

# CAPITOLO 1

## L'ATMOSFERA COME MEZZO FLUIDO CONTINUO E LA SUA FORMAZIONE, EVOLUZIONE E ODIERNA COMPOSIZIONE

### 1.0 – Introduzione.

L'atmosfera terrestre è il fluido gassoso che avvolge la Terra e che ruota con quest'ultima in modo quasi solidale (nel senso che sviluppa velocità relative rispetto alla superficie terrestre che sono molto piccole rispetto alla velocità tangenziale periferica media del nostro pianeta).

Una prima domanda che quindi ci si pone riguarda le condizioni dinamiche che permettono all'atmosfera terrestre, in presenza di tali modeste velocità relative orizzontali, di raggiungere – e di mantenere – quelle condizioni di equilibrio statico che vengono osservate lungo la direzione verticale secondo la quale agisce la forza più importante e rilevante, rappresentata dalla forza esterna del campo gravitazionale terrestre.

La prima risposta che viene spontanea è che l'atmosfera, trovandosi immersa in tale campo gravitazionale (supposto per semplicità uniforme almeno nelle prime decine di chilometri di altezza e diretto approssimativamente lungo la verticale locale), potrà restare in quiete verticale solo se la componente lungo tale direzione della risultante vettoriale di tutte le forze agenti su di essa – e di tutti i loro momenti e le loro coppie – si annullano (ossia, se si annulla la somma delle loro proiezioni).

L'esistenza di un modello di atmosfera in moto orizzontale che si mantenga verticalmente “statica”, così da corrispondere al suo comportamento

osservato nella realtà', e' utile in quanto consente di ricavare da esso le leggi di distribuzione verticale di alcuni elementi meteorologici, come la pressione e la densita' : leggi che continuano a valere con buona accuratezza nel caso generale dell'aria in movimento orizzontale uniforme.

L'atmosfera, inoltre, viene assimilata ad un fluido "**continuo**" in movimento e soggetto a variazioni di temperatura sia per scambi termici sia per processi dinamici.

Per descrivere l'evoluzione dinamica di un sistema fluido assimilato a un mezzo continuo occorre poter descrivere i movimenti di tutte le particelle di cui esso è costituito, il che significa, in pratica, di essere in grado di studiare il moto di un numero infinito di particelle. Si può pensare di fare un cosa di questo genere fissando un istante di tempo  $t_0$ , che chiameremo "*istante iniziale*" e "marcare" ciascuna delle infinite particelle del corpo fluido con le coordinate  $(x_0, y_0, z_0)$  del punto dello spazio che essa occupava all'istante iniziale  $t_0$ . Diciamo che, con questa operazione, individuiamo la particella che stiamo seguendo nel suo moto attribuendole il "*nome*", cioè effettuando il suo "*riconoscimento*", mediante la terna di coordinate  $(x_0, y_0, z_0)$ .

Per ogni istante di tempo generico " $t$ ", la particella avrà altre coordinate  $x(t)$ ,  $y(t)$ ,  $z(t)$ : se noi conosciamo queste tre funzioni del tempo " $t$ " conosceremo il suo movimento.

Ripetendo il procedimento per ogni particella, ossia per ogni terna  $(x_0, y_0, z_0)$  di coordinate, il moto sarà completamente descritto assegnando le tre funzioni:

$$\begin{aligned}x &= x(x_0, y_0, z_0, t) \\y &= y(x_0, y_0, z_0, t) \\z &= z(x_0, y_0, z_0, t)\end{aligned}\tag{a}$$

dalle quali, fissando i valori di  $x_0, y_0, z_0$ , si ha la legge del moto di **una determinata** particella mentre, fissando “t”, si ha la legge di corrispondenza tra posizione al tempo “t” e posizione iniziale per **tutte** le particelle. Le traiettorie delle particelle costituiscono così una famiglia di  $\mathbf{8}^3$  linee, dette linee di corrente “*streamlines*”.

La velocità  $v$  della particella  $(x_0, y_0, z_0)$  ha, per quanto precede, per componenti le derivate delle (a) fatte rispetto a “t” lasciando costanti  $x_0, y_0$  e  $z_0$ , ossia:

$$\begin{aligned} v_x = \dot{x} &= \frac{\partial x(x_0, y_0, z_0, t)}{\partial t} \\ v_y = \dot{y} &= \frac{\partial y(x_0, y_0, z_0, t)}{\partial t} \\ v_z = \dot{z} &= \frac{\partial z(x_0, y_0, z_0, t)}{\partial t} \end{aligned} \quad (\text{B})$$

Similmente, per le tre componenti dell’accelerazione, si avrà:

$$a_x = \ddot{x} = \frac{\partial^2}{\partial t^2} x(x_0, y_0, z_0, t) \quad a_y = \ddot{y} = \frac{\partial^2}{\partial t^2} y(x_0, y_0, z_0, t) \quad a_z = \ddot{z} = \frac{\partial^2}{\partial t^2} z(x_0, y_0, z_0, t)$$

(γ)

Il metodo di studio del moto di un mezzo come quello fin qui descritto è denominato metodo basato sul punto di vista “sostanziale” o ”Lagrangiano”: esso costituisce la rappresentazione più corretta dal punto di vista fisico, soprattutto per ciò che riguarda la definizione delle accelerazioni (intese come variazione della velocità di una ben determinata particella in due punti vicini, ma distinti, della sua traiettoria) ma, dal punto di vista pratico, è di scarsa utilità se si pensa che le operazioni sopradescritte dovrebbero essere ripetute per ciascuna delle infinite particelle del mezzo continuo.

