



**Politecnico  
di Torino**

Politecnico di Torino

Corso di laurea in Ingegneria Aerospaziale

Tesi di Laurea Triennale

# **Il ruolo della turbolenza nella formazione di nubi**

**Relatori**

prof.ssa Stefania Scarsoglio

**Correlatore:**

ing. Davide Perrone

**Laureando**

Alessandro Pasqualini



# Sommario

Nell'ambito della fisica delle nubi, molte delle questioni riguardo ai più importanti processi che coinvolgono la formazione, la crescita e lo sviluppo di una nube atmosferica, rimangono tutt'oggi ancora aperte.

L'intrinseca natura turbolenta di una nube, specie se del tipo cumuliforme, influenza direttamente questi processi. Diverse questioni, infatti, riguardano il capire se, ed eventualmente in che misura, la turbolenza possa essere la causa di quel vuoto mancante tra le nostre attuali conoscenze teoriche e le osservazioni sperimentali effettuate.

In questo lavoro si vuole quindi trattare dei principali risultati ottenuti dalla comunità scientifica nell'ambito della turbolenza atmosferica, esplorando gli effetti fenomenologici ad essa associati e l'impatto che questi possono avere sui principali processi evolutivi di una nube.

Particolare riguardo verrà inoltre riservato agli aspetti pertinenti alla distribuzione spaziale delle particelle nuvolose, uno tra i più importanti temi aperti di questo settore, ritenuto fondamentale per meglio comprendere fenomeni macroscopici come pioggia, neve e grandine, ma anche eventi estremi più complessi come uragani e tifoni che ogni giorno si verificano sempre più frequentemente e con esiti spesso catastrofici.

Nel *Capitolo 1* si introdurranno i principali aspetti teorici utili alla comprensione del fenomeno della concentrazione preferenziale, analizzata nel *Capitolo 2*. Nel *Capitolo 3* verranno esposti i risultati sperimentali ottenuti da prove di laboratorio, mentre nel *Capitolo 4* verranno trattate le principali prospettive per studi futuri e successivamente verranno tratte le conclusioni del lavoro.

# Indice

<b>1 Parametri e equazioni per la descrizione dell'interazione turbolenta tra le particelle di una nube</b>	<b>5</b>
1.1 Equazioni di bilancio e vortice di Rankine . . . . .	5
1.1.1 Equazioni di Navier - Stokes . . . . .	5
1.1.2 Vortice di Rankine . . . . .	7
1.2 Parametri descrittivi . . . . .	10
1.2.1 Parametri per la descrizione del moto . . . . .	10
1.2.2 Scale di Kolmogorov . . . . .	12
1.2.3 Parametri per l'interazione tra flusso e particella . . . . .	13
<b>2 Fenomeno della concentrazione preferenziale</b>	<b>14</b>
2.1 Descrizione del fenomeno . . . . .	15
2.2 Dipendenza dal numero di Stokes $St$ . . . . .	18
2.3 Influenza sulla crescita per condensazione delle particelle . . . . .	20
2.3.1 Attivazione e crescita per condensazione . . . . .	20
2.3.2 Effetto della turbolenza . . . . .	21
2.4 Sedimentazione . . . . .	26
2.5 Implicazioni sulla dinamica macroscopica . . . . .	29
<b>3 Analisi di laboratorio</b>	<b>30</b>
3.1 Michigan Technology University "II-Chamber" . . . . .	31
<b>4 Prospettive di analisi future e altri effetti</b>	<b>35</b>
<b>Conclusioni</b>	<b>38</b>
<b>Bibliografia</b>	<b>40</b>

# Capitolo 1

## Parametri e equazioni per la descrizione dell'interazione turbolenta tra le particelle di una nube

Per poter comprendere al meglio le interazioni che coinvolgono le particelle di una nube all'interno di un flusso turbolento, si richiamano alcuni dei principali concetti fluidodinamici che verranno successivamente utilizzati nella trattazione dell'argomento.

Vengono quindi introdotte le equazioni di bilancio e il modello del vortice di Rankine per la descrizione del moto fluido, successivamente si introducono i più importanti parametri di controllo pertinenti allo studio dei flussi all'interno di una nube.

### 1.1 Equazioni di bilancio e vortice di Rankine

#### 1.1.1 Equazioni di Navier - Stokes

All'interno della meccanica dei fluidi, uno dei principali concetti alla base di ogni studio è rappresentato dalle leggi di conservazione. Esse permettono di calcolare la variazione di una variabile conservativa associata alla particella, tenendo conto dei contributi di sorgenti superficiali e volumetriche e del flusso netto della variabile stessa, prendendo come riferimento un volume di controllo arbitrario [1].

Le leggi di conservazione che permettono la determinazione dei campi scalari e vettoriali, tramite i quali è possibile la risoluzione univoca del moto fluido, sono la conservazioni della massa, della quantità di moto e dell'energia, le quali prendono il nome di Equazioni di Navier-Stokes.

Le Equazioni di Navier-Stokes vengono qui riportate in forma lagrangiana per un fluido newtoniano stokesiano, applicando la legge di Fourier per la conducibilità termica

$$\frac{D\rho}{Dt} + \rho \nabla \cdot \vec{V} = 0$$

$$\rho \frac{D\vec{V}}{Dt} = -\nabla p + \nabla \cdot \left[ \mu(\nabla \vec{V} + \nabla \vec{V}^T) - \frac{2}{3}\mu(\nabla \cdot \vec{V})\vec{I} \right] + \rho \vec{f}$$

$$\rho \frac{DE}{Dt} = -\nabla \cdot (p\vec{V}) + \nabla \cdot \left\{ \left[ \mu(\nabla \vec{V} + \nabla \vec{V}^T) - \frac{2}{3}\mu(\nabla \cdot \vec{V})\vec{I} \right] \cdot \vec{V} \right\} + \rho \vec{f} \cdot \vec{V} + \nabla \cdot (k\nabla T) + Q_v$$

dove  $\rho$ ,  $\vec{V}$  e  $E$  sono rispettivamente la densità, il vettore velocità e l'energia totale;  $\frac{Df}{Dt} = \frac{\partial f}{\partial t} + \vec{V} \cdot \nabla f$  la derivata lagrangiana,  $p$  rappresenta la pressione,  $\mu$  la viscosità dinamica,  $\rho \vec{f}$  le forze di campo per unità di volume,  $k\nabla T$  la legge di Fourier in cui  $k$  è il coefficiente di conducibilità termica e  $T$  la temperatura e infine  $Q_v$  le sorgenti volumiche di calore [1].

Come si può notare, queste equazioni presentano dei termini fortemente non lineari, essenzialmente costituiti: dai termini convettivi della forma  $(\vec{V} \cdot \nabla)(\cdot)$ , dagli effetti di compressibilità, dalle dissipazioni viscosi e dai coefficienti  $\mu$  e  $k$  i quali non dipendono linearmente dalla temperatura.

Tutto ciò rende difficile, se non impossibile, la soluzione esatta per ogni tipo di flusso. In alcuni semplici casi, come per i moti laminari e stazionari unidimensionali, è tuttavia possibile risolvere il sistema in forma chiusa; in altri casi, invece, come per i flussi turbolenti, è inevitabile ricorrere a delle soluzioni approssimate ricavate per via numerica [1].

Tra i vari metodi utilizzati, quelli di interesse all'interno di questa trattazione sono la Direct Numerical Simulation (DNS), le Reynolds Averaged Navier-Stokes Equations (RANS) e la Large Eddies Simulation:

- **DNS:** rappresenta la tecnica numerica per eccellenza, in quanto le equazioni vengono risolte numericamente senza l'ausilio di nessun modello di turbolenza. Il costo computazionale associato è, però, molto elevato, a causa della necessità di integrazione su tutto lo spettro delle scale, da quella di Kolmogorov  $\eta$  fino a quella integrale  $L$ . Per questo motivo, la DNS viene utilizzata solamente per numeri di Reynolds contenuti.

- **RANS:** l'idea alla base di questo modello è quella di considerare un flusso turbolento statisticamente stazionario, caratterizzato da un moto medio attorno a cui si sovrappongono delle fluttuazioni nel tempo. Il vettore velocità sarà quindi dato da:

$$u_i(\vec{x}, t) = U_i(\vec{x}) + u'_i(\vec{x}, t)$$

dove  $U_i(\vec{x})$  rappresenta il valore medio della velocità nella direzione  $i$ -esima e  $u'_i(\vec{x}, t)$  le fluttuazioni nel tempo.

Il costo computazionale è inferiore a quello della DNS. Tuttavia, a causa delle modellizzazioni necessarie per mediare i termini convettivi, questo approccio non può assumere una validità generale.

- **LES:** con il metodo LES è possibile ridurre il costo computazionale della DNS, filtrando le Equazioni di Navier-Stokes prima di risolverle numericamente. L'idea alla base del filtraggio è di ignorare le scale più piccole, introducendo una modellizzazione per simularne gli effetti sul campo di moto che altrimenti andrebbero persi, e di risolvere direttamente solo le scale più grandi. Questo approccio rappresenta in linea generale un buon compromesso tra la DNS e le RANS ma, data l'inevitabile perdita di informazioni sulle scale più piccole, non risulta però adatto a risolvere problemi per i quali gli effetti a queste scale non sono trascurabili, come nel caso dell'interazione flusso-particella all'interno nelle nubi.

### 1.1.2 Vortice di Rankine

Per visualizzare il moto fluido nello spazio, si ricorre all'ausilio di alcune famiglie di curve, tra cui rivestono particolare importanza le *linee di corrente*.

Una linea di corrente è una curva tale per cui il vettore velocità risulta tangente ad essa in ogni suo punto, in ogni istante. Tramite le linee di corrente è possibile, quindi, la rappresentazione del campo di velocità nello spazio.

Nel caso di campi stazionari, esse coincidono con la traiettoria seguita da una singola particella; viceversa, se il campo è instazionario, queste varieranno continuamente nel tempo [1].

Fissato un certo istante  $t$ , è possibile calcolare la forma della linea di corrente ricorrendo alla *funzione di corrente*  $\psi$  o, alternativamente, alla sua funzione complementare, la *funzione potenziale*  $\Phi$ , la quale descrive le *linee di potenziale*. Le linee di corrente e quelle di potenziale sono sempre ortogonali tra di loro in ogni punto [1].

Si può dimostrare che, date le equazioni per le due funzioni, le componenti della velocità in coordinate polari si ricavano come:

$$v_r = \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial \theta} \quad ; \quad v_r = \frac{\partial \Phi}{\partial r}$$
$$v_t = -\frac{\partial \psi}{\partial r} \quad ; \quad v_t = \frac{1}{r} \frac{\partial \Phi}{\partial \theta}$$

dove  $v_r$  e  $v_t$  sono rispettivamente la componente radiale e tangenziale.

