

Prof. **PIETRO PATIMISCO**

Dipartimento INTERATENO di Fisica

II PIANO – Stanza 233

pietro.patimisco@uniba.it

ORARIO DI RICEVIMENTO:

LUNEDI 09:00 – 11:00

GIOVEDI 10:30 – 12:30

PROGRAMMA DEL CORSO

SLIDE DELLE LEZIONI

<http://polysense.poliba.it/index.php/metodologie-fisiche-per-lambiente/>

TESTO CONSIGLIATO

E. Boeker and R. van Grondelle – **Environmental Physics: Sustainable Energy and Climate Change**, Wiley.

SYLLABUS

1. Struttura dell'Atmosfera

1.1 Introduzione concetti di base. 1.1.1 Che cos'è l'atmosfera. 1.1.2. Spettro di radiazione del Sole. 1.1.3. Righe di assorbimento molecolari. 1.1.4. Legge di Lambert-Beer. **1.2 Struttura verticale della troposfera.** 1.2.1 Equazione idrostatica. 1.2.2 Adiabatico secco. 1.2.3 Adiabatico saturo. 1.2.4 Formazione delle nuvole. **1.3 Struttura degli altri strati.** 1.3.1 Stratosfera, termosfera e ionosfera.

2. Bilancio Energetico dell'Atmosfera

2.1 Bilancio della radiazione. 2.1.1 Irraggiamento solare e albedo. 2.1.2 Temperatura della superficie terrestre. 2.1.3 Emissione infrarossa della superficie terrestre. **2.2 Cambiamento nel bilancio della radiazione.** 2.2.1 Equazione di bilancio termico. 2.2.2 Terra bianca e inverno nucleare. 2.2.3 Trasferimento di radiazione. 2.2.4 Modello analitico di Van Dorland. 2.2.5 Forzante radiativo e riscaldamento globale. 2.2.6 Ritardo temporale dovuto al riscaldamento degli oceani. 2.2.7 I gas serra e il Global Warming Power.

3. Dinamica del Cambiamento Climatico

3.1 Dinamica dell'atmosfera. 3.1.1 Effetti di latitudine. 3.1.2 Moto verticale dell'aria. 3.1.3 Corrente geostrofica. 3.1.4 Accoppiamento delle proprietà orizzontali e verticali. **3.2 Variabilità climatica.** 3.2.1 Variabilità climatica naturale. 3.2.2 Variabilità indotta dalle attività umane. 3.2.3 Il ciclo del carbonio. **3.3 Modellazione climatica.** 3.3.1. Modelli climatici avanzati. 3.3.2. Modello climatico semplificato. 3.3.3. Prevedere il cambiamento climatico.

4. Dispersione di inquinanti in atmosfera

4.1 Equazione di diffusione. 4.1.1. Diffusività e avvezione. 4.1.2. Emissione istantanea in atmosfera. 4.1.3. Nuvola di dimensioni finite. 4.1.4. Emissione continua in atmosfera. **4.2 Diffusione in presenza di vento uniforme.** 4.2.1. Emissione puntiforme istantanea. 4.2.2. Emissione puntiforme continua. **4.3 Modello di dispersione gaussiano a pennacchio.** 4.3.1 Tipi di emissione da ciminiera. 4.3.2 Analisi statistica. 4.3.3 Emissione continua da sorgente puntiforme. 4.3.4 Esempio di calcolo con emissione da una ciminiera.



CAPITOLO 1

STRUTTURA DELL' ATMOSFERA

1.1 INTRODUZIONE CONCETTI DI BASE

1.1.1 Che cos'è l'atmosfera

L'atmosfera è un involucro di gas che avvolge la Terra ed è trattenuta dalla forza di gravità.

La sua composizione è dominata dall'**azoto**, che rappresenta circa il 78% dell'aria, seguito dall'**ossigeno** (21%), indispensabile per la respirazione degli esseri viventi.

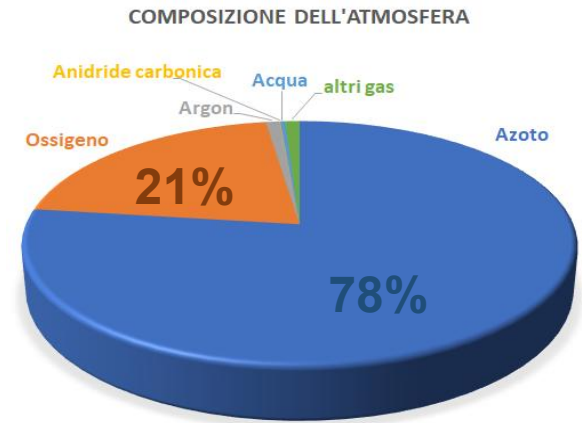
Negli strati più bassi contiene anche **vapore acqueo** e particelle di **pulviscolo atmosferico**, mentre negli strati più alti aumentano le concentrazioni dei gas più leggeri, come **idrogeno** ed **elio**.

L'atmosfera interagisce principalmente con il **campo di radiazione solare** e con la **superficie terrestre**.

Una frazione della radiazione solare viene riflessa dall'atmosfera e rimandata nello spazio senza raggiungere il suolo.

Un'altra parte viene **assorbita direttamente dall'atmosfera**.

La radiazione restante riesce invece a **raggiungere la superficie terrestre**, dove viene in parte assorbita e in parte riflessa nuovamente verso l'atmosfera.



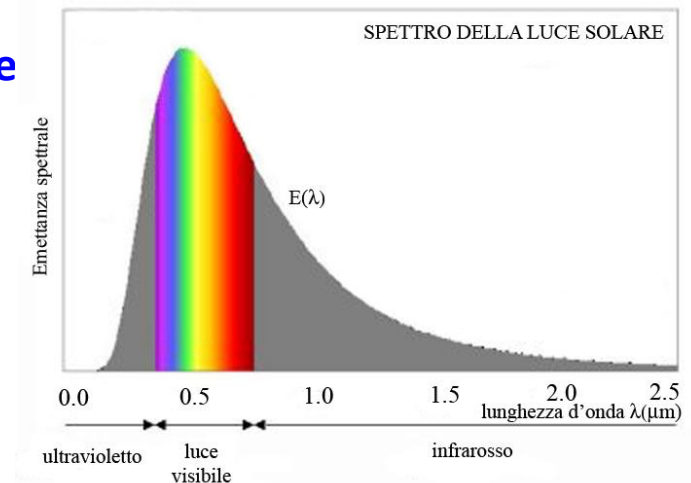
1.1 INTRODUZIONE CONCETTI DI BASE

1.1.1 Che cos'è l'atmosfera

Per descrivere gli scambi di energia tra il Sole, l'atmosfera e la superficie terrestre è necessario introdurre alcuni concetti fondamentali.

Innanzitutto, è importante conoscere la **distribuzione spettrale del campo di radiazione emesso dal Sole**.

Il Sole può essere approssimato a un **corpo nero** che emette radiazione elettromagnetica su un ampio intervallo di lunghezze d'onda, con un massimo nel visibile. La quantità di energia emessa a ciascuna lunghezza d'onda determina come la radiazione solare interagisce con l'atmosfera.



Un secondo aspetto fondamentale riguarda l'**interazione del campo di radiazione solare con i gas** che costituiscono l'atmosfera. I diversi gas atmosferici assorbono la radiazione in modo selettivo, a seconda della lunghezza d'onda.

