

Turbolenza e modelli di dispersione degli inquinanti in aria: fondamenti fisici e teorici

Enrico Ferrero

Dipartimento di Scienze e Tecnologie Avanzate, Università del Piemonte Orientale "A. Avogadro", via Bellini 25/g, 15100 Alessandria, enrico.ferrero@mfn.unipmn.it

RIASSUNTO

In questo contributo si intende fornire una panoramica delle metodologie per lo studio della qualità dell'aria tramite i modelli di dispersione. Vengono introdotti alcuni concetti fondamentali della fisica della bassa troposfera e, in particolare, il concetto di turbolenza alla base dei fenomeni di dispersione. Vengono quindi discussi i principali parametri che caratterizzano la dinamica turbolenza e le loro parametrizzazioni. La seconda parte è dedicata ai modelli di dispersione nelle loro diverse formulazioni. Vengono presentati i principali approcci e discussi i vantaggi e gli svantaggi in relazione alla diverse scale e tipologie di applicazione. Infine viene brevemente discussa l'importanza delle misure sperimentali nello studio della bassa troposfera e della dispersione.

1. LO STRATO LIMITE PLANETARIO

Lo strato di atmosfera più vicino alla superficie terrestre è chiamato strato limite planetario (*Planetary Boundary Layer*, PBL). Esso viene anche indicato con il nome di strato limite atmosferico (*Atmospheric Boundary Layer*, ABL) o semplicemente strato limite (*Boundary Layer*, BL). E' in questa regione dell'atmosfera a più stretto contatto col suolo, che i processi dispersivi, avvengono. Qui hanno luogo i rilasci di inquinanti che vengono diffusi e trasportati dai moti atmosferici. Lo studio del PBL ha non solo una grande importanza scientifica, ma anche molte applicazioni pratiche, in quanto tutte le attività umane e biologiche hanno luogo in questo strato di atmosfera (Stull, 1988).

La parte di atmosfera che va dal suolo ad una altezza media di 11 km è chiamata troposfera. Lo Strato Limite Planetario è definito come quella parte della troposfera, situata immediatamente al di sopra del terreno, che è direttamente influenzata dalla presenza della superficie terrestre e risponde alle forzanti superficiali con tempi di scala dell'ordine dell'ora o meno. La restante parte della troposfera è detta atmosfera libera.

Le principali forzanti superficiali sono:

- * *la resistenza aerodinamica causata dalla forza d'attrito viscoso;*
- * *il trasferimento di calore da e verso il suolo, l'evaporazione e la traspirazione;*
- * *le modificazioni del flusso d'aria indotte dalla conformazione caratteristica del terreno;*
- * *l'emissione di grandi masse di inquinanti (dovute a sorgenti naturali o causate dall'uomo) termicamente disomogenee rispetto all'ambiente circostante (l'emissione di inquinanti può in ogni caso costituire una forzante dal punto di vista ambientale).*

E' difficile definire in maniera precisa l'altezza del PBL perché è molto variabile: oltre a presentare un ciclo diurno, essa risulta variabile nel tempo e nello spazio secondo le condizioni orografiche e meteorologiche del sito; l'altezza comunque è generalmente compresa tra il centinaio di metri (100-200 m, nelle notti serene o con vento debole) e qualche chilometro (1000-2000 m, o anche 3000 m, nelle giornate con elevato irraggiamento solare o forte vento).

Il flusso dell'aria, cioè il vento, può essere suddiviso in tre componenti: vento medio, onde e turbolenza. Ognuna di queste componenti può esistere separatamente o in parziale presenza di ciascuna delle altre, ma nella realtà onde e turbolenza sono comunemente sovrapposte al vento medio.

Nel PBL la propagazione di quantità quali calore, quantità di moto, umidità ed inquinanti, è dominata orizzontalmente dal vento medio e verticalmente dalla turbolenza.

Il vento medio è ovviamente responsabile del rapido trasporto orizzontale (avvezione). I valori di velocità orizzontale che caratterizzano il processo di avvezione sono comunemente compresi nell'intervallo $2\div 10 \text{ ms}^{-1}$; bisogna comunque notare che l'attrito con il terreno causa una diminuzione della velocità orizzontale del vento medio vicino al terreno stesso. La velocità verticale del vento medio è piuttosto modesta, generalmente dell'ordine di millimetri o centimetri al secondo (almeno su terreno piatto e in condizioni di debole irraggiamento solare).