Inoltre, le nostre osservazioni dello stato dell'atmosfera si basano sui dati rilevati da strumentazione collocata in punti fissi dello spazio (cioè presso le stazioni meteorologiche), dati che ci forniscono le variazioni temporali dello stato dinamico e termico delle particelle senza seguire il moto di queste ultime (per spiegarci meglio, se si misura la velocità della particella con un anemometro in un punto fisso, non potremmo mai definire “accelerazione” della particella la differenza delle velocità a due istanti di tempo diversi, perché ciò che noi abbiamo misurato di fatto in questo modo sono le due velocità di due diverse particelle che sono arrivate, l'una dopo l'altra, sul punto di osservazione).

Proprio queste ultime considerazioni ci pongono di fronte alla domanda: come si possono (ammesso che sia possibile) utilizzare queste informazioni di “punto fisso” (ove passano successivamente diverse particelle), corrispondenti a una rappresentazione detta anche “Euleriana”, per ottenere una descrizione del moto del nostro mezzo continuo che sia fisicamente corretta e quindi corrispondente a quella “Lagrangiana”?

Fortunatamente, questa possibilità esiste.

Ritornando un attimo alla rappresentazione Lagrangiana, indichiamo la derivata temporale “sostanziale” di una grandezza fluidodinamica  $f$  in tale rappresentazione con il simbolo  $\frac{df}{dt}$ <sup>1</sup> (anche se, in realtà, essa è una derivata parziale), mentre indichiamo il secondo tipo di derivata (locale) con il simbolo  $\frac{\partial f}{\partial t}$ .

Quale relazione esiste fra queste due derivate?

Per rispondere a questa domanda, cominciamo con il notare che l'espressione  $f(x_0, y_0, z_0, t)$  della grandezza “f” nella rappresentazione Lagrangiana o

---

<sup>1</sup> In molti testi, la derivata temporale sostanziale viene rappresentata con il simbolo  $\frac{Df}{Dt}$ .

sostanziale può essere vista ottenibile dalla sua espressione relativa alla rappresentazione Euleriana, che indichiamo con l'espressione  $f(x,y,z;t)$ , considerando in essa  $x$ ,  $y$  e  $z$  come funzioni di  $t$  e delle coordinate  $(x_0,y_0,z_0)$  del punto dello spazio che la particella in studio occupava al tempo di riferimento iniziale  $t_0$ , date appunto dalle (a).

Questa operazione corrisponde, dal punto di vista matematico, nel considerare la  $x$ , la  $y$  e la  $z$  che compaiono nella  $f(x,y,z;t)$  come funzioni di  $t$  date dalle (a).

In questo modo, la derivata sostanziale di “ $f$ ” rispetto a  $t$  si potrà esprimere con la formula della derivata totale di una funzione composta, ossia:

$$\frac{df}{dt} = \frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial f}{\partial x} \frac{dx}{dt} + \frac{\partial f}{\partial y} \frac{dy}{dt} + \frac{\partial f}{\partial z} \frac{dz}{dt} \quad (d)$$

Essendo le derivate temporali di  $x$ ,  $y$  e  $z$  niente altro che le componenti  $v_x$ ,  $v_y$  e  $v_z$  della velocità, la (d) si trasforma nell'espressione che segue:

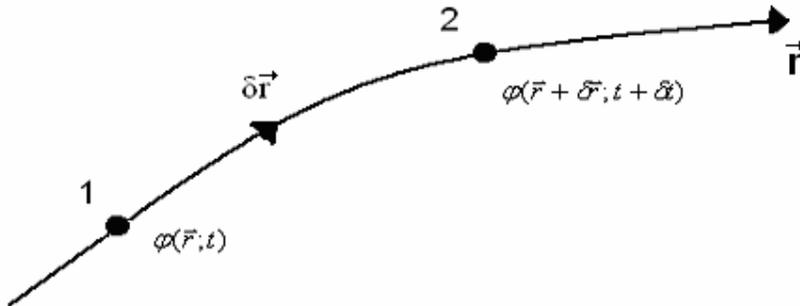
$$\frac{df}{dt} = \frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial f}{\partial x} v_x + \frac{\partial f}{\partial y} v_y + \frac{\partial f}{\partial z} v_z \quad (e)$$

che stabilisce la forma della relazione cercata.