Infine, è essenziale considerare l'**interazione del campo di radiazione con la superficie terrestre**. La superficie assorbe parte della radiazione solare incidente e la riemette sotto forma di radiazione infrarossa.

1.1 INTRODUZIONE CONCETTI DI BASE

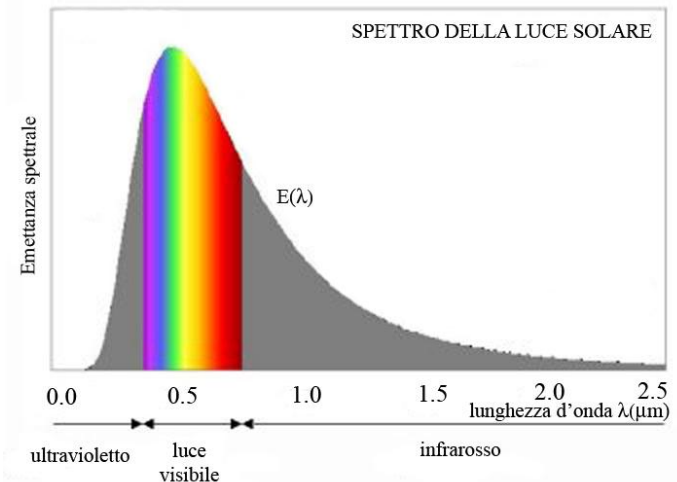
1.1.2 Spettro di radiazione del Sole

Una stella come il Sole può essere considerata con buona approssimazione un **corpo nero**. Essa assorbe la radiazione incidente senza rifletterla, e allo stesso tempo emette luce propria. Pertanto, la sua **distribuzione spettrale continua** è data dalla **radiazione termica**, intesa come la radiazione emessa dal Sole per effetto della sua temperatura.

Con l'**ipotesi di Planck** secondo il quale ogni modo del campo di radiazione può emettere o assorbire energia in quantità discrete di energia pari a multipli interi del quanto di energia $h\nu$, il campo di radiazione termica ha **radianza** $R_T(\nu)$ pari a:

$$R_T(\nu) = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}$$

La radiazione termica, **se misurata prima di interagire con l'atmosfera**, presenta una distribuzione spettrale continua ricavabile dalla legge di Planck per $T \sim 5800$ K.

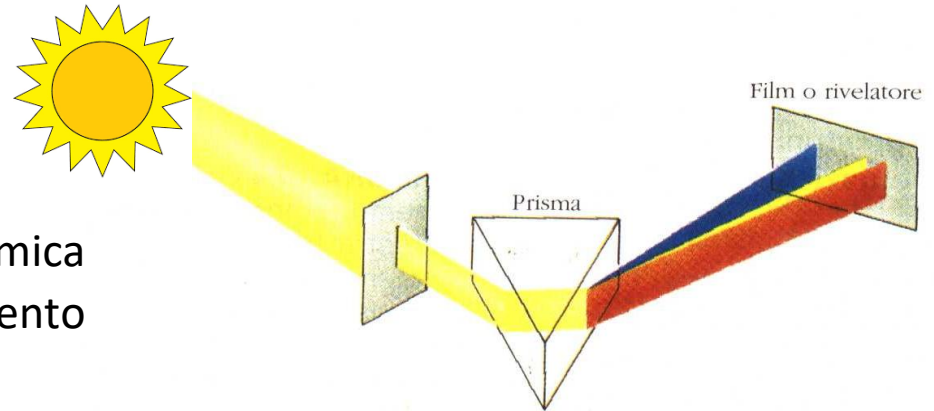


1.1 INTRODUZIONE CONCETTI DI BASE

1.1.2 Spettro di radiazione del Sole

Per ricostruire lo spettro di emissione di un corpo nero (e quindi del Sole), occorre uno **spettrometro**.

Una fenditura convoglia la radiazione termica emessa dal corpo nero su un elemento disperdente, come un prisma.



Quest'ultimo **separa angularmente le diverse componenti spettrali** della luce che lo attraversa: ogni lunghezza d'onda viene deviata secondo un angolo differente, nei limiti della risoluzione spettrale del prisma.

Un fotorivelatore registra quindi un segnale proporzionale all'intensità della luce per ciascuna posizione angolare.

Poiché ad ogni angolo corrisponde una specifica lunghezza d'onda, è possibile ricostruire la distribuzione dell'intensità in funzione della lunghezza d'onda, ovvero la **radianza $R_T(\nu)$ del corpo nero**.

1.1 INTRODUZIONE CONCETTI DI BASE

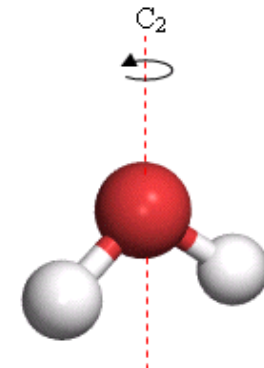
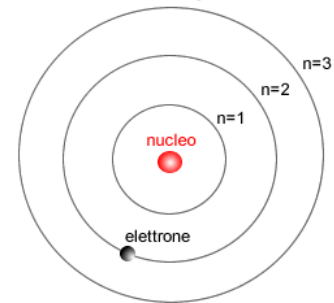
1.1.3 Righe di assorbimento molecolari

Il campo di radiazione solare, caratterizzato da una distribuzione spettrale continua, incide sull'atmosfera, che può essere schematizzata come un **campione gassoso**.

Ciascuna componente della miscela gassosa è rappresentabile con un proprio set di livelli energetici.

I livelli energetici molecolari sono composti da:

- **Parte elettronica**, relativa alle transizioni degli elettroni dei singoli nuclei
- **Parte vibrazionale**, relativa alle vibrazioni dei nuclei attorno ad una posizione di equilibrio
- **Parte rotazionale**, relativa alla rotazione dell'intera molecola



1.1 INTRODUZIONE CONCETTI DI BASE

1.1.3 Righe di assorbimento molecolari

Per determinare gli stati energetici di una molecola, si applica il principio di **Born–Oppenheimer**.

Esso si basa sulla grande differenza di massa tra nuclei ed elettroni: poiché i nuclei sono più pesanti, il loro moto è molto più lento rispetto a quello elettronico. In altre parole, gli **elettroni si “aggiustano” istantaneamente ad ogni moto del nucleo**, ovvero “seguono” i nuclei. Questo consente di separare i gradi di libertà elettronici da quelli del nucleo.

Nel quadro di Born–Oppenheimer, l’equazione di Schroedinger molecolare completa può essere risolta separando **le variabili elettroniche dalle variabili del nucleo**, sfruttando proprio la separazione dei tempi dinamici

Quindi, la funzione d’onda totale ψ della molecola può essere fattorizzata:

$$\psi = \psi_e(q, Q)\psi_n(Q)$$

dove q sono le coordinate degli elettroni e Q quelle dei nuclei.

D’altro canto, la funzione ψ_n può essere fattorizzata in una parte vibrazionale ψ_v e una rotazionale ψ_r :

$$\psi_n = \psi_v\psi_r$$

1.1 INTRODUZIONE CONCETTI DI BASE

1.1.3 Righe di assorbimento molecolari

$$\psi = \psi_e \psi_v \psi_r$$

Questa separazione consente di ricondurre il problema molecolare completo a **tre equazioni di Schroedinger distinte**: una per gli elettroni (con nuclei considerati fissi), una per il moto vibrazionale e una per il moto rotazionale della molecola.

Ciascuna equazione implica una propria **quantizzazione**: livelli elettronici discreti, livelli vibrazionali quantizzati e livelli rotazionali quantizzati in funzione del momento angolare molecolare.