Ad ogni modo, il flusso nel PBL è generalmente turbolento: la presenza della turbolenza è infatti proprio una delle caratteristiche tipiche che differenziano il PBL dagli strati superiori dell'atmosfera (dove la turbolenza è presente essenzialmente nelle nubi convettive e in prossimità delle correnti a getto). Il moto turbolento è considerato una condizione di flusso irregolare nel quale diverse quantità mostrano variazioni casuali sia nel tempo sia nello spazio. La turbolenza è il meccanismo principale della dispersione di inquinanti in atmosfera, prodotti da attività antropogeniche.

La turbolenza è generata da effetti non lineari che si sovrappongono al flusso medio e può essere visualizzata come un insieme di vortici di diverse dimensioni che interagiscono tra loro e con il flusso

medio; l'energia associata a ciascuna scala di vortici definisce lo spettro della turbolenza. La maggior parte della turbolenza del PBL è causata da forzanti collegate alla presenza del terreno. Per esempio:

- * il riscaldamento del terreno causato dall'irraggiamento solare causa la risalita di masse d'aria calda (correnti termiche);
- * l'attrito che il terreno esercita sul flusso causa lo *shear* (variazione con la quota) del vento che a sua volta è causa di turbolenza;
- * la presenza di ostacoli (come, ad esempio, alberi ed edifici) perturba il flusso e può anche causare la formazione di un vortice sottovento (ricircolo o distacco).

Due sono quindi i tipi di sorgenti per la turbolenza nel PBL: una di origine meccanica ed una di origine termica.

L'attrito dell'aria con il 'suolo' è la causa meccanica, in quanto determina una diminuzione dell'intensità del vento medio man mano che dalle quote più elevate ci si avvicina al contatto con il suolo. A seguito di ciò si manifesta un gradiente verticale di velocità che produce instabilità nel flusso d'aria e genera un moto turbolento: se si prende una particella d'aria e la si sposta verso l'alto o verso il basso, essa si troverà ad avere una velocità orizzontale minore o maggiore rispetto all'ambiente circostante creando così instabilità.

Riguardo agli effetti termici, quando vi è un significativo riscaldamento del suolo e quindi degli strati d'aria ad esso adiacenti, si genera turbolenza di origine termica. Durante il giorno il sole riscalda la superficie terrestre mediante radiazione ad onde corte. La differenza che si genera tra la temperatura del suolo e quella dell'aria soprastante manifesta il suo effetto tramite accelerazioni verticali e moti ascensionali: si instaurano cioè dei fenomeni di tipo convettivo, dovuti alla forza di galleggiamento, che provocano moti di aria calda verso l'alto, ai quali, per il principio di conservazione della massa, sono associati moti discendenti di aria fredda verso il basso. A questo fenomeno si dà il nome di turbolenza convettiva.

La natura "casuale" della turbolenza rende difficile una descrizione deterministica, per cui diventa necessario un approccio statistico esteso sia ai procedimenti con cui si misurano le variabili atmosferiche, sia alle equazioni che le governano. La velocità del vento non varia in modo molto marcato ma è compresa in un *range* limitato. E' quindi misurabile e definibile l'intensità della turbolenza; essa è solitamente definita in modo adimensionale secondo la seguente relazione:

$$I = \sigma_m / M$$

dove σ_m è la deviazione standard del modulo del vento (o della variabile in questione) e M è il suo valor medio (in valore assoluto).

Esistono tempi di scala diversi per variazioni diverse dell'intensità del vento. Se prendiamo picchi di velocità di un determinato ordine di grandezza, notiamo che la separazione temporale è diversa da quella per picchi di ordine di grandezza differente. Da ciò si deduce che l'intensità del vento varia in modo casuale intorno al valore medio con periodo molto breve. Questo valore medio a sua volta non è costante nel tempo ma lentamente variabile con periodo molto più grande delle piccole fluttuazioni casuali.