Nella teoria dei campi semplici è possibile definire alcuni campi elementari aventi un proprio campo di moto, dalla cui sovrapposizione è possibile poi ricavare le funzioni di corrente e potenziale di campi più elaborati.

Il *vortice di Rankine* (o *vortice irrotazionale*) è uno di questi.

Il suo campo è definito da una regione circolare di spazio, di raggio  $R$  e dotata di una certa vorticità  $\omega$ , immersa in un fluido irrotazionale, infinitamente esteso. Per  $r < R$  ogni punto della circonferenza è dotato di una velocità tangente alla circonferenza stessa [1].

Esso è caratterizzato inoltre da una certa intensità  $\Gamma$  pari alla circuitazione della velocità lungo una circonferenza di raggio  $r < R$  e, tramite il teorema di Stokes, proporzionale alla velocità angolare  $\omega$

$$\Gamma = \oint \vec{v} \cdot \vec{t} ds = 2\pi r v_\theta$$

$$\Gamma = \omega \pi r^2$$

dove  $\vec{t}$  è il versore tangente alla circonferenza.

Si può dimostrare che le funzioni di corrente e potenziale per il vortice di Rankine risultano

$$\psi = -\frac{\Gamma}{2\pi} \log\left(\frac{r}{r_0}\right)$$

$$\Phi = \frac{\Gamma}{2\pi} \omega$$



e, di conseguenza, le componenti della velocità ricavate tramite le relazioni precedenti

$$v_r = 0$$

$$v_t = \frac{\Gamma}{2\pi r}$$

In Figura 1.1 è possibile vedere il campo di moto di un vortice di Rankine posto nell'origine di uno spazio bidimensionale, dotato di intensità  $\Gamma = 1 \frac{m^2}{s}$ , ricavato tramite codice Matlab. Si nota che punti contrapposti sulla stessa circonferenza hanno velocità uguale in modulo e opposta in verso, mentre il centro ha entrambi le componenti nulle; se questo fosse immerso in una corrente uniforme, il centro traslerebbe con essa e, di conseguenza, verrebbe trasportata anche la sua vorticità.

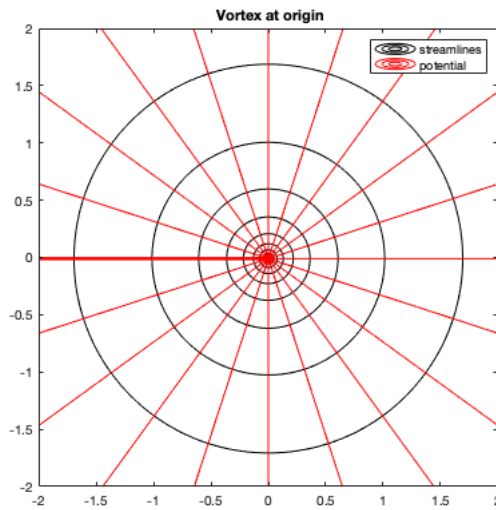


Figura 1.1. Campo di moto di un vortice di Rankine posto nell'origine degli assi cartesiani con  $\Gamma = 1 \frac{m^2}{s}$

## 1.2 Parametri descrittivi

Si introducono ora i principali parametri e grandezze caratteristiche utili all'analisi del loro comportamento all'interno di una nube.

Tramite l'analisi adimensionale è infatti possibile lo studio dei fenomeni fisici indipendentemente dal sistema di unità scelto e dalla scala analizzata.

Ciò rappresenta un vantaggio considerevole soprattutto nei casi in cui risulterebbe molto difficile studiare il problema nella sua dimensione originale, come succede, ad esempio, per lo studio dei flussi nelle gallerie del vento, in cui si sfruttano modelli in scala (meno costosi e più rapidi da realizzare), ottenendo risultati validi anche per il problema originale proprio grazie ai parametri adimensionali utilizzati.

È chiaro quindi che questo approccio risulta particolarmente adatto allo studio della fisica delle nubi, data la grande varietà di scale intrinsecamente presenti.

Vengono quindi richiamati i principali parametri utili per la descrizione del moto fluido, le scale di Kolmogorov per la descrizione dei flussi turbolenti e i parametri per l'interazione flusso - particella.

### 1.2.1 Parametri per la descrizione del moto

Il primo parametro che viene introdotto è il *numero di Reynolds*. Esso è definito come

$$Re = \frac{UL}{\nu}$$

dove  $U$  rappresenta la velocità del flusso,  $L$  una lunghezza caratteristica del fenomeno e  $\nu$  la viscosità cinematica.

Il numero di Reynolds permette di pesare il contributo delle forze d'inerzia rispetto a quelle viscosive e rappresenta un indice di controllo sulla transizione turbolenta. I flussi turbolenti, infatti, sono caratterizzati da numeri di Reynolds elevati [1][10].

Si stima che all'interno di una nube cumuliforme il  $Re$  sia dell'ordine di  $10^4$  (valore calcolato utilizzando la microscala di Taylor  $\lambda^2 \sim (U^2\nu)/\epsilon$ , ovvero la scala caratteristica dell'estensione spaziale media dei gradienti di velocità, e la velocità quadratica media della scala stessa) [6].

Riferendosi, invece, alla particella si può definire un numero di Reynolds  $Re_p$  dove  $U$  è la velocità relativa tra particella e flusso, con  $L = R$ . Tipici valori di  $Re_p$  per le particelle in una nube cumuliforme sono visibili in Figura 1.2 [10].

Considerando una particella in moto all'interno di una nube è possibile esprimere la sua velocità (con l'ipotesi di essere in presenza della sola influenza delle forze viscosive e della gravità) come

$$\vec{v}(t) = \vec{V}_t(1 - e^{-\frac{t}{\tau_p}})$$

dove  $V_t$  rappresenta la *velocità terminale* (o *velocità di assestamento di Stokes*) pari a  $V_t = \tau_p g$ , mentre  $\tau_p$  indica il *tempo di rilassamento* pari a  $\tau_p = 2\rho \frac{R^2}{9\mu}$  (con  $\rho$  la densità e  $\mu$  la viscosità dinamica). Il tempo di rilassamento è un indice del tempo di risposta della particella a un cambiamento nel fluido [10].

<b>Radius <math>R</math> (<math>\mu\text{m}</math>)</b>	<b>Reynolds number <math>Re_p</math></b>	<b>Terminal velocity <math>V_T</math> (<math>\text{cm s}^{-1}</math>)</b>
5	$0.9 \times 10^{-3}$	0.3
10	$0.7 \times 10^{-2}$	1.2
15	$0.2 \times 10^{-1}$	2.7
20	$0.6 \times 10^{-1}$	4.8

Figura 1.2. Valori tipici del raggio  $R$ ,  $Re_p$  e  $V_t$  per una nube cumuliforme

## 1.2.2 Scale di Kolmogorov

Una delle interazioni principali che coinvolge i flussi turbolenti è la cosiddetta *cascata di Kolmogorov*, descritta dalla teoria di Kolmogorov, basata su tre ipotesi fondamentali formulate da Andrey Kolmogorov nel 1941.

Secondo Kolmogorov, i vortici di dimensioni maggiori, instabili e limitati dalle condizioni al contorno, generano a loro volta vortici di dimensione inferiore a cui trasferiscono la loro energia. Questo processo, che inizia dalla scala integrale (o forzante)  $L$ , continua successivamente in direzione di scale via via sempre più piccole, fino al raggiungimento di una scala caratteristica, la *scala di Kolmogorov*  $\eta$ , alla quale gli effetti viscosi sono tali da permettere la dissipazione dell'energia trasferita sotto forma di calore, arrestando così la cascata [6][11].

Il rateo con cui l'energia viene trasferita da un vortice ad un altro è definito dal *rateo di dissipazione*  $\epsilon$ , assunto costante lungo tutta la cascata (dal momento che la dissipazione avviene solo alla scala finale), e pari a quello immesso dall'esterno [6][10][11]. Tramite questa è possibile, sfruttando la viscosità dinamica  $\nu$ , calcolare la lunghezza della scala di Kolmogorov come

$$\eta = \left( \frac{\nu^3}{\epsilon} \right)^{\frac{1}{4}}$$

mentre le scale di velocità e di tempo sono rispettivamente

$$u_\eta = (\epsilon\nu)^{\frac{1}{4}} \quad \tau_\eta = \left( \frac{\nu}{\epsilon} \right)^{\frac{1}{2}}$$

che rappresentano le scale significative più piccole del campo di moto.

In Figura 1.3 sono visibili i valori tipici delle microscale di Kolmogorov registrati all'interno di una nube cumuliforme [10].

<b>Energy dissipation rate</b> $\epsilon$ ( $\text{m}^2 \text{s}^{-3}$ )	<b>Kolmogorov length</b> $\eta$ (cm)	<b>Kolmogorov time</b> $\tau_\eta$ (s)	<b>Kolmogorov velocity</b> $v_\eta$ ( $\text{cm s}^{-1}$ )
$1 \times 10^{-5}$	0.45	1.25	0.35
$1 \times 10^{-4}$	0.25	0.4	0.63
$1 \times 10^{-3}$	0.14	0.13	1.1
0.01	0.08	0.04	2.0
0.1	0.045	0.01	3.5

Figura 1.3. Valori tipici delle microscale di Kolmogorov per una nube cumuliforme

### 1.2.3 Parametri per l'interazione tra flusso e particella

All'interno di una nube, una particella presa singolarmente interagisce con il flusso essenzialmente in due modi: per via meccanica, a causa delle forze viscosse, e per via termodinamica, soprattutto durante le transizioni di stato [10].

I seguenti parametri vengono in aiuto nella descrizione di queste interazioni.

Si introducono quindi i rapporti  $d/l$ , dove  $d$  è il diametro della particella e  $l$  una scala caratteristica (quella di Kolmogorov  $\eta$  o quella integrale  $L$ ), e il *fattore di massa*  $m_p/m_f$ , con  $m_f$  la massa del fluido.

Il primo rapporto è un indice dell'influenza che avrà la particella sul campo di moto: nel caso in cui il  $d$  fosse confrontabile con la scala integrale la particella potrà esercitare un effetto diretto sul campo; viceversa se  $d$  fosse di molto inferiore a  $\eta$ .

Il fattore di massa agisce, invece, sull'energia cinetica trasportata dal fluido. Laddove questo rapporto fosse sufficientemente grande, si è dimostrato sperimentalmente che le particelle possano avere un effetto significativo sulle sue variazioni [10].