Ne segue che ogni molecola ha uno spettro energetico elettronico E_e , uno spettro energetico rotazionale E_r e uno spettro energetico vibrazionale E_v .

Come avviene nel metodo di separazione delle variabili, l'energia totale della molecola risulta data dalla somma dei contributi:

$$E = E_e + E_v + E_r$$

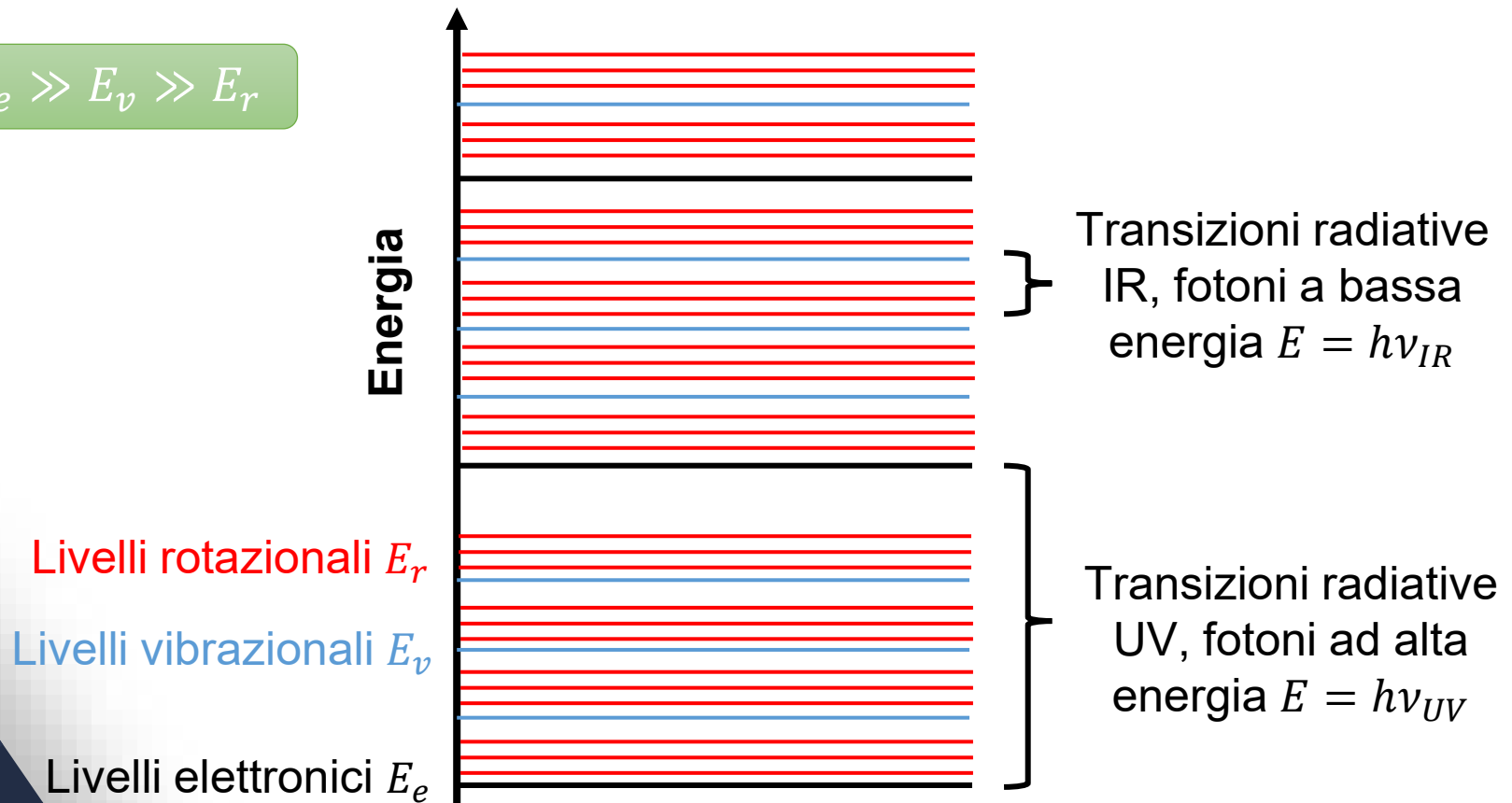
Fondamentale è la **gerarchia delle scale energetiche**, per cui vale:

$$E_e \gg E_v \gg E_r$$

1.1 INTRODUZIONE CONCETTI DI BASE

1.1.3 Righe di assorbimento molecolari

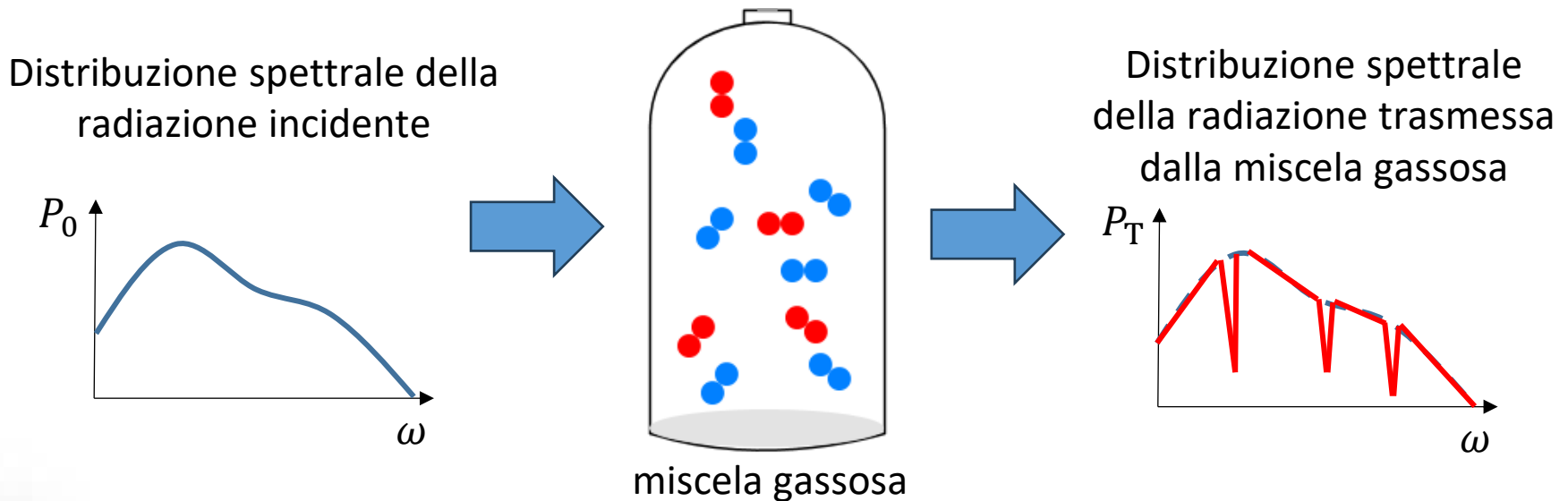
$$E_e \gg E_v \gg E_r$$



Condizioni di assorbimento: la radiazione elettromagnetica deve contenere fotoni che abbiano energie corrispondenti alle transizioni tra due stati energetici permessi

1.1 INTRODUZIONE CONCETTI DI BASE

1.1.3 Righe di assorbimento molecolari



Un campo di radiazione con una distribuzione spettrale continua incide su un campione gassoso

Solo i fotoni risonanti con una transizione elettronica o rotovibrazionale permessa verranno assorbiti; gli altri attraverseranno il campione indisturbato.