Alla somma  $\frac{\partial f}{\partial x} v_x + \frac{\partial f}{\partial y} v_y + \frac{\partial f}{\partial z} v_z$  si e' dato il nome di derivata convettiva o avvettiva. Nel seguito, useremo l'aggettivo “avvettiva”.

Vediamo dapprima un esempio grafico che aiuta a capire meglio il ruolo e il significato della derivata avvettiva.

Sia  $f$  la grandezza fisica (scalare, “per semplicita”, come ad esempio la temperatura) associata ad una particella in moto di cui si voglia valutare la variazione nello spazio e nel tempo lungo il suo tragitto [fig. (1.1)]



con  $\vec{r} = x\vec{i} + y\vec{j} + z\vec{k}$  e  $d\vec{r} = dx\vec{i} + dy\vec{j} + dz\vec{k}$

Fig. (1.1)

Nel tempo  $dt$  la particella passa dal punto 1 al punto 2 dello spazio. Nel primo punto la grandezza fisica  $f$  vale  $\varphi(x, y, z; t)$  e nel secondo punto vale  $\varphi(x + \delta x, y + \delta y, z + \delta z; t + \delta t)$ .

In prima approssimazione,  $d\vec{r}$  e' calcolabile in base alla velocita' nel punto 1 e all'intervallo di tempo  $dt$ , essendo  $dx = u dt$ ;  $dy = v dt$ ;  $dz = w dt$ .

Applicando il teorema di sviluppo in serie di Taylor nell'intorno del punto 1 si ha:

$$\begin{aligned} \varphi(x + \delta x, y + \delta y, z + \delta z; t + \delta t) &= \varphi(x + u\delta t, y + v\delta t, z + w\delta t; t + \delta t) = \\ &= \varphi(x, y, z; t) + \frac{\partial \varphi}{\partial t} \delta t + \frac{\partial \varphi}{\partial x} \delta x + \frac{\partial \varphi}{\partial y} \delta y + \frac{\partial \varphi}{\partial z} \delta z = \varphi(x, y, z; t) + \frac{\partial \varphi}{\partial t} \delta t + \frac{\partial \varphi}{\partial x} u\delta t + \frac{\partial \varphi}{\partial y} v\delta t + \frac{\partial \varphi}{\partial z} w\delta t \end{aligned}$$

Sottraendo al primo e al terzo membro di questa equazione il termine  $\varphi(x, y, z; \delta t)$ , dividendo per  $\delta t$  e passando al limite per  $\delta t \rightarrow 0$ , otteniamo:

$$\lim_{\delta t \rightarrow 0} \frac{\varphi(x + \delta x, y + \delta y, z + \delta z; t + \delta t) - \varphi(x, y, z; \delta t)}{\delta t} = \frac{\partial \varphi}{\partial t} + \frac{\partial \varphi}{\partial x} u + \frac{\partial \varphi}{\partial y} v + \frac{\partial \varphi}{\partial z} w$$

ossia

$$\frac{d\varphi}{dt} = \frac{\partial \varphi}{\partial t} + u \frac{\partial \varphi}{\partial x} + v \frac{\partial \varphi}{\partial y} + w \frac{\partial \varphi}{\partial z}$$

ossia l'equazione (e).

Un altro modo per “chiarire” il significato delle trasformazioni espresse dalle relazioni (d) e (e) e' quello riportato in figura (1.2), ed e' rappresentato dalla possibilita' di visualizzare in modo piu' rigoroso, per quanto ancora elementare, il significato fisico dell'equazione (e). Disegnando, come si e' fatto nella fig. (1.2), una ipotetica topografia schematica di una rete di punti fissi di osservazione meteorologica su una certa regione della Terra (rappresentati da crocette che simboleggiano le stazioni meteorologiche), si puo' evincere, con una certa immediatezza, la forma che deve avere il termine mancante nella rappresentazione Euleriana, ossia la cosiddetta derivata avvertiva, da aggiungere quindi affinche' tale rappresentazione divenga equivalente a quella Lagrangiana.

Evidenziando allora, nella figura (1.2), due di queste stazioni, contraddistinte dai numeri cerchiati (1) e (2), riportiamo su di esse alcuni valori di velocita'

del vento, rappresentati da vettori e misurati (contemporaneamente o a istanti successivi) da anemometri fissi in esse collocati.

Oltre alle due stazioni (1) e (2), considereremo anche le stazioni (3) e (4) da dove partono le masse d'aria dopo essere arrivate rispettivamente dalla stazione (1) al tempo  $t_1$  e dalla stazione (2) al medesimo tempo  $t_1$ . E' importante notare che nel primo caso si tratta della massa d'aria (b) mentre, nel secondo caso, della massa d'aria (a).

