

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI ROMA LA SAPIENZA

FACOLTA DI SCIENZE MATEMATICHE FISICHE E NATURALI

CARATTERIZZAZIONE DEI BASSI STRATI ATMOSFERICI  
MEDIANTE TELEMISURE SIMULTANEE

ANNO ACCADEMICO 1997-1998



UNIVERSITA' DEGLI STUDI DI ROMA  
"LA SAPIENZA"



FACOLTA' DI SCIENZE MATEMATICHE FISICHE E  
NATURALI

TESI DI LAUREA IN FISICA

**Caratterizzazione dei bassi strati atmosferici mediante  
telemisure simultanee**

Relatori:

Prof. Giorgio Fiocco

Dott. Marco Cacciani

A handwritten signature in black ink, likely belonging to Prof. Giorgio Fiocco, written over the printed name.

Candidato:

Luigi Selmi

(matricola: 11068627)

anno accademico

1997 / 98



## Indice

### Introduzione

<b>Capitolo 1: Elementi di Termodinamica Atmosferica</b>	1
• 1.1 Troposfera e lo Strato Limite Planetario	1
• 1.2 Stabilità Atmosferica	4
<b>Capitolo 2: Aerosol</b>	9
• 2.1 Processi di formazione e classificazione	9
• 2.2 Proprietà radiative	20
<b>Capitolo 3: Strumenti</b>	29
• 3.1 Il Lidar	29
• 3.1.1 Il Telescopio	30
• 3.1.2 Il Laser	35
• 3.1.3 Il Fotomoltiplicatore	45
• 3.1.4 Tecniche di acquisizione	52
• 3.2 Il Sodar	63
• 3.3 Il Radiometro	69
<b>Capitolo 4: L'equazione Lidar</b>	76
• 4.1 Metodo di inversione	76
• 4.2 Depolarizzazione	89
• 4.3 Il Fattore di forma geometrico	93
<b>Cap. 5: I Dati: analisi e confronto</b>	100
<b>Conclusioni</b>	106



# Introduzione

Un numero sempre maggiore di risorse, umane e materiali, è dedicato allo studio della Fisica dell'Atmosfera. L'importanza attribuita all'avanzamento delle conoscenze in questo settore della Fisica giustifica i capitali impiegati dai governi più lungimiranti dei paesi industrializzati. Gli effetti dovuti all'aumento della popolazione mondiale e il consumo delle risorse necessarie a sostenere l'attuale modello di sviluppo può ripercuotersi sullo stato del pianeta. Nell'atmosfera vengono disperse quantità sempre maggiori di sostanze gassose i cui effetti sono in genere poco o affatto conosciuti. A scala minore, un altro problema moderno che investe la Fisica dell'Atmosfera è il processo di inurbamento che riguarda ormai tutti i paesi, sia industrializzati sia in via di sviluppo. L'attenzione più recente degli scienziati sui bassi strati atmosferici è probabilmente dovuta alla necessità di studiare i processi di diffusione degli inquinanti a scale spaziali e temporali dell'ordine delle decine di chilometri e di alcuni giorni rispettivamente. Presso il laboratorio G24 della cattedra di Fisica Terrestre sono disponibili, da tempo, diversi strumenti utili per lo studio della bassa troposfera, oggetto della presente tesi: il Sodar, il Radiometro ed il Lidar. In questo lavoro si è voluta verificare la possibilità di estrarre maggiori informazioni attraverso l'uso simultaneo dei tre strumenti. Il Sodar è uno strumento attivo e fornisce i valori delle componenti del vento e quelli della turbolenza atmosferica. Per il sondaggio utilizza le onde acustiche che vengono retrodiffuse dalle disomogeneità dovute alle fluttuazioni di temperatura. Attraverso lo spostamento in frequenza



dell'impulso inviato e il tempo di percorrenza dell'eco, è in grado di determinare la velocità radiale del vento. Il Radiometro è l'unico strumento passivo e fornisce i profili di temperatura attraverso misure di radianza nelle microonde. Infine il Lidar a depolarizzazione fornisce informazioni sul contenuto e sulla fase degli aerosol in sospensione attraverso la retrodiffusione degli impulsi laser polarizzati linearmente. Gli argomenti della tesi sono stati suddivisi in cinque capitoli. Nel primo sono presi in considerazione alcuni elementi di Termodinamica Atmosferica indispensabili per la comprensione della dinamica dello Strato Limite Planetario e delle sue caratteristiche: gradienti adiabatici, stabilità, turbolenza. Nel secondo capitolo sono descritte le caratteristiche degli aerosol e il loro ruolo nella chimica – fisica atmosferica. Alla fine del capitolo sono trattate, formalmente, le relazioni tra i parametri ottici ottenuti dalle misure Lidar e le proprietà degli aerosol, in particolare per le particelle sferiche. Nel terzo capitolo sono descritti in modo dettagliato, gli strumenti, elencati prima, e le tecniche utilizzate per l'acquisizione dei dati durante le misure. Nel quarto capitolo è descritto il processo di inversione dei dati Lidar per le misure in Troposfera e sono indicate le problematiche affrontate per aumentare la portata del sistema Lidar alle basse quote. Nel quinto ed ultimo capitolo, sono analizzati e confrontati i seguenti dati acquisiti dai tre strumenti durante le misure effettuate tra la sera del 17 Giugno 1998 e tutto il giorno seguente:

- Rapporto di retrodiffusione per i due canali Lidar polarizzati
- Depolarizzazione
- Profilo di temperatura



- Vento orizzontale e verticale
- Facsimile Sodar.

## Elementi di Termodinamica Atmosferica

In questo capitolo discuteremo brevemente le caratteristiche dello strato d'atmosfera più vicino alla superficie terrestre: la troposfera. Considereremo soprattutto quella parte della troposfera che è a diretto contatto con la superficie e ne è maggiormente influenzata, indicata come strato limite planetario. La superficie terrestre scambia continuamente energia con l'atmosfera e attraverso vari processi ne influenza fortemente la struttura termica e la dinamica.

### 1.1 La Troposfera e lo Strato Limite Planetario

Com'è noto l'atmosfera è caratterizzata dal profilo di temperatura in funzione della quota. Da una prima analisi si notano subito zone con gradiente termico negativo ed altre con gradiente positivo separate da strati a temperatura costante. Naturalmente il profilo di temperatura varia in funzione del tempo e dello spazio. Le variazioni si riducono in entità e rapidità con la quota e il profilo mantiene l'andamento tipico soprattutto alle quote superiori. La troposfera è caratterizzata da un gradiente di temperatura negativo ed è limitata superiormente da uno strato a temperatura costante, detto tropopausa, che la separa dalla stratosfera. Gli strati inferiori della troposfera sono riscaldati attraverso gli scambi energetici con la



# Capitolo 1

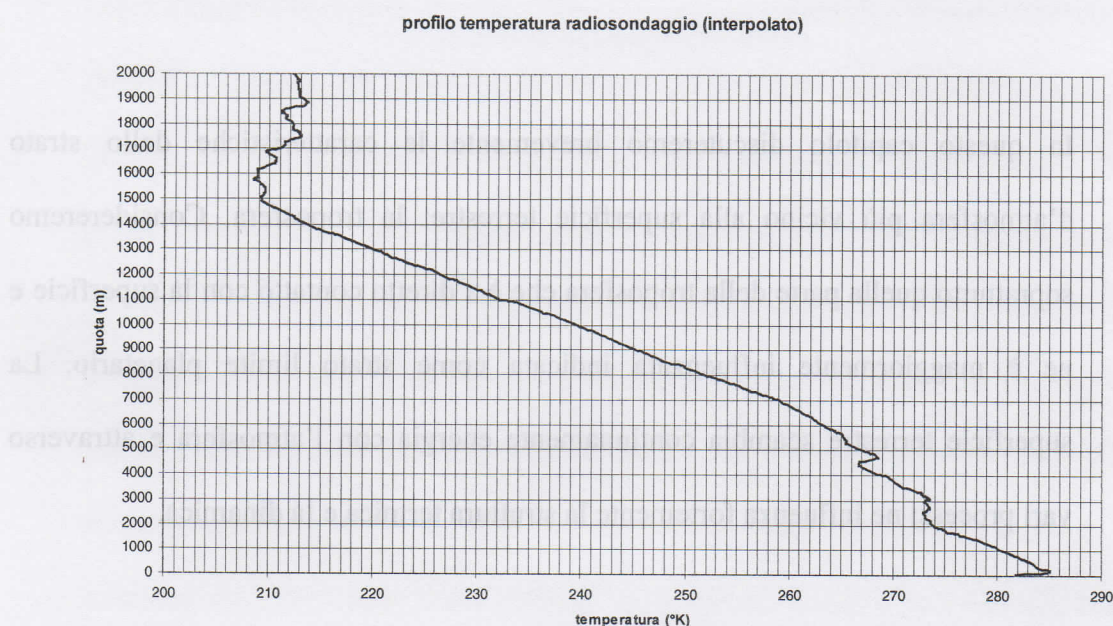
## Elementi di Termodinamica Atmosferica

In questo capitolo discuteremo brevemente le caratteristiche dello strato d'atmosfera più vicino alla superficie terrestre: la troposfera. Considereremo soprattutto quella parte della troposfera che è a diretto contatto con la superficie e ne è maggiormente influenzata indicata come strato limite planetario. La superficie terrestre scambia continuamente energia con l'atmosfera e attraverso vari processi ne influenza fortemente la struttura termica e la dinamica.

### 1.1 La Troposfera e lo Strato Limite Planetario

Com'è noto l'atmosfera è caratterizzata dal profilo di temperatura in funzione della quota. Da una prima analisi si notano subito zone con gradiente termico negativo ed altre con gradiente positivo separate da strati a temperatura costante. Naturalmente il profilo di temperatura varia in funzione del tempo e dello spazio. Le variazioni si riducono in entità e rapidità con la quota e il profilo mantiene l'andamento tipico soprattutto alle quote superiori. La troposfera è caratterizzata da un gradiente di temperatura negativo ed è limitata superiormente da uno strato a temperatura costante, detto tropopausa, che la separa dalla stratosfera. Gli strati inferiori della troposfera sono riscaldati attraverso gli scambi energetici con la

superficie. Gli strati alle quote superiori ricevono energia in quantità sempre minori all'aumentare della loro distanza dalla superficie. La sorgente principale d'energia è la radiazione solare. L'energia della radiazione solare è contenuta



**Fig. 1.1** Profilo di temperatura determinato attraverso il radiosondaggio.

soprattutto nella componente ad onde corte ed è poco assorbita dai gas in troposfera. Circa la metà della radiazione solare che raggiunge la superficie è assorbita e riemessa in parte sottoforma di radiazione ad onde lunghe che è assorbita dai gas e dal vapore acqueo presenti in troposfera. La miscela di gas che compone l'atmosfera si può considerare omogenea fino a 100 km di quota. Per questa miscela vale la relazione

$$p = \frac{RT}{M} \rho = R'T\rho \quad (1.1.1)$$

dove  $p$  è la pressione,  $T$  la temperatura,  $\rho$  la densità,  $M$  il peso molare,  $R = 8.314$  Jmol/K la costante universale dei gas e  $R'$  la costante specifica della miscela d'aria. Questa relazione è naturalmente una conseguenza della legge dei gas



perfetti valida per ogni specie gassosa di cui è composta l'atmosfera e della legge di Dalton. Sostituendo questa espressione nell'equazione idrostatica

$$dp = -\rho g dz \quad (1.1.2)$$

e integrando su  $z$  si ha

$$p = p_0 e^{-Mgz/R'T} \quad (1.1.3)$$

dove  $p_0 = p(0)$ . Definendo l'altezza di scala

$$H = \frac{R'T}{Mg} \quad (1.1.4)$$

l'equazione precedente diventa

$$p = p_0 e^{-z/H} \quad (1.1.5)$$

Da questa espressione è facile calcolare che già a meno di 10 km la pressione è circa 1/3 di quella in superficie e che più dei 2/3 della massa dei gas atmosferici è contenuta in questo strato. Oltre ad essere il serbatoio principale dei gas atmosferici, la troposfera contiene anche la quasi totalità della massa di vapore acqueo e degli aerosol in generale. Nella troposfera il moto verticale può essere molto rapido. In questo strato avvengono i fenomeni meteorologici più importanti che coinvolgono il trasporto di grandi masse d'aria e delle loro proprietà, tra cui la temperatura e l'umidità, anche a grandi distanze. Su periodi minori rispetto a quelli che caratterizzano i fenomeni atmosferici in troposfera, gli effetti della superficie terrestre si esercitano su uno strato minore della troposfera noto come strato limite planetario (PBL). Questo strato è caratterizzato da forte turbolenza prodotta sia dal riscaldamento della superficie terrestre, che assorbe la radiazione solare ad onda corta, sia dall'attrito dell'aria con la superficie. In questo strato gli

effetti dovuti alla viscosità del fluido atmosferico non possono essere trascurati ed anzi lo distinguono rispetto al resto della troposfera. Lo strato limite planetario può essere anch'esso suddiviso in strati minori caratterizzati dalla presenza più o meno costante della turbolenza ovvero di moto laminare. Quest'ultimo, non più alto di alcuni millimetri, caratterizza solo lo strato a diretto contatto con la superficie. Lo strato limite planetario scambia energia con la superficie sotto forma di radiazione infrarossa, calore sensibile e calore latente del vapore acqueo. Lo spessore dello strato limite varia nell'arco di una giornata proprio in funzione della quantità di energia ricevuta, soprattutto nelle ore diurne e ceduta in seguito durante la notte. L'altezza dello strato può salire intorno ai 2 km durante il giorno e scendere a meno di 100 m di notte.

