest liczbą cząstek w i -tym modzie, σ_i jest geometrycznym odchyleniem standardowym i -tego modu, zaś $r_{\text{mod},i}$ promieniem modalnym i -tego modu. Ze względu na fakt, że cząstki w obszarze nukleacyjnym są bardzo małe i nie wpływają istotnie na optyczne własności aerozolu, rozkład wielkości jest sumą tylko dwóch rozkładów log-normalnych.

Promień efektywny, który zdefiniowany jest jako

$$r_{\text{eff}} = \frac{\int r^3 n(r) dr}{\int r^2 n(r) dr}$$

związany jest z parametrami rozkładu log-normalnego wzorem

$r_{\text{eff}} = r_{\text{mod}} \exp(2.5 \ln^2 \sigma)$. Łatwo pokazać, że maksimum rozkładu cząstek przypada dla promienia wynoszącego

$$r_{\text{max}} = r_{\text{mod}} \left(\frac{r_{\text{eff}}}{r_{\text{mod}}} \right)^{-2/3}.$$

Liczba cząstek w poszczególnych modach rozkładu zmienia się istotnie i z reguły maleje ze wzrostem ich rozmiarów. Dla przykładu, dla typowego aerozolu kontynentalnego liczba cząstek w modzie akumulacyjnym wynosi 15000 cm^{-3} zaś liczba cząstek gigantycznych jest

tylko około 0.4 cm^{-3} . Przedstawione wartości są tylko orientacyjne i w rzeczywistości zależą silnie od wielu czynników.

Przechodzimy obecnie do opisu optycznych własności cząstek aerozoli. Rozpraszanie na aerozolu opisuje teoretycznie teoria MIE, jednak dotyczy ona tylko pojedynczych, sferycznych oraz jednorodnych cząstek. W wykładzie tym ograniczymy się właśnie tylko do takich cząstek. Na podstawie teorii MIE możemy wyznaczyć efektywny współczynnik na rozpraszanie oraz absorpcję a także zespolone amplitudy rozpraszania oraz współczynnik asymetrii, o ile znamy współczynnik refrakcji danej cząstki oraz jej rozmiar. W przypadku współczynnika refrakcji z pomocą przychodzą pomiary składu chemicznego aerozolu, które pozwalają na jego wyznaczenie. Możemy posłużyć się również dostępnymi bazami danych o współczynnikach refrakcji np. baza OPAC/GADS (www.igf.fuw.edu.pl/meteo/stacja/kody.htm). Jednak w tym przypadku musimy wiedzieć, jaki typ aerozolu występuje w atmosferze. Bazy danych dają nam również informację o parametrach rozkładu wielkości aerozolu jednak są to tylko orientacyjne informacje. Istnieje szereg metod pomiarów rozkładu wielkości cząstek jednak rozdzielczość tego typu pomiarów jest stosunkowo niska.

W następnym kroku musimy uwzględnić, że w określonej objętości znajduje się wiele cząstek i opisać ich efektywne własności optyczne. Na początek założymy, że mamy aerosol o tym składzie chemicznym, a cząstki różnią się tylko promieniem r . Wówczas ekstynkcja takiego zbioru cząstek ma postać

$$\sigma_{\text{ext},i} = \pi \int r^2 Q_{\text{ext},i}(m, kr) n_i(r) dr,$$

gdzie $Q_{\text{ext},i}$ jest efektywnym przekrojem czynnym na ekstynkcję zależnym od współczynnika refrakcji m oraz promienia cząstki r , oraz liczby falowej k ($2\pi/\lambda$). Podobnie współczynnik absorpcji wyraża się wzorem

$$\sigma_{\text{abs},i} = \pi \int r^2 Q_{\text{abs},i}(m, kr) n_i(r) dr.$$

Efektywny współczynnik asymetrii może być wyznaczony ze wzoru

$$g = \frac{\pi \int Q_{\text{sca},i}(m, kr) g r^2 n_i(r) dr}{\pi \int Q_{\text{sca},i}(m, kr) r^2 n_i(r) dr},$$

który ma postać średniej ważonej poprzez efektywny przekrój czynny na rozpraszanie.

Efektywna funkcja fazowa na rozpraszanie ma podobną postać

$$P(\theta) = \frac{\pi \int P_i(\theta) Q_{\text{sca},i} r^2 n_i(r) dr}{\pi \int Q_{\text{sca},i} r^2 n_i(r) dr}.$$

Jeśli jednak w powietrzu znajdują się cząstki o różnych własnościach optycznych, wówczas możemy je traktować jako mieszaninę zewnętrzną lub wewnętrzną. W pierwszym przypadku cząstki nie oddziałują na siebie (nie koagulują), a zatem możemy je traktować niezależnie. Wówczas efektywne współczynniki ekstynkcji, albedo pojedynczego rozpraszania, współczynnik asymetrii oraz funkcja fazowa wyrażają się wzorami

$$\begin{aligned}\sigma_{\text{ext}} &= \sum_i \sigma_{\text{ext},i} N_i, \\ \omega &= \frac{\sum_i \omega_i \sigma_{\text{ext},i} N_i}{\sum_i \sigma_{\text{ext},i} N_i}, \\ g &= \frac{\sum_i \sigma_{\text{ext},i} g_i \omega_i N_i}{\sum_i \sigma_{\text{ext},i} \omega_i N_i}, \\ P(\theta) &= \frac{\sum_i P_i(\theta) \sigma_{\text{ext},i} \omega_i N_i}{\sum_i \sigma_{\text{ext},i} \omega_i N_i}\end{aligned}$$

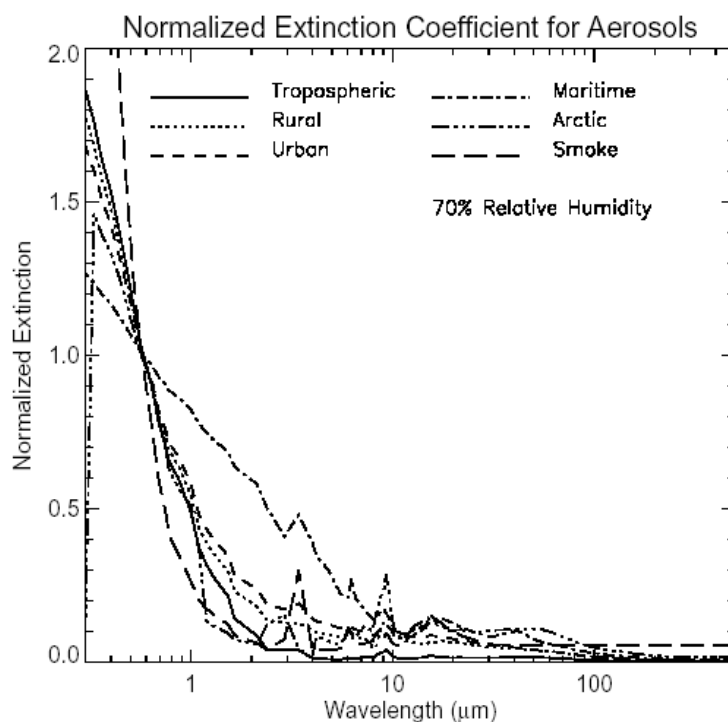
gdzie N_i oznacza liczbę cząstek danego typu. Najlepszym przykładem mieszaniny zewnętrznej są oczywiście cząstki stałe, gdyż często nie łączą się w skomplikowane struktury. W przypadku mieszanin wewnętrznych cząstki mogą się zlewać i wówczas powstające nowe cząstki mają już inny współczynnik refrakcji. Stosując regułę Maxwella-Garnetta (1904) efektywny współczynnik refrakcji takiej mieszaniny wyraża się wzorem.

$$n_{12} = n_1 \sqrt{1 + \frac{1 + 3f \frac{n_2^2 - n_1^2}{n_2^2 + 2n_1^2}}{1 - f \frac{n_2^2 - n_1^2}{n_2^2 + 2n_1^2}}}$$

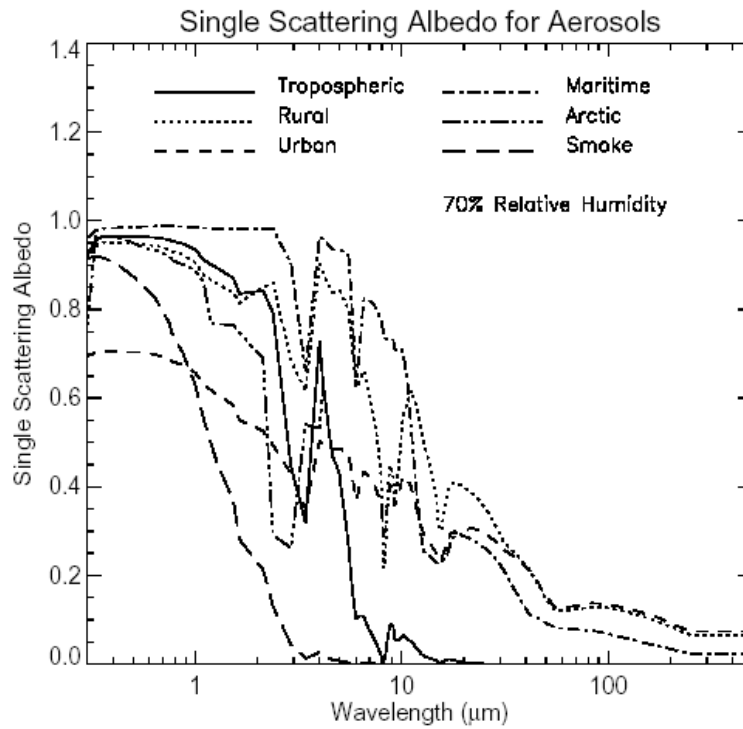
gdzie n_1 , n_2 są współczynnikami refrakcji cząstki pierwszej oraz drugiej, zaś f jest frakcją objętościową drugiej substancji. Tak więc, stosując powyższy wzór obliczamy współczynnik refrakcji mieszaniny, a następnie z teorii MIE współczynniki ekstynkcji absorpcji itd.

Przedstawione powyżej dwa modele mieszaniny aerozoli są jedynie pewnym przybliżeniem, z jakim mamy do czynienia w rzeczywistości. Największe odstępstwa od niej związane są z ich niesferycznością i niejednorodnością. W tym ostatnim przypadku prostym przykładem może być kryształ soli morskiej otoczony błoną skondensowane pary wodnej. Taka frakcja utrzymuje się poniżej pewnej krytycznej wilgotności względnej, powyżej, której kryształ całkowicie rozpuszcza się w wodzie i mamy do czynienia już z jednorodną sferyczną cząstką. Ze względu na optyczne własności aerozoli istotny staje się jego podział na higroskopijny oraz niehigroskopijny. W pierwszym przypadku cząstki mogą zasadniczo

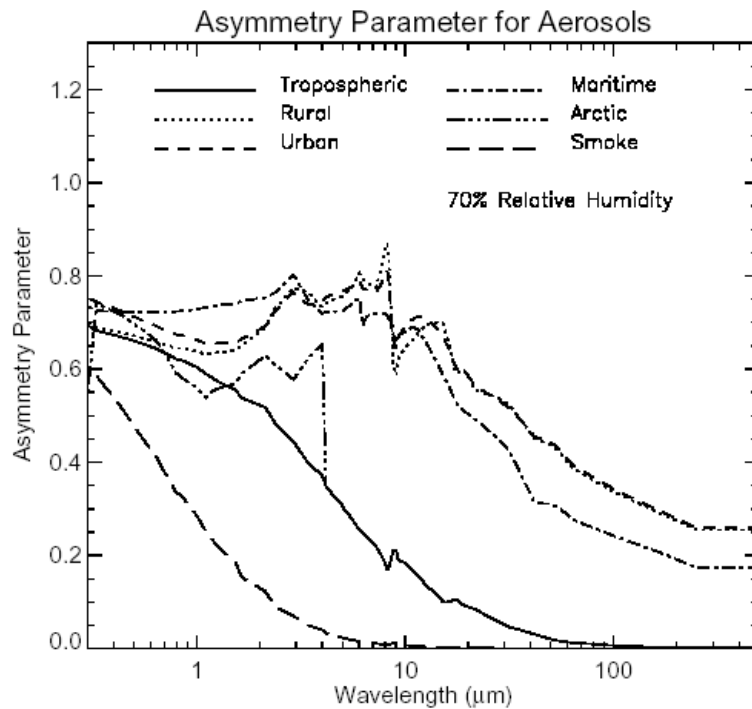
zmieniać swoje właściwości w zależności od wilgotności otaczającego go powietrza. Zaliczamy do nich siarczany, azotany, niektóre cząstki organiczne oraz kryształki soli morskiej. Aerozole tego typu rosą wraz ze wzrostem wilgotności względnej wskutek kondensacji pary wodnej na ich powierzchni. Proces ten odbywa się już przy znacznie mniejszej wilgotności od 100% ze względu na obniżenie ciśnienia pary nasyconej poprzez



Rys. 13.3 Spektralna zależność znormalizowanej ekstynkcji (do wartości dla $\lambda = 0.55\mu\text{m}$) dla różnych typów aerozolu, Streamer



Rys. 13.4 Spektralna zależność albeda pojedynczego rozpraszania dla różnych typów aerozolu, Streamer



Rys. 13.5 Spektralna zależność parametru asymetrii dla różnych typów aerozolu (na podstawie kodu Streamer)

zawarte w nich związki chemiczne (prawo Raoult). Promień kropli można zapisać w postaci $r = \alpha r_0^\beta$, gdzie α β są parametrami zależnymi od wilgotności względnej, zaś r_0 jest promieniem cząstki dla zerowej wilgotności powietrza. Dla przykładu można podać, że typowa cząstka soli morskiej jest około 5 razy większa (promień) przy wilgotności 99% w porównaniu z cząstką suchą. Wzrost rozmiarów cząstki związany jest ze zmianą jej funkcji fazowej na rozpraszanie, która staje się bardziej anizotropowa (rośnie parametr asymetrii). W obszarze widzialnym (gdzie absorpcja promieniowania przez parę wodną jest zaniedbywana) podczas wzrostu wilgotności, ilość substancji chemicznych cząstki pochłaniającej promieniowanie jest stała. Tak więc, współczynnik absorpcji nie zależy od wilgotności względnej powietrza. Współczynnik ekstynkcji ze względu na rozpraszanie silnie rośnie ze wzrostem wilgotności, tym samym zwiększając grubość optyczną aerozolu. Wynika z tego, iż nawet w przypadku, gdy mamy ten sam typ aerozolu w dolnej troposferze jego ekstynkcja będzie się zmieniać w kierunku pionowym ze względu na wilgotność względną powietrza.

Wykresy 13.3-13.5 przedstawiają spektralne zależności parametrów optycznych dla określonych typowych typów aerozoli. Jedynie ekstynkcja wykazuje prawie monotoniczną zależność. Wynika to z faktu, iż wraz ze wzrostem długością fali maleje parametr wielkości ($2\pi/\lambda$), a więc również efektywny przekrój czynny na ekstynkcję. Zauważmy jednak, że zmniejszanie się ekstynkcji z długością fali zależy od wielkości cząstek i tak dla aerozolu gigantycznego przebieg jest najbardziej płaski. Wartość albedo pojedynczego rozpraszania dla większości typów aerozolu wykazuje słabą zależność od długości fali dla obszaru widzialnego i bliskiej podczerwieni. Dopiero w dalekiej podczerwieni aerozole zaczynają bardzo silnie absorbować promieniowanie. Parametr asymetrii, który związany jest z rozmiarami geometrycznymi cząstek również maleje z długością fali, gdyż dla dłuższych fal cząstki rozpraszają w reżimie Rayleighowskim, gdzie parametr asymetrii wynosi zero.

14. Prosty model klimatu

W niniejszym rozdziale omawiane będą proste modele klimatu. Są one odpowiednikami zaawansowanych modeli klimatu (GCM – Global Climate Model), których używa się do szacowania zmian klimatycznych związanych zarówno z procesami naturalnymi jak i antropogenicznymi. Wątpliwość może budzić fakt, iż obecnie nie potrafimy przewidzieć pogody na dłużej niż kilka (maksymalnie kilkanaście dni) więc jak możemy przewidzieć zmiany klimatu za kilkadziesiąt lat? Pomimo, że modele klimatu GCM są zbliżone do modeli prognoz pogody to jednak różnią się od nich zasadniczo. W przypadku modeli klimatu nie interesuje nas konkretna realizacja procesu losowego za jaki możemy uważać prognozę pogody a jedynie własności statystyczne całego zbioru prognoz. W modelach klimatu badamy dochodzenie układu do nowego stanu równowagi związanego z różnego rodzaju zaburzeniami. Standardowym przykładem tu jest przypadek podwojenia koncentracji CO₂ i wyznaczenie temperatury do której dążyć będzie system klimatyczny.

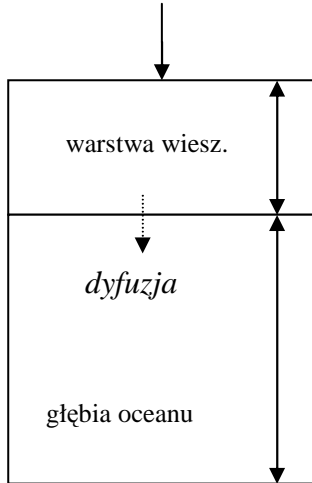
Modele klimatu są bardzo skomplikowanymi układami fizyczno-matematycznymi, których tu nie będziemy opisać. W związku z tym posłużymy się prostym modelem klimatu aby przeprowadzić symulację zmian klimatycznych w ostatnich 150 latach. Model taki może ukazać nam jedynie pewne aspekty modelowania zmian klimatu niż rozwiązać konkretny problem naukowy. W celu wyznaczenia ewolucji temperatury średniej temperatury powierzchni ziemi prosty model klimatu musi opisywać główne procesy

14.1 Opis prostego modelu klimatu

W prostym modelu klimatu zakładamy, że powierzchnia Ziemi stanowi tylko ocean, który podzielony jest na dwie warstwy. Górna warstwa zwana warstwą graniczną (warstwa mieszania) stykać się bezpośrednio z atmosferą. Dokładnie warstwa mieszania w modelu zawiera również troposferę zatem zmiany temperatury tej warstwy określone są przez wymuszenie radiacyjne na wysokości tropopauzy. Ponadto w oceanie magazynowana jest praktycznie cała energia systemu klimatycznego. Warstwa mieszania ma grubość 100 metrów, zaś niższa warstwa oceanu ma grubość 1km. Wymiana energii pomiędzy tymi warstwami następuje na skutek dyfuzji ciepła (termodyfuzja). Zmiennymi modelu są: zmiana temperatury w warstwie mieszania ΔT_m oraz w głębi oceanicznej ΔT_d . Obie wielkości w chwili początkowej mają wartość zero, gdyż model znajduje się w stanie równowagi. Rozważmy pierwszą warstwę mieszania i zignorujmy na moment dyfuzję ciepła z niższej warstwy oceanu. Wówczas zmiana temperatury w tej warstwie związana jest z wymuszeniem

radiacyjnym ΔF , pojemnością cieplną warstwy C_m oraz sprzężeniem zwrotnym występującym w układzie.