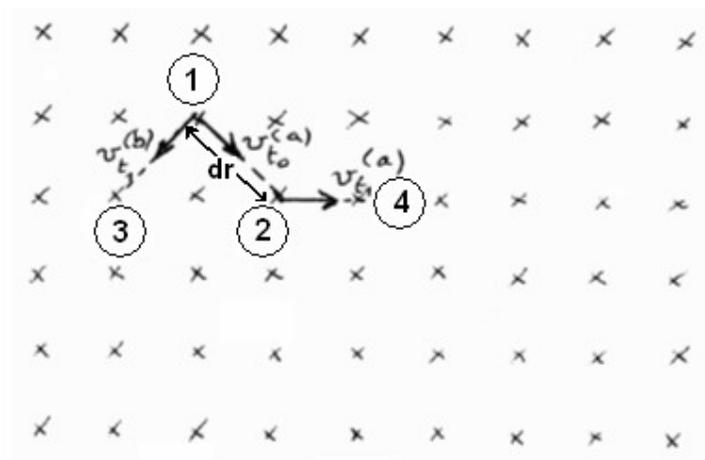


Fig. (1.2)

Riferendoci alla particella (a) che si sposta dalla stazione (1) alla stazione (2), indichiamo il suo percorso  $dr$  con la notazione  $\textcircled{1} \rightarrow \textcircled{2}$ , ossia  $\textcircled{1} \rightarrow \textcircled{2} = dr$ .

Avremo così una rappresentazione grafica delle tre derivate prima ricordate (ossia la derivata locale, la derivata avvertiva e la derivata totale) che dimostreremo corrispondere ai termini delle equazioni  $(\delta)$  e  $(\varepsilon)$ .

Per cominciare, siano:

- $V^{(a)}(t_0)$  il modulo della velocità della massa d'aria (vento) - identificata dall'apice (a) - rilevato al tempo  $t_0$  dall'anemometro della stazione (1) e

diretto (ipoteticamente) verso la stazione (2), dove l'anemometro colà installato misurerà, al tempo  $t_1$ , il nuovo modulo  $V^{(a)}(t_1)$  della velocità della medesima massa d'aria, identificato ancora dall'apice (a).

-  $V^{(b)}(t_1)$  il modulo della velocità di una nuova massa d'aria (vento) - identificata ora dall'apice (b) - in passaggio sulla stazione (1), rilevato al tempo  $t_1$  dall'anemometro della stazione (1) e diretto (ipoteticamente) verso la stazione (3) nel medesimo istante di tempo  $t_1$ .

-  $V^{(a)}(t_1)$  il modulo della velocità della massa d'aria (vento) - proveniente dalla stazione (1) e identificata dall'apice (a) - rilevato al tempo  $t_1$  dall'anemometro della stazione (2) e diretto (ipoteticamente) verso la stazione (4).

Usando la rappresentazione Euleriana, ogni osservatore che misuri - presso la stazione nella quale si trova - le variazioni di velocità del vento in funzione del tempo, confronterà i valori delle velocità rilevate dal proprio anemometro ai due istanti  $t_0$  e  $t_1$ , riferiti però a due masse d'aria diverse [che sono rispettivamente (a) e (b)]. Ciò significa che tale osservatore non avrà misurato *l'accelerazione dell'aria*, che deve riferirsi alla medesima massa seguita nel suo percorso, ma solo *una variazione locale nel tempo* [indicata dall'operatore  $\partial/\partial t$  di derivata locale] *della velocità dell'aria nel punto di misura*.

Ancora con riferimento alla Fig. (1.2), si nota pertanto che é possibile ottenere, dalle tre misure anemometriche nei tre punti della rete sopra citate, *tre* tipi di derivate:

- una di tipo misto, riferita alle due velocità  $V^{(a)}_{(t_0)}$  e  $V^{(a)}_{(t_1)}$  della medesima massa d'aria (a) osservate nelle due stazioni (1) e (2) rispettivamente ai tempi  $t_0$  e  $t_1$ . A questa derivata, definita da

$$a_l = \left[ \frac{V_{t_1}^{(a)} - V_{t_0}^{(a)}}{t_1 - t_0} \right]_{(2 \rightarrow 1)}, \text{ daremo il nome di "derivata sostanziale", o}$$

"Lagrangiana".

- una di tipo **temporale**, data dal confronto fra le velocità  $V^{(a)}_{(t_0)}$  e  $V^{(b)}_{(t_1)}$  di due particelle diverse osservate nel **medesimo** punto (1) ai due **diversi** istanti di tempo  $t_0$  e  $t_1$ ; daremo, a questa derivata, il nome di derivata "locale" o "Euleriana". Essa e' definita da

$$a_E = \left[ \frac{V_{t_1}^{(b)} - V_{t_0}^{(a)}}{t_1 - t_0} \right]_{(1)}$$

- una di tipo **spaziale**, data dal confronto fra le velocità  $V^{(b)}_{(t_1)}$  e  $V^{(a)}_{(t_1)}$  delle due masse d'aria (a) e (b) osservate nei punti (1) e (2) al medesimo istante di tempo  $t_1$ , e indicata dall'operatore  $[\partial/\partial r]_{t_1}$ , dove  $r$  indica la distanza fra le due stazioni (1) e (2).
- Poiché la distanza  $r$  fra le due stazioni viene percorsa dalla massa d'aria nel tempo  $\Delta t = [t_1 - t_0]$ , nel seguito si utilizzerà l'identità:  **$dr = Vdt$** .