## 1.2 Stabilità statica e dinamica

Per studiare in termini quantitativi la dinamica atmosferica nei bassi strati, si utilizza il modello della particella d'aria caratterizzata da pressione, densità e contenuto di vapore acqueo. La particella d'aria e l'atmosfera in cui è immersa costituiscono un sistema termodinamico. I cambiamenti di stato della particella d'aria possono essere descritti utilizzando l'equazione idrostatica, la legge dei gas e la conservazione dell'energia (primo principio della Termodinamica)

$$dQ = c_v m dT + p dV = c_p \rho dT - dp \quad (1.2.1)$$

dove  $Q$  è la quantità di calore scambiata tra la particella e l'ambiente per unità di volume e  $c_v$ ,  $c_p$  le capacità termiche a volume costante e a pressione costante



rispettivamente. Durante il moto verticale la particella è soggetta a trasformazioni termodinamiche attraverso l'equazione idrostatica che lega la pressione alla quota. La rapidità con cui avviene il moto della massa d'aria e la difficoltà con cui questa scambia calore con l'ambiente ci permette di considerare queste trasformazioni come adiabatiche. Questa approssimazione perde in parte la sua validità quando si cerca di applicarla alle quote più basse. Dall'espressione della conservazione dell'energia per trasformazioni adiabatiche e dall'equazione idrostatica si ricava il gradiente adiabatico secco che descrive la variazione della temperatura della particella d'aria durante il suo moto verticale

$$\Gamma = \left( \frac{dT}{dz} \right)_{ad} = - \frac{g}{c_p} \quad (1.2.2)$$

Dalla legge dei gas e dalla conservazione dell'energia si ottiene l'equazione di Poisson che lega la pressione e la temperatura nelle trasformazioni adiabatiche

$$T = T_0 \left( \frac{p}{p_0} \right)^{R/c_p} \quad (1.2.3)$$

Questa ci permette di definire la temperatura potenziale

$$\Theta = T \left( \frac{1000}{p} \right)^{R/c_p} \quad (1.2.4)$$

dove  $p$  è espressa in mbar. La temperatura potenziale è la temperatura che la particella avrebbe se fosse trasportata dal suo stato iniziale ( $p, T$ ) alla pressione di 1000 mbar con una trasformazione adiabatica. Poiché la temperatura potenziale si conserva, essa caratterizza una massa d'aria durante il moto. Nei bassi strati atmosferici gioca un ruolo fondamentale il vapore acqueo che modifica il gradiente adiabatico della particella d'aria. Il vapore contenuto nella particella,

raffreddandosi durante il moto verticale, può raggiungere un valore di pressione superiore a quello di vapore saturo e condensare cedendo calore latente. Il gradiente adiabatico diminuisce rispetto a quello secco secondo la relazione

$$\Gamma_s = -\frac{g}{c_p + L_e \frac{dw}{dT}} \quad (1.2.5)$$

dove  $L_e$  è il calore latente e  $w$  l'umidità specifica definita dal rapporto tra la massa del vapore e la massa totale della particella d'aria umida. La particella a densità  $\rho$  immersa nell'atmosfera a densità diversa è sottoposta ad un'accelerazione descritta dalla legge di Archimede. L'accelerazione dipende, in ultima analisi, dalla differenza tra il profilo di temperatura virtuale dell'atmosfera e la temperatura virtuale della massa d'aria. La temperatura virtuale è la temperatura che avrebbe una massa d'aria secca portata agli stessi valori di pressione e densità dell'aria umida. Nel seguito del presente capitolo considereremo sempre temperature virtuali. L'atmosfera in cui è immersa la particella d'aria si dirà instabile se questa è accelerata, stabile se è decelerata e neutra se non esercita alcuna accelerazione sulla particella. La stabilità può essere definita in funzione dell'accelerazione che subisce la particella per uno spostamento  $\Delta z$

$$\frac{d^2 z}{dt^2} = -\frac{g}{T} \frac{\partial \Theta}{\partial z} \Delta z \quad (1.2.6)$$

dove

$$s = -\frac{g}{T} \frac{\partial \Theta}{\partial z} \quad (1.2.7)$$



è il parametro con cui si definisce la stabilità statica dipendente dal profilo di temperatura dell'atmosfera. Agli stati dinamici elencati corrispondono le seguenti condizioni per l'atmosfera

1. Instabile per  $\frac{\partial T}{\partial z} < \Gamma$

2. Neutra per  $\frac{\partial T}{\partial z} = \Gamma$

3. Stabile per  $\frac{\partial T}{\partial z} > \Gamma$

Nei bassi strati atmosferici, in presenza di un gradiente verticale del vento, la stabilità, dinamica, è descritta più efficacemente dal numero di Richardson

$$Ri = \frac{g}{T} \frac{\partial \Theta}{\partial z} \frac{1}{|\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial z}|^2} \quad (1.2.8)$$

dove  $\mathbf{V}$  è il vento orizzontale. In condizioni di forte instabilità la convezione libera prodotta dalla forza di galleggiamento domina e  $Ri$  è negativo. All'aumentare in modulo del gradiente di temperatura  $Ri$  aumenta mentre diminuisce all'aumentare del gradiente del vento orizzontale. In condizioni stabili caratterizzate da inversione  $Ri$  è positivo. Per valori  $Ri > 0.25$  l'atmosfera può essere considerata priva di turbolenza. Infine in condizioni neutre il numero di Richardson è prossimo a zero. In presenza di instabilità si ha un rimescolamento delle proprietà dell'atmosfera: momento, temperatura, umidità, aerosol. Nello strato di atmosfera instabile il moto è di tipo turbolento, dominato dalla convezione. Quando il gradiente termico dell'atmosfera è positivo si ha inversione e il moto verticale della massa d'aria viene inibito. La valutazione della stabilità atmosferica ci

permette di stabilire la capacità di trasporto degli aerosol e di dispersione degli inquinanti, in particolare nelle zone urbane e industrializzate. La turbolenza è caratterizzata da fluttuazioni, a diverse scale, delle variabili scalari dell'atmosfera come le componenti del vento e la temperatura. Il SODAR, come vedremo, è uno strumento in grado di misurare direttamente la turbolenza attraverso misure di ampiezza del segnale acustico retrodiffuso dalle disomogeneità atmosferiche. Il SODAR non è in grado di sondare quote superiori a 1 km. Il LIDAR può invece determinare lo spessore dello strato rimescolato attraverso misure del segnale ottico retrodiffuso dagli aerosol trasportati in quota dal moto turbolento. Infine il Radiometro ci permette di ottenere il profilo di temperatura attraverso misure di radianza dell'atmosfera nelle microonde. Purtroppo anche questo strumento ha un range piuttosto basso (600 m). Misure contemporanee effettuate con gli strumenti elencati, di cui parleremo in seguito, possono fornire informazioni sui bassi strati atmosferici tra cui la stabilità, la dinamica dello strato limite, l'altezza dello strato rimescolato e degli eventuali strati d'inversione.



## Capitolo 2

### Aerosol

In questo capitolo si analizzeranno le caratteristiche generali degli aerosol. Come vedremo, le particelle sospese in atmosfera si diversificano per dimensioni, forma, composizione e possono essere soggette a trasformazioni che ne modificano tutte queste caratteristiche nel tempo. Lo studio di queste ci permette di classificarle in funzione del processo e del luogo che ha dato origine ai diversi tipi di aerosol. L'indagine Lidar è fondata sulla conoscenza delle proprietà ottiche degli aerosol ed è quindi opportuno studiare il legame tra queste e le caratteristiche prima elencate. L'analisi non può prescindere da una teoria fisico – matematica della diffusione della radiazione elettromagnetica da particelle. A tutt'oggi l'unica teoria disponibile è quella di Mie (1908) valida per particelle sferiche.

#### 2.1 Processi di formazione e classificazione

L'aria contenente particelle solide e liquide di dimensioni micrometriche in sospensione forma ciò che i chimici indicano con il termine di aerosol che è definito come uno stato della materia caratterizzato da proprietà fisiche e chimiche distinte rispetto a quelle dei solidi, dei liquidi e dei gas. Gli aerosols rientrano nella classe più generale dei colloidali. Le particelle che formano gli aerosols hanno

un influenza decisiva sul bilancio energetico della Terra sia direttamente attraverso le loro proprietà radiative che indirettamente in quanto fungono da nuclei di condensazione da cui parte il processo di formazione delle nuvole che hanno un effetto ancora più evidente sul bilancio radiativo del pianeta. Come è noto le sorgenti e i pozzi di calore corrispondenti alle regioni con bilancio radiativo positivo o negativo sono all'origine del sistema di circolazione generale che può essere modificato dal riscaldamento o dal raffreddamento dovuto alla variazione dell'aerosol atmosferico. Queste variazioni possono innescare dei meccanismi di feedback in grado di modificare ulteriormente il bilancio radiativo amplificando o compensando l'effetto prodotto direttamente dagli aerosols. Gli aerosols svolgono un ruolo importante anche per quanto riguarda la chimica-fisica dell'atmosfera dove agiscono come catalizzatori di numerose reazioni chimiche. Nonostante il riconoscimento del ruolo svolto dagli aerosols a tutt'oggi non è ancora possibile valutare quantitativamente, con la precisione richiesta dai modelli di evoluzione, le perturbazioni apportate dagli aerosols al sistema atmosfera nel suo complesso. Questa carenza è dovuta alla complessità delle interazioni tra i componenti atmosferici, alla scarsa conoscenza delle proprietà chimico-fisiche degli aerosols e delle loro proprietà radiative, alla loro variabilità nello spazio e nel tempo. Per valutare l'importanza dei numerosi processi che hanno luogo nell'atmosfera è necessario sia una mole quanto più possibile grande di dati da raccogliere in modo sistematico, sia lo sviluppo di modelli matematici sempre più complessi in grado di tener conto di tutti i parametri geofisici ritenuti non trascurabili alle scale del modello adottato e che utilizzino i dati raccolti nei limiti



delle possibilità di calcolo fino ad oggi raggiunte. Data l'importanza delle problematiche ambientali un numero sempre maggiore di strumenti e tecniche di misura è dedicato allo studio degli aerosols. Le caratteristiche fisiche e chimiche del particolato, la forma, le concentrazioni e le dimensioni dipendono in qualche modo dalla sorgente, dai processi meccanici a cui sono sottoposti, dai processi di rimozione, dal tempo di residenza in atmosfera e dal trasporto. La composizione chimica delle particelle è determinata dalla sorgente di produzione, mentre le dimensioni e la forma sono determinate dal meccanismo di produzione. A loro volta le caratteristiche fisiche e chimiche, l'intervallo dimensionale e la forma determinano le modalità di interazione degli aerosols con i gas presenti in atmosfera, con le onde elettromagnetiche, con il vapor acqueo.

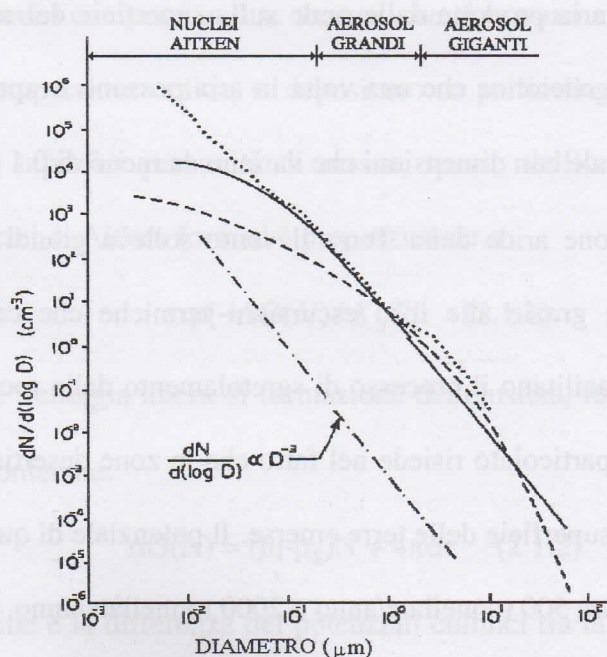


Fig. 2.1 Distribuzione dimensionale degli aerosol atmosferici in funzione del diametro.

Una prima classificazione separa le sorgenti primarie da quelle secondarie.

Le sorgenti primarie di particolato sono le meteoriti, gli oceani, le regioni aride o semiaride dei continenti, i vulcani, i sistemi biologici. Le sorgenti secondarie sono gli strati dell'atmosfera in cui avvengono le reazioni chimiche che sono all'origine della transizione da gas a particella. Le polveri di origine meteoritica che entrano in atmosfera hanno un tempo di residenza che varia da qualche mese a qualche anno con un flusso di circa 16-18 tonnellate/anno. Occasionalmente meteoriti di grandi dimensioni dopo aver attraversato l'atmosfera, impattano sulla superficie terrestre provocando l'immissione in aria di grandi quantità di polveri.

La superficie marina che costituisce circa i 2/3 dell'intera superficie del pianeta è una sorgente importante di particolato proprio in seguito alla sua vastità. Le bollicine d'aria prodotte dalle onde sulla superficie del mare disintegrandosi formano delle goccioline che una volta in aria possono evaporare fino a formare dei cristalli di sale con dimensioni che variano da meno di 0.1  $\mu\text{m}$  a oltre 100  $\mu\text{m}$ .

Nelle zone aride della Terra il vento solleva grandi quantità di polveri prodotte anche grazie alle forti escursioni termiche che caratterizzano queste regioni e che facilitano il processo di sgretolamento delle rocce. L'importanza di questo tipo di particolato risiede nel fatto che le zone desertiche o aride coprono circa 1/3 della superficie delle terre emerse. Il potenziale di questo tipo di sorgenti è stata stimata tra 500 tonnellate/anno e 2000 tonnellate/anno. Le polveri sollevate sono trasportate dalle correnti anche in zone molto lontane dalle sorgenti. Le dimensioni delle particelle variano da 0.2  $\mu\text{m}$  a 100  $\mu\text{m}$  anche in funzione delle condizioni meteorologiche. Sono state trovate però anche particelle di dimensioni



minori di  $0.1 \mu\text{m}$  che fanno pensare a processi secondari di produzione dovuti a reazioni chimiche di minerali solubili in acqua. Le particelle che più facilmente vengono trasportate lontano dalle sorgenti, spesso da un continente all'altro, hanno in genere dimensioni comprese tra  $0.1 \mu\text{m}$  e  $5 \mu\text{m}$ .

Molte reazioni chimiche che avvengono in atmosfera possono dar luogo alla formazione di nuove particelle delle dimensioni dei nuclei di Aitken. Il processo avviene attraverso la formazione di composti in grado di formare dei cluster di molecole per condensazione se la loro pressione di vapore è sufficientemente alta. Le molecole risultano legate tra loro attraverso le forze di Van der Waals. Il processo di nucleazione omogenea avviene in assenza di particelle preesistenti ed è nettamente meno efficace della condensazione eterogenea in cui i composti in fase vapore, che si trovano a temperature inferiori alla propria temperatura critica, si depositano su particelle solide di aerosol che hanno grandi superfici per unità di massa, spesso dell'ordine di  $10^6 \text{ m}^2/\text{g}$ . Il numero di nuclei di Aitken formati è proporzionale a

$$\exp[-\Delta G(N)/K_B T] \quad (2.1.1)$$

dove  $\Delta G(N)$  è l'energia libera di formazione dei clusters, funzione del numero  $N$  di molecole contenute:

$$\Delta G(N) = (\mu_l - \mu_g)N + 4\pi\sigma r \quad (2.1.2)$$

Il primo termine è la differenza dei potenziali chimici tra la fase liquida e la fase gassosa che è correlata al rapporto  $p/p_s$  tra la pressione effettiva e la pressione di vapor saturo alla temperatura in cui avviene la condensazione. Il secondo termine è l'energia libera di superficie che dipende dalla tensione superficiale e dal raggio

$r$  del cluster. In condizioni di sovrasaturazione, quando  $p/p_s > 1$ , l'energia libera ha un massimo in corrispondenza di un certo valore critico di  $r$ . Il massimo rappresenta una barriera per l'attivazione del processo di nucleazione omogenea ma una volta che il cluster supera questa soglia la crescita può procedere. Il processo è simile a quello che porta alla formazione delle particelle di nube. Le nuove particelle possono essere sia di origine naturale che antropogenica e possono essere raggruppate in base alla loro origine chimica nelle seguenti classi: solfati, nitrati, composti organici e composti carboniosi.