Wymuszanie rad.



$$C_m \frac{d\Delta T_m}{dt} = \Delta F(t) - \frac{\Delta T_m}{\lambda} \quad (1)$$

W przypadku stacjonarnym (po osiągnięciu stanu równowagi) zmiana temperatury związana jest z wymuszeniem radiacyjnym poprzez parametr wrażliwości klimatu λ , $\Delta T_m = \lambda \Delta F$. Przepisując równanie (1) otrzymujemy:

$$C_m \frac{d\Delta T_m}{dt} + \lambda \Delta T_m = \Delta F(t) \quad (2)$$

Rozwiązanie tego równania wymaga użycia czynnika całkującego $\exp(t/\lambda C_m)$. Mnożąc obustronnie równanie otrzymujemy

$$C_m e^{t/\lambda C_m} \frac{d\Delta T_m}{dt} + \lambda \Delta T_m e^{t/\lambda C_m} = \Delta F(t) e^{t/\lambda C_m} \quad (3)$$

$$C_m \frac{d}{dt} (\Delta T_m e^{t/\lambda C_m}) = \Delta F(t) e^{t/\lambda C_m} \quad (4)$$

Całkując od czasu $t=0$ do $t=t$ dostajemy:

$$[\Delta T_m(t) e^{t/\lambda C_m}]_0^t = \int_0^t \frac{\Delta F(t')}{C_m} e^{t'/\lambda C_m} dt' + c \quad (5)$$

$$\Delta T_m(t) = \int_0^t \frac{\Delta F(t')}{C_m} e^{(t-t')/\lambda C_m} dt' \quad (6)$$

Równanie to opisuje tak zwaną odpowiedź liniową modelu na zaburzenie. Wyznaczenie zmian temperatury wymaga znajomości ewolucji czasowej wymuszenia radiacyjnego. Tak więc odpowiedź układu w chwili t jest sumą odpowiedzi we wcześniejszych chwilach czasu a czynnik wykładniczy występujący w równania jest dobrze znaną funkcją Green'a.

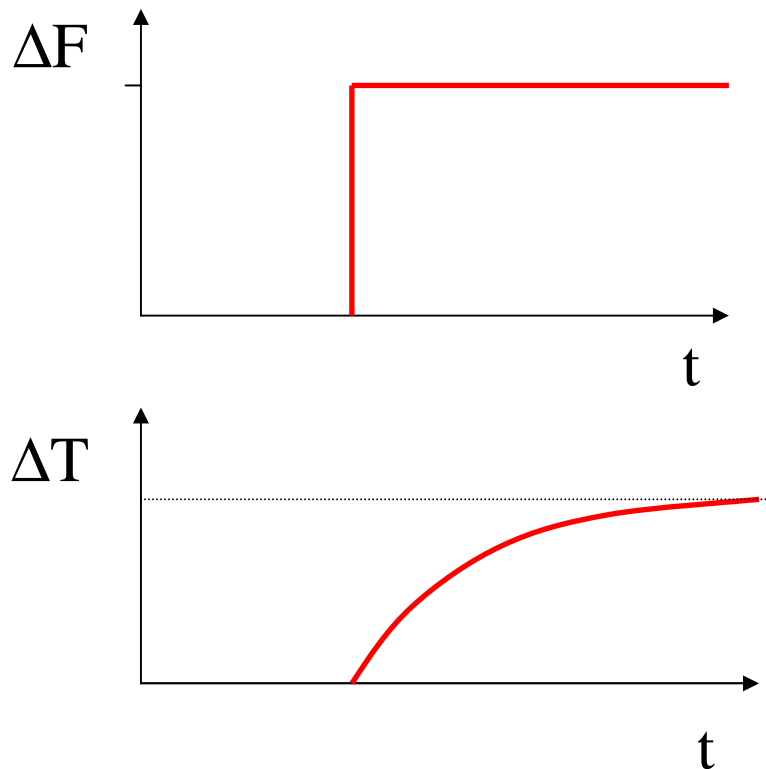
Przykład 1: Stałe wymuszenie radiacyjne:

W przypadku stałego wymuszenia radiacyjnego znamy rozwiązanie, gdyż układ dla $t \rightarrow \infty$, osiąga stan równowagi opisywany równaniem

$$\Delta T_m = \lambda \Delta F \quad (7)$$

Rozwiązanie równania (6) pozwala nam przeanalizować jak układ klimatyczny dochodzi do tego stanu.

$$\begin{aligned}\Delta T_m(t) &= \frac{\Delta F}{C_m} e^{-t/\lambda C_m} \int_0^t e^{t'/\lambda C_m} dt' \\ &= \lambda \Delta F e^{-t/\lambda C_m} [e^{t'/\lambda C_m}]_0^t \\ &= \lambda \Delta F [1 - e^{-t/\lambda C_m}]\end{aligned}\quad (8)$$



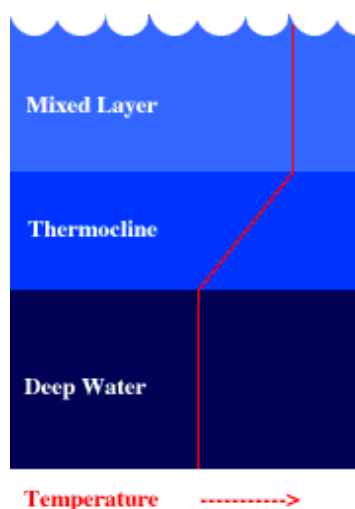
Rys. 14.1 Wymuszanie radiacyjne i odpowiedź systemu klimatycznego

Najważniejszym wynikiem przedstawionych rachunków jest stała czasowa układu klimatycznego która wynosi $\tau = \lambda C_m$. Aby wyznaczyć tę kluczową wielkość dla zmian klimatycznych musimy znać zarówno współczynnik wrażliwości klimatu jak i pojemność cieplna układu. W przypadku pierwszej wielkości znamy zakres zmian tego parametru to w przypadku pojemności cieplnej sytuacja wygląda bardziej skomplikowana.

Pojemność cieplna układu klimatycznego C_m [$J K^{-1} m^{-2}$] dana jest wzorem $C_m = C_p \rho d$

gdzie, C_p jest ciepłem właściwym [$J kg^{-1} K^{-1}$], ρ gęstością [kg/m^3], zaś d głębokością oceanu. W przypadku lądu wielkość d jest znacznie mniejsza niż w przypadku oceanu co jest związane z niskim przewodnictwem cieplnym gruntu. Zmiany temperatury w gruncie

widoczne są jedynie w warstwie kilku (maksymalnie kilkunastu metrów). W przypadku oceanu przyjmuje się często głębokość 100 metrów chociaż średnia głębokość oceanu wynosi około 4 km. Zmiany temperatury związane z procesami mieszania wywołane działaniem wiatru oraz konwekcji zmieniają się w zależności od szerokości geograficznej. Warstwa mieszania jest oddzielona warstwą przejściową (termoklina) o bardzo dużej stabilności termodynamicznej od głębszych warstw oceanu. Dlatego transfer energii od powierzchni ziemi w kierunku głębszych warstw (bądź odwrotnie) jest powolny jednak nie może być zaniedbany.



Rys. 14.2 Struktura termiczna oceanu

Jeśli przyjmie, że współczynnik wrażliwości klimatu wynosi $0.6 \text{ K (Wm}^{-2}\text{)}^{-1}$ wówczas w dwóch skrajnych przypadkach otrzymujemy następujące stałe czasowe.

głębokość oceanu (metry)	pojemność cieplna ($\text{J K}^{-1}\text{m}^{-2}$)	stała czasowa (sec.)	stała czasowa (lata)
100	4×10^8	2.4×10^8	7.6
4000	1.6×10^{10}	9.6×10^9	300

Stała czasowa zmienia się więc od skali dekady do setek lat. W rzeczywistości stałą czasową jest kombinacją obu wielkości i tak w przypadku wysokich szerokości geograficznych, gdzie warstwa mieszania jest znacznie głębsza niż w tropikach stałą czasową jest istotnie większa. Poza tym w rzeczywistości mamy obszary lądowe, dla których stałą czasową jest niewielka. Pomimo, znacznego uproszczenia założymy dla dalszych obliczeń, że skala czasowa wynosi 10 lat.

Przykład II: Wymuszanie radiacyjne związane z cyklem słonecznym.

Skala czasowa cyklu 11 letniego jest zbliżona do skali czasowej zmian klimatycznych tak więc można postawić pytanie jak system klimatyczny odpowiada na te zaburzenia?

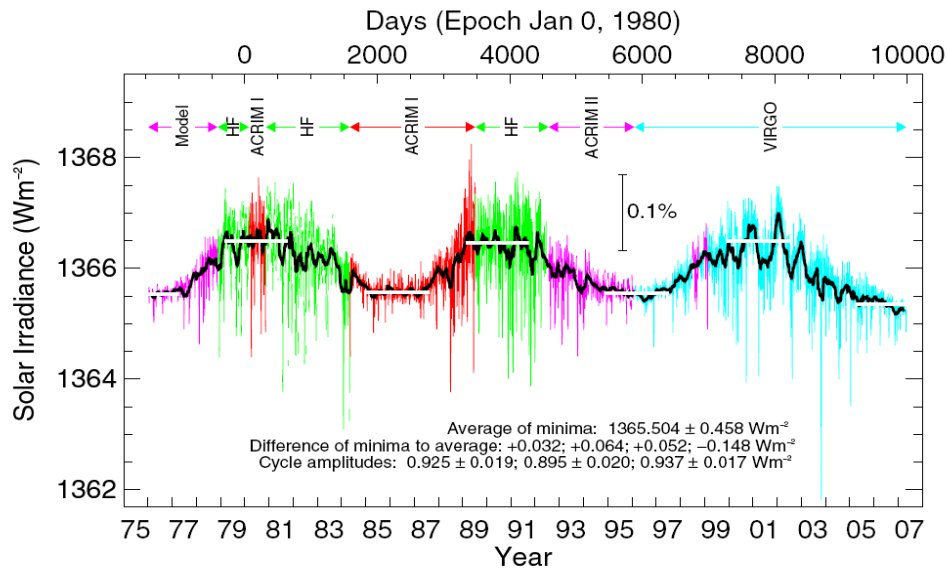
Założmy, że wymuszenie radiacyjne związane z aktywnością słońca $\Delta F(t')$ można opisać funkcją harmoniczną $A \sin(2\pi t'/\tau_s)$ gdzie τ_s wynosi 11 lat. Podstawiając do równania (6) otrzymujemy

$$\Delta T_m(t) = \frac{A}{C_m \left(\left(\frac{1}{\tau} \right)^2 + \left(\frac{2\pi}{\tau_s} \right)^2 \right)} \left(\left(\frac{1}{\tau} \right) \sin\left(\frac{2\pi}{\tau_s} t \right) - \left(\frac{2\pi}{\tau_s} \right) \cos\left(\frac{2\pi}{\tau_s} t \right) - \frac{2\pi}{\tau_s} e^{-t/\tau} \right)$$

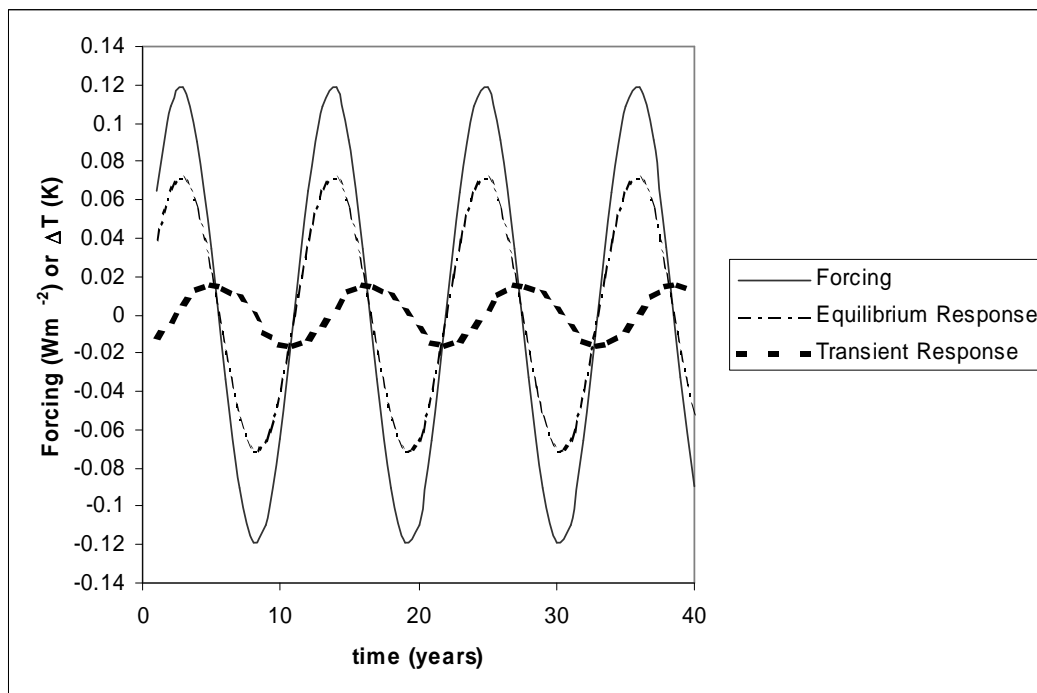
Zignorujemy w końcowym wyniku warunki początkowe (czynnik ten wynosi zero).

Amplituda A wymuszenie radiacyjne wynosi około 0.12 Wm^{-2} (nie jest to różnica pomiędzy maksymalną a minimalną wartością stałej słonecznej). Zakładając współczynnik wrażliwości klimatu $\lambda = 0.6 \text{ K(Wm}^{-2}\text{)}^{-1}$ oraz stałą czasową $\tau = 2.4 \times 10^8 \text{ s}$ wyznaczamy zmienność temperatury. Dodatkowo wyznaczmy zmiany temperatury układu klimatycznego w stanie równowagi z równania $\Delta T_m = \lambda \Delta F$.

Zauważmy, że wyznaczone z naszego prostego modelu zmiany temperatury są znacznie mniejsze (około 20%) niż zmiany związane ze stanem równowagi. Wynika to z faktu, iż wymuszenie radiacyjne zmienia się za szybko aby system klimatyczny mógł podążać za nim. Stąd wynika przesunięcie w fazie pomiędzy wymuszeniem a odpowiedzią systemu klimatycznego. Tak, więc wpływ 11 cyklu słonecznego jest prawdopodobnie znacznie mniejszy niż wynika to z wartości wymuszenia radiacyjnego.



Rys. 14.3 Zmienność czasowe stałej słonecznej.



Rys. 14.4 Wymuszanie radiacyjne związane z aktywnością słońca oraz zmiany temperatury wynikające z prostego modelu klimatu (*transient response*) i równowagi (*equilibrium response*). *Transient response* oznacza odpowiedź układu związana z przejściem od jednego stanu ustalonego do drugiego. *Equilibrium response* oznacza zaś odpowiedź układu na zaburzenie przy założeniu, że układ dochodzi do nowego stanu natychmiastowo.

Przykład III: Wymuszenie radiacyjne związane z wybuchem wulkanu (wymuszenie w postaci impulsu)

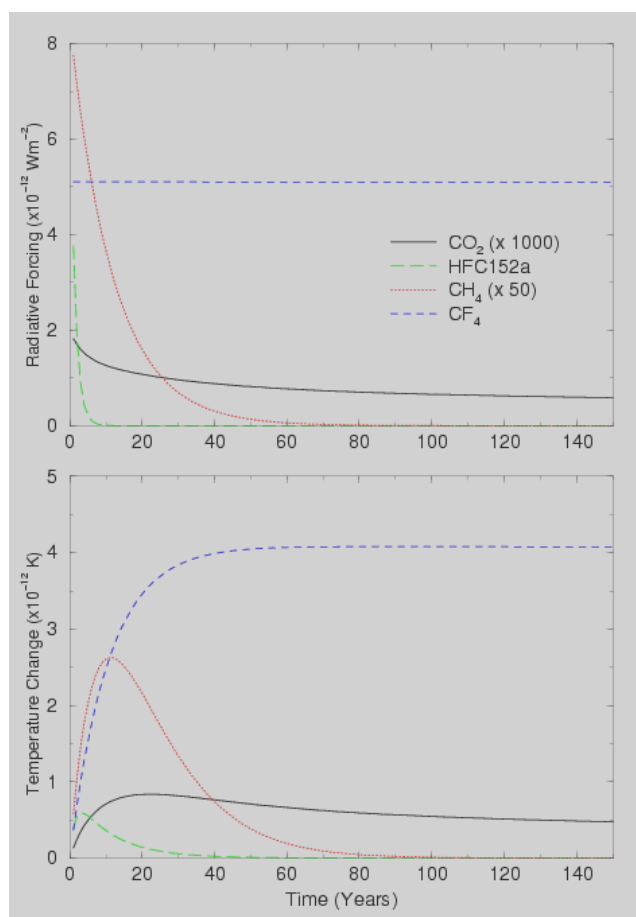
Rozważmy odpowiedź układu na zaburzenie, którego stała czasowa jest znacznie mniejsza niż układu klimatycznego. Załóżmy, że wymuszenie radiacyjne ma postać:

$$\Delta F(t) = A_x \exp(-t/\alpha_x)$$

gdzie A_x jest wymuszeniem radiacyjnym w chwili początkowej $t=0$ (ma wartość ujemną w przypadku wybuchu wulkanu), zaś α_x jest czasem życia pewnego gazu lub aerozolu w atmosferze. Rozwiązanie wyjściowego równania, opisującego zmiany temperatury, ma w tym przypadku następującą postać

$$\Delta T_m(t) = \frac{A_x}{C_m(\tau^{-1} - \alpha_x^{-1})} \left(\exp\left(-\frac{t}{\alpha_x}\right) - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \right)$$

dla $\tau \neq \alpha_x$.



Rys. 14.5 Zmiany wymuszenia radiacyjnego (a) oraz temperatury powierzchni ziemi (b) w przypadku kilku gazów cieplarnianych.

Zauważmy, że w przypadku gazów atmosferycznych mających krótki czas życia ich wpływ na klimat szybko zanika z czasem. Jednak w przypadku gazów których czas życia wynosi dziesiątki lat maksymalna zmiana temperatury występuje dopiero po kilkunastu (kilkudziesięciu) latach od momentu emisji tego gazu. Pokazuje to, iż skutki emisji gazów cieplarnianych do atmosfery będą odczuwane przez wiele dziesiątki lat.

14.2 Rozszerzenie prostego modelu klimatu

Przejdziemy obecnie do opisu prostego modelu klimatu w którym warstwa mieszania oceanu wymienia energię za pośrednictwem dyfuzji z warstwą głębszą. Pozwala to w pewien sposób złagodzić założenie, że stała czasowa systemu klimatycznego związana jest tylko z warstwą mieszania. Wprowadzając drugą warstwę oceanu musimy zmodyfikować równanie opisujące zmiany temperatury w warstwie mieszania o człon źródłowy D opisujący transport ciepła do głębszej warstwy

$$C_m \frac{d\Delta T_m}{dt} = \Delta F - \frac{\Delta T_m}{\lambda} - D$$

Tak, więc jedynym źródłem energii w głębszej warstwie oceanu jest transport dyfuzyjny ciepła z warstwy mieszania. Mamy stąd

$$C_d \frac{d\Delta T_d}{dt} = D,$$

gdzie C_d jest pojemnością cieplną głębszej warstwy i jest równa $C_d = \rho C_p d_d$, gdzie d_d jest głębokością tej warstwy oceanu. Strumień energii związany z dyfuzją w $[\text{Wm}^{-2}]$ jest proporcjonalny do gradientu temperatury i wynosi

$$D = \kappa \rho C_p \frac{dT}{dz},$$

gdzie κ jest współczynnikiem dyfuzji i wynosi około $10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$. Można pokazać poprzez zapisanie gradientu temperatury dT/dz w postaci różnic skończonych jako

$(\Delta T_m - \Delta T_d)/0.5(d_m - d_d)$ a następnie scałkowanie równań, że stała czasowa dla głębszej warstwy oceanu wynosi $d_d^2/(2\kappa)$.