Daremo, a quest'ultima derivata, il nome di derivata "avvettiva". Essa, come già detto, rappresenta il termine che, aggiunto alla derivata Euleriana, dà la derivata Lagrangiana.

Analizziamo ora quale è il significato fisico delle tre derivate sopra citate con riferimento ai tre tipi di derivate della trasformazione Euleriana-Lagrangiana, ossia della derivata sostanziale  $d/dt$ , di quella locale  $\partial/\partial t$  e di quella avvettiva,

che potremmo per ora indicare simbolicamente con l'operatore di Landau  $(\vec{v} \cdot \nabla)\vec{r}$ .

Per semplificare la presentazione e la discussione, i tre tipi di derivata sopra menzionati sono stati indicati con  $A_L$ ,  $A_E$  e  $A_A$ . Vedremo che la loro composizione, ottenuta in base alle misure anemometriche della fig. (1.2), corrisponderà alla legge di trasformazione Euleriana-Lagrangiana.

Con questo semplice schema "geometrico-cinematico" in mente, riprendiamo le equazioni (d) e (e) della trasformazione "matematica" fra punto di vista Lagrangiano e punto di vista Euleriano, scrivendo per prima cosa le due espressioni appena ottenute per  $\mathbf{a}_E$  e  $\mathbf{a}_L$  e andando a vedere quale forma deve assumere il termine, indicato con (?), che si deve aggiungere per fare sì che le due rappresentazioni coincidano:

$$\mathbf{a}_L = \mathbf{a}_E + (?) \quad [Q]$$

ossia:

$$\frac{V_{t_1}^{(a)} - V_{t_0}^{(a)}}{t_1 - t_0} = \frac{V_{t_1}^{(b)} - V_{t_0}^{(a)}}{t_1 - t_0} + (?) \quad [f]$$

Si vede immediatamente che il termine (?) deve essere uguale a

$$\frac{V_{t_1}^{(a)} - V_{t_1}^{(b)}}{t_1 - t_0}, \text{ cioè' alla differenza fra la velocità della massa d'aria (a)}$$

misurata nel punto (2) all'istante  $t_1$  e quella della massa d'aria (b) misurata, al medesimo istante  $t_1$ , nel punto (1).

Infatti, con questa espressione per il termine (?), si ottiene:

$$\frac{V_{t_1}^{(a)} - V_{t_0}^{(a)}}{t_1 - t_0} = \frac{V_{t_1}^{(b)} - V_{t_0}^{(a)}}{t_1 - t_0} + \frac{V_{t_1}^{(a)} - V_{t_1}^{(b)}}{t_1 - t_0} = \frac{V_{t_1}^{(a)} - V_{t_0}^{(a)}}{t_1 - t_0} \quad [\Psi]$$

(a<sub>L</sub>)            (a<sub>E</sub>)            (?)            (a<sub>L</sub>)

ovvero, come si desiderava, l'uguaglianza del terzo termine con il primo, avendo eliminato  $V_{t_1}^{(b)}$  in a<sub>E</sub> con il termine  $-V_{t_1}^{(b)}$  in (?). Ma questo non basta: dobbiamo ancora dimostrare che il termine indicato con (?), che si e' dovuto aggiungere alla f e che rappresenta la derivata, al medesimo istante  $t_1$ , della velocita' della massa d'aria (a) nella stazione (1) e della massa d'aria (b) nella stazione (2), corrisponda effettivamente ad una accelerazione avvettiva.

La verifica verra' fatta seguendo un procedimento non estremamente rigoroso, ma semplice e corretto.

Ricordiamo ancora che avevamo indicato con  $dr = V_{t_0}^{(a)}(t_1 - t_0)$  la distanza [fra (1) e (2)] percorsa dalla particella (a) nell'intervallo di tempo  $(t_1 - t_0) = dt$ . Indichiamo ora, sempre simbolicamente, con (1) → (2) [o con (2) → (1)] gli spostamenti  $dr$  fra (1) e (2) [ o fra (2) e (1)].