Le alghe marine, i sistemi biologici terrestri, le eruzioni vulcaniche sono le fonti naturali dei composti gassosi dello zolfo e contribuiscono per il 50% del flusso totale di cui circa l'80% è di origine biologica e il restante 20% di origine vulcanica. La parte di origine antropogenica deriva soprattutto da processi di combustione. I gas che danno origine ai solfati cioè a composti chimici contenenti il gruppo  $SO_4^-$  sono i seguenti:

- Biossido di zolfo ( $SO_2$ ) prodotto principalmente dalla combustione dei carburanti fossili e dalle eruzioni vulcaniche. Il biossido di zolfo contiene circa il 95 % dello zolfo prodotto dalle attività umane;
- $H_2S$  prodotto dai processi biologici e dai vulcani;
- $CS_2$  che fa parte del ciclo biologico dello zolfo insieme al COS;
- $CH_3SCH_3$  e  $CH_3SSCH_3$  prodotti dai batteri e dalle alghe soprattutto nelle regioni tropicali degli oceani intensamente irradiate dalla luce solare. Questi composti danno luogo attraverso reazioni di ossidazione a grandi quantità di solfati data l'estensione della sorgente. Poiché le particelle di solfato sono



idrosolubili, possono legarsi alle molecole d'acqua e contribuire alla formazione delle nubi.

I nuclei di condensazione delle nuvole aumentano con la concentrazione delle particelle di solfato quindi le attività umane che hanno tra i prodotti finali i solfati possono interferire in modo significativo nel ciclo dello zolfo e di conseguenza nella formazione delle nubi.

Accanto ai solfati, i nitrati sono altri importanti costituenti degli aerosols di origine secondaria. Essi sono il prodotto finale di un gran numero di reazioni che avvengono in atmosfera. I gas da cui derivano le particelle di nitrati sono gli ossidi di azoto ( $N_xO_y$ ), i composti acidi dell'azoto come l'acido nitrico  $HNO_3$  e i nitrati gassosi. Gli ossidi di azoto più importanti per la formazione delle particelle sono  $NO_2$ ,  $NO_3$  e  $N_2O_5$ . Il più comune composto dell'azoto che forma le particelle è il nitrato d'ammonio ( $NH_4NO_3$ ). Il biossido d'azoto è prodotto sia naturalmente che antropogenicamente attraverso vari processi:

- ossidazione dell'ammoniaca ( $NH_3$ ) presente in atmosfera;
- immissione in atmosfera in seguito a processi di combustione;
- produzione attraverso scariche elettriche in atmosfera in occasione di temporali;
- ossidazione dell'ossido d'azoto.

Anche l'ammoniaca è un probabile precursore di particelle di nitrato. Essa è prodotta sia dalle attività agricole sia dalla decomposizione di materiale organico.

L'ammoniaca e il biossido di zolfo sono assorbiti dalle particelle di nube e dopo un processo catalitico di ossidazione e successiva evaporazione formano particelle

di  $(\text{NH}_4)_2\text{SO}_4$ . Questo processo di nucleazione consuma la quasi totalità di  $\text{NH}_3$  disponibile.

Particelle di origine organica possono formarsi attraverso processi reattivi che coinvolgono l'ozono ( $\text{O}_3$ ) o radicali  $\text{OH}^\cdot$  insieme a idrocarburi insaturi, molto reattivi, della classe delle olefine ( $\text{C}_n\text{H}_{2n}$ ). Questi processi sono importanti soprattutto in troposfera e nelle zone urbane dove si suppone che la quantità di olefine nell'aria sia sufficiente per dar luogo alla formazione di particelle organiche in grado di condensare. Altre sorgenti di particolato di origine organica sono le foreste tropicali che immettono in atmosfera sia particelle delle dimensioni dei nuclei di Aitken che particelle di dimensioni maggiori di tipo primario come polline e spore che essendo igroscopiche possono agire come nuclei di condensazione per le nubi.

La combustione di materiale solido o liquido produce particolato carbonioso e cenere che può essere sia di natura primaria come la grafite o altri composti contenenti carbonio, che secondaria. E' difficile quantificare il potenziale delle varie sorgenti di questo tipo di particolato che vanno dalle centrali termoelettriche, agli impianti di riscaldamento e ai trasporti fino alle pratiche agricole e agli incendi delle foreste.

In occasione delle eruzioni vulcaniche, grandi quantità di polveri insolubili ( $\text{SiO}_2$ ,  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ,  $\text{Fe}_2\text{O}_3$ ,...) e di gas reattivi ( $\text{H}_2\text{S}$ ,  $\text{SO}_2$ ,  $\text{HCl}$ ,...) sono immessi nell'alta troposfera e in stratosfera. I gas emessi vengono convertiti in seguito a reazioni chimiche e generano soprattutto particelle di  $\text{H}_2\text{SO}_4$  delle dimensioni comprese tra  $0.001\text{ }\mu\text{m}$  e  $1\text{ }\mu\text{m}$ . Le dimensioni delle particelle di polvere sono



NH<sub>3</sub>

maggiori di 1 µm. Il lungo tempo di residenza consente la diffusione di questo tipo di particolato dalle sorgenti di origine a tutto il pianeta.

Gli aerosols atmosferici sono caratterizzati dai seguenti parametri:

- concentrazione;
- distribuzione dimensionale;
- forma geometrica;
- composizione chimica;
- indice di rifrazione complesso in funzione della lunghezza d'onda;
- profilo verticale.

La conoscenza di questi parametri ci permette di calcolare le proprietà radiative utilizzando la teoria di Mie e assumendo per semplicità di calcolo una forma sferica per le particelle. Vediamo ora brevemente le funzioni di distribuzione dimensionale più utilizzate che entrano direttamente, insieme all'indice di rifrazione complesso, nelle espressioni per la diffusione del campo elettromagnetico della teoria di Mie.

Distribuzione di Junge:

$$\frac{dN}{d \log r} = \ln(10) N(r_0) r_0 \left(\frac{r_0}{r}\right)^{\alpha-1} \quad (2.1.3)$$

bili  
essi  
o a  
oni  
ono

$N(r_0)$  è il numero di particelle per cm<sup>3</sup> con raggio  $r_0$  arbitrario. Questa distribuzione risulta valida per particelle con dimensioni comprese nell'intervallo  $0.1 \mu\text{m} \leq r < 100 \mu\text{m}$  con  $\alpha$  variabile tra 3 e 5 e richiede la conoscenza di  $N(r_0)$  e  $\alpha$ .

Distribuzione Gamma Modificata:

$$\frac{dN}{dr} = ar^\alpha \exp(-br^\gamma) \quad (2.1.4)$$

per  $0 \leq r \leq \infty$  e  $\alpha$ ,  $b$  e  $\gamma$  costanti positive. L'integrale dell'equazione differenziale contiene la funzione Gamma che dà il nome alla distribuzione. Il raggio modale si calcola eguagliando a zero la derivata dell'espressione differenziale della distribuzione.

Distribuzione Log-Normale:

La funzione di distribuzione per le particelle provenienti dalla stessa sorgente e spesso di tipo log-normale. Una miscela di particelle di origine diversa può quindi essere rappresentata da una distribuzione che è la somma delle distribuzioni log-normali dei vari tipi di particelle ciascuna con distribuzione

$$\frac{dN_i(r)}{d \log r} = \frac{N_i}{\sqrt{2\pi} \log \sigma_i} \exp \left[ -\frac{(\log r - \log r_{M_i})^2}{2(\log \sigma_i)^2} \right] \quad (2.1.5)$$

dove  $r_{M_i}$  è il raggio mediano delle particelle provenienti dalla i-esima sorgente e  $\sigma_i$  è la relativa deviazione standard per  $r$ .

Nell'atmosfera priva di aerosol la condensazione del vapor d'acqua avviene con difficoltà. A temperatura costante si ha la condensazione del vapore quando il rapporto tra la pressione del vapore e la sua pressione di vapor saturo a quella temperatura raggiunge un valore determinato. In assenza di aerosol il valore di questo rapporto deve essere molto maggiore dell'unità, al contrario la presenza di particelle igroscopiche permette la condensazione del vapore per valori inferiori di sovrasaturazione. Una massa d'aria spostandosi verso l'alto si raffredda per espansione adiabatica e quando il vapore in essa contenuto



raggiunge una pressione superiore alla pressione di vapore saturo alla temperatura della quota raggiunta, comincia a condensare sulle particelle di dimensioni maggiori chiamate per questo nuclei di condensazione. All'aumentare della sovrasaturazione un numero crescente di nuclei, anche di dimensioni inferiori, sono disponibili per la condensazione finchè la diminuzione del vapore per effetto della condensazione non inverte il processo non più bilanciato dal raffreddamento adiabatico, fino al raggiungimento di un equilibrio che risulta però instabile. La deposizione del vapore sulla superficie dei nuclei di condensazione ne cambia le dimensioni, la forma, la composizione chimica e di conseguenza l'indice di rifrazione. L'equilibrio termodinamico tra la fase vapore e quella condensata sulla particella deve tener conto oltre che dei potenziali chimici delle due fasi anche della tensione superficiale all'interfaccia di separazione delle due fasi e della quantità di soluto disciolto nella fase liquida fornito dalla particella secca di aerosol. Dalla Termodinamica si ricava una relazione tra la pressione di vapore e il raggio della particella umida:

$$\frac{p}{p_s} = \exp \left[ \frac{2\sigma}{\rho_w R_w T r} - \frac{\eta \rho_0 / \rho_w}{(r/r_0)^3 - 1} \right] \quad (2.1.6)$$

dove  $\sigma$  è la tensione superficiale,  $R_w$  è la costante dei gas per il vapore,  $\rho_w$  è la densità dell'acqua pura,  $\rho_0$  è la densità della particella secca,  $T$  è la temperatura assoluta,  $r$  ed  $r_0$  sono rispettivamente i raggi della particella umida e secca ed infine  $\eta$  è il coefficiente di crescita della particella. Il primo termine dell'esponente rappresenta l'effetto della curvatura per cui la condensazione avviene più facilmente, cioè a minori valori di sovrasaturazione, sulle particelle di

raggio maggiore. Il secondo termine rappresenta l'effetto del soluto che favorisce la condensazione. Gli effetti della condensazione del vapore sull'indice di rifrazione della particella possono essere calcolati in prima approssimazione pesando in volume i contributi degli indici di rifrazione dell'acqua pura e della particella asciutta.

## 2.2 Proprietà radiative

La discussione fatta delle caratteristiche delle particelle in sospensione nell'atmosfera, della loro composizione chimica, delle dimensioni e della forma è alla base di ogni tentativo di determinare le proprietà ottiche delle particelle tra cui le proprietà di diffusione e di estinzione. Consideriamo quindi il problema della diffusione della luce incidente su una singola particella contenuta in un mezzo omogeneo. Le eterogeneità dovute alle molecole dei gas presenti in atmosfera si suppongono piccole se confrontate con la lunghezza d'onda della radiazione. Anche la diffusione dovuta alle fluttuazioni di densità del mezzo sono trascurate in quanto piccole rispetto alla diffusione indotta dalle particelle. Si considera solo la diffusione elastica in cui la frequenza della radiazione diffusa è la stessa di quella incidente. Le particelle in sospensione nell'atmosfera sono accoppiate elettromagneticamente. Ogni particella è investita sia dal campo esterno che dal campo risultante dalla diffusione di tutte le altre particelle. Il problema della diffusione si semplifica se si assume l'ipotesi di diffusione singola. Se il numero delle particelle è sufficientemente piccolo e la loro distanza reciproca



sufficientemente grande, allora il campo totale della radiazione diffusa dalle particelle nell'intorno di ciascuna particella è piccolo rispetto al campo esterno e si può quindi assumere che il campo totale diffuso sia la somma dei campi diffusi da ciascuna particella, ognuno dei quali dipende solo dal campo esterno. L'ipotesi di diffusione singola non è sempre soddisfatta in atmosfera. Nelle nubi ad esempio la diffusione multipla spesso non può essere trascurata. Poiché le particelle che agiscono da diffusori hanno una distribuzione casuale nello spazio, anche se la radiazione incidente è coerente quella diffusa da un insieme di particelle di aerosol risulterà incoerente. Consideriamo ora con un certo dettaglio il problema della diffusione da una singola particella. Molti problemi di ottica fisica possono essere risolti senza utilizzare le equazioni di Maxwell alle derivate parziali piuttosto difficili da maneggiare come ad esempio nei classici problemi di riflessione e rifrazione di onde elettromagnetiche sull'interfaccia di separazione di due mezzi. Nel caso della diffusione della luce da particelle è invece necessario ricorrere a queste equazioni. In genere per particelle di forma qualsiasi le difficoltà di calcolo sono insormontabili a meno di poter sfruttare qualche proprietà di simmetria della particella. Consideriamo inizialmente il caso generale e in seguito il caso particolare di una particella sferica. Data quindi una particella di dimensioni, forma e indice di rifrazione noti su cui incide un'onda monocromatica con una determinata polarizzazione, si determina il campo elettromagnetico in ogni punto della particella e del mezzo in cui è immersa. Il campo elettromagnetico interno ed esterno deve soddisfare le equazioni di Maxwell e le condizioni al contorno che impongono la continuità delle

componenti tangenti, alla superficie di separazione, dei campi elettrico e magnetico. La condizione di continuità equivale alla condizione di conservazione dell'energia del campo elettromagnetico. Possiamo considerare la direzione di propagazione della luce incidente come l'asse  $z$  e un punto della particella come origine di un riferimento cartesiano ortogonale  $(x, y, z)$ . La direzione di diffusione

$\mathbf{e}_r = \frac{\mathbf{r}}{r}$  e l'asse  $z$  definiscono il piano di diffusione. A distanze sufficientemente

grandi dall'origine nella regione di campo lontano dove  $\frac{2\pi r}{\lambda} \gg 1$  la relazione tra

il campo incidente e quello diffuso è rappresentata in forma matriciale dall'equazione

$$\begin{pmatrix} E_{\parallel s} \\ E_{\perp s} \end{pmatrix} = \frac{e^{ik(r-z)}}{-ikr} \begin{pmatrix} S_2 & S_3 \\ S_4 & S_1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{\parallel i} \\ E_{\perp i} \end{pmatrix} \quad (2.2.1)$$

dove  $\begin{pmatrix} E_{\parallel s} \\ E_{\perp s} \end{pmatrix}$  è il campo diffuso,  $\begin{pmatrix} E_{\parallel i} \\ E_{\perp i} \end{pmatrix}$  è il campo incidente,  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$  è il numero

d'onda del campo incidente e gli elementi di matrice  $S_j$  ( $j = 1, 2, 3, 4$ ) sono funzioni dell'angolo  $\theta$  di diffusione e dell'angolo azimutale  $\varphi$  che identifica il piano di diffusione rispetto al riferimento della particella. La potenza estinta e diffusa dalla particella sono definite dalle espressioni

$$W_{ext} = \int \mathbf{S}_{ext} \cdot \mathbf{e}_r dA \quad W_s = \int \mathbf{S}_s \cdot \mathbf{e}_r dA \quad (2.2.2)$$

dove  $\mathbf{S}_{ext} = \frac{1}{2} \text{Re}\{\mathbf{E}_i \times \mathbf{H}_s^* + \mathbf{E}_s \times \mathbf{H}_i^*\}$  e  $\mathbf{S}_s = \frac{1}{2} \text{Re}\{\mathbf{E}_s \times \mathbf{H}_s^*\}$  sono i vettori di