Powyższy układ równań różniczkowych modelu klimatu może być jedynie rozwiązany numerycznie. W symulacjach przyjmujemy że współczynnik wrażliwości klimatu λ wynosi $0.67 \text{ K}(\text{Wm}^{-2})^{-1}$. Wartość ta prowadzi do wzrostu temperatury powierzchni ziemi o 2.5 K przy podwojeniu koncentracji CO_2 . Pozostałe parametry przyjmują wartości: $d_m=100 \text{ m}$, $d_d=900 \text{ m}$, $\kappa = 1 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$. Model ten został rozwinięty na Uniwersytecie w Reading w Wielkiej

Brytanii. W symulacjach klimatu wykorzystano przebieg wymuszenia radiacyjnego w latach 1850-1999 (Myhre, 2001) uwzględniający zarówno czynniki naturalne jak i antropogeniczne. Wymuszenie radiacyjne jest zdefiniowane w stosunku do roku 1750. W modelu wyznaczony przebieg temperatury powietrza jest porównywany z średnią wartością temperatury obserwowanej na Ziemi. Minimalizując błąd średni kwadratowy pomiędzy symulowaną a obserwowaną zmianą temperatury pozwala na wyznaczenie parametru λ . Jednak nie dla wszystkich wartości wymuszenia radiacyjnego metoda ta daje realistyczne wartości współczynnika wrażliwości klimatu.

Przykłady symulacji:

Model ten został zaimplementowany w matlabie i umożliwia wykonanie wielu symulacji.

1. Skala czasowa systemu klimatycznego. Jednym z ważniejszych aspektów odpowiedzi systemu klimatycznego związany jest z pojemnością cieplną oceanów. Wynika stąd opóźnienie pomiędzy zmian temperatury w stosunku do wymuszenia radiacyjnego. Przy użyciu modelu możliwe jest badanie tego opóźnienia przez zmianę pojemności ciepłej poszczególnych warstw oceanu.

2. Zmiana wymuszenia radiacyjnego. Możliwe jest “wyłączenie” wymuszenia radiacyjnego związanego z różnymi procesami klimatycznymi np: efekt aerozolowy, efekt pośredni czy tzw. wymuszanie naturalne.

15. Ostatni raport IPCC dotyczący zmian klimatu

Międzyrządowy panel do spraw zmian klimatu (IPCC, Intergovernmental Panel on Climate Change) został powołany w 1988 roku przez Światową Służbę Meteorologiczną (WMO) oraz Program Narodów Zjednoczonych ds. Ochrony Środowiska (UNEP) w celu oszacowania ryzyka zmian klimatu związanych z rozwojem cywilizacyjnym. Głównym zadaniem IPCC jest wydawanie raportów dotyczących zmian klimatu w oparciu o publikacje w czasopiśmie naukowych. IPCC nie jest komórką badającą i prowadzącą monitoring zmian klimatycznych. IPCC wydał jak do tej pory 4 raporty w latach 1990, (suplement w 1992), 1995, 2001, 2007. Ostatni raport wydany w 2007 roku zawiera:

- Working Group I Report (WGI): Climate Change 2007: The Physical Science Basis.
- Working Group II Report (WGII): Climate Change 2007: Impacts, Adaptation and Vulnerability.
- Working Group III Report (WGIII): Climate Change 2007: Mitigation of Climate Change.
- The Synthesis Report (SYR).

Główne wnioski zamieszczone w raporcie to:

- globalne ocieplenie klimatu jest niekwestionowane
- ponad 50% obserwowanych w połowie XX wieku wzrostów temperatury powietrza jest z dużym prawdopodobieństwem (na poziomie ufności 90%) związane ze wzrostem emisji gazów cieplarnianych.
- wzrost temperatury oraz poziomu oceanu będzie w dalszym ciągu postępował nawet gdyby koncentracja gazów cieplarnianych uległa stabilizacji.
- Prawdopodobieństwo, że obserwowane globalne ocieplenie jest wynikiem naturalnych zmian klimatu jest mniejsze niż 5%.
- Wzrost średniej temperatury w XXI wieku będzie w przedziale od 1.1 do 6.4°C.
- Wzrost poziomu oceanu szacowany jest pomiędzy 18 a 59 cm.
- Można stwierdzić (na poziomie ufności 90%), że zwiększy się częstotliwość fal upałów oraz intensywnych opadów deszczu, zaś na poziomie ufności 66%, że występować będą częściej okresy susz, i zwiększy się aktywność cyklonów tropikalnych.
- Emisja dwutlenku węgla mająca miejsce w XX wieku prognozowana w najbliższej przyszłości będzie oddziaływać na klimat w stali większej niż milenium.

Zaprezentowane w raporcie IPCC wyniki analiz budzą jednak w pewnych środowiskach naukowych wiele kontrowersji. Chodzi zarówno w wpływ antropogeniczny na klimat jak i przewidywania ewolucji klimatu w przyszłości.

Jednym z ważniejszych wyników zaprezentowanych w raporcie jest synergiczny diagram wymuszenia radiacyjnego. Obrazuje go wykres 15.1. Wynika z niego, że o ile poziom wiedzy na temat efektu cieplarnianego jest wysoki, to wpływ aerozolu na klimat jest ciągle słabo poznany. Wg raportu wymuszanie radiacyjne gazów cieplarnianych wynosi obecnie ponad 2.5 Wm^{-2} . Zmiany w koncentracji ozonu- zmniejszanie w stratosferze ochładza klimat jednak podwyższanie koncentracji w troposferze ociepla go. Podobnie wpływ aerozoli jest zróżnicowany i tak siarczany zdecydowanie chłodzi klimat podobnie jak aerozol

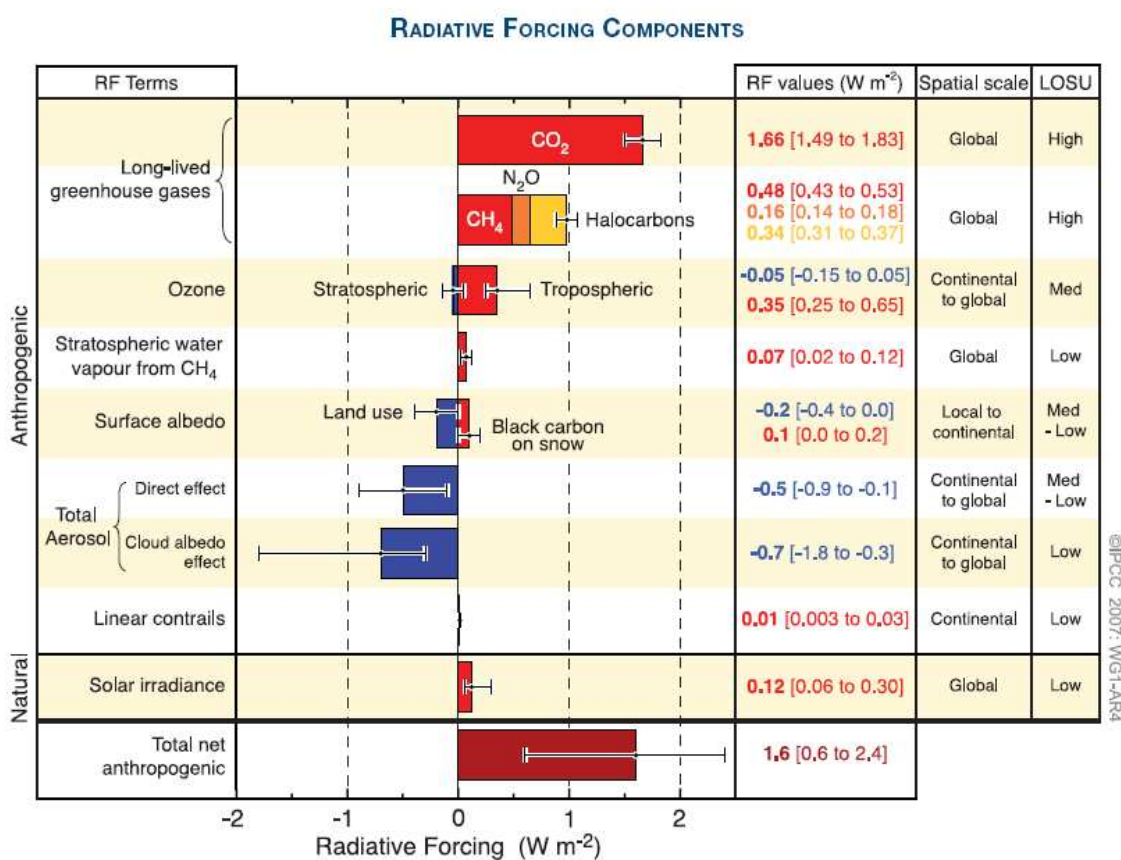


Figure SPM.2. Global average radiative forcing (RF) estimates and ranges in 2005 for anthropogenic carbon dioxide (CO_2), methane (CH_4), nitrous oxide (N_2O) and other important agents and mechanisms, together with the typical geographical extent (spatial scale) of the forcing and the assessed level of scientific understanding (LOSU). The net anthropogenic radiative forcing and its range are also shown. These require summing asymmetric uncertainty estimates from the component terms, and cannot be obtained by simple addition. Additional forcing factors not included here are considered to have a very low LOSU. Volcanic aerosols contribute an additional natural forcing but are not included in this figure due to their episodic nature. The range for linear contrails does not include other possible effects of aviation on cloudiness. {2.9, Figure 2.20}

Rys. 15.1 Globalne wymuszanie radiacyjne (raport IPCC 2007).

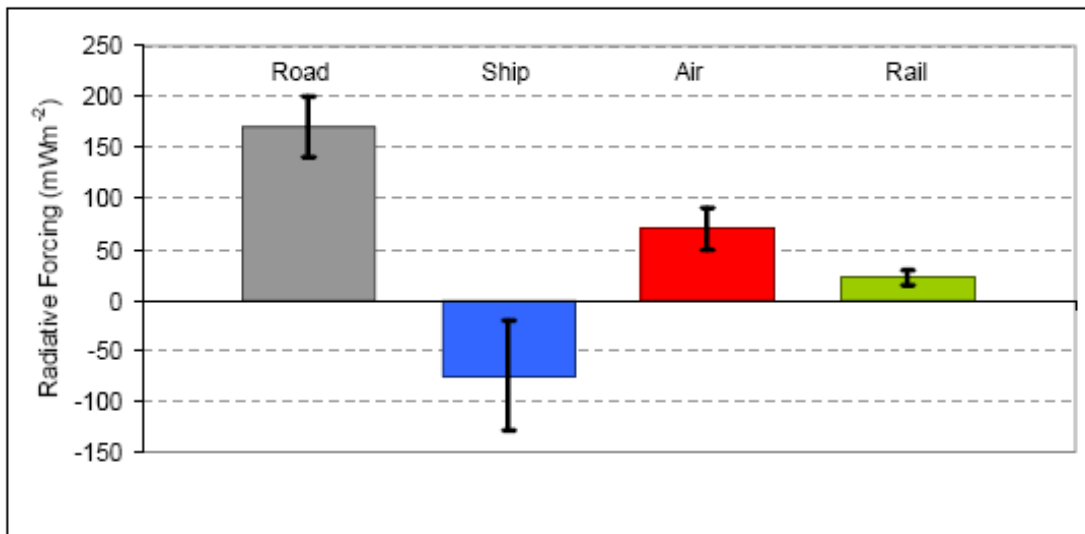
powstające w skutek spalania biomasy. Jednak aerozole powstające w wyniku spalania paliw mogą prowadzić zarówno do dodatniego, jak i ujemnego wymuszenia radiacyjnego.

Niepewność dotycząca efektu pośredniego jest zdecydowanie największa, ale efekt ten

prowadzi tylko to negatywnego wymuszania w przeciwieństwie do chmur kondensacyjnych powstających w wyniku rozwoju komunikacji lotniczej. Obserwowany zaś w ostatnim wieku wzrost aktywności Słońca prowadzi do wymuszenia radiacyjnego jedynie na poziomie 0.1 Wm^{-2} . Tym samym urzucona została hipoteza o możliwości wpływu Słońca na obserwowany trend temperatury. Całkowite wymuszenie radiacyjne wynosi około 1.6 Wm^{-2} jednak duża niepewność prowadzi do oszacowania, że wielkość ta może być w przedziale od 0.6 do 2.4 Wm^{-2} . Największy wkład do błędów wnoszą aerozol oraz ozon dlatego intensywnie badania w tym kierunku muszą być dalej prowadzone.

15.1 Wymuszenie radiacyjne przez system transportu.

System transportu jest obecnie odpowiedzialny za 23% emisji gazów cieplarnianych z czego 74% pochodzi z transportu samochodowego. Wymuszenie radiacyjne spośród wszystkich gałęzi przemysłu jest ujemne jedynie w przypadku żeglugi morskiej (Rys. 15.2). Jest to związane głównie z emisją siarczanów do atmosfery. Gazy te dostając się do atmosfery tworzą aerozol który wpływa na system klimatu w sposób bezpośredni i pośredni. Stąd też największa niepewność w oszacowaniu wymuszania radiacyjnego w porównaniu z pozostałymi gałęziami systemu transportu. Najsilniejszy wpływ na klimat ma transport drogowy, którego wymuszania radiacyjne wynosi w skali globu ok. 0.17 W/m^2 . W przypadku transportu lotniczego parametr ten wynosi ok. 0.07 W/m^2 , zaś w przypadku transportu kolejowego zaledwie 0.025 W/m^2 .



Rys. 15.2 Wymuszenie radiacyjne różnych gałęzi transportu

Wpływ transportu lotniczego na system klimatyczny jest złożony ze względu na różne procesy zachodzące w atmosferze przy udziale substancji emitowanych z silników samolotów odrzutowych. Emitują one zarówno gazy cieplarniane jak i NO_x , związki sadzy czy siarczany. NO_x biorą udział w produkcji ozonu ale i degradacji metanu co ma różny wpływ na wymuszanie radiacyjne (Rys. 15.3). Dużą niepewność w oszacowanie ruchu lotniczego na klimat są smugi kondensacyjne oraz chmury zmodyfikowane chmury cirrus. W obu przypadkach wymuszanie jest dodatnie jednak jego wartość mimo, że stosunkowo niewielka to jednak obarczona jest sporym błędem.

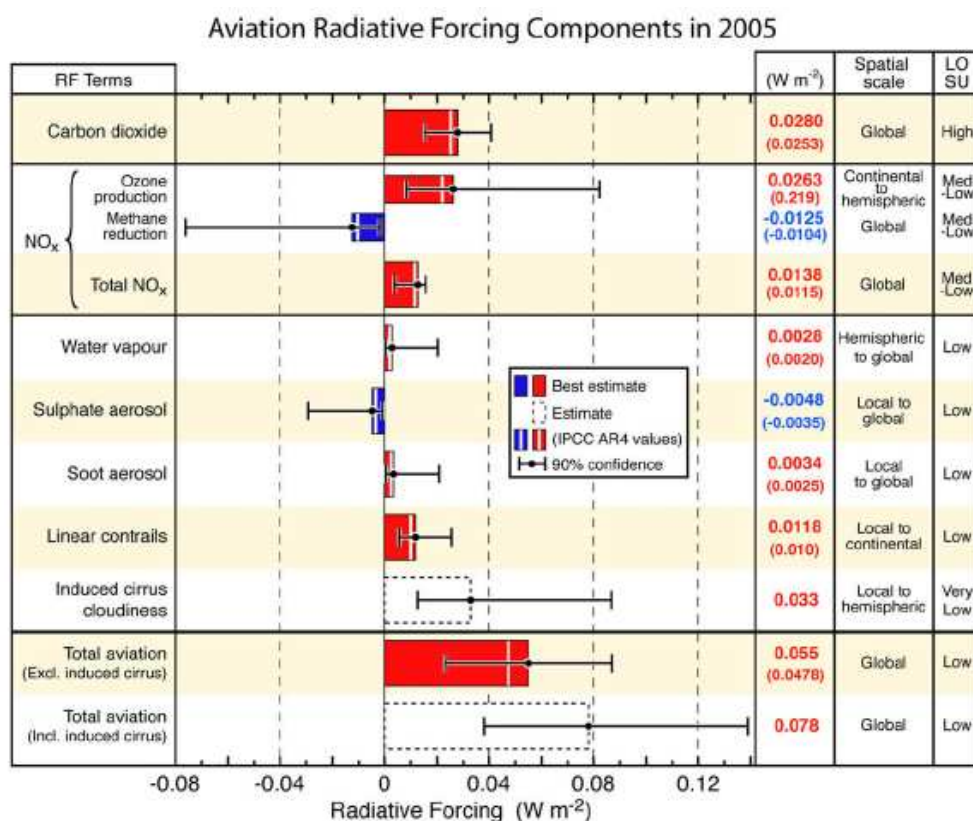


Fig. 4. Radiative forcing components from global aviation as evaluated from preindustrial times until 2005. Bars represent updated best estimates or an estimate in the case of aviation-induced cloudiness (AIC) as listed in Table 2. IPCC AR4 values are indicated by the white lines in the bars as reported by Forster et al. (2007a). The induced cloudiness (AIC) estimate includes linear contrails. Numerical values are given on the right for both IPCC AR4 (in parentheses) and updated values. Error bars represent the 90% likelihood range for each estimate (see text and Tables 2 and 3). The median value of total radiative forcing from aviation is shown with and without AIC. The median values and uncertainties for the total NO_x RF and the two total aviation RFs are calculated using a Monte Carlo simulation (see text). The Total NO_x RF is the combination of the CH_4 and O_3 RF terms, which are also shown here. The AR4 value noted for the Total NO_x term is the sum of the AR4 CH_4 and O_3 best estimates. Note that the confidence interval for Total NO_x is due to the assumption that the RFs from O_3 and CH_4 are 100% correlated; however, in reality, the correlation is likely to be less than 100% but to an unknown degree (see text). The geographic spatial scale of the radiative forcing from each component and the level of scientific understanding (LOSU) are also shown on the right.

Rys. 15.3 Wymuszanie radiacyjne przez transport lotniczy (raport IPCC 2007).