Con questa convenzione, il termine (?) dell'equazione (ψ), che esprime la "presunta" (per ora) accelerazione convettiva a<sub>C</sub>, viene riscritto nel modo simbolico che segue, avendo diviso numeratore e denominatore del primo membro della [ψ] per dr:

$$(?) = \frac{V_{t_1}^{(a)} - V_{t_0}^{(b)}}{t_1 - t_0} \Rightarrow \left[ \frac{\left( \frac{\partial^{(b \Rightarrow a)} V_{t_1}}{\partial r} \right)_{t_1}}{\frac{dt}{dr}} \right]_{2 \rightarrow 1} = \left[ \left( \frac{\partial^{(b \Rightarrow a)} V_{t_1}}{\partial r} \right)_{t_1} \frac{dr}{dt} \right]_{2 \rightarrow 1} = [Q]$$

L'apice "b ⇒ a" che, insieme ai pedici  $t_1$  e  $2 \rightarrow 1$ , compare nelle derivate spaziali delle due ultime equazioni, indica qui operazioni di derivate, al tempo

$t_1$ , delle velocità delle due masse d'aria [(b) e (a)] nelle stazioni (2) e (1),  
distanti fra di loro di  $[dr = V dt]$ , da cui  $\frac{dr}{dt} = V$ .

Si ha così infine:

$$(\text{?}) = \frac{V_{t_1}^{(a)} - V_{t_0}^{(b)}}{t_1 - t_0} = \left[ \frac{\partial^{(b \rightarrow a)} V_{t_1}}{\partial r_{t_1}} V \right]_{2 \rightarrow 1} = u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} \Rightarrow a_c$$

che corrisponde proprio alla derivata avvertiva delle equazioni (d) e (e).

Una interessante applicazione degli schemi Euleriano e Lagrangiano verrà presentata nel Capitolo 5 della dinamica (paragrafi 5.10.1 e 5.10.2), ove verranno ricavate le leggi di conservazione della massa (equazione di continuità) rispettivamente nello schema Euleriano e in quello Lagrangiano.

### 1.1 – Il sistema solare e la formazione delle atmosfere planetarie.

Il sistema solare comprende, oltre al Sole, pianeti appartenenti a due diverse tipologie, quella detta dei pianeti “giganti” e quella detta dei pianeti “tellurici”.

Nei paragrafi seguenti, dopo una introduzione dedicata alla composizione e costituzione dell'atmosfera terrestre, verranno specificate in modo più dettagliato le due tipologie planetarie sopra menzionate e le ragioni fisiche che le hanno determinate, analizzando la situazione all'atto della formazione del sistema solare e nel corso della sua evoluzione nel tempo, durante la quale si sono formate, e poi trasformate, le atmosfere planetarie. Per il momento, ci limitiamo a dire che la Terra appartiene alla tipologia dei pianeti tellurici e

che è dotata di una atmosfera di cui qui studiamo composizione, origine e struttura.

### **1.1a – Formazione dell'atmosfera terrestre.**

Le osservazioni dell'atmosfera degli altri pianeti del sistema solare sono di grande importanza per l'interpretazione dei processi che avvengono nella nostra atmosfera, e viceversa: per esempio, lo studio del pianeta Venere, la cui atmosfera si presenta ricca di  $CO_2$  e povera d'ossigeno, dovrebbe condurre alla valutazione del contributo dato dalla vegetazione alla produzione dell'ossigeno nel processo evolutivo dell'atmosfera terrestre.

D'altra parte, l'osservazione e lo studio dei fenomeni d'interazione tra la radiazione solare e l'atmosfera terrestre sono la base dell'interpretazione degli spettri della radiazione trasmessa alla superficie attraverso le atmosfere planetarie.

L'atmosfera terrestre, nella sua composizione attuale, è molto probabilmente d'origine secondaria, nel senso che la formazione dei suoi maggiori costituenti si è verificata in un periodo successivo a quello della formazione del nucleo della Terra.

Le recenti osservazioni effettuate nel corso delle ultime missioni spaziali nel sistema solare, integrate con altre effettuate da Terra, hanno rafforzato tale ipotesi che, fino ad alcuni anni fa, era contrastata da quell'altra, accreditante un'origine atmosferica contestuale a quella del nucleo del pianeta di appartenenza.

Elementi interpretativi di grande utilità sono provenuti, in particolare, dall'analisi delle strutture atmosferiche dei pianeti cosiddetti giganti, ossia Giove, Saturno, Urano e Nettuno.

Cominciamo con l'osservare, per ciascuno di questi pianeti, i rapporti che le loro masse solide (nucleo) e le loro masse totali (nucleo + atmosfera) presentano rispetto alla massa della Terra.

Si vede che mentre i primi rapporti sono tutti pressoché uguali (da 10 a 15), i secondi sono invece molto diversi quando si passa dalla coppia Giove/Saturno (con rapporti rispettivamente di 318 e di 95) alla coppia Urano/Nettuno (con rapporti rispettivamente di 14,5 e 17).

Tali dati dicono immediatamente che le atmosfere di Giove e Saturno devono essere molto spesse rispetto al raggio del pianeta, mentre quelle di Urano e Nettuno molto sottili.