Poynting della radiazione estinta e di quella diffusa, mentre  $dA = r^2 \sin\theta d\theta d\varphi$  è l'elemento di superficie di una sfera ideale contenente la particella con centro



nell'origine. Dopo aver scritto il vettore campo magnetico in funzione del vettore campo elettrico, ricordando che  $H = \frac{k}{\omega\mu} E$  dove  $\omega$  è la pulsazione e  $\mu$  la permeabilità del mezzo, è facile calcolare le potenze suddette che risultano dipendere linearmente dall'irradianza del campo incidente

$$I_I = \frac{\int_A \mathbf{S}_I \cdot \mathbf{e}_r dA}{\int_A dA} \quad \text{con} \quad \mathbf{S}_I = \frac{1}{2} \text{Re}\{\mathbf{E}_I \times \mathbf{H}_I^*\} \quad (2.2.3)$$

Il rapporto tra la potenza estinta  $W_{\text{ext}}$  e l'irradianza incidente  $I_I$  è una grandezza avente le dimensioni di una superficie chiamata sezione d'urto d'estinzione

$$C_{\text{ext}} = \frac{W_{\text{ext}}}{I_I} \quad (2.2.4)$$

Allo stesso modo, il rapporto tra la potenza diffusa  $W_s$  e l'irradianza incidente definisce la sezione d'urto di diffusione

$$C_{\text{sca}} = \frac{W_s}{I_I} \quad (2.2.5)$$

che ha anch'essa naturalmente le dimensioni di una superficie. Le sezioni d'urto così definite sono i valori del rapporto di integrali definiti calcolati su tutto l'angolo solido. La distribuzione angolare della luce diffusa è definita dalla sezione d'urto differenziale di diffusione rappresentata formalmente da

$$\frac{dC_{\text{sca}}}{d\Omega} = \frac{\mathbf{S}_s \cdot \mathbf{e}_r}{I_I} \quad (2.2.6)$$

Nella teoria della diffusione si trova spesso definita la funzione di fase

$$P(\theta, \varphi) = \frac{1}{4\pi C_{\text{sca}}} \frac{dC_{\text{sca}}}{d\Omega} \quad (2.2.7)$$

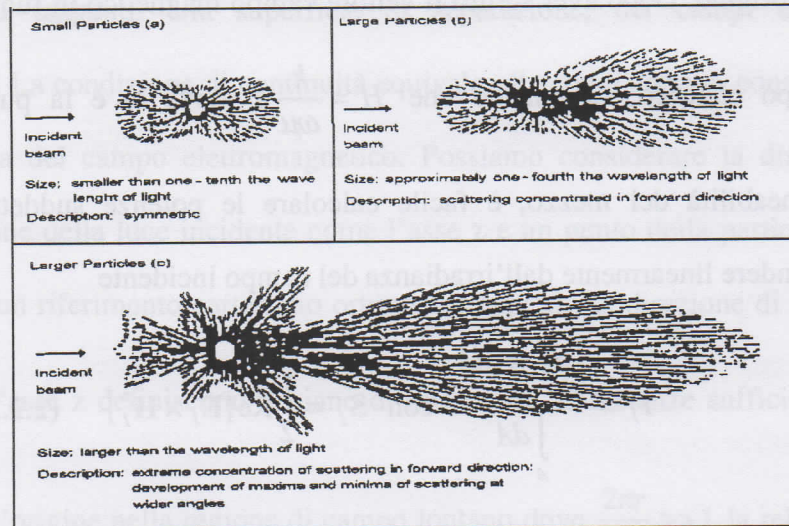


Fig 2.2 Distribuzione spaziale della luce diffusa da particelle sferiche.

che risulta normalizzata quando integrata su tutto l'angolo solido

$$\int_{4\pi} P(\theta, \varphi) d\Omega = 1 \quad (2.2.8)$$

Si possono definire poi le efficienze di estinzione, di diffusione e di assorbimento

$$Q_{ext} = \frac{C_{ext}}{\Sigma} \quad Q_{sca} = \frac{C_{sca}}{\Sigma} \quad Q_{abs} = \frac{C_{abs}}{\Sigma} = \frac{C_{ext} - C_{sca}}{\Sigma} \quad (2.2.9)$$

dove  $\Sigma$  è la sezione della particella ortogonale alla direzione della luce incidente.

Vediamo ora il caso della particella sferica. In questo caso la teoria di Mie permette di determinare una soluzione esatta del problema della diffusione e dell'assorbimento della radiazione. Come nel caso generale trattato in precedenza,

alla base della teoria di Mie vi sono le equazioni di Maxwell per il campo elettromagnetico all'interno e all'esterno della particella che devono soddisfare le medesime condizioni al contorno per le componenti tangenti, alla superficie della particella, dei campi elettrico e magnetico interni ed esterni. La teoria sfrutta la



particolare simmetria del problema e parte dal calcolo delle soluzioni dell'equazione d'onda generica

$$\nabla^2 \mathbf{M} + k^2 \mathbf{M} = \mathbf{0} \quad (2.2.10)$$

in coordinate sferiche. In questo modo si determina un set completo di funzioni ortogonali chiamate armoniche sferiche che formano una base vettoriale rispetto alla quale si calcolano poi le componenti del campo incidente e di quello diffuso. In questo modo è facile imporre le condizioni al contorno sulla superficie e determinare le espressioni per il campo diffuso che scriviamo nella solita forma matriciale

$$\begin{pmatrix} E_{\parallel s} \\ E_{\perp s} \end{pmatrix} = \frac{e^{ik(r-z)}}{-ikr} \begin{pmatrix} S_2 & 0 \\ 0 & S_1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{\parallel i} \\ E_{\perp i} \end{pmatrix} \quad (2.2.11)$$

dove

$$S_1(\theta) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} \{a_n \pi_n(\cos \theta) + b_n \tau_n(\cos \theta)\} \quad (2.2.12)$$

$$S_2(\theta) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} \{a_n \tau_n(\cos \theta) + b_n \pi_n(\cos \theta)\} \quad (2.2.13)$$

con

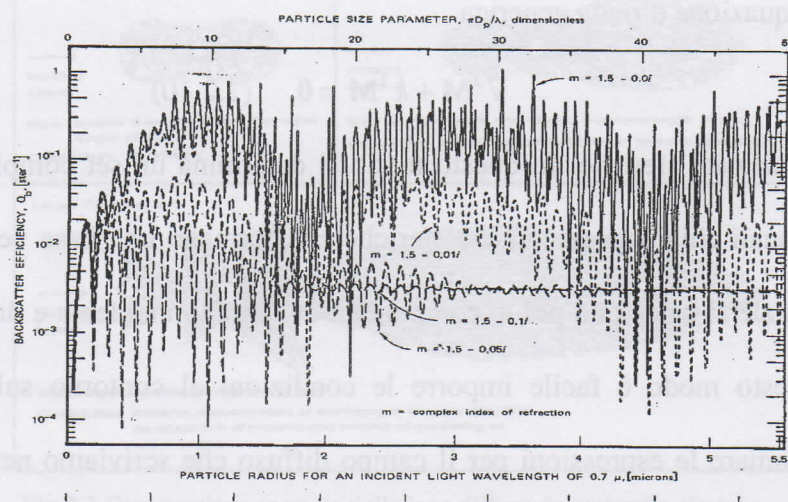
$$\pi_n(\cos \theta) = \frac{P_n^1(\cos \theta)}{\sin \theta} \quad \tau_n(\cos \theta) = \frac{dP_n^1(\cos \theta)}{d\theta} \quad (2.2.14)$$

$P_n^1$  è il polinomio associato di Legendre. I coefficienti  $a_n$  e  $b_n$  dipendono

dall'indice di rifrazione relativo dei due mezzi  $m = \frac{m_1}{m_2}$  e dal parametro

dimensionale  $x = ka = \frac{2\pi a}{\lambda}$  dove  $a$  è il raggio della particella e da funzioni di

Riccati-Bessel



$$a_n = \frac{m \psi_n(mx) \psi_n'(x) - \psi_n(x) \psi_n'(mx)}{m \psi_n(mx) \xi_n'(x) - \xi_n(x) \psi_n'(mx)} \quad (2.2.15)$$

$$b_n = \frac{\psi_n(mx) \psi_n' - m \psi_n(x) \psi_n'(mx)}{\psi_n(mx) \xi_n'(x) - m \xi_n(x) \psi_n'(mx)} \quad (2.2.16)$$

Le serie possono essere troncate al termine per cui l'errore risulti arbitrariamente piccolo. La sezione d'urto di diffusione per la particella sferica risulta essere

$$C_{sca} = \frac{W_s}{I_i} = \frac{2\pi}{k^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) \{ |a_n|^2 + |b_n|^2 \} \quad (2.2.17)$$

e la sezione d'urto d'estinzione

$$C_{ext} = \frac{W_{ext}}{I_i} = \frac{2\pi}{k^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) \text{Re}\{a_n + b_n\} \quad (2.2.18)$$

Le efficienze rispettive sono  $Q_{sca} = \frac{C_{sca}}{\pi a^2}$  e  $Q_{ext} = \frac{C_{ext}}{\pi a^2}$ . La sezione d'urto di retrodiffusione si calcola dagli elementi di matrice



$$S_2(180^\circ) = -S_1(180^\circ) = \frac{1}{2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1)(-1)^n (a_n - b_n) \quad (2.2.19)$$

da cui si ottiene l'efficienza di retrodiffusione

$$Q_b = \frac{1}{x^2} \left| \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1)(-1)^n (a_n - b_n) \right|^2 \quad (2.2.20)$$

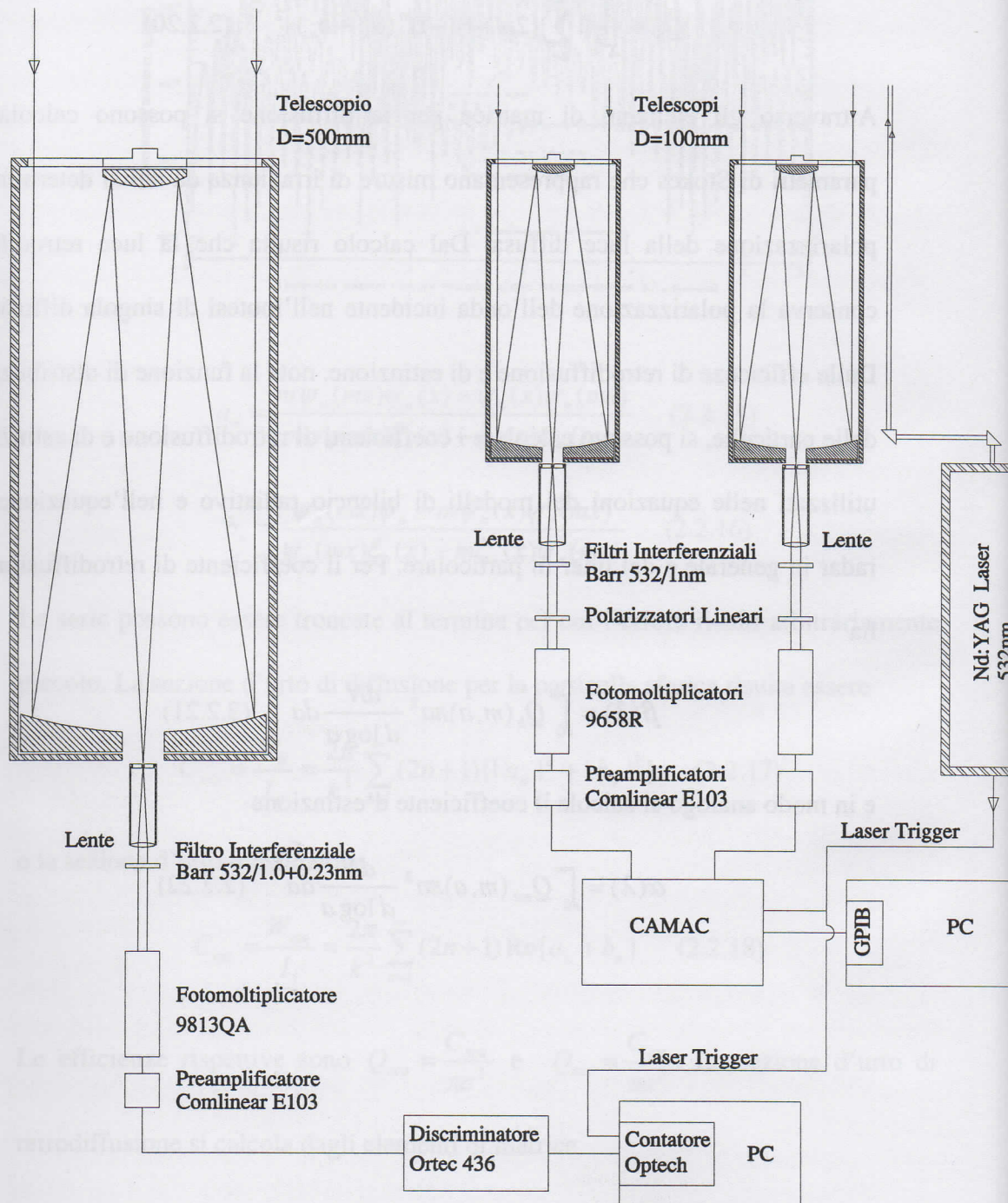
Attraverso gli elementi di matrice per la diffusione si possono calcolare i parametri di Stokes che rappresentano misure di irradianza da cui si determina la polarizzazione della luce diffusa. Dal calcolo risulta che la luce retrodiffusa conserva la polarizzazione dell'onda incidente nell'ipotesi di singola diffusione. Dalle efficienze di retrodiffusione e di estinzione, nota la funzione di distribuzione delle particelle, si possono calcolare i coefficienti di retrodiffusione e di estinzione utilizzati nelle equazioni dei modelli di bilancio radiativo e nell'equazione del radar in generale e del lidar in particolare. Per il coefficiente di retrodiffusione si ha

$$\beta(\lambda) = \int_0^{\infty} Q_b(m, a) \pi a^2 \frac{dN}{d \log a} da \quad (2.2.21)$$

e in modo analogo si calcola il coefficiente d'estinzione

$$\alpha(\lambda) = \int_0^{\infty} Q_{ext}(m, a) \pi a^2 \frac{dN}{d \log a} da \quad (2.2.22)$$

## Sistema LIDAR





## Capitolo 3

### Strumenti

In questo capitolo sono descritti gli strumenti utilizzati per le misure: il LIDAR, il SODAR ed infine il Radiometro. Un'attenzione particolare sarà rivolta al primo strumento di cui si dà una descrizione alquanto dettagliata delle componenti principali: il laser, i telescopio, il fotomoltiplicatore e l'elettronica d'acquisizione. Dei tre strumenti, il lidar è quello costruito direttamente nel laboratorio G24 del dipartimento di Fisica.