La distribuzione spettrale della radiazione trasmessa ricalcherà la stessa forma della distribuzione incidente con dei «deep» corrispondenti alle frequenze assorbite dai componenti della miscela.

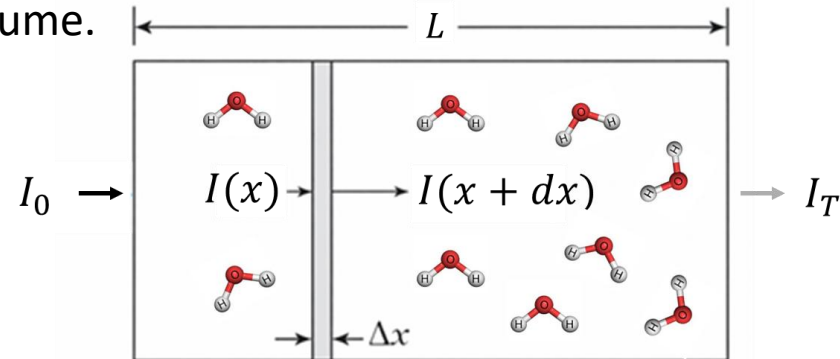
1.1 INTRODUZIONE CONCETTI DI BASE

1.1.4 Legge di Lambert-Beer

Vediamo adesso come possiamo quantificare il numero di molecole assorbenti.

Consideriamo un campione gassoso in un certo volume.

Man mano che il l'intensità della radiazione penetra nel materiale, una frazione dei fotoni viene assorbita attraverso transizioni roto-traslazionali delle molecole contenute nel volume.



L'intensità assorbita in uno spessore infinitesimo dx è proporzionale all'intensità locale del flusso $I(x)$ ed è dato da $\alpha I(x) dx$, dove α è il coefficiente di assorbimento.

Il coefficiente di assorbimento α dipende dalla probabilità di assorbimento della radiazione e quindi dalla **sezione d'urto di assorbimento** σ e dalla **concentrazione delle molecole assorbenti** N presenti nel mezzo.

$$\alpha = \sigma N$$

Ne segue che la variazione dell'intensità lungo la direzione di propagazione soddisfa la relazione:

$$I(x + dx) - I(x) = -\alpha I(x) dx$$

1.1 INTRODUZIONE CONCETTI DI BASE

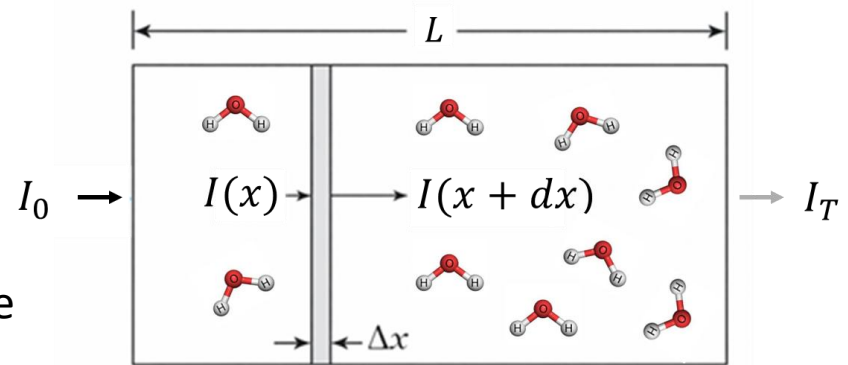
1.1.4 Legge di Lambert-Beer

$$I(x + dx) - I(x) = -\alpha I(x) dx$$

ovvero, nel limite differenziale

$$\frac{dI(x)}{dx} = -\alpha I(x)$$

dove il segno meno indica la diminuzione dell'intensità dovuta all'assorbimento.



Imponendo la condizione al contorno $I(x) = I_0$ per $x = 0$, la soluzione è:

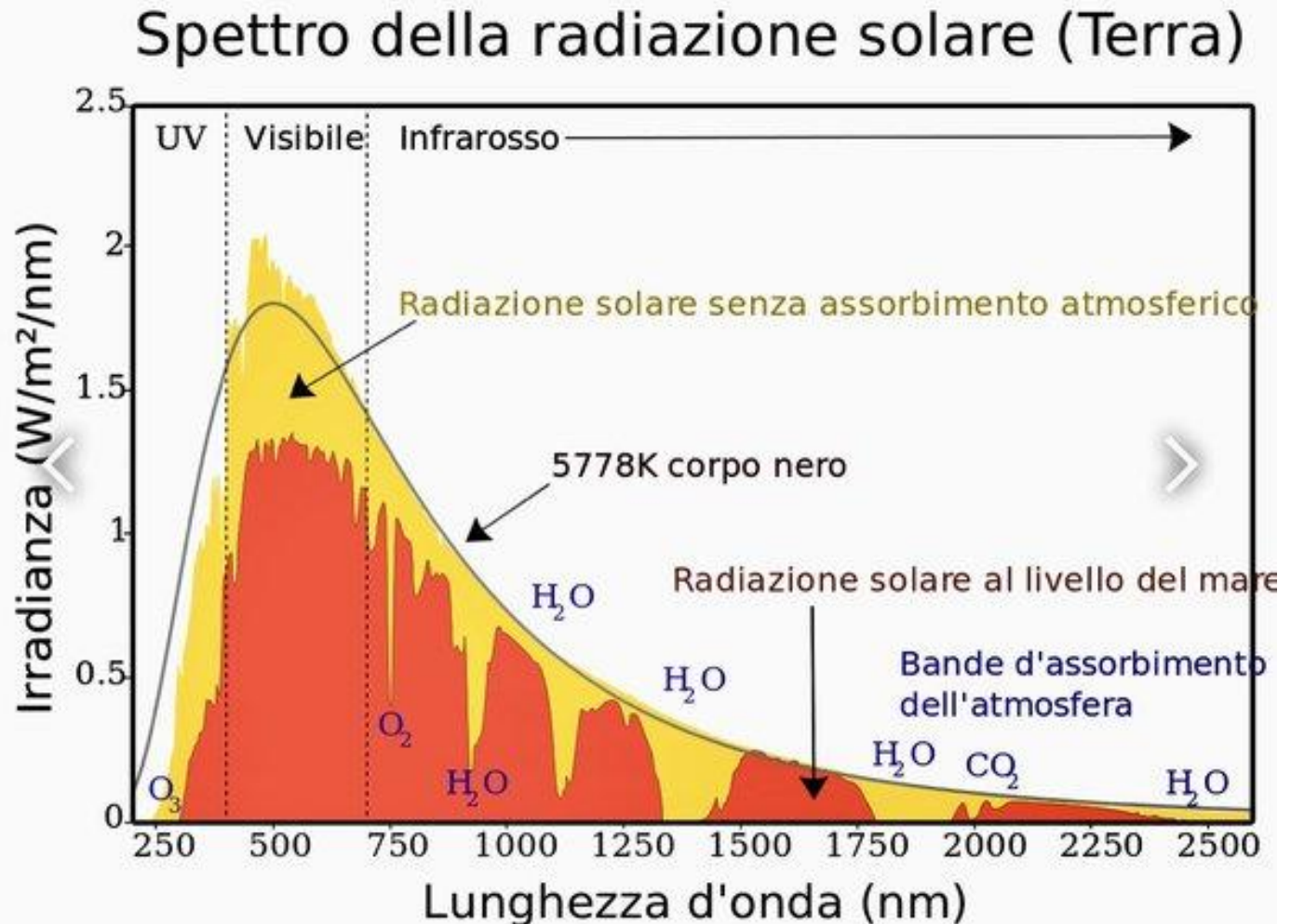
$$I(x) = I_0 e^{-\alpha x}$$

$$\alpha = \sigma N$$

Questa relazione mostra come l'intensità della radiazione decresca esponenzialmente man mano che essa penetra in una regione assorbente. Misurando l'intensità della radiazione incidente e quella trasmessa dal campione, è possibile stimare il coefficiente di assorbimento α , nota la sezione d'urto di assorbimento radiativo, determinare la concentrazione delle molecole assorbenti presenti nel mezzo.