Queste prime caratteristiche spiegano altre osservazioni sulle abbondanze relative di taluni elementi allo stato gassoso presenti nelle atmosfere di questi quattro pianeti e, come vedremo fra breve, si trovano in migliore accordo con l'ipotesi di formazione secondaria delle atmosfere planetarie, detta anche ipotesi di "nucleazione" (con raccolta di materiale dallo spazio) piuttosto che con l'ipotesi di formazione primaria, detta anche ipotesi di "instabilità gassosa" (con processi di condensazione "locale" della nebula primordiale).

Vediamo brevemente in che cosa consistano queste due ipotesi e i modelli che le rappresentano.

### **1.1b - Modello della "Instabilità Gassosa".**

Secondo questo modello, instabilità gravitazionali nella nebula primordiale avrebbero dato luogo, in regioni estese dello spazio (equivalenti ad alcune migliaia di ordini di grandezza maggiori degli attuali raggi dei pianeti giganti), a *condensazioni* locali di materia, dette *protopianeti*.

Successivo collasso idrodinamico dei *protopianeti*, seguito da lenta contrazione in equilibrio idrostatico, ha portato alla situazione attuale.

*H, He, Ne* molecolari, che non si condensano nelle condizioni generali delle atmosfere esterne dei pianeti giganti, dovrebbero mostrare oggi abbondanze atmosferiche relative simili a quelle della nebula solare primitiva e a quelle del Sole.

Allo stesso modo, *C, N, O* (gli altri 3 elementi cosmici più abbondanti), che si trovano prevalentemente nelle forme chimiche, rispettivamente del  $CH_4$ ,  $NH_3$  e  $CO$ , dovrebbero anch'essi trovarsi oggi in proporzioni “*solari*” rispetto all'*H*, eccetto nell'atmosfera superiore, più fredda, ove possono essersi condensati e, quindi, essere stati rimossi successivamente per precipitazione gravitazionale.

### **1.1c - Modello della “Nucleazione”.**

Secondo quest'altro modello, granuli composti da materiali refrattari (*silicio, ferro, .....*), da ghiacci ( $H_2O$ ,  $NH_3$ ,  $CH_4$ ) e di idrati di composti volatili ( $CH_4$ ,  $NH_3$ ,  $N_2$ ,  $CO$ ,  $Ar$ ,.....) erano già immersi nella nebula gassosa solare.

In seguito, questi granuli si sarebbero *agglomerati* in micro-pianeti, detti “*planetesimi*”, dopo di tali processi di accrescimento progressivo avrebbero portato, per ciascun protopianeta, alla formazione di un “*nucleo*”, come del resto sappiamo essere avvenuto per i pianeti tellurici.

Non appena la massa dei nuclei di questi pianeti raggiungeva valori sufficienti, o critici, aveva inizio la *cattura* di gas e di frammenti di materiale solido dalla nebula solare circostante, che avviava in tal modo la formazione “*dell'atmosfera*” di ciascun pianeta.

Va osservato che la cattura per attrazione gravitazionale dei frammenti solidi avrebbe dovuto sviluppare calore, generato dalla fulminea dissipazione dell'energia cinetica all'atto dell'impatto violento di questi ultimi con il nucleo solido in via di formazione del pianeta.

Sempre secondo questo modello, i componenti non condensabili dovrebbero oggi trovarsi ancora in proporzioni solari, mentre altri, come  $CH_4$ ,  $NH_3$ ,  $H_2O$ , avrebbero potuto essere stati “arricchiti” nella atmosfera esterna, dal momento che il calore risultante dall’accrescimento avrebbe potuto far evaporare elementi volatili e portare alla formazione di un’atmosfera “C N O”.

### **1.1d - Interpretazione delle osservazioni in termini dei due modelli.**

È oggi preferito il modello della “*nucleazione*”, perché esso non solo spiega il fatto che le masse dei nuclei dei pianeti giganti sono all’incirca la stesse (cosa che il modello della condensazione non può spiegare), ma anche perché il modello della “*condensazione*” non giustifica sempre la precipitazione degli elementi più pesanti per andare a formare il nucleo (non sempre le condizioni fisiche locali sarebbero infatti favorevoli).

Il modello della condensazione era stato preferito nel passato (fino a circa 15 anni fa), quando era in auge la teoria in base alla quale l’attrazione gravitazionale dei pianeti giganti era tale da far superare l’effetto della temperatura dell’esosfera (che favorisce la fuga dei gas), cosicché nessuna molecola di gas poteva sfuggire (a differenza dei pianeti tellurici, più piccoli, che avevano perso le loro atmosfere primordiali). Quindi, i pianeti giganti avrebbero dovuto conservare le loro atmosfere primordiali e, con esse (eccetto nelle regioni più esterne della loro atmosfera), i rapporti di concentrazione solare, ossia della nebula primitiva.

Le missioni dei razzi interplanetari hanno invece mostrato una situazione diversa, soprattutto in relazione alle abbondanze relative degli elementi.