Una spiegazione di questo fatto viene dalla presenza nel PBL di vortici, orizzontali e verticali, di varie dimensioni (da qualche millimetro a diversi chilometri), che messi assieme costituiscono la parte turbolenta del moto atmosferico. A fluttuazioni del vento con periodo piccolo sono associati vortici di piccole dimensioni che si sovrappongono ai vortici di dimensioni maggiori relativi a fluttuazioni con periodi maggiori: cioè i piccoli vortici hanno periodi caratteristici più brevi dei grandi vortici.

La scala dei vortici più grandi è detta scala integrale:

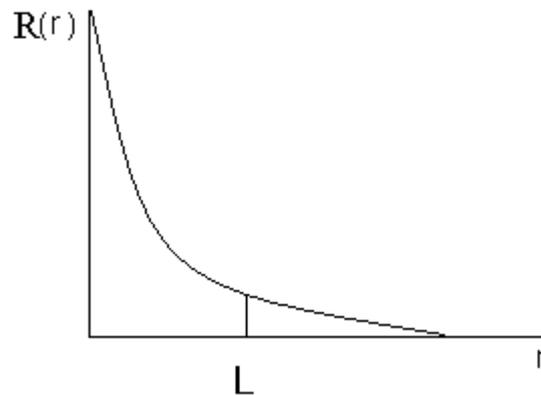
$$L = \int_0^{\infty} \frac{R(r)}{R(0)} dr$$

dove R e' la funzione di autocorrelazione spaziale delle velocità definita come:

$$R(r) = \overline{u'(x)u'(x+r)}$$

Quindi L rappresenta la massima distanza a cui le velocità turbolente sono correlate e quindi la dimensione dei vortici più grandi (fig. 1).

Figura 1



Funzione di autocorrelazione, L indica la scala integrale

In turbolenza omogenea e isotropa (lontano dalla superficie) vale l'ipotesi di località di Kolmogorov (prima ipotesi): "Le proprietà medie dei vortici a piccola scala di ogni flusso turbolento a grandi numeri di Reynolds sono unicamente determinate dalla viscosità cinematica del fluido e dal tasso medio di dissipazione dell'energia cinetica turbolenta". Questa ipotesi è valida nel range di equilibrio:

$$\mu < l < L$$

dove

$$\mu = \left(\frac{\nu^3}{\varepsilon} \right)^{1/4}$$

è la scala di Kolmogorov, ν è la viscosità (cinematica) molecolare ed ε il rateo di dissipazione l'energia cinetica turbolenta \mathbf{e} .

La seconda ipotesi di Kolmogorov è la seguente: "Per grandi numeri di Reynolds esiste un subrange del range di equilibrio nel quale le proprietà medie del flusso sono determinate solo dal tasso medio di dissipazione dell'energia cinetica turbolenta". Tale sub-range è detto inerziale ed è definito dalla disuguaglianza

$$\eta < l < L,$$

dove

$$\eta = \left(\frac{\nu \mathbf{e}}{\varepsilon} \right)^{1/2}$$

è la *microscala di Taylor* scala dove gli effetti viscosi diventano importanti. In questo *range* l'energia non viene introdotta nel sistema e non viene dissipata, si ha solamente un trasferimento dalla grande scala alla piccola scala.

La trattazione teorica di un fenomeno di natura intrinsecamente stocastica, com'è la turbolenza, avviene tramite l'analisi spettrale che consiste nel supporre l'andamento della velocità del vento come risultante della sovrapposizione di onde regolari di frequenza ben definita, essendo ciascuna frequenza associata alla corrispondente scala di variazione temporale della velocità. Utilizzando, inoltre, quella nota come "ipotesi di Taylor" (o "frozen turbulence"), è possibile stabilire una corrispondenza tra la scala di variazione temporale di ciascun vortice e le sue dimensioni spaziali, riconducendosi così a descrivere la turbolenza come risultante dalla sovrapposizione di vortici di varia misura. Questa ipotesi infatti afferma che i vortici turbolente vengono trasportati dal vento medio U senza cambiare le loro caratteristiche. In questo modo è possibile passare dalla coordinata temporale t a quella spaziale x con la semplice trasformazione $x=Ut$.