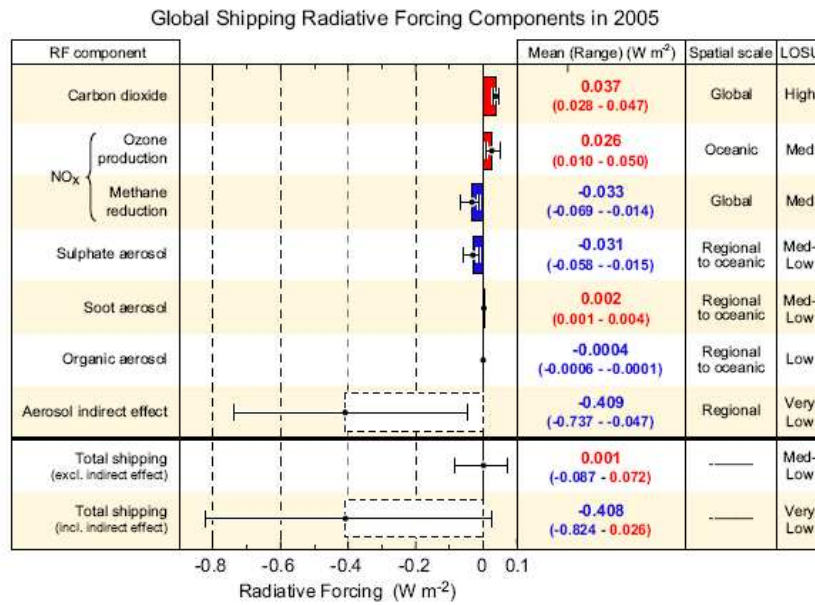
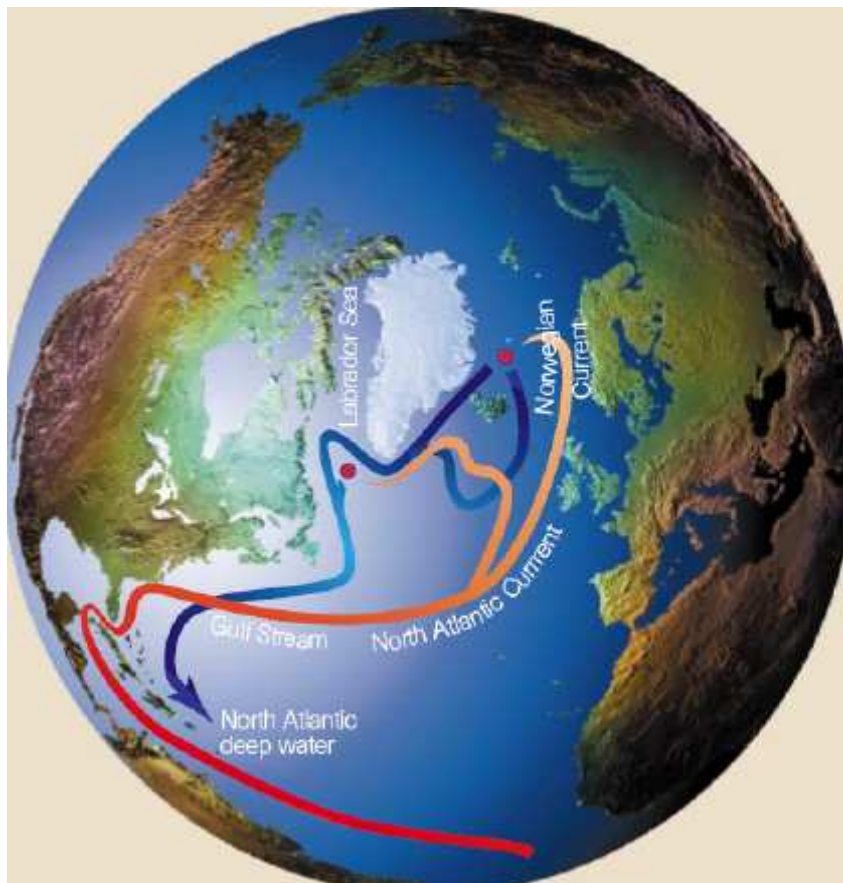
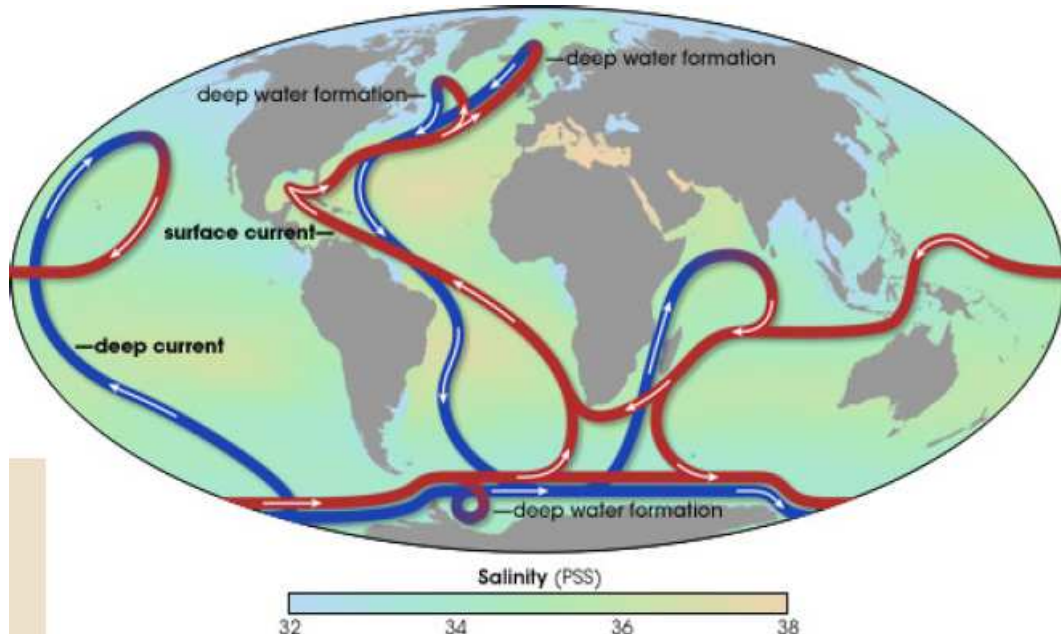


Fig. 14. Global average annual mean radiative forcing (RF) and literature ranges due to emissions from oceangoing shipping in $W m^{-2}$ for 2000 (upper panel) and for 2005 (lower panel). The boxes show the mean of the lower and upper estimate reported in the literature and the whiskers show the range of literature values given by the highest and lowest estimate (see Table 7). The typical geographical extent (spatial scale) of the RF and the level of scientific understanding (LOSU) is given in addition. The RF contributions with very low LOSU are displayed in dashed lines. The figure does not include the positive RF that could possibly occur from the interaction of BC with snow which has so far not been investigated for ships.

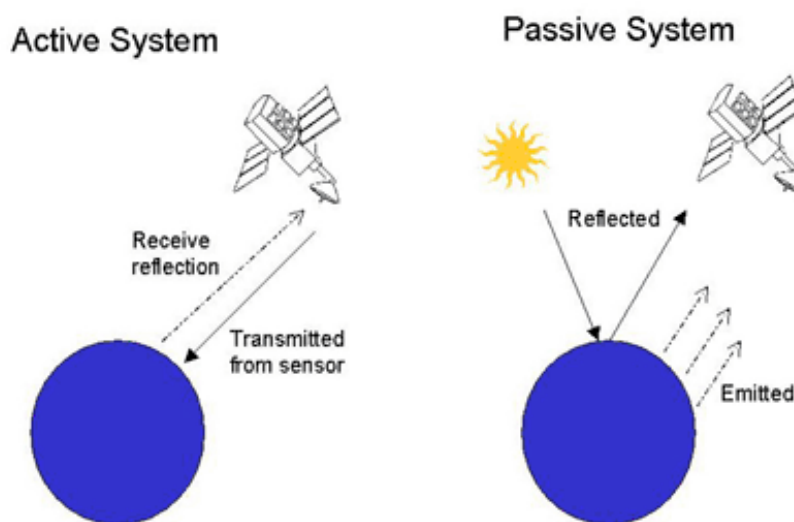
Wymuszanie radiacyjne przez transport morski (raport IPCC 2007).

16. Wpływ zmian cyrkulacji oceanicznej na klimat



17. Wstęp do teledetekcji

Terminem teledetekcja (ang. *remote sensing*) określa się rodzaj badań wykonywanych z pewnej odległości przy wykorzystaniu czujników rejestrujących promieniowanie elektromagnetyczne lub fale akustyczne. Obserwacje tego typu zwane są również pomiarami zdalnymi. Prowadzone są przy wykorzystaniu samolotów, satelitów lub prowadzone są z powierzchni ziemi. Metody teledetekcyjne dzielą się na aktywne i pasywne. W pasywnej teledetekcji wykorzystywane są naturalne źródła promieniowania tj. Słońce, atmosfera, powierzchni ziemi. Detektory odbierają w tym przypadku promieniowanie zaburzone przez ośrodek, który podlega badaniu. W aktywnej teledetekcji sygnał jest wysłany z instrumentu pomiarowego, a po oddziaływaniu z materią powraca do tego samego lub innego przyrządu. W tym przypadku naturalne źródła promieniowania są niepożądane i prowadzą do redukcji stosunku sygnału do szumu. Przykładami aktywnej teledetekcji jest radar, w którym wysyłane są mikrofalę, lidar w tym przypadku wysyłane jest światło, czy sodar lub sonar – wtedy wysyłane są fale akustyczne.



Rys. 17.1 Teledetekcja aktywna i pasywna

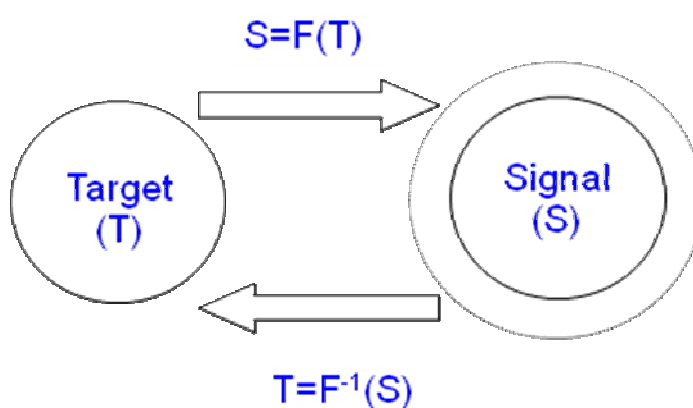
Zaletą pomiarów teledetekcyjnych jest duży zasięg prowadzonych obserwacji w porównaniu do lokalnych pomiarów in-situ. Interpretacja sygnałów pochodzących z pomiarów zdalnych jest jednak znacznie bardziej skomplikowana i wymaga w ogólności stosowania metod odwrotnych. Metody te wymagają użycia teorii transferu promieniowania elektromagnetycznego w atmosferze, oceanie, a w szczególności teorii rozpraszania oraz absorpcji. Z całego widma promieniowania analizowane są takie przedziały spektralne, w których promieniowanie elektromagnetyczne oddziałuje z materią (molekuły powietrza,

aerozol, chmury, powierzchnia ziemi). W ogólności sygnał S odbierany przez detektor może być zapisany w postaci

$$S = F(T)$$

gdzie, T opisuje badany obiekt, F reprezentuje zaś pewną funkcję. Powyższy wzór opisuje tzw. problem bezpośredni. Funkcja ta ma na ogół skomplikowaną nieliniową postać zdefiniowaną jest przez transfer promieniowania w ośrodku. Funkcja odwrotna F^{-1} opisuje badany obiekt, ze względu na relację

$$T = F^{-1}(S).$$



Rys. 17.2 Problem bezpośredni i odwrotny

W większości przypadków, z jakimi mamy do czynienia w atmosferze funkcji odwrotnej F^{-1} nie możemy wyznaczyć w sposób analityczny lub też funkcja odwrotna nie istnieje. W takim przypadku poszukujemy pewnych parametrów badanego obiektu, które najlepiej odpowiadają zmierzonemu sygnałowi.

Przykładem zagadnienia odwrotnego może być następujące zadanie. Określenie na podstawie śladów pozostawionych na śniegu czy piasku do jakiego zwierzęcia one należą. Z problemem bezpośrednim mamy wtedy do czynienia gdy na podstawie wiedzy o zwierzęciu próbujemy określić kształt pozostawianych przez niego śladów. Jest on w tym przypadku jak i w ogólności istotnie prostszy do rozwiązania. Aczkolwiek zagadnienie odwrotne dla specjalistów w tym temacie nie powinno być trudne. Można jednak pójść dalej i zadać pytanie bardziej szczegółowe np. ile lat miało ów zwierze, ile ważyło itd. Zadanie to jest znacznie trudniejsze do rozwiązania. Niejednokrotnie udzielenie odpowiedzi na pewne pytanie jest w ogólnie niemożliwe np. jaki kolor sierści miało to zwierze? W teledetekcji środowiska sytuacja wydaje się być jeszcze trudniejsza. Wyobraźmy sobie, że pozostawione ślady są zasypywane przez wiatr. Jest to analogia do zaburzenia sygnału nie związanego z badanym

obiektem. Przykładem może być teledetekcja powierzchni ziemi (zawartości składnika wegetacyjnego). Sygnał docierający do satelity jest w tym przypadku zaburzony przez atmosferę. Nie wzięcie tego faktu pod uwagę może znacząco wpłynąć na wynik pomiaru.

Podstawowym problemem, jaki napotykamy w metodach odwrotnych jest brak jednoznacznego rozwiązania. Wynika to z faktu, że problem odwrotny postawiony w technikach teledetekcyjnych jest najczęściej problemem niedookreślonym ze względu na większą liczbę parametrów, które chcemy wyznaczyć w stosunku do liczby niezależnych obserwacji. Przykładowo podczas wyznaczania profilu temperatury zazwyczaj mamy pomiary w kilkunastu czy w kilkudziesięciu kanałach spektralnych, zaś naszą niewiadomą jest w ogólności funkcja ciągła. W tym przypadku temperaturę powietrza wyznacza się tylko dla kilku lub kilkunastu warstw powietrza. W innym przypadku jeśli dana warstwa ośrodka składający się z różnych gazów oraz substancji ciekłych i stałych to ich różne koncentracje składników mieszaniny mogą prowadzić do tych samych własności optycznych w danym kanale spektralnym. Jednak wykorzystanie pomiaru w wielu zakresach spektralnych może znacząco poprawić ten stan rzeczy.

Poza niejednoznacznością pojawia się problem stabilności rozwiązania oraz problem uzyskania tego rozwiązania. Niestabilności rozwiązania mogą pojawiać się np. ze względu na błędy obserwacyjne lub błędne założenia poczynione podczas konstruowania zagadnienia odwrotnego. Praktycznie w każdym przypadku pewne założenia na temat ośrodka w którym propaguje się promieniowanie muszą być poczynione by zredukować liczbę niewiadomych parametrów oraz wybrać jedno rozwiązanie zagadnienia odwrotnego. W konsekwencji wynik jaki uzyskujemy przy użyciu metod odwrotnych zależy w jakimś stopniu od tych założeń.

W wielu metodach teledetekcyjnych problem odwrotny sprowadza się do równania Fredholma pierwszego rodzaju

$$g_i = \int_a^b K_i(x)f(x)dx$$

gdzie funkcja $f(x)$ może opisywać np. profil pionowy temperatury atmosfery, $K(x)$ jest jądrem, zaś g_i wartościami radiancji w „i” kanałach spektralnych. Jeśli uwzględnić niedokładności pomiarowe równania Fredholma sprowadza się ono do równania

$$g_i + \varepsilon_i = \int_a^b K_i(x)f(x)dx$$

gdzie błędy ε_i mogą powodować znaczne zmiany profilu funkcji $f(x)$. Czułość rozwiązania na błędy pomiarowe jest rzeczą bardzo niepożądaną. Można ją jednak minimalizować

poprzez odpowiedni dobór obszaru spektralnego dla którego wykonujemy pomiary promieniowania.

Rozważmy powierzchnie Słońca zakładając, że jest ona ciałem doskonale czarnym o temperaturze T . Dokonujemy pomiaru natężenia promieniowania lub radiancji emitowanego przez Słońce na orbicie około ziemskiej aby uniknąć wpływu atmosfery. Wyznaczenie temperatury powierzchni Słońca (zgodnie ze wzorem Plancka) wymaga pomiaru promieniowania jedynie dla pojedynczej długości fali zgodnie ze wzorem

$$I_{\lambda} = f(\lambda, T) \text{ lub } I = \sigma T^4.$$

Rozważmy przypadek gdy między detektorem a ciałem znajduje się izotermiczna atmosfera o temperaturze T_A oraz grubości optycznej τ wówczas promieniowanie docierające do detektora zależy od trzech zmiennych (nie uwzględniając długości fali). Tak, więc w tym przypadku musimy mierzyć promieniowanie na co najmniej trzech długościach fali aby wyznaczyć wszystkie niewiadome wielkości. Dodatkowo, własności optyczne dla wybranych trzech długości fali muszą być różne aby układ równania nie był zredukowany. W rzeczywistej atmosferze temperatura zmienia się z wysokością więc sytuacja jest znacznie bardziej skomplikowana.

Rozważmy przypadek, gdy mamy tylko dwie obserwowane wartości promieniowanie I_1 oraz I_2 . Dyskretyzując równanie Fredholma mamy:

$$I_1 = B_1 W_{1,1} + B_2 W_{1,2}$$

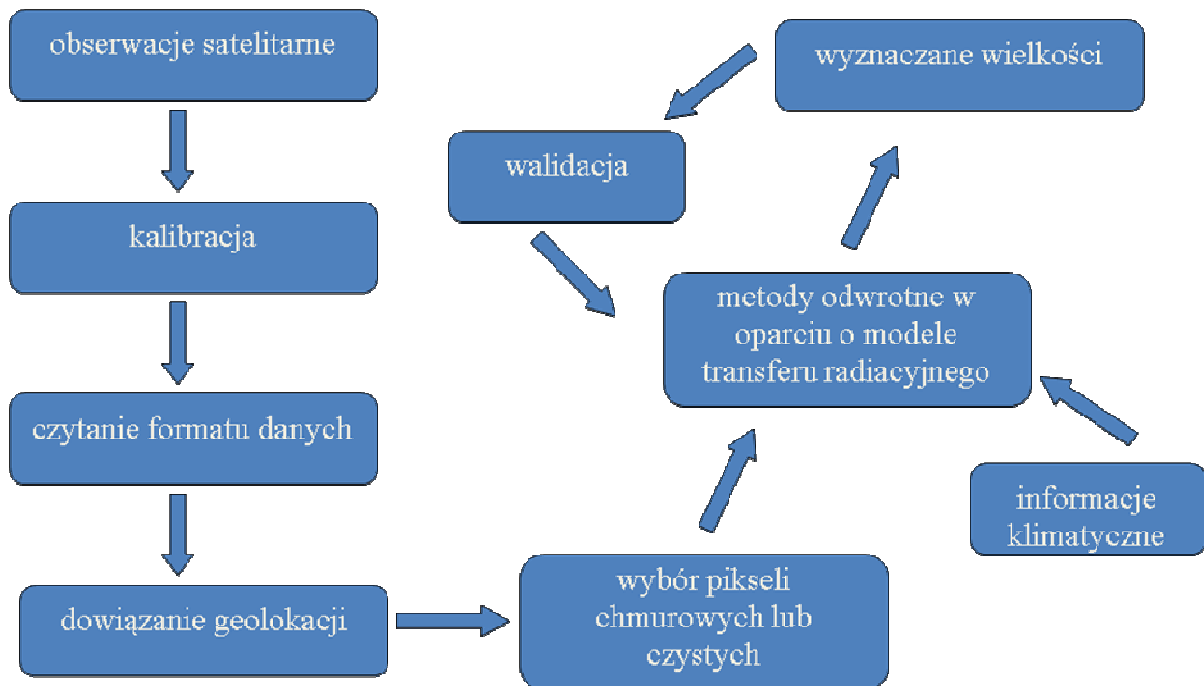
$$I_2 = B_1 W_{2,1} + B_2 W_{2,2}$$

Założmy, że wagi W mają następujące wartości $W_{1,1}=W_{1,2}=1$, $W_{2,1}=2$ oraz $W_{2,2}=2.000001$, zaś wartości promieniowania wynoszą odpowiednio $I_1=2$ oraz $I_2=4.000001$. Rozwiązanie układu równań prowadzi do następujących wyników: $B_1=1$, $B_2=1$. Następnie niech wartości I_2 będzie nieznacznie inna ze względu na niepewności pomiarowe i wynosi $I_2=4$.