1.1 INTRODUZIONE CONCETTI DI BASE

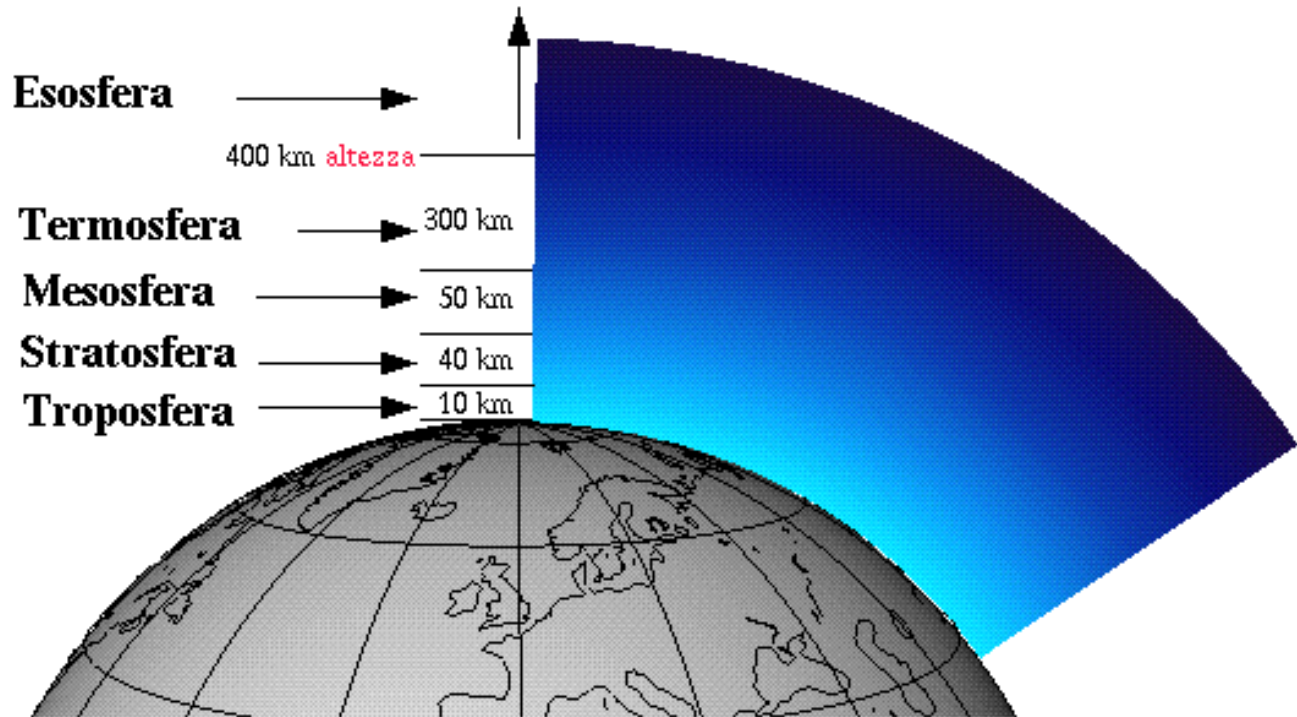
1.1.4 Legge di Lambert-Beer



1.2 STRUTTURA VERTICALE DELLA TROPOSFERA

1.2.1 Equazione idrostatica

L'atmosfera terrestre si estende orizzontalmente su distanze paragonabili alla circonferenza della Terra, pari a circa **40,000 km**.



Al contrario, la sua estensione verticale è molto più limitata: come mostrato in Figura, essa raggiunge al massimo circa **400 km**.

1.2 STRUTTURA VERTICALE DELLA TROPOSFERA

1.2.1 Equazione idrostatica

Lo strato più basso dell'atmosfera, la **troposfera**, è caratterizzato da intensi moti verticali dell'aria, principalmente dovuti al riscaldamento della superficie terrestre da parte della radiazione solare.

Il profilo di temperatura in questo strato può essere descritto considerando **l'espansione adiabatica** di un piccolo volume d'aria che sale di quota.

Il termine adiabatico indica un processo che avviene **senza scambio di calore** con l'ambiente circostante.

Inoltre, con buona approssimazione, un volumetto d'aria nell'atmosfera può essere considerato in **equilibrio idrostatico**, cioè soggetto a una forza di pressione che bilancia il peso dell'aria sovrastante e sottostante.



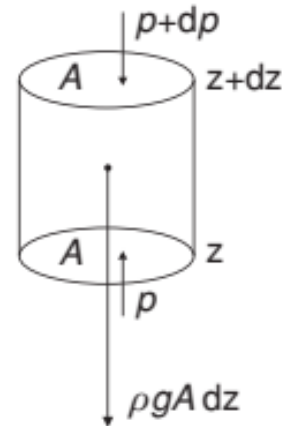
1.2 STRUTTURA VERTICALE DELLA TROPOSFERA

1.2.1 Equazione idrostatica

Consideriamo un **volumetto d'aria cilindrico** di sezione A e altezza infinitesima dz , situato tra le quote z e $z + dz$, come rappresentato in Figura

Indichiamo con:

- $p(z)$ la **pressione atmosferica** alla quota z
- $p(z) + dp$ la pressione alla quota $z + dz$



Sul volumetto agiscono le seguenti forze:

- la **forza di pressione verso l'alto** esercitata sulla base inferiore $F_{\text{inf}} = p(z)A$
- la **forza di pressione verso il basso** esercitata sulla base superiore $F_{\text{sup}} = -[p(z) + dp]A$
- la **forza peso**, diretta verso il basso, applicata al centro di massa del volumetto, $F_p = -mg = -\rho g A dz$, dove ρ è la densità dell'aria e g l'accelerazione di gravità.

1.2 STRUTTURA VERTICALE DELLA TROPOSFERA

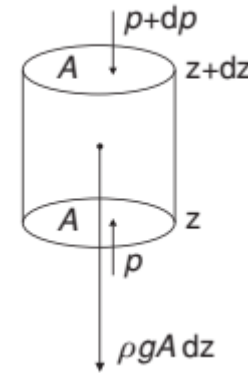
1.2.1 Equazione idrostatica

Se il volumetto d'aria è in **equilibrio verticale**, la somma delle forze deve essere nulla. Pertanto, la forza verso l'alto deve bilanciare le forze verso il basso:

$$pA = (p + dp)A + \rho g A dz$$

ovvero:

$$dp = -\rho g dz$$



Questa è la **condizione di equilibrio idrostatico** dell'atmosfera, che descrive come la pressione diminuisca con la quota a causa del peso dell'aria sovrastante.

Nella **bassa troposfera** l'accelerazione di gravità g può essere assunta, con buona approssimazione, **costante**.