Si introduce quindi il numero di Stokes, definito come

$$S_t = \frac{\tau_p}{\tau_f}$$

il quale rapporta il tempo necessario ad una particella a reagire ad una accelerazione nel flusso, ovvero il tempo di rilassamento  $\tau_p$ , e un tempo caratteristico del flusso stesso  $\tau_f$ .

Per numeri di Stokes bassi, la particella reagisce molto velocemente, quasi contemporaneamente, ai cambiamenti del flusso e può essere sfruttata per seguirne gli andamenti come un tracciante; viceversa alti numeri di Stokes indicano una risposta lenta e, conseguentemente, una quasi assenza di interazioni flusso - particella [6][10].

Come verrà approfondito nel capitolo 2.4, un ulteriore contributo alle interazioni flusso - particella è dato dal fenomeno della sedimentazione.

Il parametro atto a quantificarne gli effetti è dato dal rapporto tra il tempo di turnover di un vortice e il tempo necessario a una particella per sedimentare attraverso esso, ovvero

$$S_\nu = \frac{\tau_L}{\tau_\nu}$$

che può essere riscritto utilizzando le microscale di Kolmogorov come

$$S_\nu = \frac{V_T}{u_\eta}$$

Se la sedimentazione ha effetti significativi, il rapporto sarà di molto superiore a uno e la particella interagirà solamente in modo limitato con il flusso; viceversa, se la sedimentazione è trascurabile, il parametro sarà di molto inferiore a uno e le interazioni flusso - particella non verranno perturbate [10][11][12].

## Capitolo 2

# Fenomeno della concentrazione preferenziale

Nello studio delle relazioni nube - particella uno degli aspetti di maggior interesse scientifico è ricoperto dall'evoluzione nel tempo della distribuzione dimensionale delle particelle (detta tecnicamente *particle-size distribution* o *PSD*). L'evoluzione della PSD, infatti, ricopre un ruolo fondamentale per capire quei meccanismi che si trovano alla base della nascita e della successiva crescita di una nube atmosferica [10].

Uno dei principali aspetti riguardati la PSD, su cui è concentrata maggiormente l'attenzione della ricerca scientifica, è la presenza di uno spettro, rilevato nei nuclei adiabatici delle nubi cumuliformi, più ampio di quello previsto teoricamente [6].

Molte ipotesi sono state avanzate per darne una spiegazione, tutte quante concordi sulla presenza di meccanismi che portano all'ampliamento durante le fasi di crescita per condensazione, prima, e per collisione-coalescenza, dopo, con la turbolenza la principale indiziata [6] [7].

In questo capitolo si vuole quindi introdurre il concetto della concentrazione preferenziale, fenomeno che si verifica in presenza di flussi turbolenti e che, secondo alcuni studi, potrebbe avere un effetto significativo sulla PSD, in particolare sulla crescita per condensazione, sebbene studi successivi ritengano più rilevante l'impatto sulla crescita per collisione-coalescenza.

Si introdurrà inizialmente l'argomento descrivendone gli aspetti principali e la dipendenza dal numero di Stokes; successivamente verrà analizzato l'effetto sulla crescita per condensazione: verrà prima descritto come la concentrazione preferenziale possa influenzarla, per poi studiare le conseguenze della sedimentazione, che ne ridimensionerebbe l'effettivo impatto.

## 2.1 Descrizione del fenomeno

All'interno di una nube, le particelle di aerosol presentano una densità superiore rispetto a quella del fluido circostante.

A causa di ciò, il campo di moto del fluido non corrisponderà esattamente a quello delle particelle o, in altre parole, esse non seguiranno traiettorie esattamente coincidenti con le linee di corrente del flusso.

In particolare, il campo di moto delle particelle sarà una funzione della vorticità presente nel fluido, tale per cui laddove si avranno regioni di alta vorticità le particelle tenderanno ad allontanarsi e, viceversa, tenderanno a convergere verso le zone caratterizzate da bassa vorticità [4] [10] .

La causa di questo comportamento è essenzialmente imputabile alle forze di inerzia che si generano sulle particelle una volta che queste incontrano le strutture vorticosi più intense, modellizzabili come vortici di Rankine: queste, di fatto, agiscono con un effetto centrifugo tale da espellere verso l'esterno le particelle, concentrandole, invece, in quelle zone dove queste strutture non sono presenti [6].

Uno schema della risposta delle particelle al campo di moto vorticoso è visibile in Figura 2.1

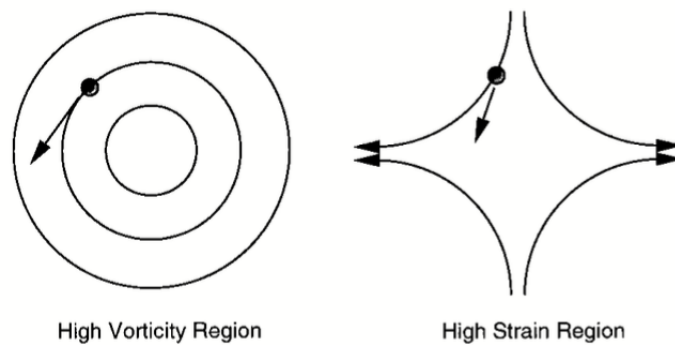


Figura 2.1. Schema del moto di una particella rispetto a zone di alta vorticità e zone ad alti sforzi (bassa vorticità)

L'effetto complessivo è quindi una separazione tra la fase più leggera, costituita dal fluido, da quella più pesante, costituita dalle particelle.

Come conseguenza la distribuzione globale delle particelle nello spazio sarà caratterizzata da zone in cui si avrà un accumulo di particelle e da zone 'vuote', entrambe funzione del campo di vorticità. Per questo motivo il fenomeno è anche detto *clustering* (ovvero 'raggruppamento').

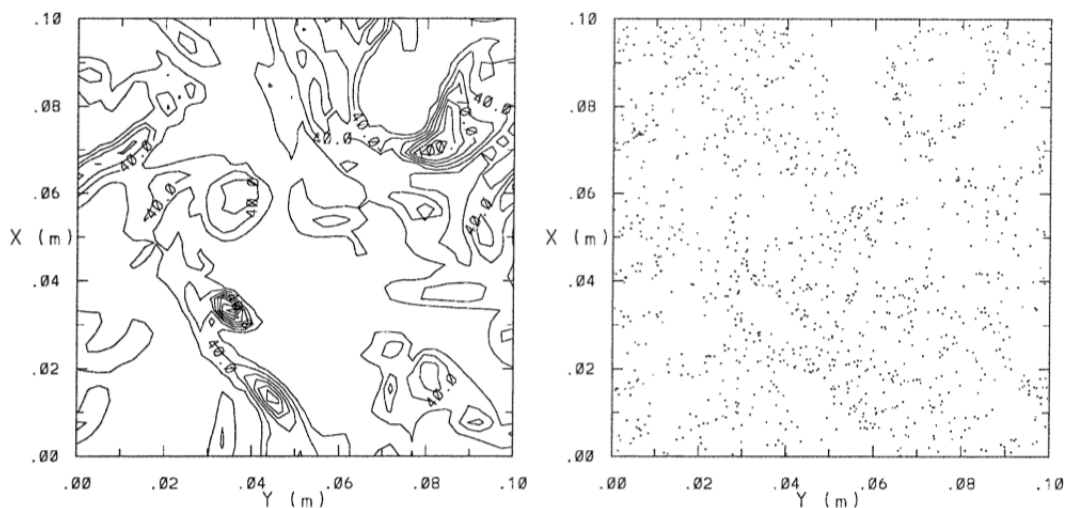


Figura 2.2. (a) Campo della vorticità. (b) Distribuzione delle particelle in funzione della vorticità. Si noti come le zone prive di particelle corrispondano a zone di elevata vorticità mentre zone di accumulo corrispondano a zone di vorticità inferiore.

Partendo da una distribuzione casuale nello spazio, quindi, le particelle si allontanano sempre più da una distribuzione di Poisson (ovvero una distribuzione in cui le particelle sono disposte in modo uniforme e indipendente le une dalle altre), tendendo invece al clustering descritto (dove queste non saranno più statisticamente indipendenti) [7].

Questo fenomeno è stato studiato prevalentemente tramite simulazioni DNS, in cui si è potuta apprezzare l'evoluzione del campo di moto e la conseguente evoluzione della distribuzione nello spazio.

Eaton e Fessler (1904) [4] furono i primi a occuparsi dell'argomento e a svolgere studi approfonditi al riguardo. Shaw et al. (1998) [6] composero un lavoro volto a studiare proprio gli effetti che questo potesse avere sulla crescita per condensazione.

Una simulazione, ottenuta tramite il loro modello DNS, della distribuzione delle particelle nello spazio è visibile in Figura 2.2



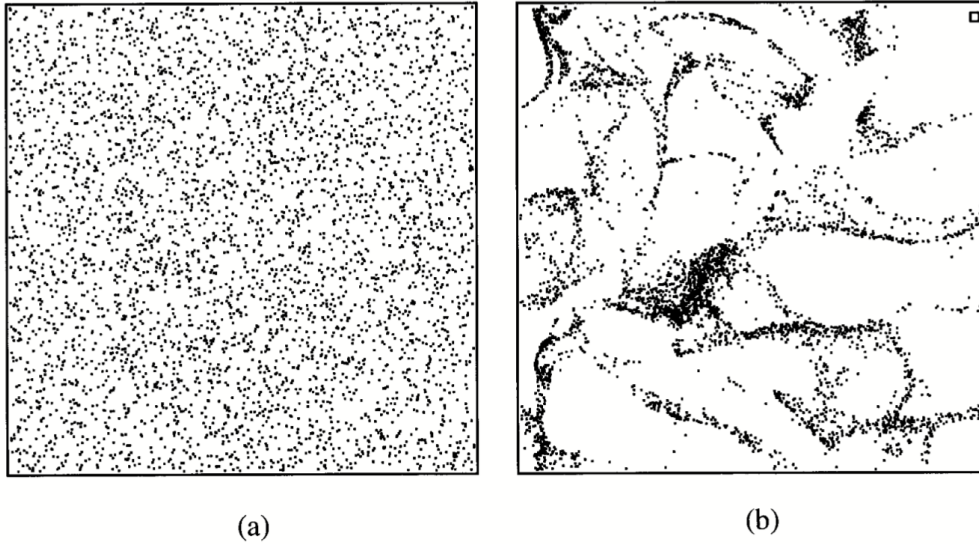


Figura 2.3. (a) Distribuzione iniziale puramente casuale. (b) Distribuzione ottenuta come conseguenza del clustering dopo diversi cicli di turnover degli eddies. Si possono notare zone di accumulo e zone di 'vuoto'.