Uzyskujemy wówczas rozwiązanie $B_1=2$, $B_2=0$. Problem niestabilności rozwiązania pojawił się ze względu na wartości wag W_{ij} . Wagi $W_{1,1}$ i $W_{1,2}$ oraz $W_{2,1}$ i $W_{2,2}$ są równe sobie co oznacza, że własności optyczne atmosfery w tych 2 kanałach są identyczne. Innymi słowy pomiar dla drugiej długości fali nie zawiera dodatkowej informacji a układ równań 2 równań jest układem zredukowanym do jednego. Aby tego uniknąć należy wybierać takie kanały spektralne gdzie własności badanej warstwy atmosfery różnią się znacząco.

Poza problemami z metodami odwrotnymi znaczące trudności z satelitarnymi metodami zdalnymi związane są z odbiciem zwierciadlanym od powierzchni wody (*sun glint*) a ponadto z faktem, że niektórych wielkości zależą od warunków atmosferycznych oraz położenia Słońca, np. pomiar temperatury powierzchni oceanów w zakresie dalekiej podczerwieni możliwy jest tylko przy braku chmur. Dodatkową kwestie stanowią rodzaje skanowania powierzchni ziemi przez satelity polarne oraz problemy z używaniem satelitów geostacjonarnych w wysokich szerokościach geograficznych.

Ogólnie proces przetwarzania danych pochodzących z obserwacji teledetekcyjnych, w szczególności satelitarnych, pokazany jest na rys. 17.3. Główne etapy ewaluacji danych to kalibracja, czytanie formatu, dowiązanie siatki geograficznej, wybór pikseli chmurowych lub czystych w zależności od zagadnienia, zastosowanie wybranej metody odwrotnej wykorzystującej informacje klimatyczne oraz walidacje metody. Walidacja metod teledetekcyjnych stanowi kluczowy punkt w badaniach teledetekcyjnych gdyż pozwala wprowadzić poprawki do metod i oszacować błędy wyznaczanych parametrów.



Rys.17.3 Etapy przetwarzania danych satelitarnych

17.1.1 Kilka faktów z historii satelitarnych badań atmosfery i oceanów

W 1959 r. rozpoczęto pierwsze badania atmosfery przy użyciu satelitów. Tego roku na orbicie został umieszczony satelita Explorer 7 służący do badania budżetu energetycznego Ziemia-Atmosfera. Rok później na orbicie umieszczono pierwszego satelitę

meteorologicznego (TIROS I), który wykonywał fotografie chmur. W roku 1969 przy użyciu satelity NIMBUS III, zaopatrzonego w dwa spektrometry IRIS działające w dalekiej podczerwieni oraz w przyrząd do pomiaru promieniowania UV, podjęto próbę wyznaczania profili pionowych temperatury powietrza, pary wodnej oraz całkowitej zawartości ozonu w pionowej kolumnie powietrza. W 1972 na satelicie NIMBUS V zastosowano pierwsze detektory mikrofalowe do wyznaczania temperatury atmosfery oraz całkowitej zawartości pary wodnej. W 1974 umieszczono pierwszego satelitę geostacjonarnego SMSI, który służył fotografowaniu chmur nad półkulą północną. Jego następcą była cała seria satelitów GOES. Europejska Agencja Przestrzeni Kosmicznej w 1977 r. umieściła pierwszego europejskiego satelitę geostacjonarnego METEOSAT I, który zapoczątkował serię METEOSATÓW.

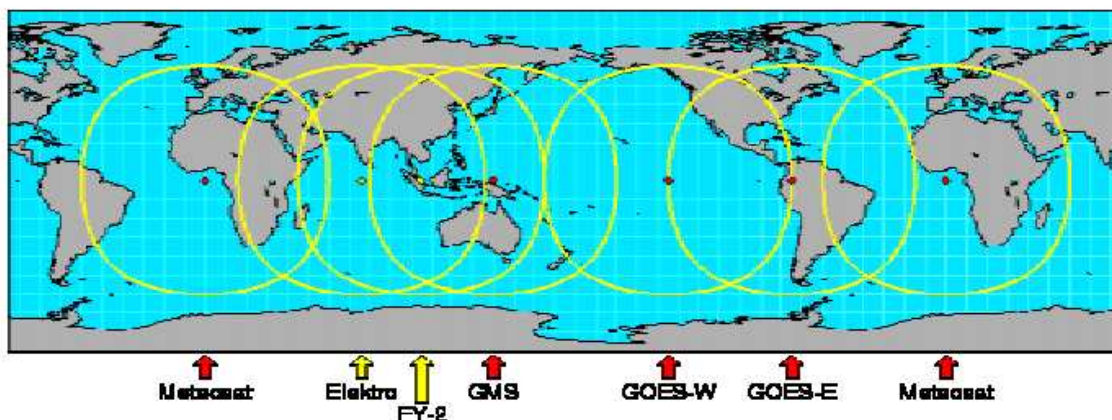
17.1.2 Parametry orbit satelitarnych

Kształt orbity satelitów Ziemi określony jest przez równowagę siły grawitacji i siły odśrodkowej.

$$G \frac{Mm}{r^2} = m \frac{v^2}{r}$$

Prędkość satelity, czas obrotu i prędkość kątowna wyraża się wzorami

$$v = \sqrt{\frac{GM}{r}} \quad T = \frac{2\pi r}{v} \quad \Omega = \frac{2\pi}{T}$$



Rys. 17.4 Położenie i zasięg obserwacji prowadzonych z satelitów geostacjonarnych

W przypadku orbity geostacjonarnej okres obiegu satelity T jest okresem obiegu Ziemi. Stąd wzory na promień orbity mają postać

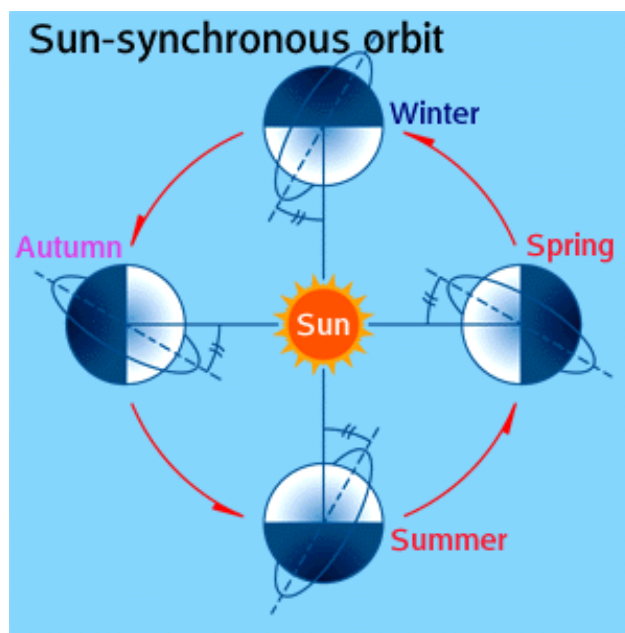
$$r = \sqrt[3]{\frac{GM}{\Omega^2}} = \sqrt[3]{\frac{gR^2}{\Omega^2}}$$

$$r = \frac{GM}{v^2} = \frac{GM}{\left(\frac{2\pi r}{T}\right)^2} = \frac{GM}{\Omega^2 r^2}$$

gdzie $\Omega=7.3 \times 10^{-5}$ 1/s, $g=9.81$ m/s², zaś parametry orbity wynoszą $r=42400$ km, $R=6378$ km, $H=36000$ km,

gdzie H jest wysokością nad powierzchnię ziemi, zaś R jest promieniem Ziemi.

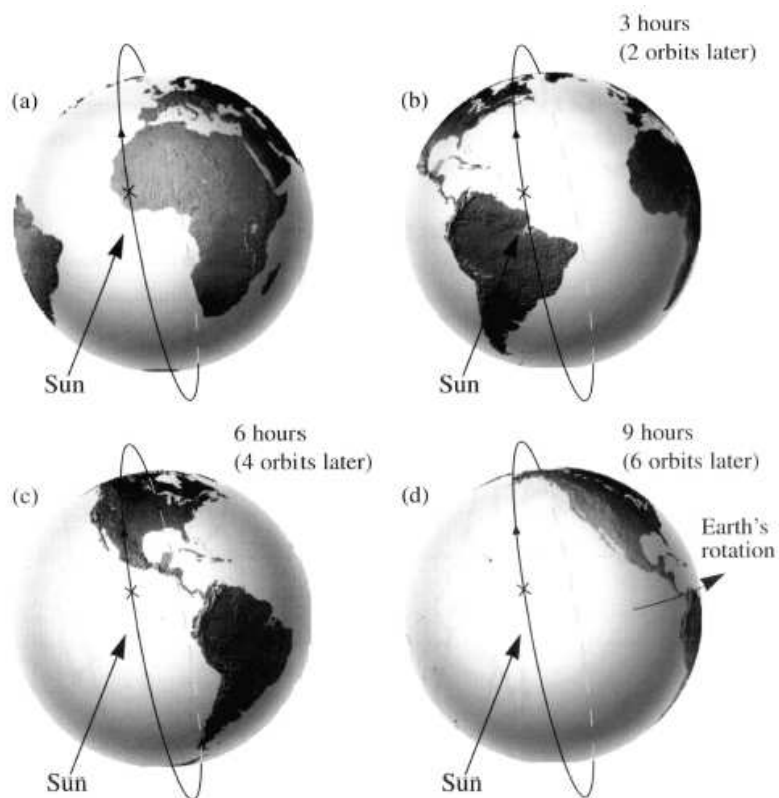
W przypadku satelitów polarnych możemy mówimy o tak zwanych niskich orbitach (*Low Level Earth Observatory*). Wyróżnia się orbity równikowe, polarne i skośne przy czym najczęściej spotykane w meteorologii są te ostatnie. Satelity polarne są dość często zsynchronizowane ze Słońcem, co oznacza, że orbita satelity pozostaje nieruchoma względem



Rys. 17.5 Położenie orbity zsynchronizowanej ze Słońcem.

Słońca. Powoduje to, że przelot satelity po stronie dziennej kuli ziemskiej występuje nad punktem gdzie Słońce góruje. W tym przypadku pomiary każdego dnia wykonywane są o tej samej porze przez co nie ma problemu wpływu cyklu dobowego. W rzeczywistości jednak detektory satelitarne skanują nie tylko obszar nadiru co skutkuje tym, że pomiary wykonywane są w przybliżeniu w okresie górowania Słońca. Odstępstwa te mogą sięgać ± 100 minut czyli tyle ile wynosi okres obiegu satelity.

Parametry orbity satelitów zdefiniowane są w postaci *Two-Line Element set (TLE)*. Pozwala on na wyznaczenie położenia i prędkości satelity w dowolnej chwili czasu. Do tego celu służą proszone modele perturbacyjne np. SGP4. Parametry zawarte w TLE są uaktualniane co kilkanaście godzin przez NORAD i NASA i dostępne są na stronie:



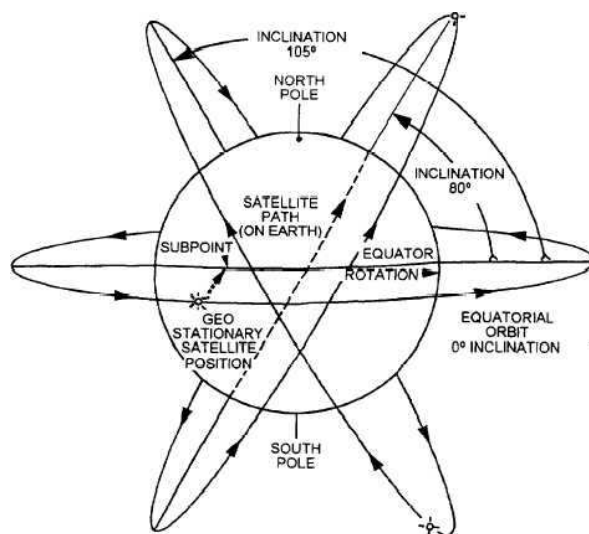
Rys. 17.6 Położenie orbity w stosunku do górowania Słońca dla orbity zsynchronizowanej.

<http://celestrak.com/>. Przykładowy TLE dla Międzynarodowej Stacji Kosmicznej ISS na postać:

```
1 25544U 98067A 08264.51782528 -.00002182 00000-0 -11606-4 0 2927
2 25544 51.6416 247.4627 0006703 130.5360 325.0288 15.72125391563537
```

Dokładny opis poszczególnych elementów TLE dostępny jest pod adresem

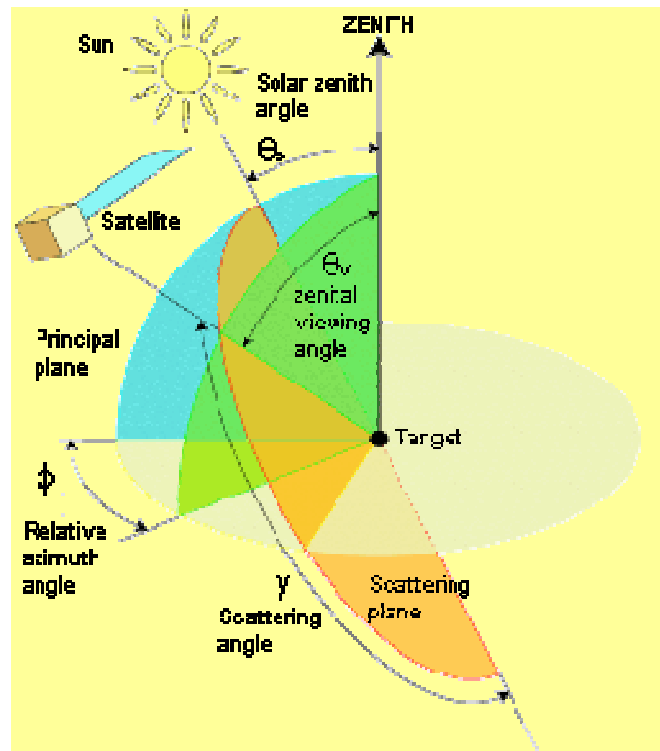
http://en.wikipedia.org/wiki/Two-line_elements.



Rys. 17.7 Inklinacja orbity satelitarnej

Główny parametr opisujący orbitę to inklinacja. Jest to kąt pomiędzy płaszczyzną równika a płaszczyzną zawierającą orbitę satelity. Przykładowo dla satelity EOS TERRA wynosi 98.2° , zaś dla Topem/Posejdon 66° .

W teledetekcji położenie satelity na orbicie najczęściej określa się przez jego kąt zenitalny i azymutalny satelity. Dodatkowo określa się kąt zenitalny i azymutalny Słońca, które określają płaszczyznę rozpraszania promieniowania w atmosferze.



Rys. 17.8 Definicje kątów satelity i Słońca.

17.1.3 Parametry opisujące detektory satelitarne

Rozdzielczość przestrzenna detektorów satelitarnych określa rozmiar piksela na powierzchni ziemi lub w atmosferze. Zmienia się on w szerokim zakresie metrów do kilkudziesięciu kilometrów. Zależy ona od kąta widzenia detektora (FOV), wysokości satelity nad powierzchnią ziemi oraz kąta zenitalnego satelity. Niech detektor satelitarny składa się z soczewki skupiającej znajdującej się na wysokości H nad powierzchnią ziemi ma której znajduje się przedmiot o wielkości ΔX . W detektorze powstanie obraz rzeczywisty obrócony o wielkości Δx . We wzoru soczewkowego mamy

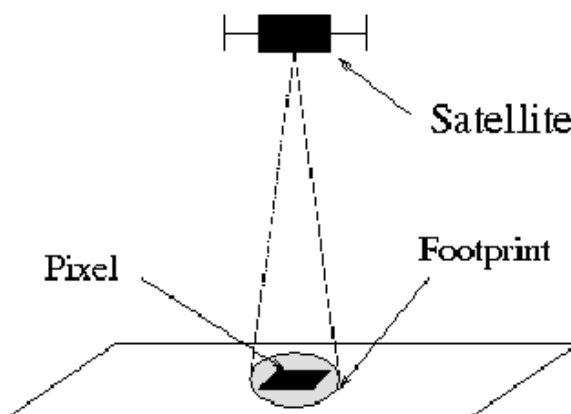
$$\frac{1}{f} = \frac{1}{P} + \frac{1}{P'}$$

gdzie P jest odległością powierzchni ziemi od satelity, która w przybliżeniu $P \rightarrow \infty$, P' jest odległością obrazu od soczewki, która jest równa ogniskowej f . Wielkości obiektu i obrazu związane są wzorem

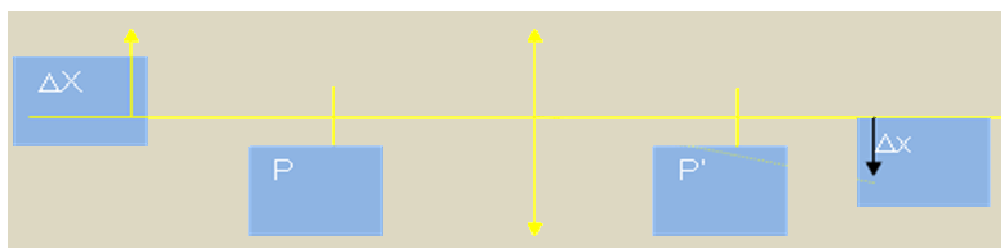
$$\frac{\Delta X}{P} = \frac{\Delta x}{P'}$$

Po podstawieniu do wzoru soczewkowego mamy

$$\Delta x = \Delta X \frac{f}{H}$$



Rys. 17.9 Rozmiar piksela



Rys 17.10 Obrazowanie powierzchni ziemi

Po podstawieniu przykładowych danych: $f=1\text{m}$, $H=800\text{km}$, $\Delta X=5.6\text{m}$ otrzymujemy wielkości obrazu ok. $7\ \mu\text{m}$. Jest to wielkość jaka może być obrazowana na współczesnych matrycach CCD. Należy jednak pamiętać o ograniczenia związanych z dyfrakcją. Warunek dyfrakcyjny (obszar plamki dyfrakcyjnej) ma postać

$$\theta \approx \frac{\lambda}{D}$$

gdzie D jest średnicą szczeliny (apertura). Kąt ten jest w przybliżeniu równy stosunkowi wielkości obrazu do ogniskowej

$$\theta \approx \frac{\Delta x}{f}$$

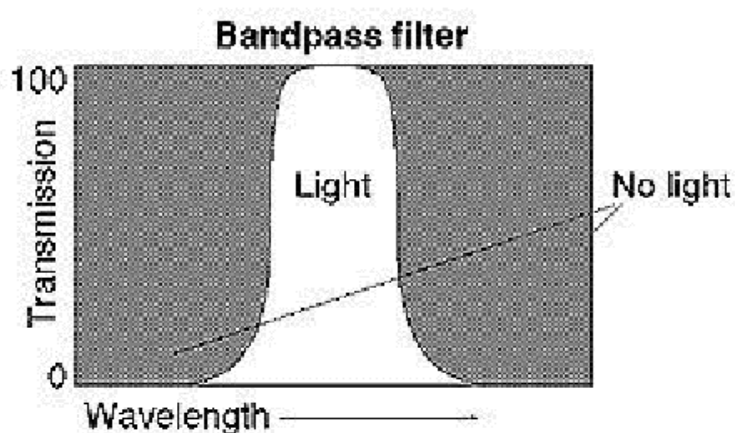
co prowadzi nas ostatecznie do zależności

$$\frac{\lambda f}{D} \leq \Delta x .$$

W przypadku fali z zakresu widzialnego $\lambda=0.5 \mu\text{m}$ otrzymujemy warunek aby apertura D była większa lub równa 7 cm. Dla fali z zakresu termalnego prowadzi to do nierówności $D \geq 1.4 \text{ m}$.