#### 3.1 IL LIDAR

Il sistema utilizzato nelle nostre misure è schematizzato in figura 3.1. Esso è composto da un laser Nd:YAG, tre telescopi di cui uno da 500 mm di diametro e gli altri due da 100 mm ed infine da varia strumentazione elettronica per l'acquisizione e la gestione dei dati. Il laser emette impulsi alla lunghezza d'onda di 532 nm e il segnale ottico retrodiffuso viene raccolto dai telescopi e trasformato in segnale elettrico dai fotomoltiplicatori. Il segnale elettrico viene quindi acquisito e memorizzato. Il telescopio da 500 mm è utilizzato per osservazioni da 3000 m fino a 20000 m circa mentre i telescopi da 100 mm osservano l'atmosfera a partire da 700 m fino a 14000 m circa. In questo modo è possibile osservare uno strato di atmosfera maggiore di quello possibile utilizzando solo il telescopio da 500 mm o solo quello da 100 mm. Al sistema ottico di ciascun telescopio da 100



mm è stato aggiunto un polarizzatore. Sul primo dei due, il polarizzatore è orientato con l'asse di trasmissione parallelo alla direzione del campo elettrico della radiazione laser. Il polarizzatore del secondo telescopio è orientato con l'asse di trasmissione ortogonale. Un filtro interferenziale ( Barr 532 ) posto tra la lente del telescopio e il fotomoltiplicatore seleziona una piccola banda passante centrata sulla lunghezza d'onda del laser. Il telescopio da 500 mm è utilizzato con la tecnica del fotoconteggio. Questa tecnica permette di rilevare segnali molto deboli costituiti da impulsi di singolo fotone ed è quindi preferibile quando si osserva il segnale retrodiffuso da grandi distanze. I telescopi da 100 mm operano invece con la tecnica analogica. Alla fine del presente capitolo sono descritte le due tecniche di acquisizione del segnale. La relazione tra l'impulso inviato in atmosfera dal laser ed il segnale acquisito dal sistema ricevente è trattata a parte nel quarto capitolo.

### 3.1.1 I telescopi

Tutti i sistemi Lidar utilizzano telescopi per raccogliere la radiazione del laser retrodiffusa dalle molecole e dagli aerosol. In genere, come nel nostro caso, sono utilizzati telescopi riflettori che fanno convergere la radiazione mediante riflessione su specchi. La configurazione da noi utilizzata è quella nota come Cassegrain, dal nome del fisico francese che la ideò nel 1672, costituito da due specchi di cui il maggiore, detto principale, concavo convergente a forma di paraboloide e il minore, detto secondario, convesso divergente a forma



d'iperboloide. Entrambi gli specchi sono forati al centro. Il primario riflette i raggi paralleli all'asse ottico verso il suo fuoco posto sullo stesso asse, questi vengono però intercettati dal secondario che ha il fuoco, virtuale, coincidente con quello del primario e li dirige nel secondo fuoco dell'iperboloide attraverso la foratura del primario, al di fuori del telescopio. Nella tabella riportata di seguito sono elencate le caratteristiche dei telescopi utilizzati. Le equazioni utilizzate per ricavare le lunghezze focali degli specchi e dei telescopi sono quelle note dell'ottica geometrica in approssimazione parassiale e quindi valide per radiazione di lunghezza d'onda piccola rispetto alle dimensioni delle componenti del telescopio e raggi a piccolo angolo rispetto all'asse ottico. Il sistema di specchi che costituisce il telescopio è equivalente ad una lente convergente per la quale vale la legge di Gauss per le lenti sottili

$$\frac{1}{r} + \frac{1}{r'} = \frac{1}{f}$$

dove  $r$  e  $r'$  sono le distanze rispettive dell'oggetto e della sua immagine dalla lente e  $f$  è la distanza focale in cui convergono i raggi paralleli all'asse ottico che provengono dall'infinito. Nella regione parassiale, cioè nelle immediate vicinanze dell'asse ottico, la configurazione parabolica e sferica sono essenzialmente indistinguibili e il paraboloide può essere approssimato con una calotta sferica di raggio pari al raggio di curvatura  $R$  del paraboloide nel suo vertice. In questa

approssimazione si ha  $f = -\frac{R}{2}$  dove il segno dipende dalle convenzioni adottate in funzione della forma degli specchi. Applicando la legge delle lenti sottili al sistema degli specchi che costituiscono il telescopio si ricava la formula che

fornisce la lunghezza focale del telescopio  $f_T$  in funzione della lunghezza focale dello specchio primario  $f_p$  e del secondario  $f_s$  e della loro distanza reciproca  $d$ :

$$f_T = \frac{f_p f_s}{f_s - f_p + d}$$

(Nella formula riportata tutte le lunghezze sono in valore assoluto).

Variando la distanza tra gli specchi è possibile variare la lunghezza focale del telescopio. Nel punto in cui convergono i raggi riflessi dal secondario, cioè sul fuoco del telescopio, si pone un diaframma che serve sia a limitare l'ingresso dei raggi obliqui rispetto all'asse ottico che la quantità di luce che andrebbe poi ad incidere sul fotomoltiplicatore. L'angolo massimo sotto cui possono essere visti i raggi dal telescopio è

$$2\theta = \frac{a}{f}$$

dove  $a$  è il raggio d'apertura del diaframma. Il rapporto  $a/f$  si chiama apertura relativa e il suo inverso numero  $F$  del sistema ottico. L'angolo  $\theta$  definisce il campo di vista del telescopio. L'angolo solido sotto il quale il telescopio vede la radiazione retrodiffusa è

$$\Omega = \pi\theta^2 = \pi\left(\frac{a}{2f}\right)^2$$

La potenza ricevuta è proporzionale all'irradianza del volume atmosferico contenuto nel campo di vista del telescopio quindi per limitare l'ingresso della radiazione indipendente dalla retrodiffusione è opportuno ridurre il campo di vista del telescopio e ciò può essere ottenuto sia aumentando la lunghezza focale del telescopio sia diminuendo l'apertura del diaframma. La scelta ideale sarebbe



quella di uguagliare l'angolo di semiapertura relativa con la divergenza del fascio laser al fine di ottenere una sovrapposizione completa tra l'area illuminata dal laser alle varie quote e quella osservata dal telescopio ed escludere allo stesso tempo la radiazione proveniente dalle regioni non illuminate dal laser che contribuiscono al rumore sul segnale ottico ricevuto in particolar modo nelle ore diurne. Anche se il campo di vista del telescopio può essere variato agendo sulla sua lunghezza focale è molto più semplice variare solo l'apertura del diaframma dopo aver fissato la lunghezza focale del telescopio in funzione dell'intervallo di quote che si vuole osservare. A questo scopo occorre determinare il punto sull'asse ottico del telescopio in cui cade il fuoco, all'esterno del primario. La procedura consiste nel determinare prima l'asse geometrico del telescopio che deve coincidere con l'asse ottico e in seguito il fuoco. Per trovare l'asse geometrico si collocano due diaframmi all'esterno in prossimità dei fori degli specchi, in posizione centrale rispetto a questi, e uno specchio piano dietro al diaframma vicino al secondario posto su un supporto che ne permetta l'orientazione. La luce di un laser in continua è fatta passare attraverso i diaframmi e il telescopio fino a incidere sullo specchio piano. Quest'ultimo viene orientato in modo da riflettere la luce laser nella stessa direzione e quindi ortogonalmente al raggio laser. La normale allo specchio piano passante per i diaframmi è l'asse geometrico cercato. A questo punto non resta che determinare la posizione del fuoco su quest'asse. Dopo aver tolto il laser e i diaframmi si pone una sorgente luminosa puntiforme sull'asse ottico all'esterno del primario. Spostando la sorgente lungo l'asse e orientando la posizione degli specchi del

telescopio la posizione del fuoco è fissata nel momento in cui l'immagine sullo specchio piano è a sua volta puntiforme. La potenza rilevata dal sistema ricevente in funzione della quota per quanto riguarda la configurazione adottata per il telescopio dipende oltre che dal campo di vista anche e in modo determinante dall'allineamento dell'asse ottico del telescopio con quello del laser e da altri fattori che vedremo in dettaglio quando studieremo l'equazione lidar in cui viene esplicitata la dipendenza funzionale della potenza rilevata dai vari parametri strumentali e atmosferici.

**Tabella delle Caratteristiche dei Telescopi**

Parametri Geometrici	Telescopio 1	Telescopio 2	Telescopio 3
Diametro primario (mm)	100	100	500
Diametro secondario (mm)	25	25	160
Focale primario (mm)	250	250	1500
Focale secondario (mm)	90	90	657
Distanza primario-secondario (mm)	184	184	1385
Focale Telescopio (mm)	937.5	937.5	1818.2
Apertura Diaframma (mm)	1.9	1.9	1.7
Campo di Vista (mrad)	2.03	2.03	0.93
Distanza assi Teles.-Laser (mm)	245	255	1350



### 3.1.2 Il Laser

La base teorica per la fisica del laser risiede nello studio dell'interazione del campo elettromagnetico con la materia. Sebbene una completa descrizione dei fenomeni coinvolti richieda l'applicazione della teoria quantistica sia per la materia sia per il campo elettromagnetico, la descrizione fenomenologica fatta da Einstein nel 1917 basata sulla discretizzazione dei livelli energetici degli atomi è sufficiente ai nostri scopi. Consideriamo quindi un sistema a due stati su cui incide una radiazione di pulsazione

$$\omega = \frac{E_2 - E_1}{\hbar}$$

con densità d'energia  $W(\omega)$ .  $E_1$  ed  $E_2$  sono le energie dei livelli e  $\hbar$  è la costante di Planck.

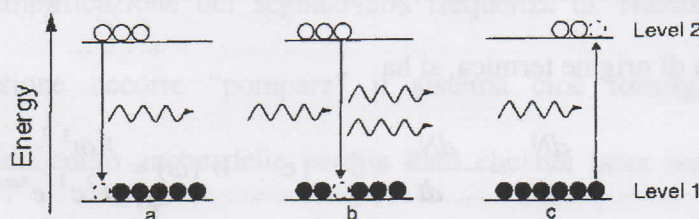


Fig. 3.1 a) emissione spontanea; b) emissione stimolata; c) assorbimento.

$A_{21}$  è la probabilità nell'unità di tempo che l'atomo passi spontaneamente dallo stato  $|2\rangle$  allo stato  $|1\rangle$  emettendo un fotone d'energia  $\hbar\omega$ .  $B_{12}W(\omega)$  è la probabilità nell'unità di tempo che l'atomo passi dallo stato  $|1\rangle$  allo stato  $|2\rangle$  assorbendo un fotone della stessa energia. Infine  $B_{21}W(\omega)$  è la probabilità che

l'atomo passi dallo stato  $|2\rangle$  allo stato  $|1\rangle$  per emissione stimolata, sempre nell'unità di tempo. I due fotoni emessi durante il processo d'emissione stimolata, per la conservazione della quantità di moto, hanno lo stesso vettore d'onda di quello incidente. I coefficienti  $A_{21}$ ,  $B_{12}$  e  $B_{21}$  dipendono dai livelli energetici caratteristici del sistema fisico su cui incide la radiazione, in particolare dalla teoria quantistica si vede che  $A_{21}$  è il reciproco del tempo di vita medio del livello superiore mentre  $B_{12}$  e  $B_{21}$  sono proporzionali alla sezione d'urto d'assorbimento del sistema. Nella teoria di Einstein sono trattati come costanti fenomenologiche. La variazione del numero di atomi in ognuno dei due stati ovvero delle popolazioni dei due livelli di energia sono date dall'equazione differenziale:

$$\frac{dN_1}{dt} = -\frac{dN_2}{dt} = g_2 A_{21} N_2 - g_1 B_{12} W(\omega) N_1 + g_2 B_{21} W(\omega) N_2$$

I coefficienti  $g_1$  e  $g_2$  rappresentano le degenerazioni dei rispettivi livelli.

All'equilibrio, in assenza di sorgenti radiative esterne, quando la radiazione è solo quella di origine termica, si ha

$$\frac{dN_1}{dt} = -\frac{dN_2}{dt} = 0 \quad \text{e} \quad W(\omega) = \frac{\hbar \omega^3}{\pi^2 c^3} \frac{1}{e^{\hbar \omega / K_B T} - 1}$$

$K_B$  è la costante di Boltzmann e  $c$  la velocità della luce. La densità di energia del campo elettromagnetico è quella calcolata da Planck nel 1900 per un corpo alla temperatura  $T$ . Confrontando l'espressione della densità di energia all'equilibrio in funzione dei coefficienti di Einstein con quella di Planck si ricavano le seguenti relazioni tra i coefficienti:

$$\frac{g_1}{g_2} B_{12} = B_{21} \quad \frac{\hbar \omega^3}{\pi^2 c^3} B_{21} = A_{21}$$



Per ricavare queste relazioni si è fatta l'ipotesi che all'equilibrio termico il rapporto delle popolazioni dei due livelli sia dato dalla legge di Boltzmann

$$\frac{N_1}{N_2} = \frac{g_1 e^{-E_1/K_B T}}{g_2 e^{-E_2/K_B T}} = \frac{g_1}{g_2} e^{(E_2-E_1)/K_B T} = \frac{g_1}{g_2} e^{\hbar\omega/K_B T}$$

Lo stato a energia maggiore  $E_2$  risulta meno popolato di quello a energia minore  $E_1$ . Se il sistema a due livelli, che per semplicità consideriamo non degeneri (quindi tali che  $B_{12} = B_{21} = B$ ), viene investito da un campo elettromagnetico di intensità  $I(\omega)$ , la variazione di tale intensità in un tratto  $dx$  dovuto all'emissione stimolata e all'assorbimento è

$$dI(\omega) = (N_2 - N_1)BI(\omega)\hbar\omega dx$$

Da quest'equazione si vede che il materiale si comporterà da assorbitore se  $N_2 < N_1$  e da amplificatore se al contrario  $N_2 > N_1$ . Quindi un materiale all'equilibrio termico assorbe radiazione. Solo se si inverte la popolazione dei due livelli si avrà amplificazione del segnale alla frequenza  $\omega$ . Naturalmente per ottenere l'inversione occorre "pompare" il sistema cioè fornirgli l'energia necessaria tenendo conto anche delle perdite dato che nei laser reali solo una piccola parte dell'energia fornita viene convertita effettivamente in luce laser. Il materiale in cui è stata creata l'inversione di popolazione si chiama materiale attivo e viene posto tra due specchi di cui uno parzialmente riflettente. L'onda elettromagnetica, propagandosi avanti e indietro tra i due specchi si amplifica passando nel materiale attivo. Parte della radiazione fuoriesce attraverso lo specchio parzialmente trasmittente e costituisce il fascio utile del laser. L'emissione stimolata è l'effetto su cui si basa la possibilità di ottenere

l'amplificazione della radiazione. Dato che le probabilità di ottenere emissione stimolata o assorbimento sono uguali ( $B_{12} = B_{21}$ ) un sistema a due livelli non permette l'inversione di popolazione. Infatti dopo aver fornito energia sufficiente ad eguagliare le popolazioni nei due livelli anche continuando a fornire maggiore energia le popolazioni nei due livelli non variano ulteriormente. Sono necessari almeno tre livelli di energia per ottenere l'inversione tra i due livelli della transizione laser. Il sistema a tre livelli non è comunque vantaggioso perché la differenza di popolazione tra il livello superiore e quello inferiore (fondamentale) è sempre minore rispetto a quella ottenibile utilizzando un livello inferiore