Al contrario, la densità dell'aria **ρ diminuisce** sensibilmente con l'aumentare della quota e non può quindi essere considerata costante.

Tuttavia, è possibile stabilire una relazione tra la densità ρ e la pressione p , poiché il comportamento termodinamico dell'aria atmosferica può essere descritto in modo soddisfacente tramite **l'equazione di stato dei gas ideali**.

$$pV = nRT$$

1.2 STRUTTURA VERTICALE DELLA TROPOSFERA

1.2.1 Equazione idrostatica

$$pV = nRT$$

dove n è il numero di moli nel volumetto V .

Detta M [g] la massa molecolare dell'aria, considerata come una miscela gassosa, la massa m [kg] di una certa quantità di aria può essere espressa come:

$$m = nM \cdot 10^{-3}$$

dove il fattore $1/1000$ serve a convertire la massa molecolare da grammi a chilogrammi. Sostituendo nell'equazione di stato dei gas ideali:

$$p = \frac{n}{V}RT = \frac{m}{V} \frac{R}{M} 10^3 T$$

Definiamo $R' = \frac{R}{M} 10^3$

così l'espressione precedente diventa:

$$p = \frac{m}{V} R' T = \rho R' T$$

1.2 STRUTTURA VERTICALE DELLA TROPOSFERA

1.2.1 Equazione idrostatica

$$dp = -g\rho dz$$

$$p = \rho R'T$$

Combinando le due espressioni:

$$\frac{dp}{dz} = -g\rho = -g \frac{p}{R'T}$$

Assumendo un **valore medio T_{av} per la temperatura** in troposfera, è possibile definire una **quota** (o altezza) **effettiva**:

$$H_e = \frac{R'T}{g}$$

così l'equazione precedente diventa:

$$\frac{dp}{dz} = -\frac{p}{H_e}$$

1.2 STRUTTURA VERTICALE DELLA TROPOSFERA

1.2.1 Equazione idrostatica

$$\frac{dp}{dz} = -\frac{p}{H_e}$$

la cui soluzione fornisce l'andamento esponenziale decrescente della pressione con la quota:

$$p = p_0 e^{-\frac{z}{H_e}}$$

$$H_e = \frac{R'T}{g}$$

dove p_0 rappresenta la pressione a $z = 0$, ovvero a livello del mare.

Per una temperatura media $T_{av} = 250$ K si ottiene $H_e \approx 7.3$ km. Ciò implica che la pressione atmosferica diminuisce di un fattore 10 per un incremento di altitudine di circa 16.8 km.

Quando un **volumetto di aria secca** si muove verso l'alto senza scambiare calore con l'ambiente circostante, la variazione della temperatura con la quota segue il cosiddetto **gradiente adiabatico secco**.

Analogamente, un **volumetto di aria umida e satura**, durante la risalita, condensa parte del vapore acqueo in esso contenuto e la sua evoluzione termica segue il **gradiente adiabatico saturo**.

1.2 STRUTTURA VERTICALE DELLA TROPOSFERA

1.2.2 Adiabatico secco

Consideriamo una massa unitaria di aria, pari a 1 kg.

La **prima legge della termodinamica** stabilisce che il calore scambiato con l'esterno, δQ , viene in parte impiegato per modificare la temperatura del sistema e in parte per compiere lavoro di espansione contro la pressione esterna. Tale principio può essere espresso dalla relazione:

$$\delta Q = c_V dT + p dV$$

Nel caso di **volume costante**, il calore fornito al sistema viene interamente utilizzato per aumentare la temperatura. Per questo motivo, c_V rappresenta il calore specifico a volume costante, espresso in $\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$.

Consideriamo ora un volumetto d'aria: esso può deformarsi ed espandersi durante il moto, ma la sua **massa unitaria rimane costante**.

Di conseguenza, il volume specifico V è legato alla densità ρ dalla relazione $V = \frac{1}{\rho}$.

Sostituendo questa espressione nell'equazione della prima legge della termodinamica avremo:

$$\delta Q = c_V dT + p d\left(\frac{1}{\rho}\right)$$

1.2 STRUTTURA VERTICALE DELLA TROPOSFERA

1.2.2 Adiabatico secco

$$\delta Q = c_V dT + p d\left(\frac{1}{\rho}\right)$$

Mostriamo che il termine $p d\left(\frac{1}{\rho}\right)$ può essere riscritto come $d\left(\frac{p}{\rho}\right) - \frac{1}{\rho} dp$

Dimostriamolo partendo dal risultato:

$$d\left(\frac{p}{\rho}\right) - \frac{1}{\rho} dp = \frac{\rho dp - p d\rho}{\rho^2} - \frac{1}{\rho} dp = \frac{1}{\rho} dp - \frac{p d\rho}{\rho^2} - \frac{1}{\rho} dp = -\frac{p d\rho}{\rho^2} = p d\left(\frac{1}{\rho}\right)$$

Quindi:

$$\delta Q = c_V dT + p d\left(\frac{1}{\rho}\right) = c_V dT + d\left(\frac{p}{\rho}\right) - \frac{1}{\rho} dp$$

Usando l'equazione:

$$p = \rho R' T$$

$$\delta Q = c_V dT + p d\left(\frac{1}{\rho}\right) = c_V dT + R' dT - \frac{1}{\rho} dp$$

1.2 STRUTTURA VERTICALE DELLA TROPOSFERA

1.2.2 Adiabatico secco

$$\delta Q = c_V dT + R' dT - \frac{1}{\rho} dp$$

Utilizzando la relazione di Mayer $c_p = c_V + R'$

$$R' = \frac{R}{M} 10^3$$

$$\delta Q = c_p dT - \frac{1}{\rho} dp$$

Nel caso di **aria secca** che evolve senza scambio di calore con l'ambiente circostante, il processo è **adiabatico** e pertanto $\delta Q = 0$. Di conseguenza, l'equazione precedente si riduce alla relazione:

$$c_p dT = \frac{1}{\rho} dp$$

che può essere riscritta come:

$$dT = \frac{dp}{\rho c_p} = R' T \frac{dp}{p c_p}$$

$$p = \rho R' T$$

1.2 STRUTTURA VERTICALE DELLA TROPOSFERA

1.2.2 Adiabatico secco

$$dT = R'T \frac{dp}{pc_p}$$

Il **gradiente adiabatico** secco descrive la variazione della temperatura dell'aria secca con la quota z ed è espresso dalla relazione:

$$\frac{\partial T}{\partial z} = \frac{\partial T}{\partial p} \times \frac{\partial p}{\partial z}$$

$$\frac{dp}{dz} = -g \frac{p}{R'T}$$

Sostituendo le espressioni determinate per $\frac{\partial T}{\partial p}$ e $\frac{\partial p}{\partial z}$, si ottiene

$$\frac{\partial T}{\partial z} = \frac{R'T}{pc_p} \times \frac{-gp}{R'T} = -\frac{g}{c_p} = -\Gamma_d$$

La quantità $\Gamma_d = \frac{g}{c_p}$ è detta **gradiente adiabatico secco** e rappresenta il tasso di variazione della temperatura di un volumetto di aria secca durante il suo moto verticale.

1.2 STRUTTURA VERTICALE DELLA TROPOSFERA

1.2.2 Adiabatico secco

$$\frac{\partial T}{\partial z} = -\frac{g}{c_p} = -\Gamma_d$$

Essa quantifica la rapidità con cui l'aria si riscalda o si raffredda al variare della quota.