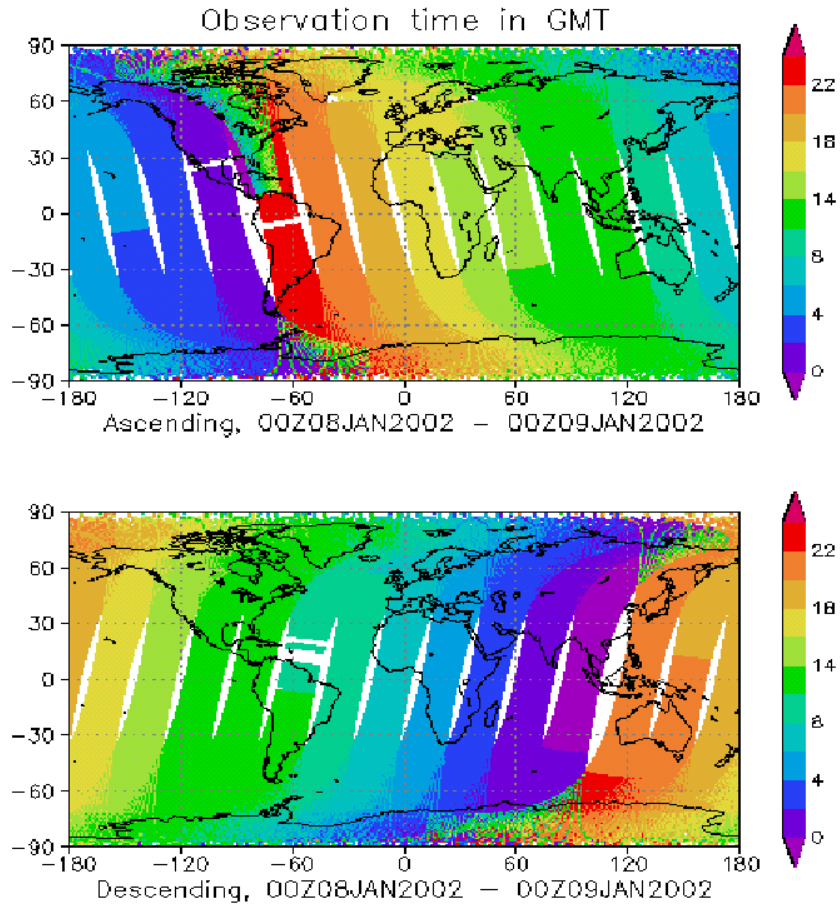
O ile w przypadku promieniowania z zakresu widzialnego ograniczenie na minimalną aperturę jest do zaakceptowania to w dalekiej podczerwieni staje się dość dużym problemem technicznym. Rzeczą. Na ogół więc rozdzielność przestrzenna w podczerwieni jest istotnie gorsza niż w zakresie widzialnym.

Rozdzielność spektralna detektorów określa zdolność detektora do rozróżniania charakterystycznych punktów na widmie promieniowania. W przypadku detektorów satelitarnych możemy mówić o detektorach szerokopasmowych (promieniowanie krótkofalowe, długofalowe), wąsko-pasmowa ($\Delta\lambda=10\text{-}100 \text{ nm}$), spektralnych (pojedyncze nanometry) oraz hiperspektralnych (ułamki nanometrów).



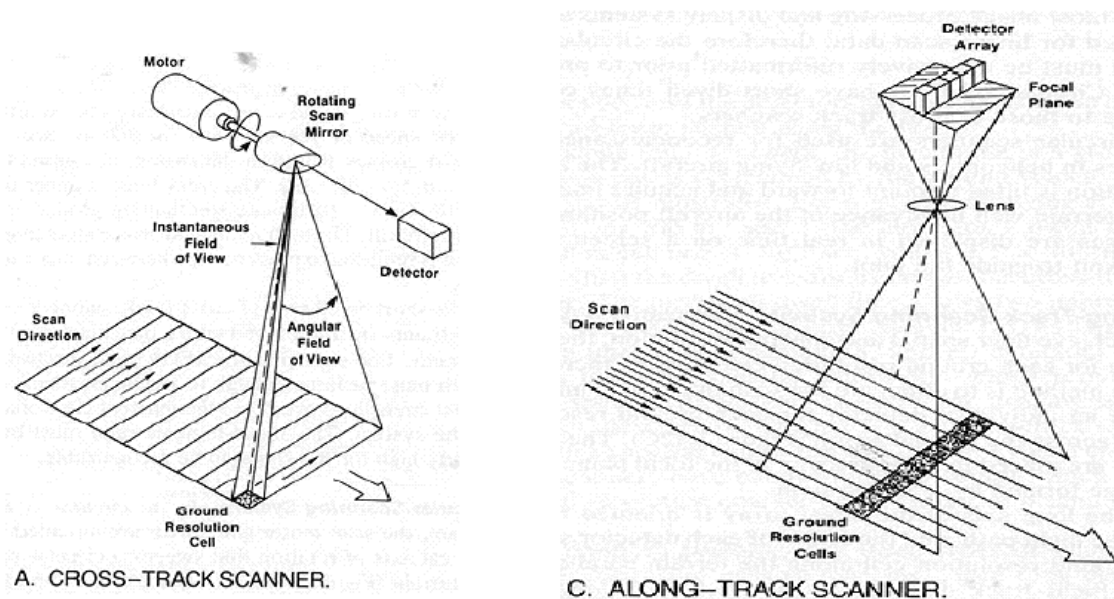
Rys. 17.11 rozdzielność spektralna detektora

Rozdzielność czasowa pomiarów zależy od rodzaju orbity satelitarnej i trybu skanowania powierzchni ziemi. Zmienia się ona w szerokim zakresie od kilku minut w przypadku detektorów umieszczonych na satelitach geostacjonarnych przez dni po 2-3 tygodnie.



Rys. 17.12 Godziny przelotów satelity polarnego

Detektory satelitarne wykonują obrazowanie powierzchni ziemi przy pomocy różnych typów skanowania. Wyróżnia się skan poprzeczny (*cross track*), skan podłużny (*along track*) oraz skan wirowy (*spin skaner*).



Rys. 17.13 Skanowanie poprzeczne i podłużne w stosunku do kierunku ruchu satelity

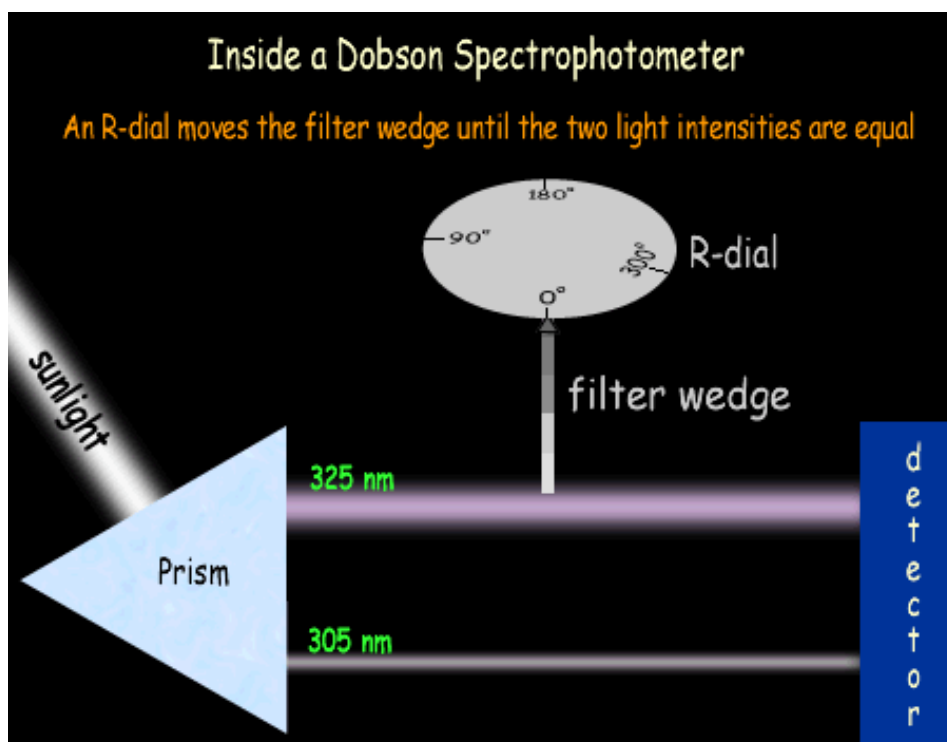
18. Teledetekcja ozonu

Pierwsze pomiary ozonu wykonał w 1903 W. Meyer, a w 1913 roku Ch. Fabry i N. Buisson. W 1919 roku Fabry i Buisson zbudowali w Marsylii spektrograf służący do określania zawartości ozonu w atmosferze ziemskiej. Na podstawie pomiarów stwierdzili, że ozonu w atmosferze jest bardzo mało i gdyby sprowadzić go do warunków panujących przy powierzchni ziemi stanowiłby on przy warstwą o grubości około 3 milimetrów. Systematyczne pomiaru ozonu rozpoczął G.M.B. Dobson w 1924 r. przy użyciu zbudowanego spektrografem Dobsona. Znaczny rozwój badań ozonu rozpoczął się w czasie Międzynarodowego Roku Geofizycznego 1957-1958. Począwszy od roku 1962 do badań ozonosfery zaczęto wykorzystywać satelity meteorologiczne.

18.1 Metody pomiaru ozonu z powierzchni ziemi

Metody zdalne wykorzystywane w pomiarach ozonu z powierzchni ziemi związane są z spektrometrem Dobsona, a w ostatnich latach z spektrometrem Brewera oraz fotometrami słonecznymi. Pomiar całkowitej zawartości ozonu w pionowej kolumnie powietrza przy użyciu spektrometru Dobsona odbywa się poprzez obserwacje promieniowania słonecznego dochodzącego do przyrządu w zakresie UV. Wiązka światła z spektrometru jest rozczepiona przy użyciu pryzmatu lub siatki dyfrakcyjnej na dwie fale, które następnie trafiają do jednego z dwóch detektorów. Pierwsza z fal – krótsza jest znacznie silniej absorbowana w ozonosferze niż fala o kilkanaście nanometrów dłuższa. Używając specjalnego filtra osłabiającego

promieniowanie fali dłuższej doprowadza się do takiej sytuacji, że natężenie obu fal jest jednakowe. Odczytując wartość transmisji filtra przez którą przechodzi dłuższa fala można wyznaczyć całkowitą zawartość ozonu.



Rys. 18.1 Idea pomiarów ozonu przy pomocy spektrometru Dobsona



18.2 Spektrofotometr Brewera

Spektrofotometr Brewera jest w pełni automatycznym przyrządem, który pozwala mierzyć bezpośrednio i całkowite promieniowania słoneczne w zakresie UV. Przyrząd wyposażony jest w głowicę, która ustawia przyrząd w kierunku Słońca. Pomiar promieniowania odbywa się w kilku (na ogół 6ciu) wąskich (0.6 nm) kanałach spektralnych za pomocą fotopowielaczy. Przyrząd pozwala wyznaczać zarówno całkowitą zawartość ozonu jak i oszacować profil pionowy w obrębie ozonosfery.

Przykładem ręcznego przyrządu do pomiaru całkowitej zawartości ozonu jest fotometr słoneczny typu Microtops ozonometr. Przyrząd ten posiada trzy kanały w zakresie UV 305.5, 312.5 oraz 320.0 nm. Detektory ustawia się ręcznie w kierunku tarczy słonecznej aby wykonać pomiar natężenia promieniowania bezpośredniego. Specjalny tryb zbierania danych pozwala zarejestrować wartości z detektorów gdy przyrząd był optymalnie ustawiony w kierunku Słońca.

Promieniowanie bezpośrednie docierające do przyrządu przy założeniu horyzontalnej jednorodności opisuje prawo Lamberta-Beera

$$I_{\lambda} = I_{0\lambda} \exp(-m\tau_{\text{Ray}} - m\tau_{\text{AOT}} - \mu\tau_{\text{O}_3})$$

gdzie, m jest masą optyczną,

$$m = \frac{\int_0^{\infty} \rho ds}{\int_0^{\infty} \rho dz}$$

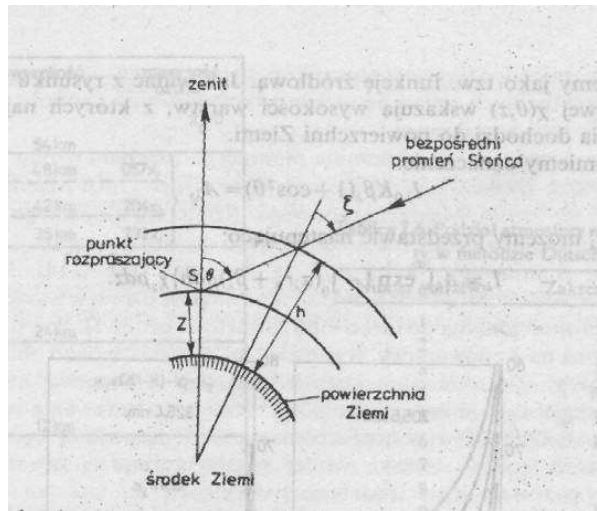
τ_{RAY} - molekularna grubością optyczną, τ_{AOT} – grubość optyczna aerozolu, τ_{O_3} grubością optyczną ozonu, μ - masa optyczna ozonu, ρ gęstość powietrza, dz i ds określają infinitezmalne drogi w kierunku zenitu i w kierunku Słońca. Dla kąta zenitalnego Słońca $\theta < 60^\circ$ masa optyczna wyraża się uproszonym wzorem $m=1/\cos\theta$. Masa optyczna ozonu zdefiniowana jest następująco

$$\mu = \frac{\int_0^{\infty} \rho_{\text{O}_3} \alpha ds}{\int_0^{\infty} \rho_{\text{O}_3} \alpha dz}$$

gdzie, α - masowy współczynnik absorpcji przez ozon, ρ_{O_3} jest gęstością ozonu. Dla uproszczenia zakładamy że gęstość ozonu i jego współczynnik absorpcji nie zmienia się z wysokością w obrębie ozonosfery. W tym przypadku masa optyczna ozonu dana jest wzorem

$$\mu = \frac{ds}{dz} = \frac{1}{\cos \zeta}$$

gdzie kąt ζ zdefiniowany jest na (rys. 18.3). Korzystając z twierdzenia sinusów



Rys. 18.3 geometria propagacji promieniowania w atmosferze

$$\frac{\sin \zeta}{\sin(180 - \theta)} = \frac{R}{R + h}$$

mamy

$$\sin \zeta = \frac{R}{R + h} \sin \theta.$$

Ostatecznie prowadzi to do wzoru

$$\mu = \frac{1}{\cos \zeta} = \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{R}{R + h}\right)^2 \sin^2 \theta}}$$

Tabela 18.1 Porównanie masy optycznej atmosfery i ozonu

θ	m	μ
0	1	1
60	2.0	1.98
70	2.90	2.86
80	5.59	5.26
85	10.31	8.51
90	37.9	12.66

Jak wynika z tabeli 18.1 różnice pomiędzy masą atmosfery i ozonu stają się znaczące dla kątów zenitalnych słońca powyżej 80°.

W celu wyznaczenia zawartości ozonu w pionowej kolumnie powietrza wykorzystuje się pomiary na dwóch długościach fali dla których współczynniki absorpcji promieniowanie słonecznego są znacząco różne. Natężenie promieniowania mierzone przez fotometr słoneczny dla obu długości fali wyraża się wzorami

$$I_1 = I_{o1} \exp(-m\tau_{\text{Ray}}^1 - m\tau_{\text{AOT}}^1 - \mu\tau_{o_3}^1)$$

$$I_2 = I_{o2} \exp(-m\tau_{\text{Ray}}^2 - m\tau_{\text{AOT}}^2 - \mu\tau_{o_3}^2)$$

Grubość optyczna ozonu może być wyrażona przez całkowitą zawartość ozonu Ω i współczynnik absorpcji α

$$\tau_{o_3} = \Omega\alpha.$$

Jednostką całkowitej zawartości ozonu jest 1 Dobson [DU], który określa grubość warstwy ozonu w [mm]·100 po sprowadzenia go do ciśnienia standardowo.

Dzieląc równania stronami i biorąc logarytm otrzymujemy

$$\ln \frac{I_1}{I_2} = \ln \frac{I_{o1}}{I_{o2}} - (\alpha_1 - \alpha_2)\mu\Omega - (\tau_{\text{Ray}}^1 - \tau_{\text{Ray}}^2)m - (\tau_{\text{AOT}}^1 - \tau_{\text{AOT}}^2)m$$

Wprowadzamy następujące oznaczenia

$$L = \ln \frac{I_1}{I_2}$$

$$L_o = \ln \frac{I_{o1}}{I_{o2}}$$

$$L_o - L = N$$

$$\alpha_1 - \alpha_2 = \Delta\alpha.$$

Po przekształceniach otrzymujemy wzór na całkowitą zawartość ozonu w postaci

$$\Omega = \frac{N}{\mu\Delta\alpha} - \frac{\Delta\tau_{\text{Ray}}}{\Delta\alpha} \frac{m}{\mu} - \frac{\Delta\tau_{\text{AOT}}}{\Delta\alpha} \frac{m}{\mu}.$$

O ile pierwsze dwa człony są na ogół znane gdyż opisują wyniki obserwacji oraz rozpraszanie Rayleigha to jednak ostatni człon jest w ogólności nieznan i zmienny w czasie. Często ze względu na brak dodatkowych informacji człon powyższego równania jest pomijany. Może to prowadzić do znacznych błędów mimo, że różnica długości fali $\Delta\lambda$ jest niewielka (rzędu 20 nm).