## 2.2 Dipendenza dal numero di Stokes $St$

La velocità con cui le particelle, soggette al meccanismo descritto nel paragrafo 2.1, generano il fenomeno di clustering non è univoco, ma dipende dalle caratteristiche della turbolenza e delle particelle stesse [6].

Il parametro atto a caratterizzare questo diverso comportamento è il numero di Stokes  $St$ .

Ricordando che il numero di Stokes rapporta il tempo impiegato da una particella a reagire ai cambiamenti del flusso e un tempo caratteristico del flusso stesso, è possibile, dunque, analizzare la risposta delle particelle all'effetto centrifugo dei vortici di Rankine che modellizzano le strutture vorticosi del fluido:

- Per *bassi* numeri di Stokes, a causa delle elevate forze viscosive subite, la particella risponderà rapidamente al flusso, acquistando in poco tempo un'alta velocità angolare attorno al centro del vortice; tuttavia, queste forze agiranno anche contro l'accelerazione radiale generata, impedendo che essa "sfugga" velocemente. L'effetto netto sarà quindi quello di una particella dotata di un elevato momento angolare ma che si allontana molto lentamente in direzione radiale.
- Per *alti* numeri di Stokes le forze viscosive avranno invece un effetto limitato, impedendo quindi alla particella di iniziare a ruotare rapidamente. Questo si tradurrà in una ridotta accelerazione radiale che darà, nuovamente, l'effetto di un lento allontanamento verso l'esterno.

In entrambi i casi, comunque, dopo un certo tempo la particella verrà espulsa, determinando le zone di accumulo e di vuoto.

Sperimentalmente è stato osservato che l'effetto più pronunciato lo si ottiene quando  $St \simeq 1$  [6] [12].

Questo risultato rappresenta un argomento di notevole importanza, in quanto molti dei dibattiti sull'effettiva influenza della turbolenza sui processi di una nube (e in particolare del fenomeno del clustering) vertono attorno alla presenza nei nuclei adiabatici di numeri di Stokes relativamente più piccoli di 1 [10].

In Figura 2.4 è raffigurato il tempo di espulsione di una particella rispetto numero di Stokes (grafico a) e la percentuale di particelle rilevate nel vortice in funzione del tempo, parametrizzata rispetto a  $St$  (grafico b) [6].

Si noti come da entrambi i grafici l'effetto più marcato del clustering si abbia nell'intorno di  $St \simeq 1$ , con un rapido decremento per numeri di Stokes inferiori e un decremento più graduale per valori più elevati.

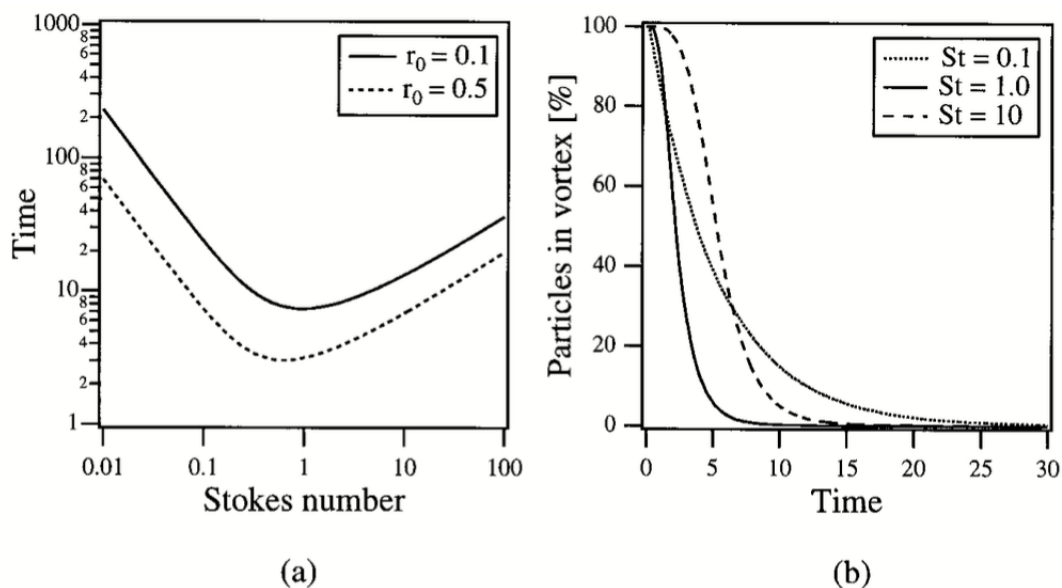


Figura 2.4. (a) Tempo di espulsione in funzione del numero di Stokes, per a una distanza iniziale dal centro del vortice  $r_0$  del 10% e del 50% del raggio  $R$ . (b) Percentuale di particelle nel vortice in funzione del tempo, per numeri di Stokes pari a 0.1, 1.0 e 10.

In conclusione, è quindi possibile affermare che il numero di Stokes rappresenti un parametro di controllo di notevole rilievo.

Nei modelli di simulazione, così come nei rilevamenti sperimentali, conoscerne il valore locale può aiutare a capire quanto sia preponderante il fenomeno della concentrazione preferenziale, indicando quanto velocemente il vortice 'si svuoti' delle proprie particelle, e rappresentando, dunque, un possibile fattore da valutare per rispondere alla domanda riguardo all'effettivo impatto del clustering nei nuclei adiabatici delle nubi.

## 2.3 Influenza sulla crescita per condensazione delle particelle

### 2.3.1 Attivazione e crescita per condensazione

Il processo di formazione di una nube inizia con l'attivazione delle particelle disperse in atmosfera.

L'attivazione avviene in funzione del livello locale di *saturatione*  $S$  (o, in termini di percentuale, di *supersaturazione*  $s = S - 1$ ): quando questo supera una certa soglia, detta "critica", gli aerosol dispersi si attivano, iniziando un processo di crescita spontaneo determinato dalla diffusione di molecole d'acqua dal vapore acqueo, disperso nell'ambiente circostante, sulla propria superficie [7].

La saturazione rappresenta la situazione in cui la miscela di aria umida contiene la massima quantità di vapore acqueo possibile, corrispondente a un'umidità relativa del 100%. Il livello di saturazione, e quindi di supersaturazione, possono essere calcolati come

$$S = \frac{p}{p^*} \quad ; \quad s = \frac{p}{p^*} - 1$$

dove  $p$  rappresenta la pressione parziale di vapore attuale e  $p^*$  la tensione di vapore saturo, ovvero la pressione che porterebbe la miscela a saturazione, mantenendo la temperatura costante. È chiaro quindi che al livello di saturazione, questi due valori coincidono.

Tra i diversi modi in cui è possibile giungere a saturazione, in questa trattazione considereremo quello dovuto all'espansione adiabatica di una certa massa di particelle all'interno di una corrente ascendente.

Tramite questa assunzione, è possibile calcolare l'evoluzione nel tempo dalla supersaturazione come

$$\frac{ds}{dt} = \alpha w - \beta s \sum_i r_i$$

dove  $\alpha$  e  $\beta$  sono delle costanti,  $w$  è la velocità della corrente e  $r_i$  il raggio della  $i$ -esima particella [6].

L'andamento di  $s$  tipico nel tempo, in assenza di turbolenza, presenta un singolo valore di picco, in cui l'accrescimento iniziale è dovuto alla preponderanza dell'espansione adiabatica, mentre la successiva decrescita è dovuta all'aumento delle particelle che condensano.

Una volta superata la soglia critica, infatti, l'accrescimento delle particelle è dettato dalla diffusione del vapore acqueo e il rateo è calcolabile come

$$\frac{dr}{dt} = \frac{Gs}{r}$$

Il processo sopra descritto, insieme alla distribuzione spaziale delle particelle, rappresentano i parametri che dettano la frazione di particelle che si attivano all'interno della massa considerata [6].

### 2.3.2 Effetto della turbolenza

Introducendo la turbolenza nel processo di attivazione e crescita delle particelle, si possono osservare forti variazioni nei valori di supersaturazione nel tempo.

In particolare, la presenza delle strutture vorticosi determina delle oscillazioni attorno a un valore medio, aventi ampiezza proporzionale all'intensità  $\epsilon$  della turbolenza, e permettendo il raggiungimento di picchi con valori più elevati rispetto a cosa previsto dalla teoria classica senza turbolenza [6].

Raffrontando il tempo di sopravvivenza di un vortice  $\tau_s$  (ovvero il tempo dopo cui la struttura vorticosi si ritiene estinta, stimato circa un ordine di grandezza superiore a  $\tau_\eta$ ) rispetto al tempo di variazione della supersaturazione  $\tau_{sat}$  pari a  $\tau_{sat} = \frac{1}{\beta \sum r}$  (stimato nell'intorno dei 10 secondi), si ricava che le zone di alta vorticità, contenendo meno particelle, sperimenteranno escursioni più elevate di  $s$  mentre, viceversa, nelle zone di accumulo si registreranno valori inferiori.

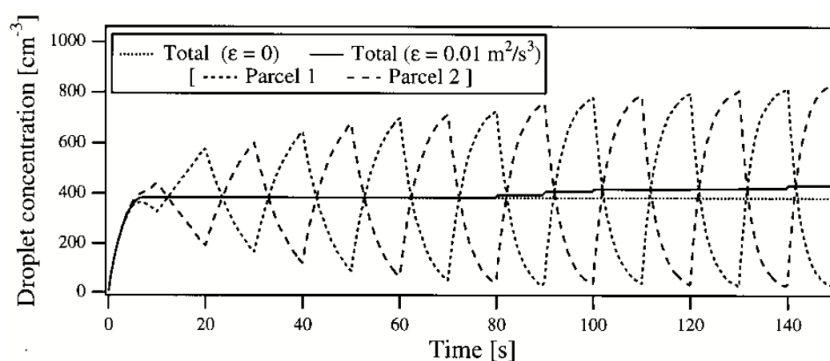


Figura 2.5. Variazione nel tempo della concentrazione ottenuta tramite il modello DNS di Shaw et al. (1998), per il caso a turbolenza nulla ( $\epsilon = 0$ ) e per  $\epsilon = 0.1$ . In quest'ultimo caso vengono inoltre riportate le concentrazioni delle singole zone.

Richiamando l'equazione che detta la crescita delle particelle, è facile notare che, ottenendo valori più o meno elevati di  $s$ , i tassi di crescita varieranno di conseguenza, con un aumento della frazione attivata e presenza di molecole dal raggio diverso, determinando in ultimo una modifica dello spettro delle particelle.

Shaw et al. (1998) [6] studiarono questa corrispondenza tra la turbolenza e la modifica dello spettro tramite una simulazione numerica, impostata su un modello da loro stessi ideato per rispecchiare al meglio la vita e gli effetti delle strutture vorticosi, valutando poi la frazione di particelle che risultavano attivate e il loro raggio.