Tramite strumenti matematici (dell'analisi spettrale) è possibile analizzare il contributo dato da ciascuna frequenza (cioè da ciascuna scala di variazione temporale ovvero da ciascuna dimensione dei vortici) all'energia cinetica totale: si ottiene così lo 'spettro di potenza' del vento.

La presenza dello *spectral gap* tra le grandi e le piccole scale permette di ottenere un'importante semplificazione per le varie scale associate ai moti atmosferici, scrivendo la velocità del vento orizzontale come (*ipotesi di Reynolds*):

$$u = U + u'$$

dove U rappresenta il valore medio che varia con un periodo di tempo superiore ad un'ora, mentre u' rappresenta la variazione dovuta alla turbolenza che interessa periodi inferiori ad un'ora. Il discorso può essere ampliato anche alla componente verticale della velocità del vento e ad altre variabili come la temperatura potenziale, l'umidità, la concentrazione di inquinanti in atmosfera ecc.

La procedura di media può essere definita in differenti modi, *come media spaziale, temporale, o media di insieme*. Quest'ultima presuppone che i flussi atmosferici siano membri di un insieme le cui realizzazioni individuali obbediscono alle equazioni di Navier-Stokes. Nella pratica le medie si considerano equivalenti e generalmente le medie ricavate da misure sono medie temporali.

Possiamo quindi scrivere le nove componenti del flusso turbolento di quantità di moto come il seguente tensore simmetrico detto tensore degli stress di Reynolds:

$$\begin{vmatrix} \overline{u'^2} & \overline{u'v'} & \overline{u'w'} \\ \overline{v'u'} & \overline{v'^2} & \overline{v'w'} \\ \overline{w'u'} & \overline{w'v'} & \overline{w'^2} \end{vmatrix}$$

dove u' , v' e w' sono le componenti delle fluttuazioni di velocità prese rispetto ad un sistema di riferimento cartesiano e la barra indica l'operazione di media.

Per quanto riguarda il flusso medio cinematico turbolento di calore in analogia con quanto detto prima possiamo scrivere le tre componenti come:

$$\overline{u'\theta'} \quad , \quad \overline{v'\theta'} \quad , \quad \overline{w'\theta'}$$

dove θ è la temperatura potenziale. Per descrivere statisticamente il PBL cioè, per ricostruire le funzioni densità di probabilità (PDF) occorre specificare almeno i primi tre momenti delle fluttuazioni delle velocità verticali: $\overline{w'}$ (in genere uguale a zero), $\overline{w'^2}$ e $\overline{w'^3}$, poiché il momento di ordine tre ne misura il grado di asimmetria (Ferrero and Anfossi, 1998).

2 I MODELLI DI DISPERSIONE

Simulare il comportamento di un inquinante, rilasciato in atmosfera, significa determinare il campo di concentrazione da esso prodotto in qualunque punto dello spazio e in qualunque istante successivo all'emissione. Esistono sostanzialmente due modi per simulare la dispersione di inquinanti in atmosfera. Il primo, e' il punto di vista Euleriano, nel quale si utilizzano coordinate fisse nello spazio. In questa maniera si determinano i valori di concentrazione in punti fissi, riferiti al sistema scelto, utilizzando l'equazione di conservazione della massa della sostanza rilasciata. Il secondo utilizza coordinate che seguono le particelle nel loro moto e viene detto Lagrangiano.

2.1 I MODELLI LAGRANGIANI STOCASTICI A PARTICELLE

Le particelle di inquinanti possono essere trattate, da un punto di vista dinamico, come particelle d'aria, quindi soggette alle stesse forze e caratterizzate nel loro moto dagli stessi fenomeni che caratterizzano il moto di particelle d'aria (trasporto, turbolenza etc.). Esistono vari modelli di questo tipo i quali, nella maggioranza dei casi usano per descrivere il moto di particelle in un campo turbolento l'equazione di Langevin, già vista nel precedente capitolo. Il più diffuso di questi modelli è quello proposto da Thomson (1987).