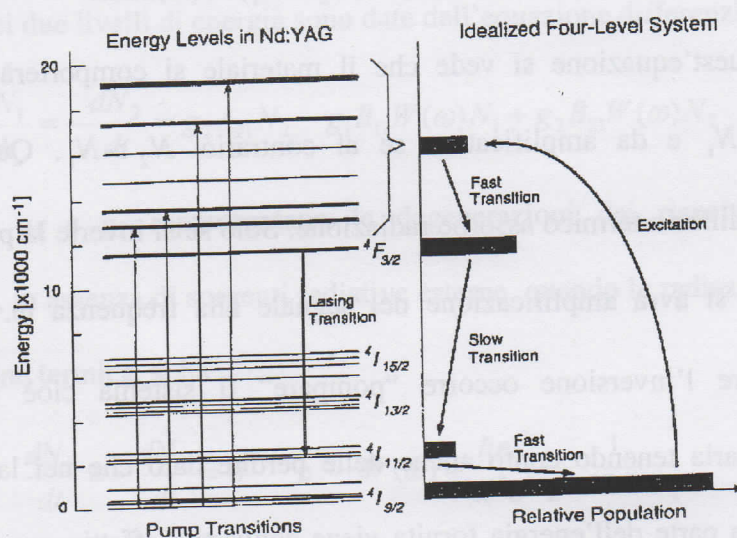


Fig. 3.2 Livelli energetici per il sistema Nd:YAG e schema di un sistema a quattro livelli.

inizialmente vuoto. Si preferisce quindi utilizzare sistemi a quattro o più livelli per i quali, ai fini dell'inversione di popolazione, occorre fornire minore energia rispetto ad un sistema a tre livelli a parità di frequenza di emissione laser. Per ottenere luce laser impulsata di grande potenza si introduce nella cavità un



modulatore che controlla il tasso di perdita del laser ritardando di conseguenza l'emissione dell'impulso laser al fine di raggiungere valori di inversione più elevati. Il tasso di perdita è indicato spesso come fattore di qualità  $Q$  da cui il termine Q-switching ad indicare la tecnica utilizzata per ottenere impulsi giganti. La perdita nella cavità può essere aumentata ad esempio quando il modulatore viene reso opaco al passaggio della luce laser. In queste condizioni pompando il sistema cresce l'inversione e quando il modulatore è di nuovo trasparente l'impulso in uscita sarà costituito da un maggior numero di fotoni e quindi avrà maggiore potenza. Le caratteristiche che distinguono la luce laser da quella termica sono:

- **Direzionalità.** Dovuta sia alla proprietà della luce laser di essere costituita da fotoni aventi lo stesso vettore d'onda sia al fatto che la cavità risonante costituita dagli specchi entro cui è contenuto il materiale attivo seleziona i fotoni in modo da amplificare solo quelli diretti ortogonalmente alle superfici degli specchi.
- **Monocromaticità.** Legata al fatto che la transizione laser avviene tra due stati ben determinati del materiale attivo e alla proprietà della cavità di permettere solo l'oscillazione di radiazione alle frequenze di risonanza della cavità. Non è possibile, neanche in linea teorica, avere una luce laser perfettamente monocromatica tuttavia è possibile ridurre in parte vari processi che producono l'allargamento della riga (collisioni, effetto Doppler) oltre quella naturale dovuta al tempo del livello superiore laser, fino ad ottenere bande di larghezza poco superiori.

- **Brillanza.** Definita come la potenza, o numero di fotoni, per unità di superficie e di angolo solido. Per i laser è ordini di grandezza superiore ad ogni altra sorgente di luce in conseguenza della elevata potenza e della direzionalità.
- **Coerenza.** Una sorgente di luce coerente mantiene costante la relazione di fase tra due punti. Si distingue tra coerenza spaziale e coerenza temporale. La prima determina la distanza entro cui la differenza di fase tra due punti dello spazio è costante per ogni istante  $t$ . La coerenza temporale determina invece l'intervallo temporale entro cui la differenza di fase in un punto dello spazio è costante nel tempo.

Il laser da noi utilizzato è un Nd:YAG Infinity 40-100 della Coherent. Il materiale attivo utilizzato sia per l'oscillatore che per l'amplificatore è costituito da una matrice di  $Y_3Al_5O_{12}$  drogata con ioni  $Nd^{3+}$  che sostituiscono parte degli ioni  $Y^{3+}$ . Gli ioni di  $Nd^{3+}$  forniscono quattro livelli energetici, in parte modificati dalla matrice YAG, per il pompaggio e la transizione laser alla lunghezza d'onda di 1064 nm. Le componenti principali sono: l'oscillatore, l'amplificatore, le componenti ottiche per la polarizzazione e la correzione delle distorsioni dell'impulso ed infine il generatore di seconda armonica. L'oscillatore è costituito da due specchi concavi tra i quali sono posti un prisma trapezoidale di Nd:YAG che costituisce il materiale attivo, un cristallo che agisce come modulatore acusto-ottico per il Q-switch e un generatore di onde acustiche ad ultrasuoni. Il prisma di Nd:YAG viene pompato con un diodo laser in continua a 810 nm. L'azione modulatrice di Q-switch è ottenuta attraverso la diffrazione delle onde



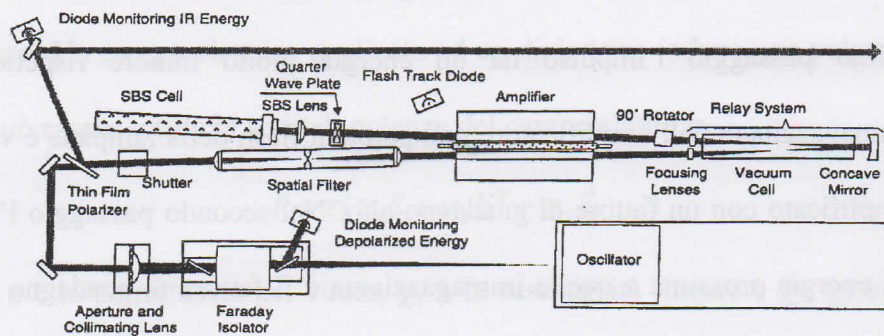


Figure 2-2. Optical Layout of Infinity 40-100

elettromagnetiche indotta da onde acustiche. All'interno dell'oscillatore la luce laser è costretta a percorrere un circuito che oltre a passare per il materiale attivo passa anche attraverso il cristallo che funge da modulatore. Quando questo viene colpito dalle onde acustiche si produce una variazione periodica del suo indice di rifrazione che induce la diffrazione dell'impulso laser. In questo modo viene impedito il processo di emissione stimolata e la creazione dell'impulso laser. Al contrario in assenza del campo di onde acustiche il cristallo che costituisce il modulatore diviene trasparente e permette così la formazione dell'impulso. Dopo aver lasciato l'oscillatore l'impulso attraversa un isolatore di Faraday che protegge l'oscillatore da eventuali riflessioni. Prima di arrivare all'amplificatore il fascio attraversa una pellicola polarizzatrice e un filtro che elimina la diffrazione introdotta dal passaggio attraverso le aperture precedenti. L'amplificatore contiene una lampada flash lineare e due sbarrette di Nd:YAG all'interno di un diffusore. Parallelamente alla lampada viene fatto passare un flusso d'acqua per raffreddare il diffusore e le sbarrette che cede a sua volta il calore acquistato mediante uno

scambiatore. Il fascio laser viene fatto passare due volte in ciascuna sbarretta. Nel primo passaggio l'impulso ha un'energia molto minore rispetto a quella immagazzinata nell'amplificatore pompato dal flash della lampada e viene quindi amplificato con un fattore di guadagno alto. Nel secondo passaggio l'impulso ha un'energia prossima a quella immagazzinata e il fattore di guadagno è prossimo all'unità ma l'energia estratta è massima. L'amplificatore è progettato per ridurre al massimo l'amplificazione dell'emissione spontanea che oltre a ridurre l'energia utile per l'emissione stimolata coerente può propagarsi in tutte le direzioni ed in particolare all'indietro verso l'oscillatore danneggiandolo. Tra i due passaggi l'impulso attraversa una lamina a quarto d'onda e quindi viene focalizzato in una cella contenente CFC 113 liquido. Attraverso un processo chiamato diffusione stimolata di Brillouin si crea una superficie speculare nel punto focale del fascio all'interno del liquido con la conseguente generazione di un campo che si propaga nella direzione opposta con la fase che è il coniugato, in notazione complessa, del campo incidente. In questo modo un impulso che è passato attraverso un mezzo distorcente quando viene riflesso indietro con la fase coniugata esce dal mezzo al secondo passaggio privo della distorsione acquisita al primo passaggio. Nel laser Infinity 40-100 questo fenomeno è usato per correggere le distorsioni del fronte d'onda creata da effetti termici e sforzi all'interno delle sbarrette di Nd:YAG. Dopo aver lasciato l'amplificatore al secondo passaggio l'impulso torna sulla pellicola polarizzatrice per essere infine inviato verso il generatore di seconda armonica e quindi all'uscita del laser. Il generatore è costituito da un cristallo BBO (Beta Barium Borate) la cui azione sull'impulso laser è caratterizzata dal suo



vettore di polarizzazione nel modo descritto di seguito secondo uno schema classico. Un campo elettrico applicato ad un dielettrico induce una polarizzazione che può essere scritta in serie di potenze del campo elettrico

$$P = \epsilon(\chi_1 E + \chi_2 E^2 + \chi_3 E + \dots)$$

dove  $\epsilon$  è la permittività nel vuoto,  $\chi_1$  è la suscettività lineare e  $\chi_2$ ,  $\chi_3$  e seguenti sono le suscettività agli ordini superiori. Poiché  $\chi_1 \gg \chi_2 \gg \chi_3$  gli effetti non lineari sono trascurabili a meno che il campo elettrico non sia molto grande come nel caso della luce laser. Per un campo del tipo  $E = E_0 \sin \omega t$  si ha

$$\begin{aligned} P &= \epsilon \chi_1 E_0 \sin \omega t + \epsilon \chi_2 E_0^2 \sin^2 \omega t + \dots = \\ &= \epsilon \chi_1 E_0 \sin \omega t + \frac{1}{2} \epsilon \chi_2 E_0^2 (1 - \cos 2\omega t) + \dots \end{aligned}$$

in cui è presente un termine che rappresenta un'onda con la frequenza pari al doppio della frequenza del campo incidente. Per ottenere la massima efficienza di conversione il cristallo birifrangente, cioè con diversi indici di rifrazione in funzione della polarizzazione del campo, viene orientato in modo che l'onda incidente abbia al suo interno una direzione di propagazione tale che l'indice di rifrazione alle due frequenze sia uguale e quindi la differenza di fase delle due onde sia costante. All'uscita del cristallo la seconda armonica avrà una polarizzazione ortogonale rispetto alla fondamentale e potrà quindi essere separata dalla prima con uno specchio diecrico. Le componenti del laser sono sincronizzate per ottenere la massima efficienza di tutto il sistema, in particolare il modulatore acusto-ottico ritarda l'uscita dell'impulso laser fino a 4  $\mu s$  prima che il flash della

lampada, della durata di 250  $\mu$ s, si esaurisca. Questa temporizzazione permette di ottenere un valore ottimale per l'energia dell'impulso.

**Caratteristiche del laser Infinity 40-100 Nd:YAG**

Lunghezza d'onda (nm)	Larghezza dell'impulso (ns)	Diametro spot (mm)	Divergenza (full angle) (mrad)
532	3.0	5.5	0.7



### 3.1.3 Fotomoltiplicatori

Al fine di poter analizzare il segnale della retrodiffusione e conservare i dati per successive elaborazioni, occorre trasformarlo da segnale ottico a segnale elettrico. A questo scopo si utilizzano i fotomoltiplicatori che oltre ad effettuare la trasformazione del segnale per effetto fotoelettrico sono anche in grado di amplificare il segnale elettrico così ottenuto.

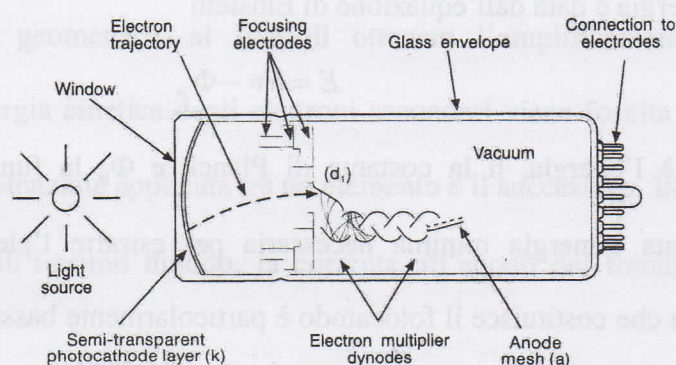


Fig. 3.3 Schema di funzionamento di un fotomoltiplicatore.

Un fotomoltiplicatore è costituito essenzialmente da

- un tubo di vetro, in cui viene fatto il vuoto, contenente uno strato di un materiale selezionato per ottenere il massimo effetto fotoelettrico depositato direttamente su una delle superfici all'estremità del tubo, che costituisce la finestra del fotomoltiplicatore composta da vetro o quarzo, che funge da fotocatodo;
- una serie di elettrodi che servono a guidare gli elettroni emessi dal fotocatodo;
- una serie di elementi, i dinodi, che servono a moltiplicare per impatto il numero di elettroni e quindi la corrente che infine si presenta all'anodo.