Tale situazione, mostrata nella sottostante tabella, appare più compatibile con il modello della nucleazione, in particolare per i successivi processi di

evaporazione e arricchimento di sostanze volatili che ad essa si accompagnano e che spiegano, almeno qualitativamente, le abbondanze relative osservate.

	Sole	Giove/Sole	Saturno/Sole	Urano/Sole	Nettuno/Sole
C/H	$4.7 \cdot 10^{-4}$	2.3	3 – 6	20 – 25	25 - ?
H/H	$9.8 \cdot 10^{-5}$	$\cong 2$	2 – 4	?	?
O/H	$6.8 \cdot 10^{-4}$	1/5 da H <sub>2</sub> O 1 da CO	-	-	-

Abbondanze di C, N e O nei pianeti giganti

## 1.2 - Processi di evoluzione nel tempo dell'atmosfera terrestre e attuale sua composizione percentuale.

Anche oggi ogni gas del miscuglio che costituisce l'aria è soggetto a processi di produzione ed emissione nell'atmosfera e a processi di rimozione dalla stessa. Lo studio completo quindi della composizione dell'atmosfera e della sua evoluzione nel tempo comprende:

- a) La determinazione della quantità totale di ogni componente l'atmosfera.
- b) Il tempo medio di residenza del gas nell'atmosfera cioè il tempo impiegato dal gas per compiere il ciclo completo dalla sorgente al pozzo.
- c) La distribuzione nel tempo e nello spazio delle “sorgenti” e dei “pozzi” relativi a ciascun gas.
- d) I processi fisici e chimici che hanno contribuito all'evoluzione dell'atmosfera terrestre dalle origini (protosfera) ad oggi.

A parte l'argomento a) riguardo al quale si ha una buona conoscenza (almeno fino ad un centinaio di km di altezza) per i principali gas costituenti, si è oggi ancora lontani dal poter dare risposte conclusive agli altri problemi sopra enunciati, soprattutto per quanto riguarda la formazione e l'evoluzione dell'atmosfera terrestre. Non esiste infatti, come abbiamo appena visto, una teoria sicura della formazione stessa della Terra ma solo ipotesi o modelli. L'impostazione dello studio sui processi che hanno condotto alla formazione dell'atmosfera terrestre sarà diverso se si ritiene che il nostro pianeta sia il risultato del raffreddamento di una massa gassosa o che sia cresciuto per apporto di materia solida dallo spazio esterno (tanto per citare le due ipotesi che abbiamo appena discusso).

I processi tuttora attivi di formazione e rimozione dei gas determinano, con la loro variabilità nel tempo e con la loro distribuzione nello spazio, fluttuazioni nella quantità locale dei gas presenti nel miscuglio "atmosfera".

Alcuni gas subiscono fluttuazioni tanto lente da non essere osservabili a scala secolare, per cui essi vengono generalmente considerati costituenti permanenti dell'atmosfera. Altri invece sono soggetti a fluttuazioni relativamente rapide per cui vengono chiamati "costituenti variabili" od altamente variabili quando soggetti a fluttuazioni dell'ordine di giorni od ore.

Il tempo di residenza medio  $\tau$  si può definire, in condizioni di equilibrio, come segue: se  $F$  è l'intensità media delle sorgenti di un gas, cioè la quantità media di gas prodotto nell'unità di tempo, ed  $R$  quella media dei pozzi (ossia dei meccanismi di rimozione del gas considerato), si avrà, nell'ipotesi di equilibrio (definito da  $R = F$ ):

$$\tau = \frac{M}{F} = \frac{M}{R}$$

ove  $M$  è la quantità media del gas presente nell'atmosfera. Il tempo di residenza medio di un gas e l'intensità delle fluttuazioni delle concentrazioni

del gas stesso non sono necessariamente in corrispondenza; tuttavia l'intensità delle fluttuazioni può qualche volta dare informazioni sull'ordine di grandezza di  $\tau$  nel senso che gas soggetti a rapide fluttuazioni hanno tempi di residenza medi relativamente brevi.

### Composizione dell'atmosfera

Costituente	Percentuale in volume	Parti per milione
Azoto	$78.084 \pm 0.004$	
Ossigeno	$20.946 \pm 0.002$	
Anidride Carbonica	$0.033 \pm 0.001$	
Argon	$0.934 \pm 0.001$	
Neon		$18.18 \pm 0.04$
Elio		$5.24 \pm 0.04$
Kripton		$1.14 \pm 0.01$
Xenon		$0.087 \pm 0.001$
Idrogeno		0.5
Metano		2
Ossido d'Azoto (N <sub>2</sub> O)		$0.5 \pm 0.1$
Gas variabili importanti		
Vapor d'acqua	0 ÷ 3	0 ÷ 0.07 (al suolo)
Ozono		0.1 ÷ 0.2 (fra 20 e 30 km)

Tab. 1.1 In questa tabella è riportata la concentrazione dei gas atmosferici nell'aria vicino al suolo.