Przykład: Spektrometr Dobsona

$$\lambda_1=305.5 \text{ nm}, \alpha_1=1.88 \quad \tau_{\text{RAY},1}=0.491$$

$$\lambda_2=325.4 \text{ nm}, \alpha_2=0.120 \quad \Delta\alpha=1.76 \quad \tau_{\text{RAY},2}=0.375 \quad \Delta\tau_{\text{RAY}}=0.116$$

Powyższy wzór na zawartość ozonu zakłada:

- brak różnic spektralnych grubości optycznej ($\Delta\tau_{\text{AOT}}=0$)
- brak zależności współczynnika α od temperatury i ciśnienia w stratosferze
- tarcza słoneczna pozbawiona chmur w czasie pomiaru
- atmosfera jednorodna horyzontalnie

Oszacowanie wpływu aerozolu ($\Delta\tau_{\text{AOT}}$) możliwe jest poprzez zastosowanie algorytmu trójkanałowego. W tym przypadku zakładamy, że zmiana grubości optycznej aerozolu pomiędzy pierwszym i drugim kanałem jest taka sama jak pomiędzy drugim a trzecim. Dopuszczamy więc liniową zmienność grubości optycznej aerozolu z długością fali. W ogólności zmienność ta ma potęgowy charakter jednak dla wąskiego zakresu spektralnego z jakim mamy do czynienia przybliżenie liniowe może być zupełnie niezłym założeniem.

$$\Delta\tau_{\text{AOT}}^{12} = \Delta\tau_{\text{AOT}}^{23}.$$

Oznaczmy przez Ω_{12} i Ω_{23} całkowitą zawartość ozonu oszacowaną na podstawie metody dwukanałowej odpowiednio w przypadku pierwszego i drugiego kanału oraz drugiego i trzeciego kanału

$$\Omega_{12} = \frac{N_{12}}{\mu\Delta\alpha_{12}} - \frac{\Delta\tau_{\text{Ray}}^{12}}{\Delta\alpha_{12}} \frac{m}{\mu}$$

Podstawiając do wzoru na całkowitą zawartość ozonu mamy

$$\Omega = \Omega_{12} - \frac{\Delta\tau_{\text{AOT}}^{12}}{\mu\Delta\alpha_{12}} \frac{m}{\mu} = \Omega_{23} - \frac{\Delta\tau_{\text{AOT}}^{23}}{\Delta\alpha_{23}} \frac{m}{\mu}.$$

Wyznaczamy z niego zmianę grubości optycznej

$$\Delta\tau_{\text{AOT}}^{12} = \Delta\tau_{\text{AOT}}^{23} = \Delta\tau_{\text{AOT}} = \frac{\Omega_{12} - \Omega_{23}}{\frac{m}{\mu} \left(\frac{1}{\Delta\alpha_{12}} - \frac{1}{\Delta\alpha_{23}} \right)}$$

i podstawiamy ostatecznie do wzoru

$$\Omega = \Omega_{12} - \frac{\Delta\tau_{\text{AOT}}^{12}}{\mu\Delta\alpha_{12}} \frac{m}{\mu} = \Omega_{12} - \frac{m}{\mu\Delta\alpha_{12}} \frac{\Omega_{12} - \Omega_{23}}{\frac{m}{\mu} \left(\frac{1}{\Delta\alpha_{12}} - \frac{1}{\Delta\alpha_{23}} \right)}.$$

Finalnie dostajemy wzór na skorygowaną zawartość ozonu w pionowej kolumnie powietrza

$$\Omega = \Omega_{12} \frac{\alpha_{12}}{\alpha_{12} - \alpha_{23}} - \Omega_{23} \frac{\alpha_{23}}{\alpha_{12} - \alpha_{23}}.$$

Wyniki otrzymywane z tego wzoru znacząco poprawiają błędy dla niskich położań słońca. Nie trudno zauważyć, że mając większą liczbę kanałów jaką dysponuje spektrofotometr Brewera możemy w lepszy sposób oszacować zmienności grubości optycznej aerozolu przez co zminimalizować wpływ aerozolu na wyznaczaną zawartość ozonu w pionowej kolumnie powietrza.

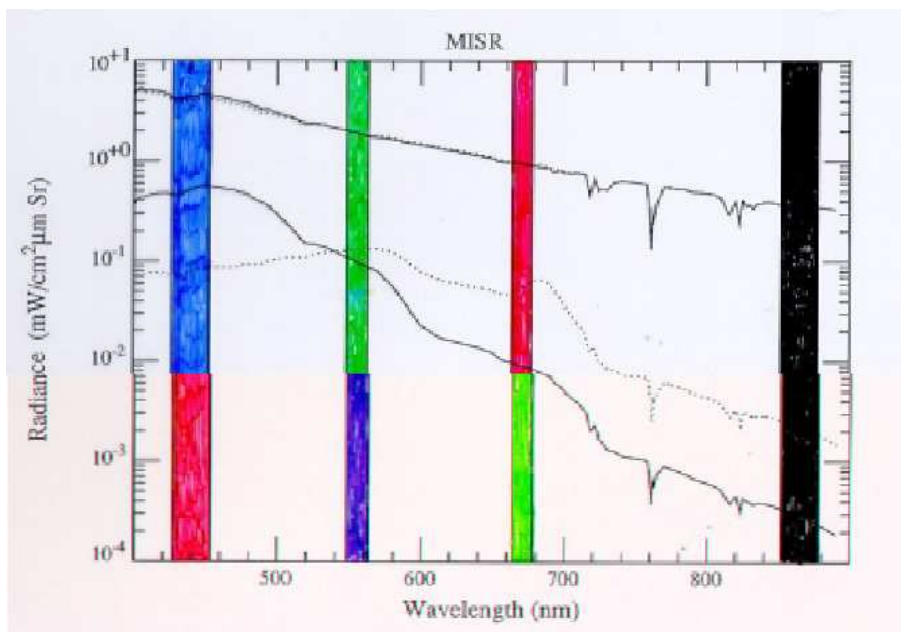
18.2 Wyznaczania profilu ozonu przy pomocy metody Umkehr

18.3 Techniki satelitarne wyznaczania ozonu w atmosferze

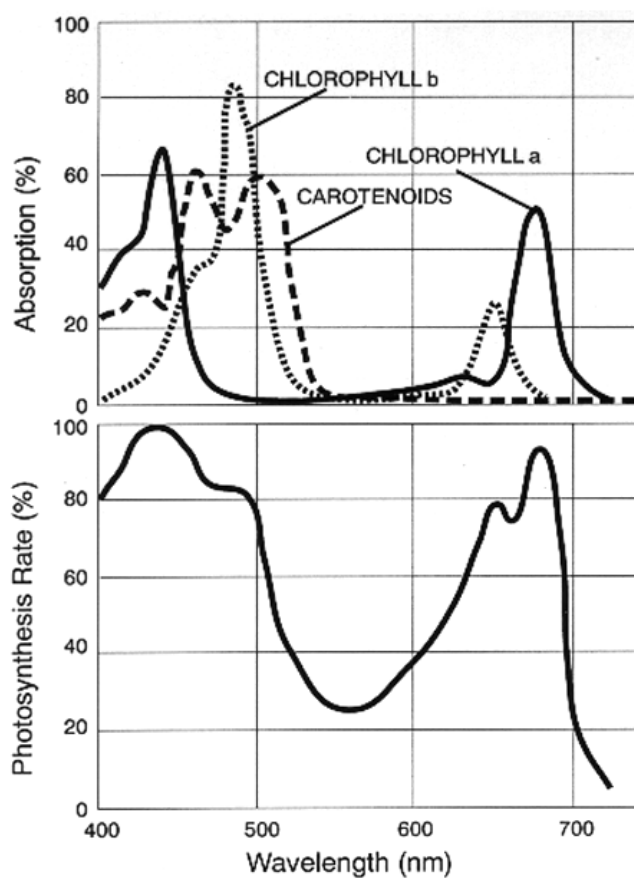
19. Kolor oceanu

Albedo planetarnie Ziemi jest szacowana na ok. 30%. Połowę przyczynku do tej wartości stanowi powierzchnia ziemi ok. 14-15%. W pozostała połowę wnoszą wkład, chmury, aerozole oraz czyste powietrze. Istotny wkład w planetarne albedo wnoszą powierzchnie lądowe, które pomimo, że stanowią niecałe 30% powierzchni ziemi wykazują znaczące wyższe albedo niż powierzchnie oceaniczne. W obu przypadkach zmienność spektralna współczynnika odbicia mówi o składzie powierzchni ziemi czy substancjach zawartych w oceanie. W przypadku oceanu mówimy o jego kolorze opisując spektralną zależność promieniowania wychodzącego z oceanu (*water leaving radiance*). Jest wynikiem absorpcji oraz rozpraszania przez chlorofil, pigment oraz rozpuszczoną materię oceaniczną. Niesie ono informacje o koncentracji fitoplanktonu, chlorofilu oraz rozpuszczonych cząstek w wodzie. Jest to istotne z punktu widzenia produkcji biologicznej w oceanach (w oceanach zawarta jest około 1/3 części CO₂), optyki oceanu, interakcji wiatru i prądów morskich z biologią oceanu oraz wpływu antropogenicznego na środowisko oceaniczne.

Pomiar koloru oceanu przy pomocy detektorów zamieszczonych na satelitach jest trudny, ze względu na fakt, że promieniowanie wychodzące z wody stanowi zaledwie kilka procent promieniowania dochodzącego do satelity. Dlatego ważna rolę odgrywa tu tzw. poprawka (korekcja) atmosferyczna i kluczowym staje się jej wyznaczenie.



Rys. 19.1 Spektralna zależność promieniowania wychodzącego z wody dla wysokiej (linia kropkowana) oraz niskiej (dolna linia ciągła) koncentracji chlorofilu. Górna linia przedstawia promieniowanie wychodzące z wody, które dochodzi do górnej granicy atmosfery.



Rys. 19.2 Zmienneści spektralna współczynnika absorpcji chlorofilu oraz tempa fotosyntezy.

Chlorofil absorbuje znaczna część promieniowania czerwonego oraz niebieskiego, a tym samym rozprasza światło zielone. Tym samym woda zawierająca więcej chlorofilu wykazuje zielone zabarwienie (charakterystyka spektralna promieniowania opuszczającego wodę jest prawie płaska), zaś woda uboga w chlorofil wykazuje silny spadek natężenia promieniowania wychodzącego z wody z długością fali.

Ze względu na promieniowanie wychodzące w wody albedo oceanu ma na ogół inną wartość niż albedo powierzchni oceanu. Chlorofil i zawarte w wodzie substancje zwiększają albedo oceanu. Ponadto zmieniają jego spektralną zależność – kolor oceanu.

19.1 Odbicie od powierzchni zwierciadlanej

Współczynniki odbicia od powierzchni zwierciadlanej opisywane są przez wzory Fresnela. Opisują one współczynniki odbicia dwóch składowych polaryzacyjnych w płaszczyźnie padania i w kierunku prostopadłym do niej.

$$R_s = \left| \frac{\cos \theta_i - n \cos \theta_t}{\cos \theta_i + n \cos \theta_t} \right|^2$$

$$R_p = \left| \frac{\cos \theta_t - n \cos \theta_i}{\cos \theta_t + n \cos \theta_i} \right|^2$$

gdzie R_p jest współczynnikiem odbicia (reflektancja) dla wektora pola elektrycznego równoległego do płaszczyzny padania (polaryzacja pionowa), R_s - współczynnik odbicia dla wektora pola elektrycznego prostopadłego do płaszczyzny padania (polaryzacja pozioma).

Kąt padania oraz odbicia związane są prawem Snella

$$\frac{\sin \theta_t}{\sin \theta_i} = \frac{1}{n}$$

czyli

$$\cos \theta_t = \sqrt{1 - \left(\frac{\sin \theta_i}{n} \right)^2}.$$

Współczynnik odbicia dla promieniowania niespolaryzowanego dany jest wzorem

$$R = \frac{1}{2} (R_p + R_s).$$

Po podstawieniu dla promieniowania padającego z zenitu odbicie w kierunku normalnym opisuje wzór

$$R_{\text{normal}} = \left| \frac{n-1}{n+1} \right|^2$$

Dla wody współczynnik ten R_{normal} wynosi dla obszaru widzialnego zaledwie 0.022 (2.2%). Tym samym dla kąta zenitalnego dążącego do 90° współczynnik odbicia zbiega do jedności. Powierzchnia płaska wody wykazuje więc bardzo silną zależność współczynnika odbicia od kąta padania promieniowania słonecznego. Za wyjątkiem kąta padania $\theta_i = 0^\circ$ współczynnik odbicia pionowej składowej jest znacznie mniejsza niż składowej horyzontalnej. W szczególnym przypadku (dla kąta Brewstera) składowa ta znika $R_p=0$. W tym przypadku

$$\cos \theta_t = n \cos \theta_i$$

$$\cos^2 \theta_t = n^2 \cos^2 \theta_i$$

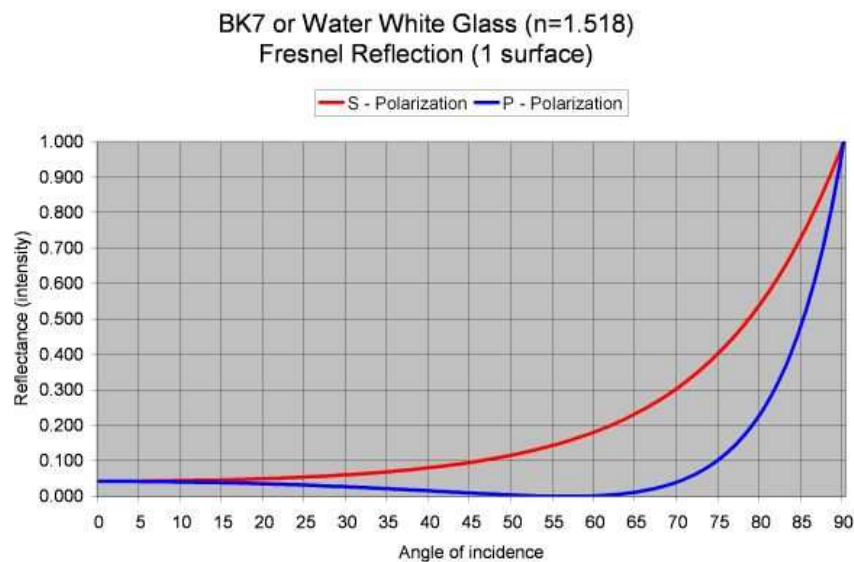
$$\cos^2 \theta_t = 1 - \left(\frac{\sin \theta_i}{n} \right)^2 = n^2 (1 - \sin^2 \theta_i) / n^2$$

$$1 - \left(\frac{\sin \theta_i}{n} \right)^2 = n^4 - n^4 \sin^2 \theta_i$$

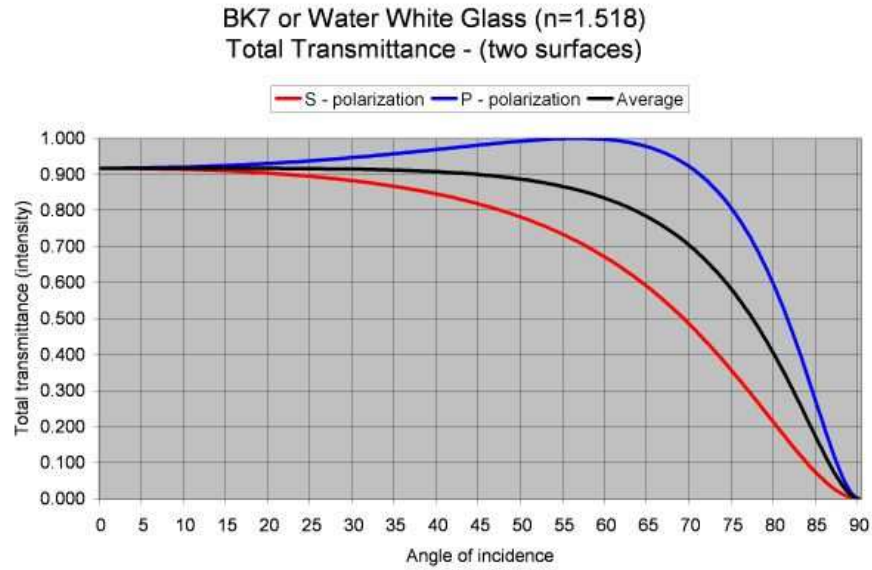
$$n^2 - \sin^2 \theta_i = n^4 - n^4 \sin^2 \theta_i$$

$$\sin^2 \theta_i = \frac{n^2(n^2 - 1)}{(n^2 - 1)(n^2 + 1)}$$

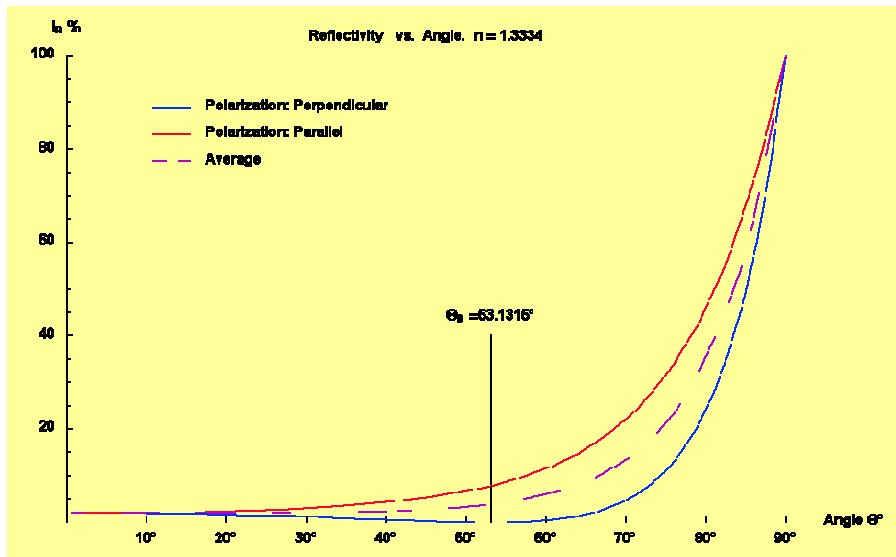
$$\theta_i = \arcsin \sqrt{\frac{n^2}{n^2 + 1}}$$



Rys. 19.3 Współczynniki odbicia od szyby



Rys. 19.4 Współczynniki transmisji szyby



Rys. 19.5 Współczynniki odbicia od powierzchni wody

Wzory Fresnela opisują odbicie od płaskiej powierzchni wody. W przyrodzie taka sytuacja praktycznie nigdy nie występuje co wymaga stosowania korekcji związanej z falowaniem wody. Odstępstwa od wzorów Fresnela zostały po raz pierwszy zbadane przez Coxa i Munka w 1956 r. Stworzyli oni teorię, która opisuje kształt powierzchni wody w zależności od kierunku i prędkości wiatru. Załamywanie grzbietów fal i pojawianie się piany prowadzi do wzrostu albedo powierzchni oceanu. Przy prędkości wiatru 10 m/s piana pokrywa około 4% powierzchni, przy 15 m/s około 10-20%. Albedo samej piany zmienia się od 0.6-0.9. Dostające się do wody bąble powietrza z jednej strony zmieniają własności optyczne wody z drugiej zaś w czasie ich pęknięcia emitowana jest do atmosfery sól morską oraz ładunki elektryczne. Cox i Munk zaproponowali statystyczne podejście do problemu

kształtu powierzchni oceanu. Na podstawie fotografii sfalowanej powierzchni wody stwierdzili, że rozkład prawdopodobieństwa nachyleń powierzchni wody niewiele różni się od rozkładu gaussowskiego. Jedną z najprostszych formuł określających rozkład prawdopodobieństwa nachylania powierzchni wody ma postać:

$$p(\theta_n) = \frac{1}{2\pi\sigma^2} \exp\left(\frac{-\text{tg}^2\theta_n}{2\sigma^2}\right)$$

$$2\sigma^2 = 0.003 + 0.00512w \quad (\pm 0.004)$$

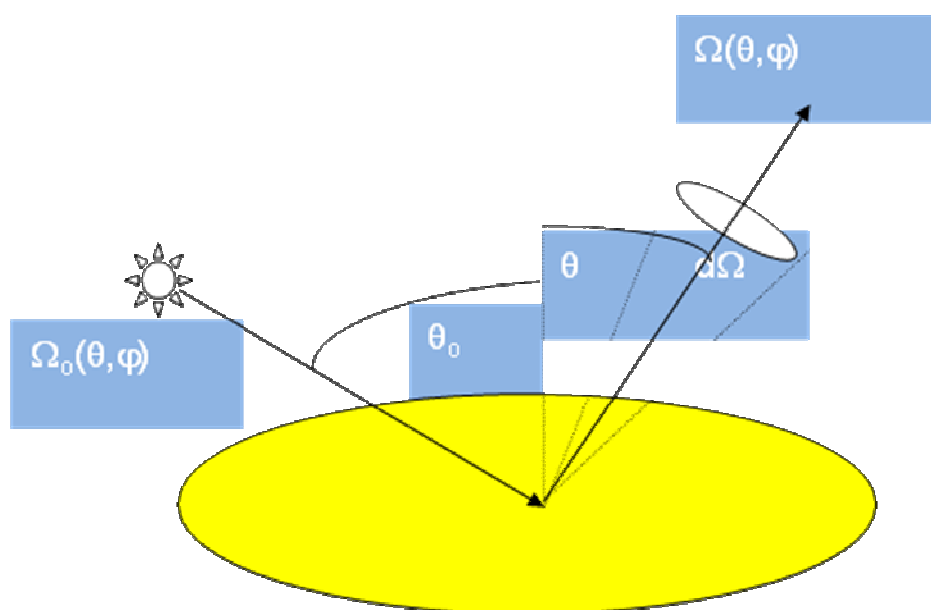
gdzie w jest prędkością wiatru [m/s]. Bardziej zaawansowane rozkłady uwzględniają zależność szerokości rozkładu od kierunku wiatru i mają postać rozbudowanych wzorów empirycznych