Il modello è basato sulla suddivisione dello spazio in due regioni, approssimativamente della stessa grandezza: una caratterizzata da alta vorticità, modellata tramite un vortice di Rankine, e una di bassa vorticità, senza nessuna struttura all'interno; come detto, dopo un tempo  $\tau_s$  il vortice si ritiene estinto, caratteristica simulata facendo oscillare ogni zona tra i due stati di alta e bassa vorticità.

La concentrazione delle particelle, costantemente trasferite da una zona all'altra a causa della presenza del vortice, è raffigurato in Figura 2.5.

Si può notare come nel caso di assenza di turbolenza ( $\epsilon = 0$ ) la concentrazione inizialmente cresca, alimentata dall'attivazione, per poi attestarsi intorno a un valore di circa  $400 \text{ particelle}/m^3$ , mentre introducendo la turbolenza, dopo un certo tempo, questa aumenti ulteriormente, a causa dei valori maggiori di supersaturazione raggiunti che determinano l'attivazione di un'ulteriore frazione.

Si noti infine come le singole zone oscillino tra due valori di massimo e minimo, simulando così un'evoluzione del clustering.

In Figura 2.6 sono invece visibili le fluttuazioni di  $s$ , parametrizzate per l'intensità  $\epsilon$  e in funzione del tempo di sopravvivenza del vortice  $\tau_s$ . Si noti come le oscillazioni siano fortemente influenzate questi parametri.

L'aumento di  $\epsilon$  determina un aumento dell'ampiezza, permettendo di raggiungere valori di picco superiori, mentre l'aumento di  $\tau_s$  definisce una riduzione della frequenza delle fluttuazioni.

Come riferimento viene inoltre riportato il caso a turbolenza nulla, caratterizzato dal tipico andamento crescente - decrescente.

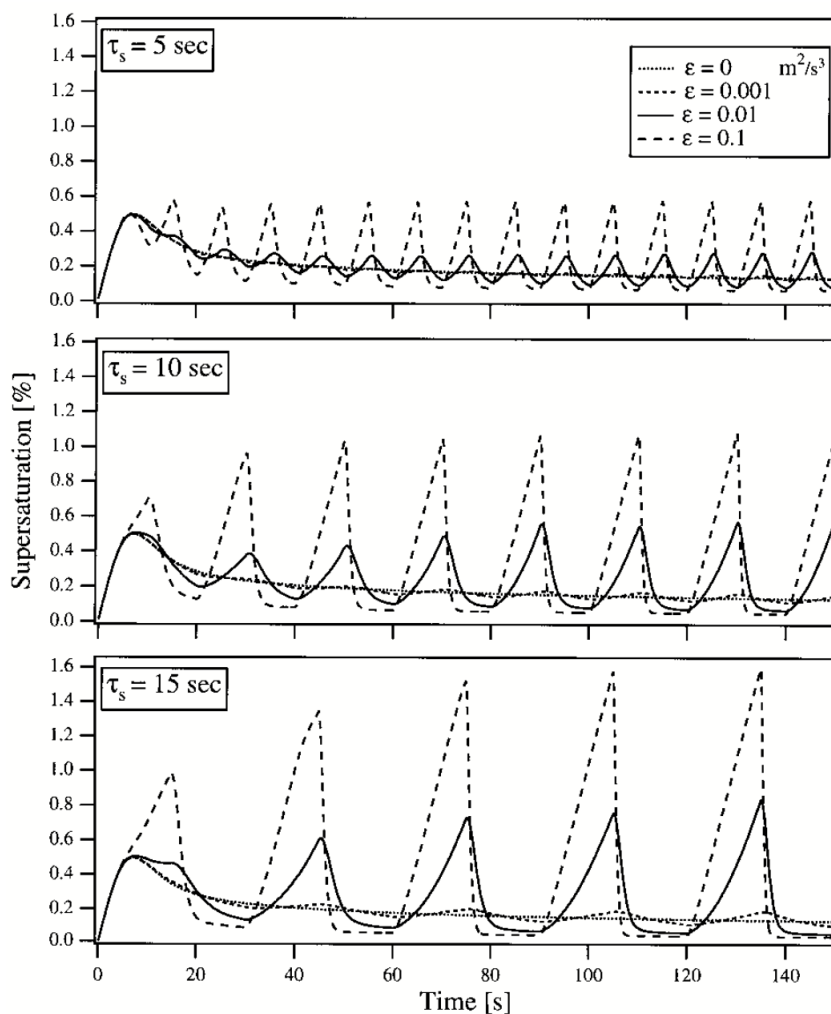


Figura 2.6. Fluttuazioni nel tempo della supersaturazione per valori variabili di  $\epsilon$  e  $\tau_s$ , ottenute tramite il modello DNS di Shaw et al. (1998).

Il risultato finale delle loro simulazioni è visibile in Figura 2.7, in cui è riportato lo spettro delle dimensioni delle particelle rilevato al variare di  $\epsilon$  e  $\tau_s$  dopo un tempo di 150 s dall'inizio della simulazione.

Si osserva come in tutti i casi in cui è presente turbolenza, si ottiene un allargamento dello spettro, più o meno accentuato in funzione dell'intensità.

Si noti inoltre come nel caso di  $\epsilon = 0.1$  il raggio massimo sia inferiore a quello ottenibile dal modello a turbolenza nulla, ciò dovuto al fatto che gli elevati valori di  $s$  rallentano la successiva crescita per condensazione che invece risulta preponderante nella teoria classica.

Nel caso invece di  $\epsilon = 0.01$  si nota un allargamento dello spettro da entrambe le parti.

Anche un aumento di  $\tau_s$  determina un ampliamento dello spettro, in quanto una più lunga permanenza del vortice implica un aumentato effetto dell'attivazione secondaria.

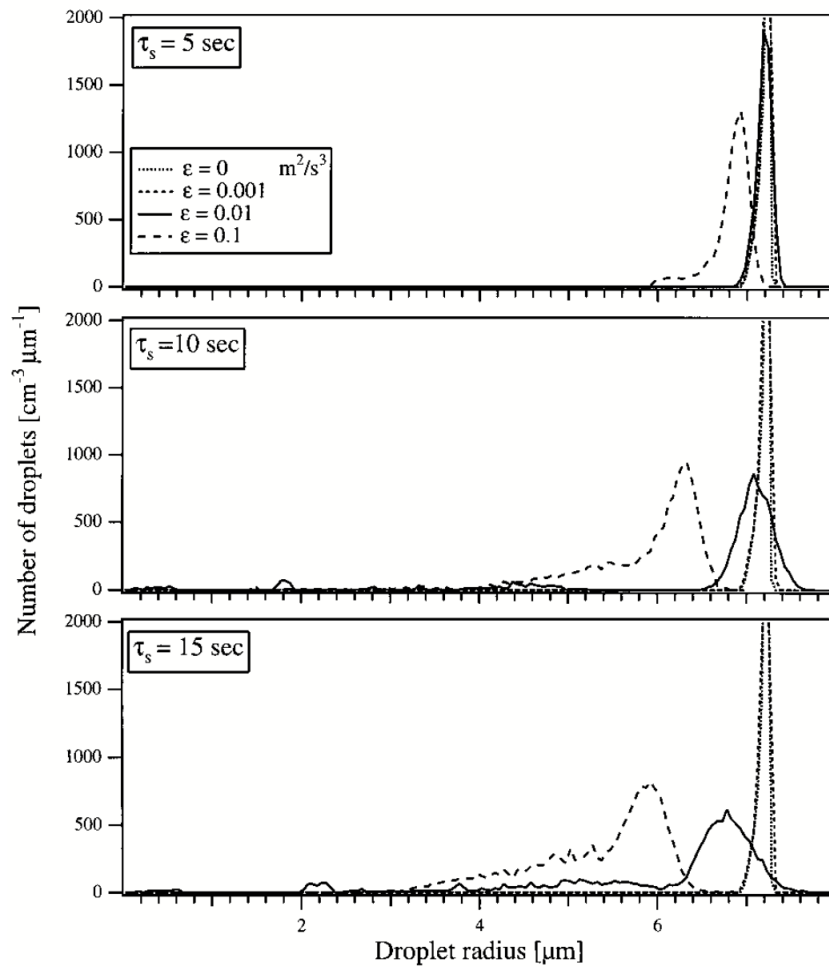


Figura 2.7. Spettro dimensionale ottenuto dal modello DNS di Shaw et al. (1998), al variare di  $\epsilon$  e  $\tau_s$ . Si nota l'allargamento dello spettro per valori crescenti di questi parametri.



In conclusione quindi, tramite simulazione numerica, questo modello dimostra come la concentrazione preferenziale indotta da turbolenza possa essere un meccanismo favorevole all'ampliamento dello spettro dimensionale delle particelle.

Causando il fenomeno di clustering, infatti, la turbolenza genera zone ad alta e bassa concentrazione oscillanti nel tempo. Questo si ripercuote in ampie escursioni del valore locale di supersaturazione.

L'andamento fluttuante di  $s$ , unito al raggiungimento di valori di picco più elevati, ha due effetti principali:

- permettere l'attivazione di una frazione superiore di particelle (il che potrebbe verificarsi anche ben al di sopra della base della nube)
- modificare il tasso di crescita di una particella, generando quindi particelle di raggio inferiore o superiore rispetto a quelli previsti dalla teoria classica

É bene inoltre sottolineare che questi effetti sono fortemente dipendenti dai parametri che caratterizzano la turbolenza e le sue strutture vorticosi, ovvero  $\epsilon$  e  $\tau_s$ .

## 2.4 Sedimentazione

Un ulteriore fenomeno da tenere in considerazione durante l'analisi degli effetti causati dalla concentrazione preferenziale è rappresentato dalla sedimentazione.

Con il termine sedimentazione intendiamo quel processo che porta all'accumulo delle particelle presenti in un fluido a causa delle forze di campo agenti su di esse, in questo caso la forza di gravità. Questo fenomeno si verifica alla velocità terminale delle particelle, determinando la formazione di zone di accumulo e di vuoto molto ravvicinate tra loro [10]. Come già visto nel sottocapitolo 2.3.2, i valori di supersaturazione risultano sensibili alle concentrazioni locali.

Una particella in moto discendente, quindi, attraverserà un ambiente altamente variabile, in cui il tempo di permanenza in condizioni simili è molto limitato; di conseguenza, le escursioni del valore di supersaturazione non potranno essere elevate.

La sedimentazione ha infatti un effetto limitante nei confronti dello spettro dimensionale.

Questo fenomeno è stato analizzato tramite modellazione numerica da Vaillancourt et al. in un primo lavoro nel 2001 [11], in cui è stato analizzato l'effetto in assenza di turbolenza, per poi invece introdurla in un secondo lavoro nel 2002 [12].