Graficamente, il gradiente adiabatico secco corrisponde alla **pendenza della curva $T(z)$** .

Il segno negativo che compare nell'equazione indica che un volumetto d'aria in risalita subisce un'espansione, compie lavoro sull'ambiente circostante e, quindi, si raffredda.

Considerando il calore specifico dell'aria secca pari a $c_{p,aria} = 1007 \text{ [J}\cdot\text{kg}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}]$, è possibile calcolare direttamente il gradiente adiabatico secco:

$$\Gamma_d = \frac{g}{c_p} = \frac{9.81 \text{ m/s}^2}{1007 \text{ J kg}^{-1}\text{K}^{-1}} \approx 0.01 \text{ Km}^{-1}$$

Se l'aria contiene **vapore acqueo** ma non è satura, il calore specifico effettivo dell'aria può essere calcolato come media ponderata tra l'aria secca e il vapore:

$$c_p = (1 - \omega)c_{p,aria} + \omega c_{p,vapore}$$

1.2 STRUTTURA VERTICALE DELLA TROPOSFERA

1.2.2 Adiabatico secco

$$\frac{\partial T}{\partial z} = -\frac{g}{c_p} = -\Gamma_d$$

$$c_p = (1 - \omega)c_{p,aria} + \omega c_{p,vapore}$$

dove ω è la frazione di massa del vapore acqueo nell'aria e $c_{p,vapore} = 1850 \text{ [J}\cdot\text{kg}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}]$.

Combinando le due equazioni in alto, il gradiente adiabatico secco per l'aria umida non satura diventa quindi:

$$\Gamma_d = \frac{g}{c_p} = \frac{g}{(1 - \omega)c_{p,aria} + \omega c_{p,vapore}}$$

Poiché $c_{p,vapore} > c_{p,aria}$, la presenza di vapore aumenta il calore specifico c_p e quindi **riduce leggermente** Γ_d .

Questa espressione vale solo se **l'aria non è satura**. Se l'aria diventa satura, occorre considerare il gradiente adiabatico umido, che include anche l'effetto del calore latente di condensazione.

1.2 STRUTTURA VERTICALE DELLA TROPOSFERA

1.2.3 Adiabatico saturo

Ad una data temperatura, l'aria si dice **saturo** quando contiene la massima quantità di vapore acqueo che può mantenere a quella temperatura, ossia quando **l'umidità relativa è pari al 100%**.

Se la temperatura scende ulteriormente o se si aggiunge altro vapore, il vapore acqueo in eccesso condensa, trasformandosi in liquido.

Quando un piccolo volume di aria umida sale e si raffredda, il vapore acqueo in esso contenuto può condensare.

In questo processo, la frazione di massa ω di vapore acqueo diminuisce di una quantità $d\omega < 0$, che rappresenta proprio la frazione di massa di vapore che si è condensata.

In corrispondenza della condensazione si definisce l'**entalpia di condensazione** ΔH_v , che corrisponde al calore rilasciato quando una mole di sostanza condensa (processo inverso all'entalpia di vaporizzazione).

Riprendendo l'equazione precedente, possiamo ora considerare l'effetto del calore rilasciato durante la condensazione sul comportamento dell'aria umida ascendente:

$$\delta Q = (\Delta H_v)(-d\omega) = c_p dT - \frac{1}{\rho} dp$$

$$\delta Q = c_p dT - \frac{1}{\rho} dp$$

1.2 STRUTTURA VERTICALE DELLA TROPOSFERA

1.2.3 Adiabatico saturo

$$\delta Q = (\Delta H_v)(-d\omega) = c_p dT - \frac{1}{\rho} dp$$

da cui si ricava:

$$dT = \frac{1}{\rho c_p} dp - \frac{\Delta H_v}{c_p} d\omega$$

Per determinare il gradiente $\frac{\partial T}{\partial z}$, osserviamo che il primo termine è stato già trattato nella discussione per l'adiabatico secco, e quindi:

$$dT = \frac{dp}{\rho c_p}$$



$$\frac{\partial T}{\partial z} = -\frac{g}{c_p} = -\Gamma_d$$

$$\frac{\partial T}{\partial z} = -\Gamma_d - \frac{\Delta H_v}{c_p} \times \frac{\partial \omega}{\partial z} = -\Gamma_d - \frac{\Delta H_v}{c_p} \times \frac{\partial \omega}{\partial z} = -\Gamma_s$$

Il **gradiente adiabatico saturo** Γ_s è sempre **inferiore** al gradiente adiabatico secco Γ_d . Questo avviene perché durante la salita del volumetto d'aria umida il vapore acqueo condensa ($\partial \omega / \partial z < 0$) e libera calore, che **compensa parzialmente il raffreddamento dovuto all'espansione**.

L'effetto è tanto più marcato quanto più l'aria è calda, poiché può contenere maggiore quantità di vapore acqueo.

1.2 STRUTTURA VERTICALE DELLA TROPOSFERA

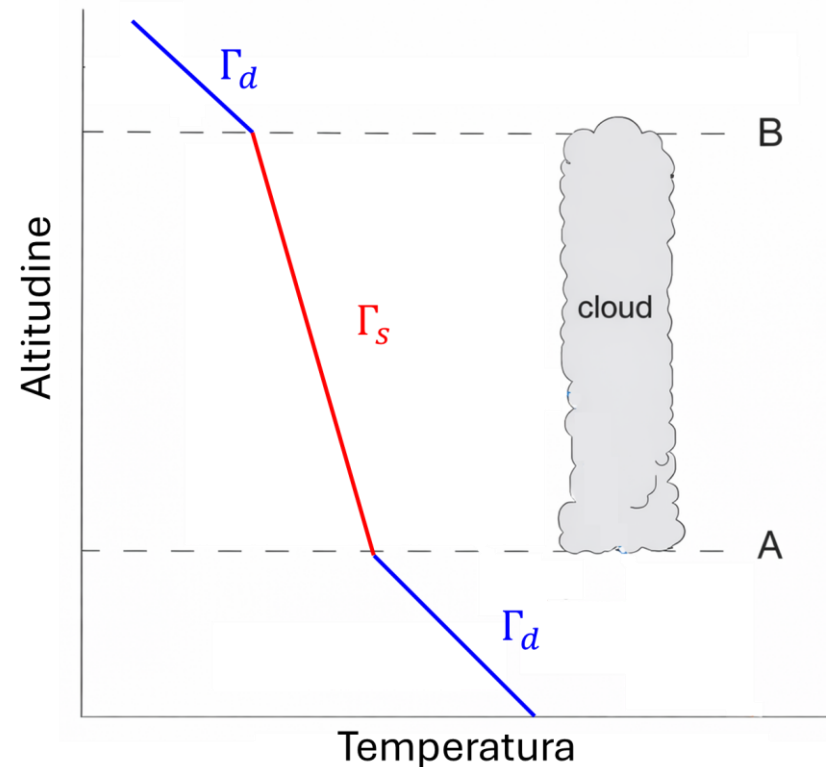
1.2.4 Formazione delle nuvole

Questo principio è alla base della **formazione delle nubi**, rappresentato schematicamente in Figura.

Analizziamo la **salita di un volumetto d'aria** vicino al suolo che viene riscaldato e inizia a salire. La sua temperatura diminuisce secondo l'adiabatico secco.

Se il volumetto d'aria è più caldo dell'ambiente circostante, continua a salire: questa situazione è detta **secca, instabile**.

Al raggiungimento del livello A, il **vapore acqueo inizia a condensare**.