In genere l'impulso emesso dal fotocatodo è raccolto da un circuito RC posto tra l'anodo del fotomoltiplicatore e l'elettronica di acquisizione del segnale. Per poter essere rivelato l'impulso in tensione deve essere maggiore degli impulsi che hanno origine dalle fluttuazioni di carica all'interno della resistenza R per effetto Johnson. Per questo motivo l'impulso emesso dal fotocatodo deve essere amplificato in corrente prima di arrivare al circuito di carico RC. Un fotone di frequenza  $\nu$  che incide sul fotocatodo può dar luogo all'emissione di un elettrone la cui energia è data dall'equazione di Einstein

$$E = h\nu - \Phi_p$$

dove E è l'energia, h la costante di Planck e  $\Phi_p$  la funzione di lavoro che rappresenta l'energia minima necessaria per estrarre l'elettrone e che per il materiale che costituisce il fotocatodo è particolarmente bassa. La parte dei fotoni incidenti sul fotocatodo che dà luogo all'emissione di elettroni per ciascuna lunghezza d'onda  $\lambda$  definisce l'efficienza quantica  $\eta(\lambda)$  del fotocatodo. L'efficienza quantica viene misurata attraverso la sensibilità radiativa  $E(\lambda)$  che è definita come la corrente emessa dal fotocatodo  $I_k$  per la potenza  $P(\lambda)$  della radiazione incidente alla lunghezza d'onda  $\lambda$ . Per la potenza infatti si ha

$$P(\lambda) = Nh\nu = N\frac{hc}{\lambda}$$

dove N è il numero di fotoni incidenti nell'unità di tempo. La corrente emessa dal fotocatodo è

$$I_k = N\eta(\lambda)e$$



dove  $e$  è la carica dell'elettrone. Il rapporto tra la corrente emessa e la potenza radiativa incidente rappresenta la sensibilità radiativa

$$E(\lambda) = \frac{I_k}{P} = \frac{\lambda \eta(\lambda) e}{hc} = \frac{\lambda \eta(\lambda)}{1.24} \quad \left( \frac{mA}{W} \text{ con } \lambda \text{ in nm} \right)$$

Gli elettroni emessi dal fotocatodo vengono guidati attraverso degli elettrodi sul primo dinodo. L'impatto dei fotoelettroni sul dinodo provoca l'emissione di un numero maggiore di elettroni secondari che vengono guidati a loro volta verso gli elementi successivi, grazie alla loro particolare disposizione e alla loro conformazione geometrica, al fine di ottenere l'amplificazione del segnale elettrico. L'energia cinetica degli elettroni secondari viene fornita attraverso una differenza di potenziale applicata tra un elemento e il successivo. Indicando con  $\delta_i$  il guadagno dell' $i$ -esimo dinodo, la corrente all'anodo del fotomoltiplicatore è data da

$$I_a = \delta_1 \delta_2 \dots \delta_{n-1} \delta_n I_k$$

dove  $I_k$  è la corrente emessa dal fotocatodo,  $I_a$  la corrente anodica ed  $n$  il numero di dinodi. Il guadagno complessivo del fotomoltiplicatore è

$$G = \delta_1 \delta_2 \dots \delta_{n-1} \delta_n$$

per cui la relazione precedente diventa

$$I = GI$$

La risposta di un fotomoltiplicatore ad un impulso di luce dipende dalle traiettorie seguite dai fotoelettroni per giungere dal catodo al primo dinodo, dalla velocità iniziale con cui ciascuno di essi è stato emesso e in seguito dalle traiettorie degli elettroni secondari. L'impulso di corrente è caratterizzato quindi da un tempo di

percorrenza, un tempo di salita e da una larghezza calcolata in genere a mezza altezza (fwhm). Il guadagno di ogni dinodo dipende dall'energia cinetica dell'elettrone incidente e quindi dalla differenza di potenziale applicata (ddp) tra i dinodi. La dipendenza dalla ddp è del tipo

$$\delta_i = AV_i^\alpha$$

dove A è una costante,  $V_i$  è la ddp e  $\alpha$  è un coefficiente che dipende dal materiale che costituisce il dinodo (BeCu o SbCs) e dalla geometria. In genere  $\alpha$  ha un valore compreso tra 0.7 e 0.8. Assumendo una ddp costante tra ciascuna coppia di dinodi il guadagno diventa

$$G = \delta^n = (AV_i^\alpha)^n = A^n \left( \frac{V}{n+1} \right)^{cn} = kV^{cn}$$

dove V è la ddp applicata tra l'anodo e il catodo del fotomoltiplicatore mediante un alimentatore ad alta tensione ed n il numero di dinodi. Per fotomoltiplicatori con un numero di dinodi compreso tra undici e quattordici, come quelli da noi utilizzati, il guadagno varia proporzionalmente tra l'ottava e l'undicesima potenza della ddp applicata. Il segnale uscente dal fotomoltiplicatore è quindi molto sensibile alle fluttuazioni della tensione di alimentazione e di conseguenza gli alimentatori devono essere particolarmente stabili. Naturalmente esiste un limite massimo per il guadagno di ciascun dinodo e la differenza di potenziale applicata a ciascuna coppia non può superare un certo valore che dipende dalla loro distanza reciproca. Le tensioni tra gli n dinodi del fotomoltiplicatore sono ottenute attraverso un partitore costituito essenzialmente da n+1 resistenze in serie ai cui capi viene applicata la tensione di alimentazione. La corrente che passa nel



partitore determina il potenziale di ciascun dinodo e degli elettrodi di focalizzazione. Questi potenziali creano i campi elettrici necessari per guidare i fotoelettroni dal fotocatodo al primo dinodo e per accelerare la cascata di elettroni sui dinodi successivi. Il partitore di tensione deve essere progettato in modo da mantenere i dinodi a potenziale costante indipendentemente dal valore della corrente in uscita all'anodo. In effetti gli impulsi luminosi trasformati in impulsi di corrente fanno variare la corrente specialmente negli ultimi stadi del partitore producendo una diminuzione di tensione tra i dinodi degli stadi finali. Poiché la tensione complessiva è costante si avrà di conseguenza un aumento della tensione tra i primi dinodi. L'effetto complessivo è una variazione casuale del guadagno del fotomoltiplicatore. Nel caso di impulsi di corrente  $\bar{I}_a$  prodotti da impulsi luminosi al fotocatodo, i potenziali tra i dinodi possono essere mantenuti costanti per tutta la durata dell'impulso applicando dei condensatori sugli ultimi stadi del partitore. La corrente anodica media  $I_a$  deve comunque essere molto minore di quella  $I_D$  fornita dall'alimentatore.

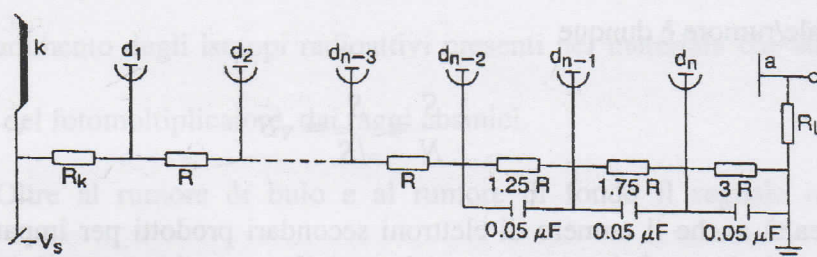


Fig. 3.4 Schema di un partitore di tensione per fototubi Thorn-Emi "linear focused".

Un criterio accettabile è ad esempio quello di porre  $I_D > 100 I_a$ . Le capacità dei condensatori possono essere stimate dalla relazione  $V = q/C$  da cui

$$\frac{\Delta V}{V} = \frac{\Delta q}{CV}$$

dove  $\Delta q$  è l'impulso di corrente,  $C$  la capacità del condensatore,  $V$  la ddp tra dinodi e  $\Delta V$  la variazione di tensione tra i dinodi dovuta all'impulso di fotoelettroni. Ponendo ad esempio  $\Delta V/V < 0.01\%$  si ha la condizione

$$C > \frac{\Delta q}{V} \cdot 10^4 \text{ in base alla quale si può calcolare il valore minimo della capacità del}$$

condensatore da applicare tra l'ultima coppia di dinodi.

Dopo aver delineato il funzionamento del fotomoltiplicatore è opportuno analizzare il tipo di segnale che si ottiene all'uscita e le varie sorgenti di rumore a cui è soggetto. Il segnale  $S$  ottenuto dalla conversione dei fotoni è soggetto a fluttuazioni statistiche con distribuzione approssimativamente Poissoniana e quindi con deviazione standard

$$\sigma = \sqrt{S}$$

che rappresenta il rumore sovrapposto al segnale dovuto alla natura intrinsecamente statistica del processo di conversione dei fotoni. Il rapporto segnale/rumore è dunque

$$\frac{S}{N} = \frac{S}{\sqrt{S}} = \sqrt{S}$$

In realtà anche il numero di elettroni secondari prodotti per impatto su ciascun dinodo è soggetto alle stesse fluttuazioni statistiche. In particolare le fluttuazioni di guadagno sui primi dinodi provocano le maggiori fluttuazioni del segnale. Le fluttuazioni del guadagno dei dinodi provocano quindi una diminuzione del rapporto segnale/rumore definito precedentemente. Per aumentare questo rapporto



che comunque aumenta all'aumentare del segnale in ingresso, si può agire o sul segnale ottico in ingresso attraverso il diaframma del telescopio o aumentando la potenza del segnale laser o ancora aumentando la tensione di alimentazione del fotomoltiplicatore. In genere si cerca di operare su tutti questi parametri in modo da raggiungere un valore ottimale per ciascuno di essi. In particolare l'apertura del diaframma provoca l'aumento del segnale ottico non dovuto alla retrodiffusione ma alla radiazione di fondo soprattutto di origine solare che costituisce quindi il rumore di fondo presente in ogni misura. Anche in condizioni di buio, cioè con la finestra del fotomoltiplicatore completamente chiusa, si ha comunque una piccola quantità di corrente che fluisce nel fotomoltiplicatore, chiamata corrente di buio. Il processo maggiormente responsabile della corrente di buio è l'emissione termica degli elettroni ed è dovuto al fatto che il fotocatodo ha una funzione di lavoro molto bassa e quindi emette elettroni anche a temperatura ambiente. Questi elettroni vengono poi moltiplicati dai dinodi che contribuiscono anche all'emissione termica. Il processo può essere ridotto raffreddando il fototubo. Altri processi hanno origine dalla ionizzazione dei gas residui all'interno del fototubo, dal decadimento degli isotopi radioattivi presenti nel materiale che costituisce la finestra del fotomoltiplicatore, dai raggi cosmici.

Oltre al rumore di buio e al rumore di fondo il segnale raccolto dal fotomoltiplicatore può essere distorto dai campi esterni. I campi elettrici possono influenzare sensibilmente il comportamento del fotocatodo ed aumentare la corrente di buio, i campi magnetici possono deviare i fotoelettroni e gli elettroni secondari rispetto alle loro traiettorie normali causando una perdita di guadagno. I

fototubi quindi vengono alloggiati all'interno di contenitori metallici che, come è noto, schermano i campi elettromagnetici. Per schermare la componente elettrica sarebbe sufficiente uno strato metallico di spessore pari a poche lunghezze atomiche. Per la componente magnetica si calcola il fattore di schermo da cui dipende l'intensità del campo  $H_{in}$  all'interno del contenitore metallico in funzione del campo esterno incidente  $H_{out}$

$$H_{in} = H_{out} \frac{4D}{3\mu s}$$

dove D è il diametro interno del contenitore, s lo spessore e  $\mu$  la permeabilità magnetica. Di seguito si riporta una tabella con le caratteristiche dei fotomoltiplicatori da noi utilizzati.

Tipo	Risposta Spettrale	Dinodi	Efficienza Quantistica %	Diametro Fotocatodo Mm	Guadagno $\cdot 10^6$	Larghezza Impulso (fwhm) ns
9658R	S20	11 (CsSb)	24	45	0.8	22
9813QA	Bialk	14 (BeCu)	26	46	71	3.4



### 3.1.4 Tecniche di acquisizione lidar

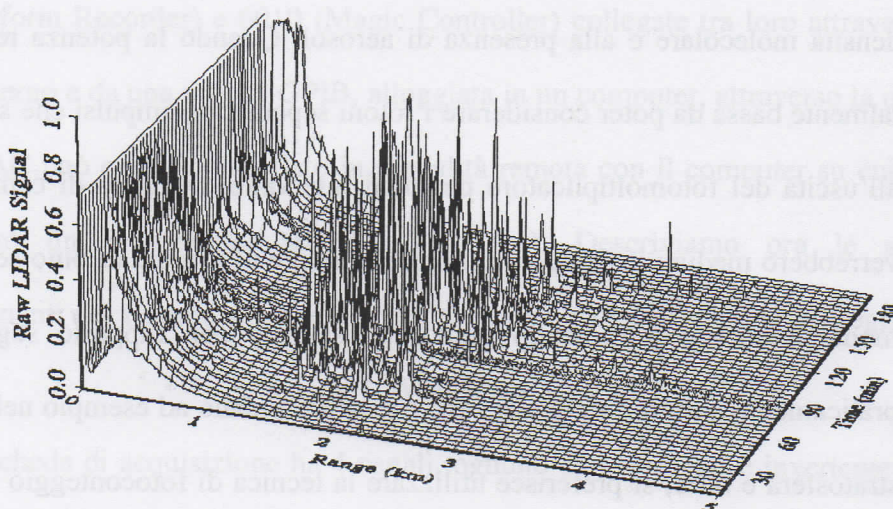


Fig. 3.5 Grafico dei profili lidar prodotti durante un'acquisizione in modalità analogica. I picchi evidenziano gli echi degli aerosol.

Per l'acquisizione del segnale possono essere impiegate due metodologie a cui corrispondono due diversi sistemi per l'elettronica che riceve il segnale dal fotomoltiplicatore: acquisizione analogica e fotoconteggio. In entrambi i casi la frequenza di campionamento  $f$  è sufficientemente alta per ottenere una buona risoluzione spaziale definita da

$$\Delta z = \frac{c\Delta t}{2} = \frac{c}{2f}$$

dove  $c$  è la velocità della luce. Il profilo ottenuto dopo ogni "sparo" del laser può essere memorizzato. I profili possono poi essere sommati per aumentare il rapporto segnale/rumore. La modalità analogica è utilizzata quando il numero di fotoni retrodiffusi che attraversano la finestra del fotomoltiplicatore è sufficientemente elevato da creare all'uscita un treno di impulsi ravvicinati che viene trattato come una corrente continua nell'intervallo di tempo di

campionamento  $\Delta t$  corrispondente alla risoluzione spaziale. Questa condizione è verificata normalmente quando si effettuano misure in troposfera a causa dell'alta densità molecolare e alla presenza di aerosol. Quando la potenza retrodiffusa è talmente bassa da poter considerare i fotoni separati, gli impulsi che si presentano all'uscita del fotomoltiplicatore per ogni intervallo di tempo di campionamento verrebbero mediati insieme al rumore di fondo e al rumore di buio se acquisiti in modalità analogica fornendo quindi un segnale con rapporto segnale/rumore praticamente unitario. In questi casi, che si presentano ad esempio nelle misure in stratosfera e oltre, si preferisce utilizzare la tecnica di fotoconteggio che consiste appunto nel conteggio degli impulsi di singolo fotone retrodiffuso per ogni intervallo di tempo di campionamento  $\Delta t$  dopo aver opportunamente eliminato gli impulsi dovuti alle varie sorgenti di rumore. Nel seguito si dà una descrizione più dettagliata delle due tecniche di acquisizione e della relativa strumentazione.

### Acquisizione Analogica

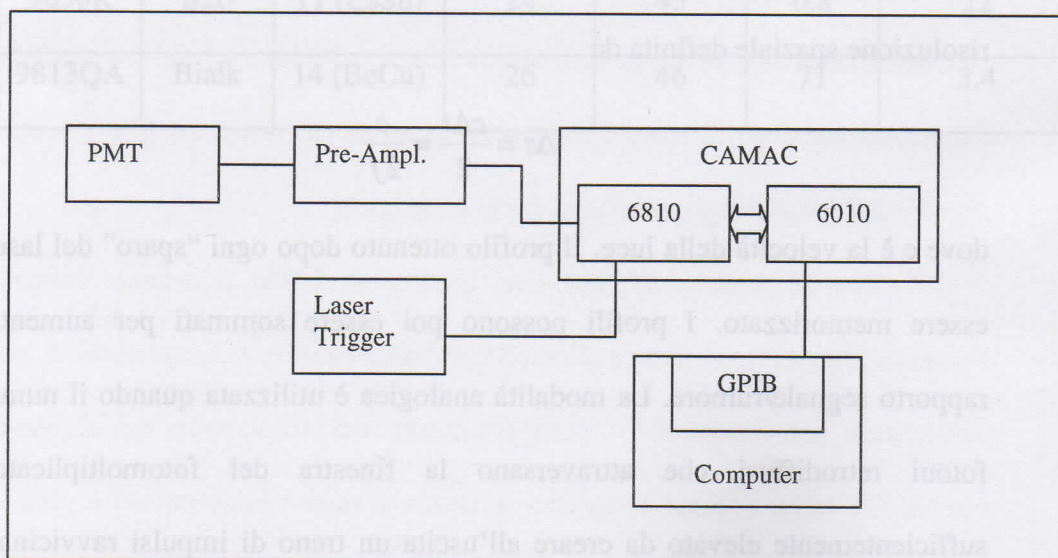


Fig. 3.6 Schema a blocchi del sistema di acquisizione analogica.