Nei modelli stocastici a particelle si usa l'equazione di *Langevin* per descrivere l'evoluzione temporale delle velocità delle particelle di inquinanti rilasciate in atmosfera, in condizioni turbolente. Perché questo possa essere fatto in maniera corretta è necessario, per quanto visto nel capitolo precedente, poter considerare le velocità come un processo stocastico *Markoviano*. Ciò è vero, se si considerano velocità separate temporalmente da un Δt maggiore di τ_n , tempo di scala di *Kolmogorov*, e minore di T_L , tempo *Lagrangiano* di correlazione delle velocità (da pochi secondi a qualche decinaia). In una dimensione l'equazione di Langevin per le velocità turbolente può essere scritta come segue:

$$du(t) = a(x,u) \cdot dt + b(x,u) \cdot dW$$

ed è accoppiata all'equazione per lo spostamento:

$$dx(t) = u(t) \cdot dt .$$

dW rappresenta un processo di rumore bianco, con media zero e varianza dt :

$$\langle dW(t) \rangle = 0$$

$$\langle dW(t) \cdot dW(t') \rangle = \delta(t-t') \cdot dt \cdot dt'$$

$b(x,u)$ può essere derivata dalla teoria di Kolmogorov sull'isotropia locale nell'intervallo inerziale (Monin and Yaglom (1975)). Definendo la funzione di struttura delle velocità *Lagrangiane*, in una dimensione, come:

$$D = \langle (u(t) - u(t + \Delta t))^2 \rangle$$

se la frequenza $1/\Delta t$ cade nell'intervallo inerziale cioè $t_n \leq \Delta t \leq T_L$ allora:

$$D = C_0 \cdot \varepsilon \cdot \Delta t$$

dove ε è il rateo di dissipazione dell'energia cinetica turbolenta e C_0 una costante, ricavata empiricamente, di solito posta uguale a 2. Applicando questo risultato all'equazione di Langevin mediando e considerando soli i termini dell'ordine di dt otteniamo:

$$D = \langle du^2 \rangle = b^2 \cdot \langle dW^2 \rangle = b^2 dt = C_0 \cdot \varepsilon \cdot dt$$

da cui:

$$b = \sqrt{C_0 \cdot \varepsilon}$$

Definendo $b(x,u)$ in questo modo possiamo ricavare $a(x,u)$ tramite la condizione di *well mixed condition* (Thomson, 1987). Quest'ultima implica che la PDF delle particelle di inquinanti dopo un certo periodo di tempo, raggiunta una condizione stazionaria, sia uguale a quella delle particelle d'aria. Sotto questa condizione e sotto le condizioni di markovianità e continuità a cui obbediscono le velocità delle particelle d'aria si può ricavare $a(x,u)$ a partire dall'equazione di Fokker-Planck (Gardiner, 1990) nel caso stazionario:

$$\frac{\partial}{\partial x} (u(x,t) \cdot P(x,u)) = -\frac{\partial}{\partial u} (a(x,u) \cdot P(x,u)) + \frac{1}{2} \cdot \frac{\partial^2}{\partial u^2} (b^2(x) \cdot P(x,u))$$

dove la *well mixed condition* impone che la $P(x,u)$ delle particelle sia uguale (abbia uguali momenti) a quella dell'aria. Di fondamentale importanza in questo modello è la definizione della PDF in quanto $a(x,u)$ dipende esplicitamente da questa scelta. In particolare nel caso generale in cui tale distribuzione sia non-Gaussiana (e quindi si fa riferimento principalmente alla PDF delle velocità verticali), bisogna costruire degli algoritmi in grado di generare distribuzioni con un numero di momenti non nulli superiore a due (Ferrero and Anfossi, 1998).

2.2 I MODELLI EULERIANI

Risolvono direttamente l'equazione di avvezione-diffusione per la concentrazione c di inquinante, su un grigliato tridimensionale che ne definisce il dominio di calcolo:

$$\frac{\partial c}{\partial t} + u_i \frac{\partial c}{\partial x_i} = v \frac{\partial^2 c}{\partial x_i^2} + S$$

dove v è la diffusività cinematica, in genere trascurabile rispetto alla dispersione turbolenta, S è il termine di sorgente ed u_i la componente della velocità. Nella formula precedente e nelle successive si sottintende la somma su indici ripetuti.