Da questo punto, il volumetto segue l'**adiabatico saturo**, caratterizzato da una pendenza leggermente minore rispetto all'adiabatico secco.

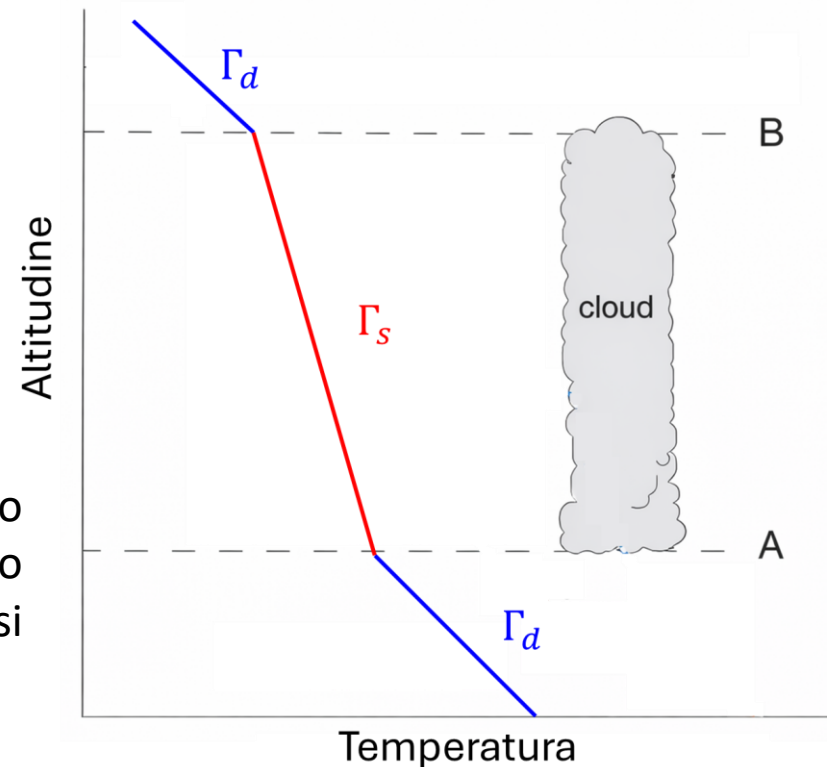
1.2 STRUTTURA VERTICALE DELLA TROPOSFERA

1.2.4 Formazione delle nuvole

Durante la salita lungo l'adiabatico saturo, il volumetto rimane più caldo dell'aria circostante e continua a salire, condensando progressivamente il vapore acqueo.

Questo processo continua fino al livello B, dove tutto il vapore disponibile è condensato. La situazione è detta **umida, instabile**.

Oltre il livello B, il volumetto segue di nuovo un adiabatico secco. Se ora risulta più freddo dell'ambiente circostante, la sua salita si arresta: la situazione è detta **secca, stabile**.



Tra i livelli A e B si forma una **nube alta**, costituita dal vapore acqueo che si è condensato durante la salita del volumetto. Questo fenomeno spiega la nascita dei cumuli e di altre nubi convettive.

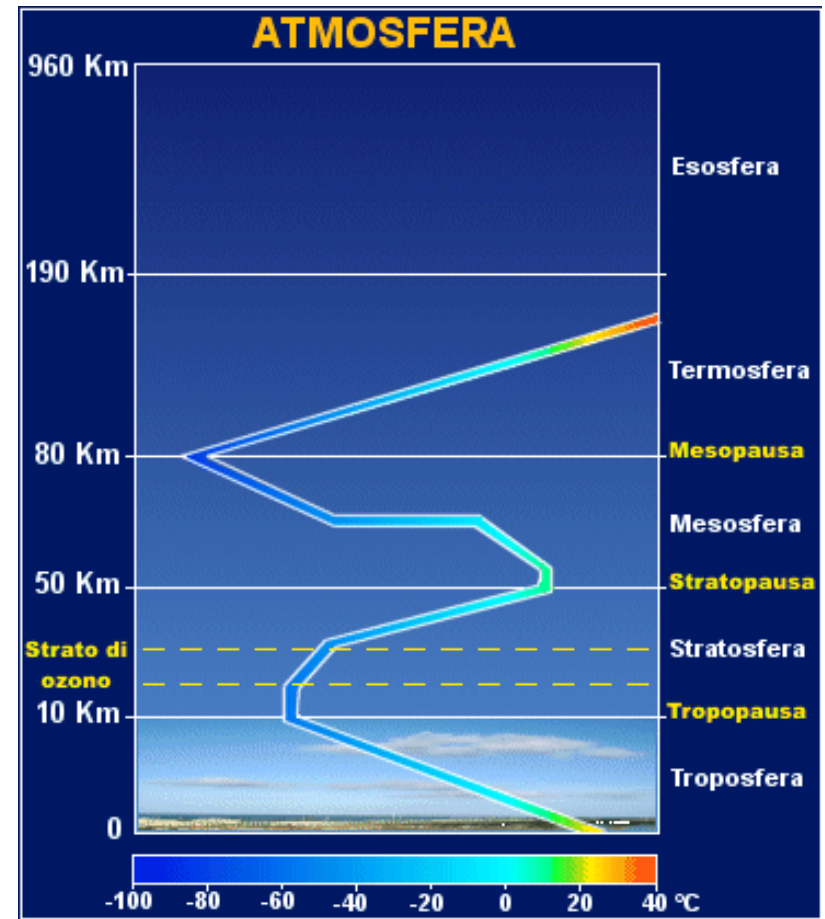
1.3 STRUTTURA DEGLI ALTRI STRATI

1.3.1 Stratosfera, termosfera e ionosfera

Guardando l'atmosfera dal basso verso l'alto, l'andamento della **temperatura con l'altitudine** permette di distinguere diversi strati: **troposfera**, **stratosfera**, **mesosfera** e **termosfera**, raffigurate schematicamente in Figura.

Le regioni che separano questi strati, chiamate rispettivamente **tropopausa**, **stratopausa** e **mesopausa**, segnano le altitudini dove il gradiente termico cambia segno e variano con la latitudine.

Nella **troposfera**, la temperatura diminuisce con l'altezza, mentre nella **stratosfera** e nella **termosfera** si osserva un aumento della temperatura con l'altitudine.



Questo fenomeno è dovuto all'assorbimento della radiazione solare e ai processi chimici conseguenti.

1.3 STRUTTURA DEGLI ALTRI STRATI

1.3.1 Stratosfera, termosfera e ionosfera

Nella **stratosfera** (10–50 km) l'assorbimento della radiazione ultravioletta (UV) da parte dell'ossigeno molecolare O_2 produce ozono stratosferico (O_3), che assorbe radiazione solare a lunghezze d'onda comprese tra 200 e 300 nm. Questo processo libera energia termica, causando un incremento della temperatura con l'altitudine.

Nella **termosfera** (oltre 80 km) l'aumento della temperatura è dovuto alla foto-dissociazione dell'ossigeno molecolare in ossigeno atomico O , che assorbe fortemente radiazione UV con lunghezze d'onda tra 100 e 200 nm. In alternativa, gli atomi di ossigeno possono ionizzarsi in O^+ ed elettroni, formando la **ionosfera**, responsabile della riflessione delle onde radio.

Questi fenomeni spiegano perché la temperatura atmosferica non diminuisce sempre con l'altitudine, ma presenta zone di riscaldamento stratosferico e termosferico legate alla radiazione solare e alla chimica atmosferica.