Il modello da loro utilizzato permette la risoluzione diretta delle equazioni di Navier-Stokes, includendo la crescita per condensazione tramite diffusione di vapore acqueo (questo modello fu il primo modello a comprenderla) e il calcolo della traiettoria seguita dalle particelle.

Un risultato ottenuto tramite il modello è visibile in Figura 2.8.

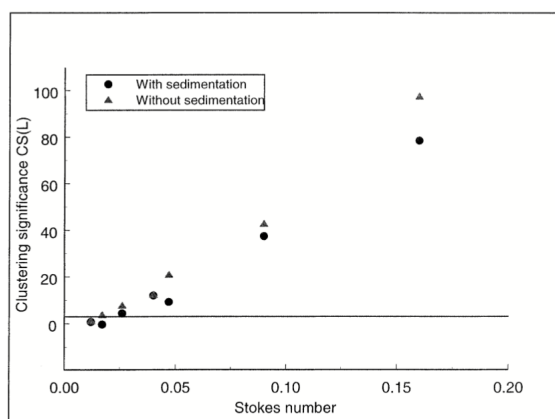


Figura 2.8. Clustering in funzione del numero di Stokes, per i casi con e senza sedimentazione.

Nel grafico viene rapportato il *clustering significance*, ovvero un indice della preponderanza del fenomeno di clustering, calcolato rispetto alla concentrazione media di Poisson, la quale restituisce un valore di clustering significance pari a 3. Vengono quindi considerati apprezzabili solo i valori di clustering superiori a 3 (rappresentato dalla linea orizzontale).

In entrambi i casi si evince chiaramente l'effetto del numero di Stokes (limitato all'intervallo  $0.0 \div 0.20$  considerato) e l'effetto della sedimentazione, la quale riduce l'effetto di clustering fino al 20%.

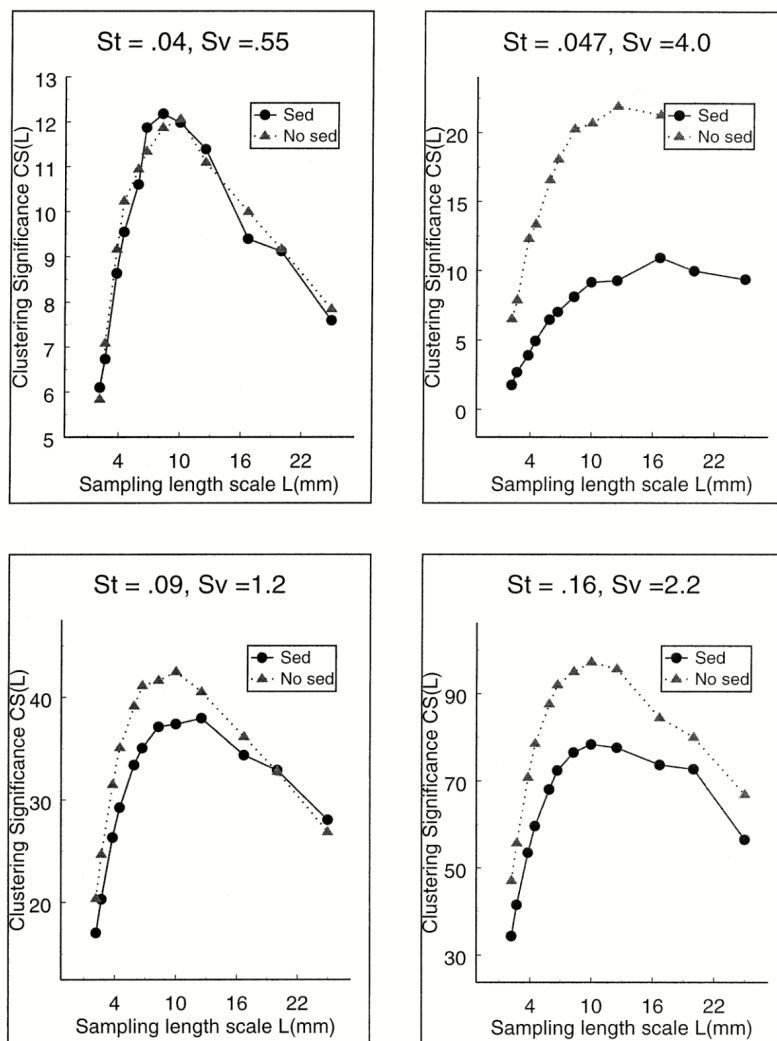


Figura 2.9. Clustering in funzione della scala di campionamento, per valori crescenti di  $S_v$  (in senso antiorario a partire dal pannello in alto a sinistra). Si noti l'aumento del gap tra le curve con e senza sedimentazione.

In Figura 2.9 è riportato il clustering in funzione della scala di campionamento, ottenuto in più simulazioni in cui si sono fatti variare il numero di Stokes e il rapporto di velocità  $S_\nu$ .

Ricordando la definizione di  $S_\nu$  ( $S_\nu = V_T/u_\eta$ , con  $V_t$  la velocità terminale e  $u_\eta$  la scala di velocità di Kolmogorov), si nota come questo parametro sia utile a caratterizzare l'importanza dell'effetto della sedimentazione.

Si osserva infatti che aumentandone il valore, aumenta conseguentemente anche la distanza tra le curve con e senza sedimentazione, con un maggior effetto di clustering per quest'ultima.

Valori crescenti di  $S_\nu$  caratterizzano un flusso in cui le particelle impiegano poco tempo a sedimentare, generando in breve tempo le zone di vuoto e accumulo.

Questo risultato è in accordo con l'argomentazione sopra citata tale per cui un effetto maggiore della sedimentazione ( $S_\nu$  crescente) porta a un minor tempo di permanenza della particella in condizioni ambiente simili, riducendo in ultimo l'effetto di clustering.

## 2.5 Implicazioni sulla dinamica macroscopica

In questo capitolo si è quindi voluto presentare il fenomeno della concentrazione preferenziale e le sue ricadute sulla particle - size distribution, unitamente alla sua dipendenza dal numero di Stokes e all'effetto della sedimentazione.

È sicuramente importante ricordare come tutto ciò che accade all'interno di una nube, su scala microscopica, abbia conseguenze dirette anche sulle sue proprietà macroscopiche.

La durata dei processi di formazione, le proprietà ottiche, l'estensione spaziale e l'efficienza di precipitazione sono solo alcune delle caratteristiche che risentono direttamente dei processi microscopici (come il fenomeno di clustering) che avvengono nei nuclei adiabatici.

Beard e Ochs nel loro lavoro del 1992 affermano che i meccanismi che innescano l'inizio delle precipitazioni piovose dipendono criticamente dalla presenza di particelle di dimensione elevata [2].

Il loro studio è stato rivolto principalmente alle "nubi calde", ovvero a quelle nubi la cui temperatura è globalmente superiore rispetto al punto di congelamento, presenti soprattutto nelle zone tropicali ma, talvolta, anche alle medie latitudini, come dimostrato da alcuni studi sperimentali con apparati radar.

Mediante un'analisi basata sull'efficienza di collisione, calcolata tramite le equazioni di Navier - Stokes comprensive dei termini viscosi e inerziali, gli autori sono riusciti a verificare come la presenza dei nuclei di condensazione più grandi, i quali influenzano direttamente l'efficienza di collisione, possa rappresentare un fattore fondamentale per il processo di coalescenza e, conseguentemente, per l'inizio delle precipitazioni.

Valutare se, e in che misura, l'effetto della turbolenza, tramite i fenomeni di clustering e sedimentazione, determini l'ampliamento dello spettro dimensionale portando alla presenza di particelle dal diametro maggiore e di come questo, di conseguenza, intensifichi l'efficienza di collisione causando l'inizio delle precipitazioni, rimane ancora ad oggi un problema irrisolto.

Nuovi strumenti di misura più sofisticati, aventi migliori capacità di campionamento e analisi, se installati su palloni sonda o aerei appositi potrebbero portare a nuovi interessanti elementi di studio.

Unitamente ai modelli numerici più moderni, si potrebbero quindi ottenere le risposte cercate, le quali rappresenterebbero un fattore fondamentale per una previsione più accurata delle piogge e dei fenomeni più intensi.

## Capitolo 3

# Analisi di laboratorio

Un approccio differente alle simulazioni numeriche per poter rispondere ai quesiti posti sulla formazione e crescita delle nubi, è rappresentato dalle analisi sperimentali svolte in laboratorio.

Quando si utilizzano modelli numerici, come quelli di Shaw et al. (1998) [6] e Vaillancourt et al. (2001, 2002) [11] [12], si riscontrano alcuni problemi che ne limitano la validità generale.

Tra questi i più rilevanti sono i numeri di Reynolds impiegabili, limitati ai valori più modesti, e il trascurato effetto di competizione tra le particelle durante il processo di diffusione.

Tramite analisi sperimentali è possibile, invece, ricreare le condizioni ambientali in cui questi processi avvengono e studiare (e isolare) i fenomeni che ne risultano, escludendo in parte queste limitazioni [3].

Questo approccio non è sempre stato quello adottato.

I primi studi riguardanti le nubi risalgono probabilmente al diciannovesimo secolo, con le prime osservazioni e classificazioni. L'approccio dell'epoca era prettamente di tipo olistico, con la sovrapposizione di ambiti diversi tra loro, come la scienza e la meteorologia con l'arte e la poesia [13].

Al ventesimo secolo risalgono invece i primi esperimenti di laboratorio. L'ingegnere John Atkins, nel 1923 tentò di ricreare ghiacciai e cicloni, rimanendo aderente alla corrente di pensiero olistica per cui era necessario ricreare l'intera natura e non, come invece viene fatto oggi, isolare i singoli fenomeni [13].

Bisogna sicuramente ricordare, inoltre, il lavoro dello scienziato scozzese Charles Thomson Rees Wilson, colui che inventò la prima *cloud chamber* (la "camera a nebbia"), che permette di ricreare l'ambiente interno di una nube, studiando poi il comportamento delle particelle in essa contenute [13].

### 3.1 Michigan Technology University "II-Chamber"

Uno dei più moderni apparati di laboratorio dei giorni nostri è rappresentato dalla camera sperimentale multifase "II-Chamber", un'evoluzione della camera a nebbia di Wilson, situata alla Michigan Technology University a Houghton, USA [8].

La camera è formata da due piani orizzontali distanti 1 m, la cui temperatura può essere controllata indipendentemente. Questo permette di generare dei gradienti che a loro volta determinano l'instaurarsi delle celle convettive di Rayleigh-Bénard.