Ze względu na silną zależność refleksyjności R od kąta padania i odbicia współczynnik odbicia opisywany jest za pomocą BRDF-u (dwukierunkowego współczynnika odbicia), który zależy od 2 kątów padania i 2 kątów odbicia (zenitalny i azymutalny)

$$R(\Omega', \Omega) \equiv \frac{dI^\uparrow(\Omega)}{I^\downarrow(\Omega') \cos\theta' d\Omega'}$$

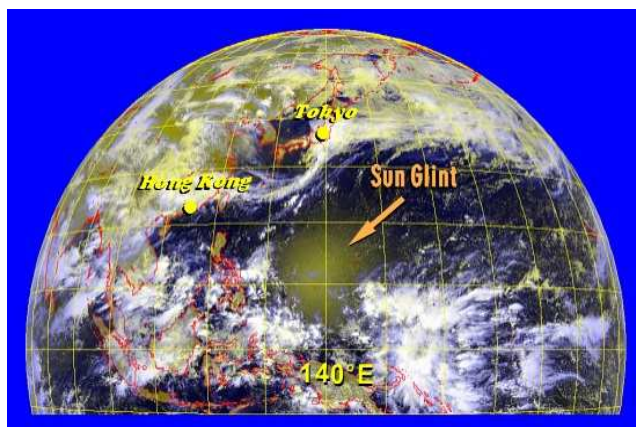
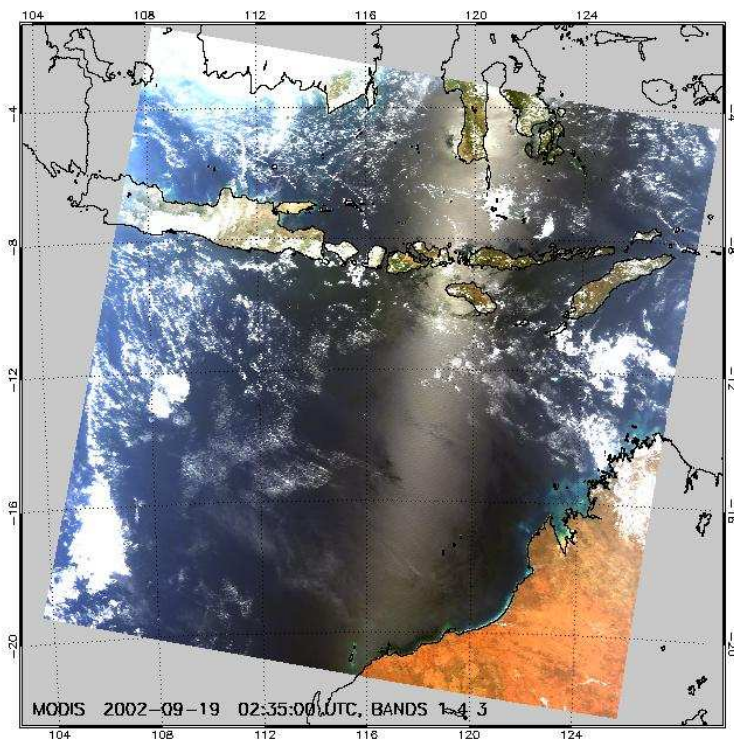
Współczynnik 2-kierunkowego odbicia w przeciwieństwie od albedo zdefiniowanego dla strumieni promieniowania nie zależy od własności optycznych atmosfery a jedynie od własności samej powierzchni odbijającej. W przypadku pomiarów BRDFu na górnej granicy atmosfery definiuje się go w postaci

$$R_{\text{SAT}}(\Omega, \Omega_0) = \frac{\pi I(\Omega)}{F_0 \cos\theta_0}$$



Rys. 19.6 Definicja BRDF

Większość typów powierzchni ziemi wykazuje własności optyczne pomiędzy dwoma skrajnymi typami: idealnie gładka (odbicie zwierciadlane) oraz powierzchnia szorstką (Lambertsowska). W pierwszym przypadku współczynnik odbicia jest niezerowy jedynie dla kąta padania równego kątowi odbicia (odbicie Fresnela), W drugim przypadku radiancja promieniowania odbitego jest izotropowa. Określenie BRDF-u powierzchni ziemi jest kluczowe dla większości metod teledetekcyjnych. Bezpośredni pomiar BRDF-u możliwy jest jedynie w pewnych obszarach spektralnych. Zjawisko związane odbiciem zwierciadlanym (Fresnelowskim) od płaskiej powierzchni wody nosi nazwę odbłasku słonecznego (*sun glint*). Zależy ono od wzajemnego położenia Słońca i satelity oraz stanu morza.



Rys. 19.7 Przykłady odbłasku słonecznego widoczne z orbity okołoziemskiej oraz z samolotu.

19.2 Wyznaczanie koncentracji chlorofilu w wodzie

Pomiary koncentracji chlorofilu w wodzie zostaną pokazane na przykładzie pomiarów promieniowania wychodzącego z wody wykonanych tuż nad powierzchnią oceanu za pomocą przyrządu SIMBAD. Przyrząd ten wykonuje pomiar promieniowania bezpośredniego, pomiar promieniowania odbitego od powierzchni oceanu dla kąta odbicia około 45° (blisko kąta Brewstera) w pięciu wąskich (10 nm) kanałach spektralnych o długości fali 443, 490, 560, 670, 870 nm.

W celu opisanego wyników pomiaru zdefiniujemy wielkość zwaną reflektancją zdalną (*Remote Sensing Reflectance*)

$$R_{RS}(\theta, \varphi, \lambda) = \frac{L_w(z=a, \theta, \varphi, \lambda)}{F^\downarrow(z=a, \lambda)}$$

gdzie $L_w(z=a, \theta, \varphi, \lambda)$ – radiancja promieniowania wychodzącego z wody (*water leaving radiance*) z kierunku $\Omega(\theta, \varphi)$ na wysokości $a=z$ po wyżej powierzchni wody, F^\downarrow - strumień promieniowania słonecznego. Reflektancja zdalna określa jaką część promieniowania padającego na powierzchnię wody powraca do atmosfery pod kątem $\Omega(\theta, \varphi)$.

Ponadto definiujemy znormalizowaną radiancję promieniowania wychodzącego z wody jako

$$L_w(\lambda)_N = \frac{L_w(\lambda)}{T(\lambda)}$$

gdzie transmisja dana jest wzorem $T = \frac{I^\downarrow(\tau_*, \theta, \varphi)}{\mu F_0}$

Zakładając że powierzchnia jest typu Lamberta współczynnik odbicia związany jest z znormalizowaną reflektancją zdalną relacja

$$R_w(\lambda)_N = \frac{\pi}{F_0} L_w(\lambda)_N.$$

Na podstawie pomiarów stwierdzono, że wielkość zdefiniowana poniżej jest silnie skorelowana z koncentracją chlorofilu w wodzie

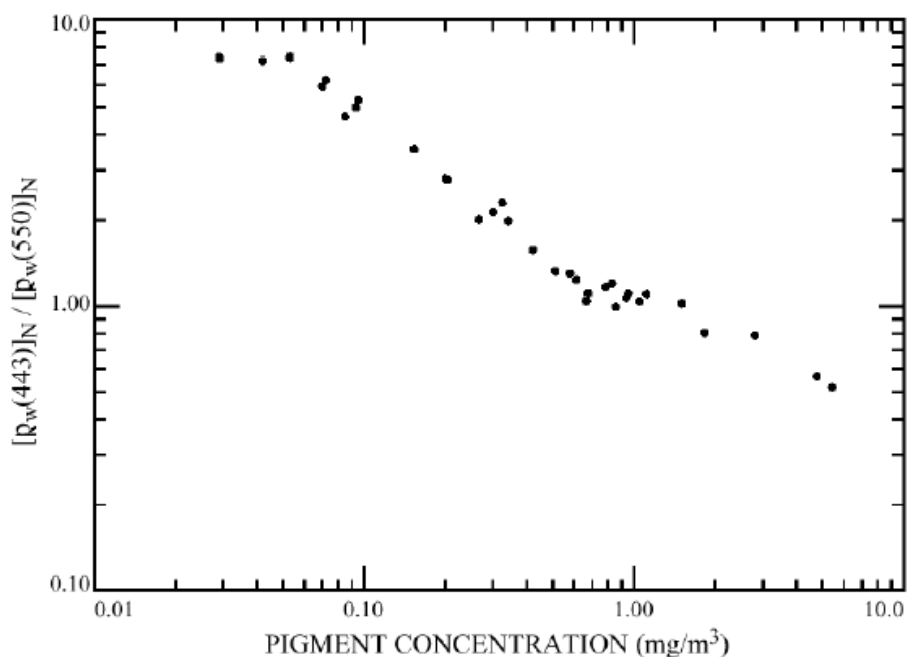
$$\frac{R_w(443)_N}{R_w(550)_N}.$$

Wiązek ten wyraża empiryczny wzór na koncentrację chlorofilu w postaci

$$\log_{10}(3.33C) = -1.2 \log_{10} r + 0.5(\log_{10} r)^2 - 2.8(\log_{10} r)^3$$

gdzie, C jest koncentracją chlorofilu C wyrażoną w $[\text{mg}/\text{m}^3]$, zaś

$$r = 0.5 \frac{R_w(443)_N}{R_w(550)_N}.$$



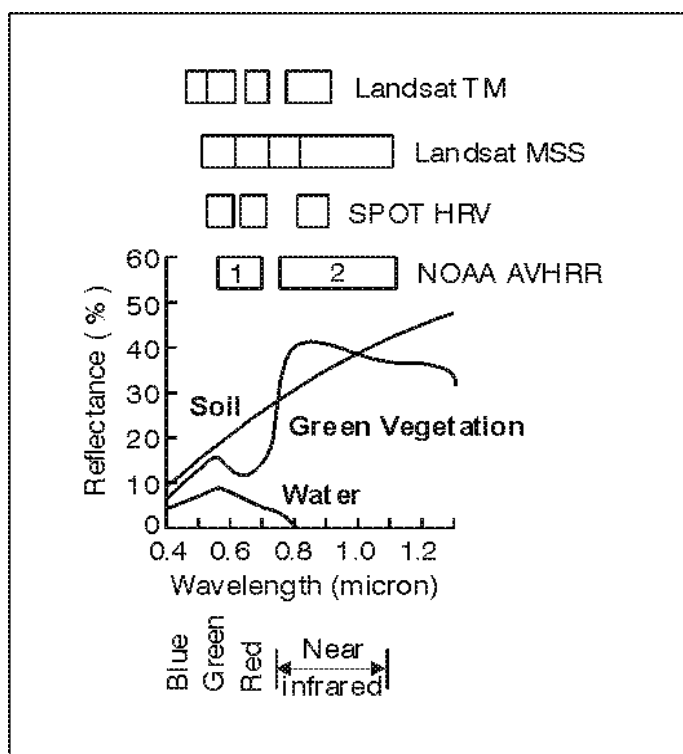
Rys. 19.8 Związek koncentracja chlorofilu z ilorazem znormalizowanej refleksyjności zdalnej w kanałach 443 i 550 nm

Aby wyznaczyć $R_w(\lambda)_N$ musimy znać wpływ atmosfery na promieniowanie odbite od wody. W przypadku pomiarów naziemnych sytuacja jest znacznie prostsza w porównaniu z pomiarami satelitarnymi

19.3 Korekcja atmosferyczna

19.4 Albedo powierzchni ziemi

Spektralna zależność współczynnika odbicia od powierzchni ziemi zawiera informację o typie podłoża. Własności odbijające powierzchni ziemi są z reguły bardziej skomplikowane niż oceanu. Jednak większość powierzchni wegetacyjnych wykazuje podobne zachowanie dla długości fali około $0.7\mu\text{m}$. W obszarze tym występuje silna zmiana współczynnika odbicia. Dla długości fali $\lambda < 0.7\mu\text{m}$ zawarty w roślinach chlorofil prowadzi do silnej absorpcji i spadku współczynnika odbicia



STORAGE/NT/CORE1/R3/14-1

Rys. Spektralna zmienność albedo powierzchni ziemi na tle kanałów spektralnych wybranych detektorów satelitarnych.

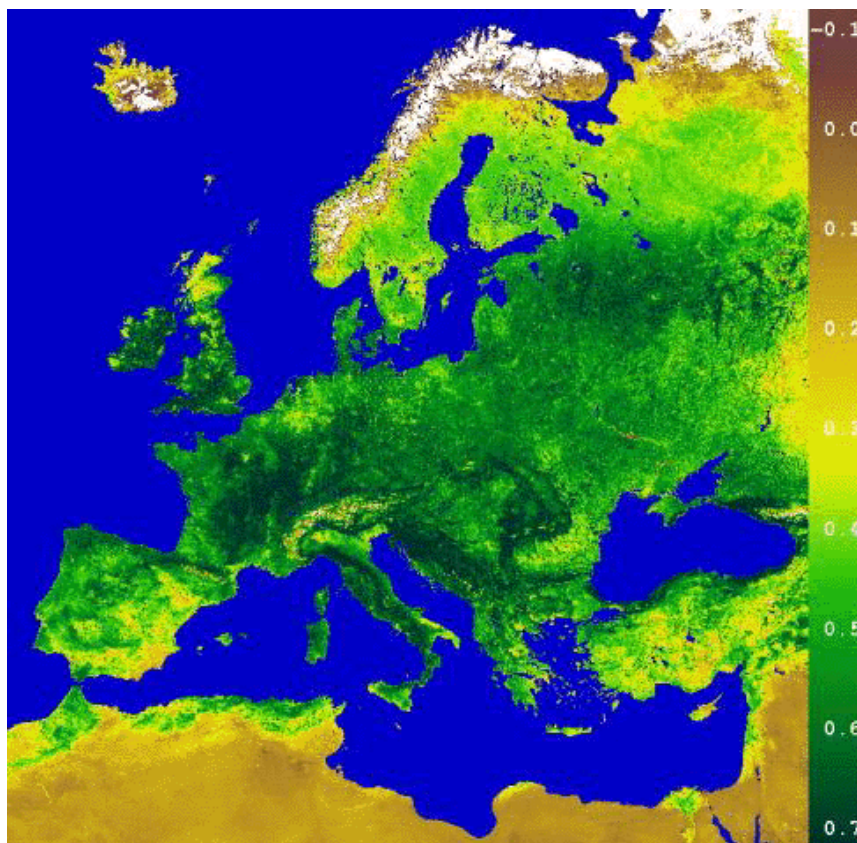
Zmiany współczynnika odbicia w bliskiej podczerwieni (NIR) opisywane są przez indeks NDVI (znormalizowany, różnicowy indeks wegetacyjny).

$$NDVI = \frac{I(NIR) - I(VIS)}{I(NIR) + I(VIS)}$$

gdzie $I(NIR)$ oraz $I(VIS)$ są radiancja promieniowania odbitego w bliskiej podczerwieni i w obszarze widzialnym. Indeks NDVI mówi nam o zawartości składnika wegetacyjnego w danym typie podłoża. Im większy indeks tym zawartość biomasy większa.

Przykład

W przyrządzie AVHRR (Advance Very High Resolution Radiometer) w celu wyznaczenia NDVI wykorzystuje się kanał 1 (0.54-0.68 μm) oraz kanał 2 (0.73-1.10 μm).



Rys. Przykładowa mapa rozkładu przestrzennego indeksu NDVI

Tabela 19.1. Wartość indeksu NDVI

wegetacja	0.01 - 0.75
oceany, jeziora, rzeki	wartości ujemne
półpustynie	0-0.01
chmury	0-0.75

Wartości $I(\text{NIR})$ oraz $I(\text{VIS})$ są mierzone na górnej granicy atmosfery, a więc zawierają również przyczynek od atmosfery. Właściwe oszacowanie indeksu NDVI wymaga więc wykonania korekcji atmosferycznej w postaci

$$I_{\text{meas}} = I_{\text{surf}} + I^*$$

gdzie I^* poprawka atmosferyczna często ograniczana tylko do rozpraszania Rayleigha. Poza wpływem atmosfery istotny przyczynek do wartości NDVI wnosi kąt zenitalny satelity pod którym wykonany był pomiar. We względu na silną zmienność współczynnika odbicia od kąta zenitalnego słońca i satelity oraz różnicy kąta azymutalnego słońca i satelity wymagane jest wykonanie korekcji geometrycznej.

20. Pomiary własności optycznych aerozoli

20.1 Wyznaczanie grubości optycznej aerozolu przy pomocy fotometru słonecznego

20.2 Wyznaczanie rozkładu wielkości aerozolu

20.3 Wykładnik Angstroma

20.4 Metody satelitarne wyznaczania grubości optycznej aerozolu

21. Wyznaczanie temperatury powietrza

21.1 Wyznaczanie temperatury powierzchni oceanu SST

21.2 Wyznaczanie profilu temperatury powietrza

22. Teledetekcja radarowa

22.1 Altimetria satelitarna

22.2 Radar meteorologiczny

22.3 Radar dopplerowski

23. Lidar w badaniach atmosferycznych

23.1 Lidar rozproszeniowy

23.2 Lidar ramanowski

23.3 Lidar absorpcji różnicowej

24. Literatura

- K. N. Liou, Introduction to Atmospheric Radiation, 2002
- G. W. Petty, A First Course in Atmospheric Radiation, 2004
- C.F. Bohren, D.R. Huffman, Absorption and Scattering of Light by Small Particles, 1998.
- G.T. Thomas, K. Stamnes, Radiative Transfer in the Atmosphere and Ocean, 1999.
- G. L. Stephens, Remote Sensing of the Lower Atmosphere. An Introduction, 1994.
- C. Mobley, Light and Water: Radiative Transfer in Natural Water, 1988.
- R. M. Goody, Atmospheric Radiation, Theoretical Basis, 1989.
- J. H. Seinfeld, S. N. Pandis, Atmospheric Chemistry and Physics: From Air Pollution to Climate Change, 1997.