Ponendo

$$u_i = \overline{u_i} + u'_i \quad \text{e} \quad c = \langle c \rangle + c',$$

dove $\overline{u_i}$ e $\langle c \rangle$ sono i valori medi e u'_i , c' le fluttuazioni, trascurando il termine cinematico, sostituendo e mediando si ottiene:

$$\frac{\partial \langle c \rangle}{\partial t} + \overline{u_i} \frac{\partial \langle c \rangle}{\partial x_i} = -\frac{\partial \langle c' u'_i \rangle}{\partial x_i} + S$$

$\overline{u_i}$ si ricava dalle misure o da modelli meteorologici, mentre il termine $\langle c' u'_i \rangle$ è da determinare tramite una 'chiusura', si deve cioè esprimere questa quantità in funzione delle variabili medie.

Se come ipotesi di chiusura si assume la relazione flusso-gradiente:

$$\langle c' u'_i \rangle = -K_{ii} \frac{\partial \langle c \rangle}{\partial x_i}$$

con K_{ii} coefficiente di diffusione. Supponendo condizioni stazionarie e lontano dalla sorgente si ottiene la seguente equazione, nota come "Modello K":

$$-u_i \frac{\partial \langle c \rangle}{\partial x_i} = K_{ii} \frac{\partial^2 \langle c \rangle}{\partial x_i^2}$$

Si noti che la precedente ipotesi mette in relazione i termini di cross-correlazione delle fluttuazioni della concentrazione e della componente del vento con il gradiente, lungo la direzione relativa a tale componente, della concentrazione media, chiudendo l'equazione di avvezione diffusione.

Si possono avere soluzioni analitiche con K_{ii} e \bar{u}_i costanti (modello Gaussiano), o con K_{ii} e \bar{u}_i funzioni di potenza di z e soluzioni numeriche (Pasquill, 1974).

3 LE MISURE

Lo studio della turbolenza e della dispersione in atmosfera richiede una conoscenza dettagliata dal punto di vista sperimentale dei fenomeni fisici. Tuttavia la grande varietà di fenomeni e di scale coinvolte rende ciò un sfida veramente difficile. Anche dal punto di vista della modellistica è necessario disporre di "data-set" dettagliati e con la più ricca informazione possibile sia per la realizzazione di parametrizzazioni delle quantità atmosferiche adatte alle diverse tipologie meteo-dispersive, sia per la validazione dei modelli. Questo è infatti un punto fondamentale, ogni modello prima di poter essere applicato deve essere accuratamente validato con dati misurati in campo aperto e affidabili. A tal fine sono stati sviluppati in questi anni sofisticati sistemi di misura meteorologici sia per la misura locale (posti in centraline al suolo o su pali meteorologici) sia sistemi di misura remoti per l'analisi dell'intero strato limite atmosferico (telerilevamento). Tra gli altri meritano senz'altro di essere menzionati gli anemometri sonici, strumenti in grado di campionare ad elevate frequenze (tipicamente dell'ordine dei 20 Hz) e quindi di misurare non solo il vento medio ma anche le quantità turbolente, fondamentali nello studio della meteorologia dello strato limite e della dispersione.

BIBLIOGRAFIA

- Arya S.P., 1988, *Introduction to Micrometeorology* Academic Press
Ferrero, E. and Anfossi, D., 1998, *Comparison of PDFs, closures schemes and turbulence parameterizations in Lagrangian Stochastic Models*. Int. J. Environment and Pollution, 9, 384-410
Gardiner C.W., 1990, *Handbook of Stochastic Methods* Springer-Verlag
Monin A. and Yaglom A., 1975, *Statistical fluid mechanics*, MIT Press, Cambridge, Mass., vol. 1, 2
Pasquill F., 1974, *Atmospheric diffusion* 2nd ed. Ellis Horwood
Stull R.B., 1988, *An introduction to Boundary Layer Meteorology*, Kluwer Academic Publishers
Thomson D.J., 1987, *Criteria for the selection of stochastic models of particle trajectories in turbulent flows*. J. Fluid Mech., 180, 529-556