Al fine di permettere la nucleazione delle particelle, quindi la loro attivazione, è presente un sistema di iniezione che immette particelle di aerosol, la cui taglia granulometrica è controllata e regolata a piacere.

All'interno della camera sono inoltre posizionati dei rilevatori di temperatura e umidità, sfruttati per calcolare il valore di supersaturazione. Sebbene questo non possa essere determinato con precisione assoluta in questo modo, altri gruppi di lavoro hanno dimostrato l'affidabilità degli scostamenti relativi, validandone quindi l'utilizzo a questo scopo.

Infine, è presente un sistema di rilevamento e campionamento degli aerosol, composto da un contatore ottico (WELAS) e uno Scanning Mobility Partitioning Sizer (SMPS), accoppiato ad un sistema di asciugatura per eliminare l'umidità relativa.

Uno schema della II-Chamber è visibile in Figura 3.1.

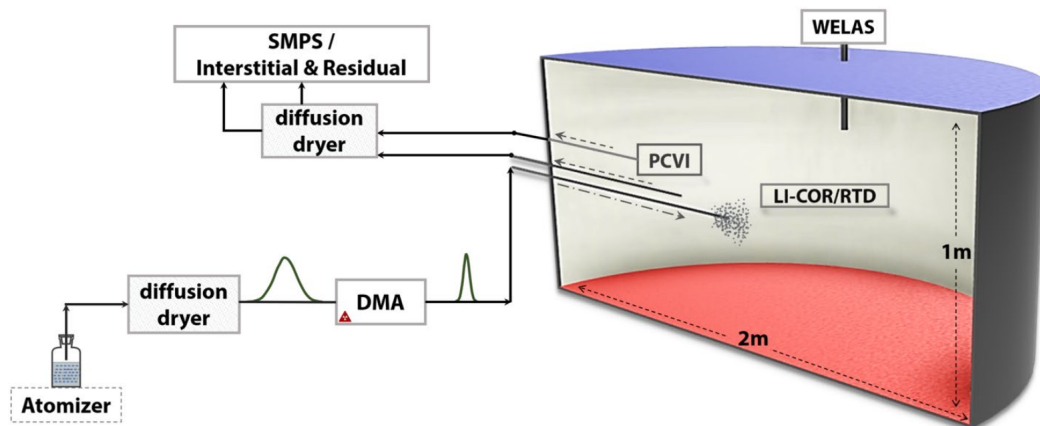


Figura 3.1. Schema riassuntivo della II-Chamber.

Shawon et al. nel 2021 hanno condotto all'interno della II-Chamber degli esperimenti atti a isolare l'effetto della turbolenza, dimostrando come questa comporti ricadute non trascurabili sul processo di attivazione [5] [8].

In un ambiente ancora privo di aerosol, gli autori hanno indotto turbolenza generando un gradiente di temperatura tra le due pareti orizzontali.

Successivamente, sono state iniettate particelle di NaCl (aventi diametro asciutto, ovvero il diametro misurato prima dell'inizio del processo di attivazione, pari a 130 nm) come nuclei di condensazione, con un rateo di iniezione selezionato in funzione del test condotto.

Il diametro critico (ovvero la soglia che, una volta raggiunta, consente alla particella di attivarsi) è di  $2 \mu\text{m}$ : tutte le particelle con diametro superiore sono state considerate attivate e chiamate *Residuals*, mentre le restanti particelle, non attivate, sono state chiamate *Interstitials*.

Tramite il WELAS, per tutta la durata dell'esperimento, è stata monitorata la taglia delle particelle presenti in camera, mentre a conclusione dell'esperimento, tramite l' SMPS e il WELAS, è stata campionata la distribuzione granulometrica degli Interstitials e dei Residuals.

Di seguito vengono i principali risultati ottenuti dai loro esperimenti.

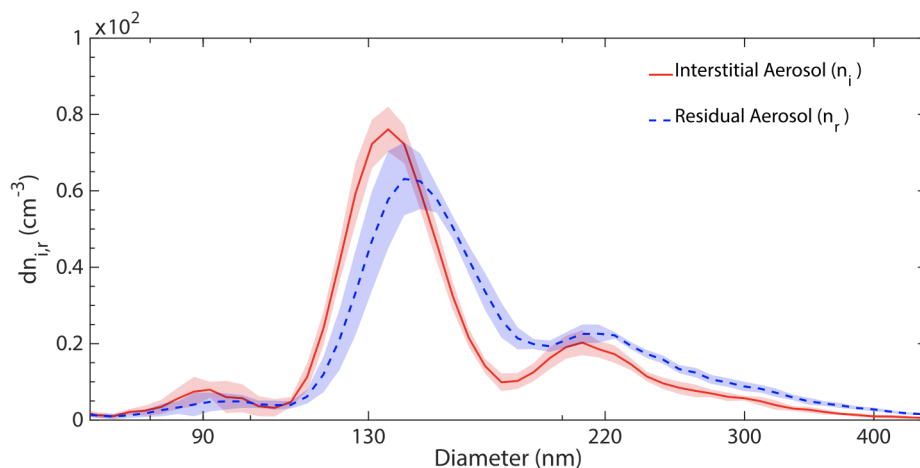


Figura 3.2. Distribuzione granulometrica degli Interstitials (rosso) e dei Residuals (blu). Si noti la quasi completa sovrapposizione delle due curve.



In Figura 3.2 è riportato lo spettro dimensionale di entrambi gli Interstitials e i Residuals.

Si nota come non si abbia più una netta divisione tra i due, ma anzi una quasi completa sovrapposizione: è possibile trovare particelle relative allo stesso diametro critico (quindi stesso valore di saturazione critica) sia nella frazione attivata che in quella non attivata.

Le fluttuazioni indotte dalla turbolenza sul valore locale di supersaturazione generano un campo di  $s$  non uniforme nello spazio: particelle dello stesso diametro ma in posizioni diverse vengono quindi esposte a picchi diversi, con conseguenti esiti differenti riguardo alla loro attivazione.

In Figura 3.3 è invece riportata la frazione attivata in funzione del rateo di iniezione degli aerosol.

Facendo variare il rateo da un valore minimo, corrispondente alla condizione di "aria pulita", a un valore massimo, ciò che si nota è una decrescita della frazione attivata in funzione della concentrazione di aerosol.

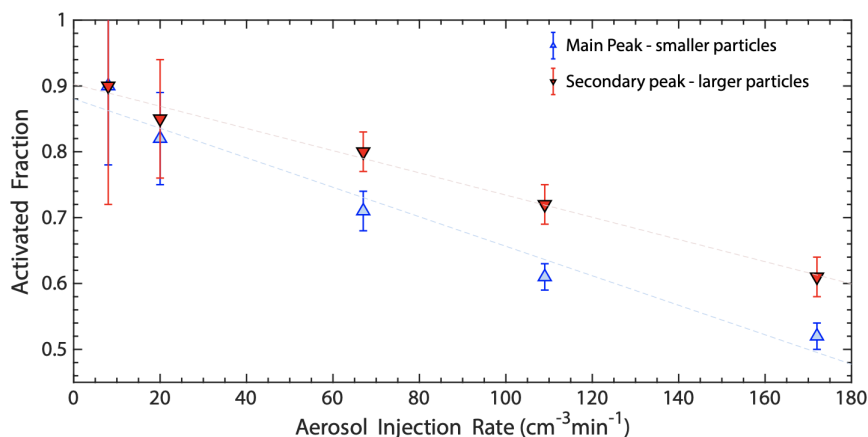


Figura 3.3. Frazione attivata in funzione del rateo di iniezione degli aerosol.

Lo stesso risultato è osservabile in Figura 3.4. Spostandoci verso la condizione "più inquinata", si nota inoltre che le distribuzioni di Interstitials e Residuals tendono a sovrapporsi, mentre nel caso di "aria pulita" quasi tutte le particelle risultano attivate.

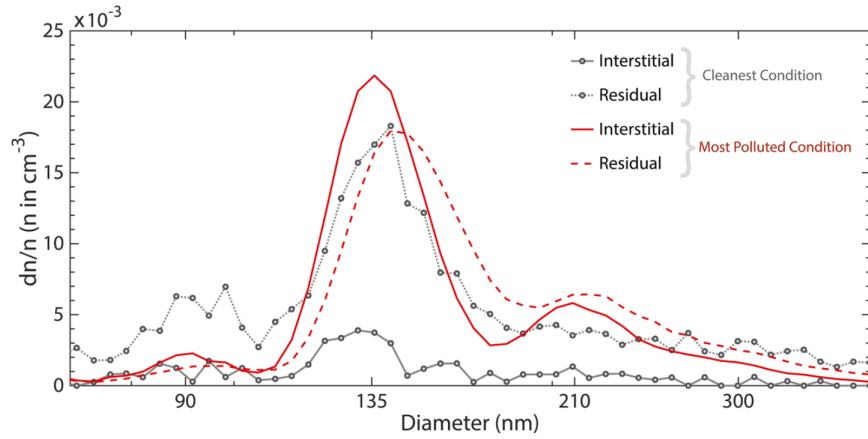


Figura 3.4. Distribuzione granulometrica degli Interstitials e Residuals nei casi di "aria pulita" (bassa concentrazione) e "aria inquinata" (alta concentrazione).

Quando il rateo è aumentato, infatti, aumenta anche la competizione tra le particelle per il vapore acqueo disponibile, il che porta alla diminuzione della frazione attivata osservata (e quindi all'aumento della percentuale di Interstitials).

## Capitolo 4

# Prospettive di analisi future e altri effetti

Molte delle questioni aperte sugli effetti che la turbolenza ha sulla formazione e crescita di una nube, risultano ancora oggi oggetto di confronto nei campi della meteorologia, fisica e ingegneria.

Il fenomeno della concentrazione preferenziale risulta ancora oggi oggetto di studi per verificare se possa essere ritenuto la causa dell'ampliamento dello spettro dimensionale che si registra nel nucleo adiabatico delle nubi.

Si è visto come alcuni studi, come le simulazioni numeriche di Shaw et al. (1998) [6], ne ritengano plausibile un'effettiva partecipazione a causa dalle fluttuazioni indotte della supersaturazione, le quali, raggiungendo picchi maggiori, "spingerebbero" più particelle oltre la soglia critica, determinandone l'attivazione, e indurrebbero ratei di crescita più elevati durante il processo di crescita diffusivo.

Analisi successive hanno però suggerito come il processo di sedimentazione, il quale porterebbe a una ridotta permanenza delle particelle in zone aventi una concentrazione simile, unito ai numeri di Stokes inferiori all'unità, ridimensionerebbero l'effettivo apporto di questo fenomeno [10] [11] [12].

Ulteriori indagini sono dunque necessarie per determinare se e in che misura la concentrazione preferenziale possa concretamente contribuire ai processi evolutivi di una nube.

Un possibile approccio futuro potrebbe essere l'aumento del dominio di indagine delle simulazioni numeriche.

L'impatto delle fluttuazioni della supersaturazione indotte aumenta al crescere di questo dominio; ottenere modelli numerici DNS con cui sia possibile simulare gli eddies più grandi, nei quali si ritrovano le perturbazioni maggiori della velocità verticale, rappresenterebbe un ottimo miglioramento ai modelli numerici ora utilizzati.

Thomas et al. hanno recentemente proposto (2020) un modello DNS "scalato" che sarebbe funzionale proprio a un'analisi di questo tipo, ottenendo risultati positivi riguardo a un aumento dello spettro [9].

Un altro effetto che potrebbe avere la turbolenza riguarda il processo di crescita per condensazione e coalescenza [7] [10].

Le particelle di una nube, dopo essersi accresciute tramite il processo di condensazione, una volta raggiunta una dimensione critica inizieranno a precipitare verso terra alla loro velocità terminale, collidendo con altre particelle più piccole e unendosi per formare un'unica goccia più grande nel processo di coalescenza.

Le efficienze della collisione e della coalescenza sono regolate da dei coefficienti che ne indicano la bontà degli effetti e che sono principalmente funzione della distanza e del raggio iniziale delle particelle.

Invece l'efficienza dell'intero processo di collisione - coalescenza è a sua volta regolato da un coefficiente globale (prodotto dei due) che permette di stimare la variazione della massa della particella nel tempo.

Si pensa che la turbolenza possa influire su questi coefficienti, in particolare sull'efficienza di collisione, il che potrebbe determinare l'ampliamento dello spettro [7].

Osservando la Figura 4.1, in cui viene raffigurato lo spettro di una nube cumuliforme in funzione del tempo, si nota che dopo un certo tempo le particelle aventi un raggio sufficientemente continueranno ad accrescersi, passando dalla crescita per condensazione a quella per collisione - coalescenza.

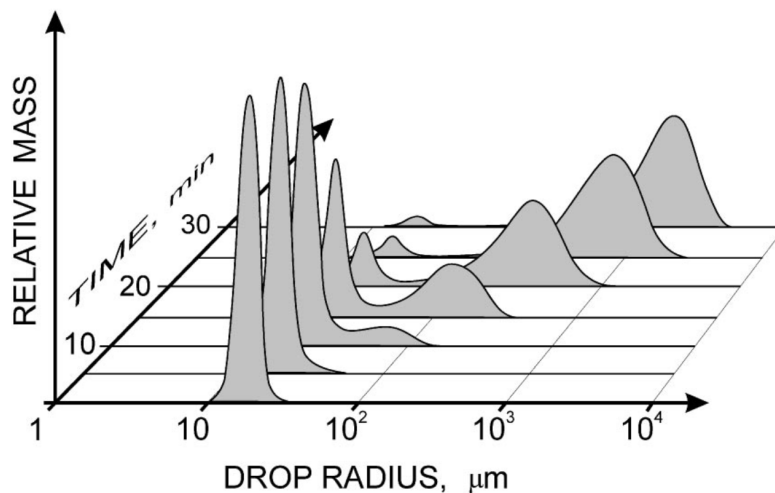


Figura 4.1. Variazione della distribuzione dimensionale delle particelle in una nube cumuliforme in funzione del tempo.

Diverse ricerche individuano tra gli effetti della turbolenza un'aumentata velocità relativa tra le particelle, la quale non solo incrementerebbe il fenomeno della sedimentazione descritto nella sezione 2.4, ma aumenterebbe inoltre l'efficienza di collisione [7].

Il tempo medio  $\tau$  impiegato da due particelle di raggio  $r$  e  $r'$  per collidere tra di loro è infatti descritto dall'espressione

$$\tau = \frac{1}{n_{r,r'} k(r, r')}$$

dove  $n_{r,r'}$  rappresenta la densità numerica delle particelle di raggio  $r'$  e  $k(r, r')$  è il *kernel di collisione*, la cui espressione analitica dipende dall'effettivo meccanismo con cui avviene la collisione, e che risulta intensificarsi all'aumentare della velocità relativa, con conseguente diminuzione di  $\tau$  e aumento della frequenza di collisione [7].

Inoltre si ritiene che il clustering indotto da turbolenza, abbia effetti sul rateo di collisione, essendo questo una funzione dipendente dalla concentrazione locale: le zone di bassa vorticità, in cui la concentrazione è maggiore, saranno quelle che sperimenteranno l'aumento più marcato del rateo.

Successivi approfondimenti sono dunque necessari, per stabilire se il meccanismo di collisione - coalescenza sia effettivamente alla base dell'ampliamento dello spettro.

L'utilizzo di altri sistemi di misura, come i palloni sonda o l'utilizzo di aerei con appositi sensori utilizzati a questo scopo, potrebbe essere un ulteriore apporto alle indagini, permettendo di valutare le velocità e le concentrazioni negli istanti più avanzati dell'evoluzione di una particella.

# Conclusioni

In conclusione, si vogliono riassumere i principali argomenti trattati all'interno di questo lavoro.

Nel *Capitolo 1* sono state analizzate le equazioni e i parametri utilizzati nello studio dei principali effetti che la turbolenza ha all'interno di una nube.

Nel *Capitolo 2* è stato analizzato il fenomeno della concentrazione preferenziale, uno dei temi di ricerca principali all'interno della fisica delle nubi.

Si è visto come la presenza delle strutture vorticosi porti alla formazione di zone di "vuoto" e di accumulo a causa dell'inerzia delle particelle; questo si ripercuote in fluttuazioni nel tempo del valore di supersaturazione da cui dipende il rateo di crescita per condensazione, che ne risulterebbe quindi affetto.

Questo porterebbe all'ampliamento dello spettro, sebbene l'estensione del fenomeno e i suoi effettivi impatti nella realtà non sono tutt'oggi ancora ben definiti.

Si è visto come il numero di Stokes e la sedimentazione possano rappresentare due motivi per cui, se valutate lungo un certo lasso di tempo, queste oscillazioni in realtà potrebbero non avere effetti significativi, in quanto le particelle permanerebbero per un tempo ridotto in condizioni di uguale concentrazione e supersaturazione locale, limitandone la crescita.

Nel *Capitolo 3* si è fatto riferimento ad alcuni studi di laboratorio condotti nella "II-Chamber" della Michigan Technology University, dimostrando come la turbolenza offuschi la distinzione netta tra le particelle attivate e quelle non attivate.

Le distribuzioni dimensionali delle due frazioni risultano quasi del tutto sovrapposte, con particelle relative allo stesso diametro che si possono trovare in entrambe, ciò sarebbe dovuto alla distribuzione non uniforme nello spazio delle fluttuazioni di supersaturazione.

Infine, nel *Capitolo 4* sono state presentate alcune prospettive per analisi future, diverse già in corso di studio, come l'ampliamento delle simulazioni numeriche a domini più grandi e lo studio degli effetti della turbolenza sulla crescita per collisione-coalescenza, la quale parrebbe ad oggi una buona candidata per offrire delle risposte

al dibattito sullo spettro dimensionale.

Il futuro del nostro Pianeta Terra è sempre più incerto per quanto riguarda l'evoluzione dei cambiamenti climatici e gli effetti, purtroppo, negativi che questi potrebbero avere sulle nostre vite.

I fenomeni meteorologici più estremi sono destinati a diminuire in frequenza e ad aumentare ulteriormente di intensità. Capire sempre più approfonditamente i processi che riguardano la formazione, crescita e evoluzione delle nubi rappresenta uno dei modi che abbiamo per adattarci e mitigare gli impatti che questi possono avere su di noi, il che è reso possibile solo continuando a perseguire e sostenere la ricerca scientifica con ogni mezzo a nostra disposizione.

# Bibliografia

- [1] R. Arina, *Fondamenti di aerodinamica*, Levrotto&Bella, 2015.
- [2] K.V. Beard, H.T. Ochs, *Warm-Rain Initiation: An Overview of Microphysical Mechanisms*, Journal of Applied Meteorology and Climatology, 32, 608-625, 1993.
- [3] E. Bodenschatz, S.P. Malinowski, R.A. Shaw, F. Stratmann, *Can We Understand Clouds Without Turbulence?*, Science, 327, 970-971, 2010.
- [4] J.K. Eaton, J.R. Fessler, *Preferential concentration of particles by turbulence*, International Journal of Multiphase Flow, 20, 169-209, 1994.
- [5] M. Rehnberg, *Atmospheric Turbulence May Promote Cloud Droplet Formation*, Eos, 18 marzo 2021.
- [6] R.A. Shaw, W.C. Reade, L.R. Collins, J. Verlinde, *Preferential Concentration of Cloud Droplets by Turbulence: Effects on the Early Evolution of Cumulus Cloud Droplet Spectra*, Journal of the Atmospheric Sciences, 55, 1965-1976, 1998.
- [7] R.A. Shaw, *Particle-Turbulence Interactions in Atmospheric Clouds*, Annual Review of Fluid Mechanics, 35, 183-227, 2003.
- [8] A.S.Md Shawon, P. Prabhakaran, G. Kinney, R.A. Shaw, W. Cantrell, *Dependence of Aerosol-Droplet Partitioning on Turbulence in a Laboratory Cloud*, Journal of Geophysical Research: Atmospheres, 126, e2020JD033799, Michigan Technology University, Houghton, 2021
- [9] L. Thomas, W.W. Grabowsky, B. Kumar, *Diffusional growth of cloud droplets in homogeneous isotropic turbulence: DNS, scaled-up DNS, and stochastic model*, Atmospheric Chemistry and Physics, 20, 9087–9100, 2020.
- [10] P.A. Vaillancourt, M.K. Yau, *Review of Particle-Turbulence Interactions and Consequences for Cloud Physics*, Bulletin of the American Meteorological Society, 81, 285-298, 2000.
- [11] P.A. Vaillancourt, M.K. Yau, W.W. Grabowski, *Microscopic Approach to Cloud Droplet Growth by Condensation. Part I: Model Description and Results without Turbulence*, Journal of the Atmospheric Sciences, 58, 1945-1964, 2001.
- [12] P.A. Vaillancourt, M.K. Yau, P. Bartello, W.W. Grabowski, *Microscopic Approach to Cloud Droplet Growth by Condensation. Part II: Turbulence, Clustering, and Condensational Growth*, Journal of the Atmospheric Sciences, 59, 3421-3435, 2002.
- [13] Z. Warhaft, *Laboratory studies of droplets in turbulence: towards understanding the formation of clouds*, Fluid Dynamics Research, 41, 011201, 2008.