Come si vede dallo schema a blocchi, il sistema elettronico di acquisizione è costituito da un cestello CAMAC-Le Croy che contiene le schede 6810 (Waveform Recorder) e 6010 (Magic Controller) collegate tra loro attraverso un bus interno e da una scheda GPIB, alloggiata in un computer, attraverso la quale il CAMAC può essere controllato in modalità remota con il computer su cui viene eseguito un programma apposito (big3.for). Descriviamo ora le singole componenti del sistema e le operazioni che ciascuna di esse compie sul segnale.

#### Scheda 6810 Waveform Recorder

Ogni scheda di acquisizione ha 4 canali, ognuno con connettore invertente e non (nel nostro caso viene utilizzato un solo canale invertente). La scheda è collegata con un bus all'interfaccia 6010 che è a sua volta collegata alla scheda GPIB posta all'interno di un computer con il cavo IEEE-488. La capacità di campionamento della 6810 va da 1 a  $5E6$  al secondo. La scheda può essere controllata da un clock esterno, nel nostro caso dal laser (trigger) che invia un segnale TTL alla scheda ad ogni impulso o "sparo" inviato in atmosfera. Nelle nostre misure la frequenza di sparo del laser è stata fissata a 30 Hz. Al massimo della capacità di campionamento la scheda ha un tempo di acquisizione di 200 ns. Moltiplicando questo tempo per la velocità della luce ( $c=297.2 E6$  m/s) e dividendo per 2 si ottiene la risoluzione spaziale che risulta essere di 30 m. Il segnale analogico ricevuto, nel nostro caso dal fotomoltiplicatore, passa attraverso un convertitore ADC a 12 bit con una risoluzione quindi di  $2^{12} = 4096$  livelli che nell'intervallo di 400 mV corrisponde a  $400/4096 = 100 \mu V$ . Questa risoluzione può essere migliorata mediando diverse forme d'onda. La scheda ha una fast-memory di

512k campioni ( $1k=1024$ ) suddivisa in segmenti da 1k che definiscono ognuno una forma d'onda (profilo lidar). Nel nostro caso le schede sono state programmate per utilizzare un solo segmento di memoria. I profili vengono separati dal segnale trigger del laser. Alla massima velocità di campionamento e quindi con una risoluzione spaziale di 30m ogni profilo lidar rappresenta la risposta su  $1024*30=30720$  m di quota. Prima che arrivi un nuovo segnale del trigger per l'acquisizione di un altro profilo i dati contenuti nella fast-memory della scheda 6810 vengono inviati all'interfaccia 6010. Ogni scheda 6810 viene inizializzata mediante un file di input letto dal programma di acquisizione. Il tutto avviene attraverso la GPIB che traduce le istruzioni del programma in comandi interpretabili dalle schede contenute nel cestello

#### 6010 Magic Controller

La 6010 è costituita da tre schede (board): processore per il controllo del CAMAC (6010-1), interfaccia per la GPIB (6010-2) e pannello frontale (6010-3). L'interfaccia GPIB può inviare dati fino a 200 kbytes/s. L'interfaccia 6010 serve a controllare localmente o in modo remoto il CAMAC e in particolare le schede di acquisizione 6810 Waveform Recorder ed a fare le medie veloci sui profili acquisiti per migliorare la risoluzione. Il controllo remoto avviene attraverso la GPIB installata in un computer che invia i comandi e riceve le risposte della 6010. L'interfaccia usa per il controllo remoto una porta GPIB in cui arrivano i comandi battuti al computer e da cui escono i dati. La 6010 legge un byte sulle 8 linee per i dati del bus quando è attivata la linea di Attenzione (ATN). Per mettere la 6010 in una delle due modalità parla/ascolta bisogna mandare un Indirizzo e il comando



talk o listen rispettivamente. Quando viene indirizzato in una delle due modalità vi rimane finchè non riceve un messaggio di Abort (IFC) o un messaggio per l'altra modalità. I comandi e le risposte della 6010 sono in formato ASCII mentre i trasferimenti dei blocchi di dati sono in formato binario. Il controllo e la lettura avvengono mediante 4 tipi di "messaggi": comandi, risposte, sequenze di blocchi e richieste di stato. I comandi e le risposte sono terminati con END. I comandi consistono in un header che specifica l'azione da eseguire, come ad esempio "AVG" per eseguire le medie sui blocchi di dati ricevuti dalla 6810, ed eventualmente da alcuni parametri alfanumerici. Dopo che un comando è stato eseguito viene inviata una risposta alla GPIB sottoforma di stringa di caratteri ASCII. Per controllare l'interfaccia 6010 attraverso la porta GPIB occorre che la 6010 sia preventivamente indirizzata ad ascoltare, poi si invia il comando e infine sia indirizzata a parlare affinché la risposta possa essere trasmessa.. I comandi di lettura dei blocchi (READ) generano come risposta una sequenza di blocchi di dati che vengono inviati al dispositivo che li ha richiesti ovvero alla GPIB se la 6010 è in modalità di controllo remoto. I blocchi possono avere diversi formati in funzione del tipo di dati (binari o ASCII). I trasferimenti dei blocchi di dati sono formati da una serie di bytes e hanno una grandezza massima di 8192 bytes. La 6010 definisce una struttura di byte (6) che permette all'utente di sapere cosa sta facendo in ogni momento. L'interfaccia 6010, come anticipato all'inizio, ha tre modi di operazione: controllo generale del CAMAC, controllo della scheda 6810 Waveform Recorder, media veloce dei profili acquisiti dalla 6810. Ad ogni modo di operazione è associato un set di comandi. Vediamo ora come la 6010 effettua le

medie veloci sui blocchi di dati. Abbiamo detto che dopo ogni sparo del laser la 6810 raccoglie il segnale in uno stack di 1024 elementi che corrispondono ad un profilo. Prima di far partire l'acquisizione si fissa il numero di profili da sommare per effettuare la media e migliorare il rapporto segnale/rumore in base alla frequenza di sparo del laser. Se ad esempio la frequenza di sparo è 30 Hz in un secondo abbiamo 30 profili e per ogni minuto di acquisizione 1800 profili. Il programma di acquisizione (big3.for) chiede all'operatore il numero totale di minuti di acquisizione e al termine di questa scrive su un file binario i dati mediati per ogni minuto. In seguito il file binario viene trasformato con un altro programma (readco96.for) in un file ASCII e i profili possono essere ulteriormente mediati su tutto il tempo dell'acquisizione.

### **Fotoconteggio**

Abbiamo visto, parlando dei fotomoltiplicatori, che oltre agli impulsi dovuti ai fotoni retrodiffusi occorre considerare anche gli impulsi spuri dovuti alla radiazione di fondo e alla corrente di buio. Inoltre quando si utilizza la tecnica del fotoconteggio si fa implicitamente l'ipotesi che per ogni intervallo di tempo di campionamento ( o bin ) gli impulsi dovuti alla retrodiffusione siano separati e non sovrapposti. Occorre quindi considerare:

- La distribuzione degli impulsi dovuti alle varie sorgenti di rumore, cioè il numero di conteggi in funzione dell'altezza degli impulsi spuri;
- Il numero degli impulsi che possono essere risolti all'interno di ciascun bin.



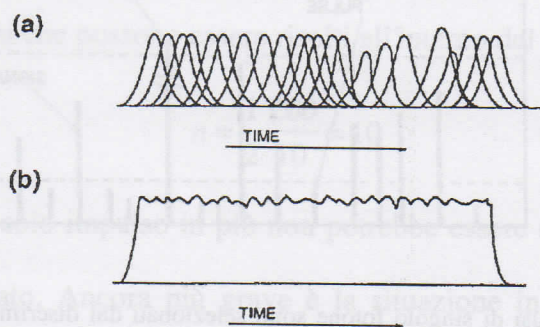


Fig. 3.6 Gli impulsi sovrapposti non possono essere distinti e il segnale risultante in uscita è una corrente continua con fluttuazioni.

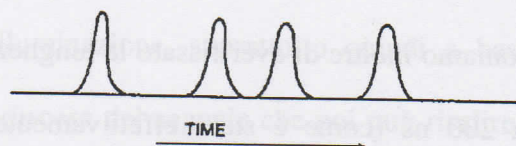
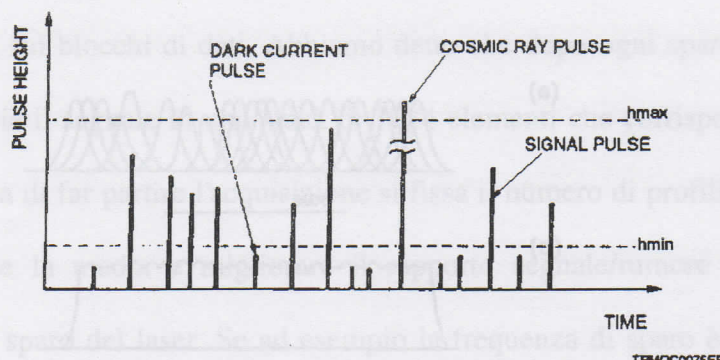


Fig. 3.7 Gli impulsi di singolo fotone risultano separati e possono essere contati.

Consideriamo il primo punto e pensiamo di contare gli impulsi misurati all'anodo del fotomoltiplicatore per un certo intervallo di tempo e di graficarli in funzione della loro ampiezza ( o altezza ). Risulterà evidente dalla distribuzione ottenuta che per utilizzare il fotomoltiplicatore con la tecnica del fotoconteggio il contatore all'uscita del fototubo non dovrà considerare né gli impulsi troppo piccoli, al di sotto di una certa soglia  $h_{\min}$  né impulsi troppo alti, al di sopra di un certo valore  $h_{\max}$ . La prima soglia serve ad eliminare gli impulsi dovuti alla radiazione di fondo e all'emissione termica mentre quella superiore serve ad eliminare gli impulsi dovuti ai raggi cosmici e al decadimento radioattivo. Per le nostre misure la soglia superiore non è necessaria dato che la componente principale del rumore è quella dovuta alla radiazione di fondo.



**Fig. 3.8** Gli impulsi di singolo fotone sono selezionati dal discriminatore in funzione della loro ampiezza.

Consideriamo ora il secondo punto e pensiamo di aver fissato la soglia ( $h_{\min}$ ) ad un livello sufficiente a filtrare il rumore di fondo e gli impulsi dovuti all'emissione termica. Supponiamo inoltre di aver fissato la lunghezza temporale di ciascun bin ad esempio a 200 ns (come è stato effettivamente nelle nostre misure). Per stabilire il numero di impulsi che superano la soglia e che possono essere separati all'interno della finestra temporale occorre considerare la larghezza degli impulsi all'altezza della soglia, la frequenza di campionamento del discriminatore e quella del contatore. Nel seguito della discussione utilizzeremo per questi parametri i valori con cui abbiamo effettuato le misure. Per il primo parametro, non essendo possibile stabilire la larghezza dell'impulso all'altezza della soglia, utilizziamo quella a mezza altezza (fwhm) che per il fotomoltiplicatore da noi utilizzato per il fotoconteggio (Thorn Emi 9813QA) è pari a 3.4 ns. La frequenza di campionamento del discriminatore (Ortec 436) dichiarata dalla casa costruttrice è di 100 MHz mentre quella del contatore (Optech) è di 700 MHz. In queste condizioni la risoluzione per gli impulsi è quella imposta dal discriminatore pari a 10 ns inferiore sia a quella dovuta alla larghezza dell'impulso che a quella del



contatore pari a 1.4 ns. Possiamo quindi stabilire un valore di riferimento per il numero  $n$  di impulsi che possono essere risolti all'interno del singolo bin:

$$n = \frac{1}{2} \frac{200}{10} = 10$$

In teoria anche un solo impulso in più non potrebbe essere discriminato e quindi non verrebbe contato. Ancora più grave è la situazione in cui il numero degli impulsi è maggiore del doppio del numero precedentemente stabilito perché in questo caso potrebbe non essere contato neppure un impulso. Questa situazione si può osservare facilmente graficando un profilo di fotoconteggio ottenuto in condizioni di forte illuminazione, soprattutto quindi a bassa quota dove può verificarsi una rapida discesa del segnale che poi può risalire alle quote superiori quando le condizioni per il fotoconteggio siano soddisfatte e gli impulsi retrodiffusi possano essere risolti. Nel seguito si dà una descrizione della strumentazione utilizzata per il fotoconteggio.

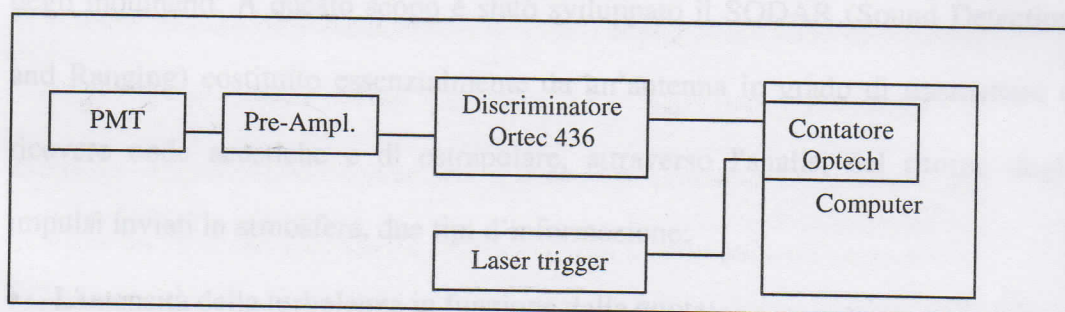


Fig. 3.9 Schema a blocchi del sistema di acquisizione digitale (fotoconteggio).

Il discriminatore Ortec permette di selezionare le soglie per l'ampiezza degli impulsi che dovranno essere inviati al contatore dopo essere stati ridisegnati. Il discriminatore riceve l'impulso che arriva dal fotomoltiplicatore attraverso il preamplificatore. L'intervallo su cui può variare la soglia è compreso tra 50 mV e 500 mV e può essere selezionato dal pannello di controllo. L'impulso, dopo essere

stato amplificato, passa attraverso un diodo discriminatore e se è maggiore della soglia viene generato un impulso NIM che viene inviato ad un convertitore NIM/TTL e poi alla scheda Optech alloggiata all'interno di un computer per il conteggio. Il discriminatore è in grado di selezionare segnali che vanno dal continuo fino a 100 MHz.

La scheda multicanale Optech ha una frequenza di campionamento massimo di 700 MHz e permette di selezionare il numero  $n$  di canali ( bin ) per ogni profilo e il tempo  $\Delta t$  di conteggio di ogni canale. Per le nostre misure si è posto  $n = 1024$   $\Delta t = 200$  ns in modo da ottenere una risoluzione spaziale  $\Delta z = 30$  m.





### 3.2 Il Sodar

Le variazioni dei profili degli aerosol dipendono dalla dinamica atmosferica. Il trasporto orizzontale e verticale dipende dal campo di vento e dalle condizioni termodinamiche dei bassi strati atmosferici. Il campo di vento è caratterizzato dai moti a scala sinottica e locale (brezze) cui si aggiungono le fluttuazioni dovute alla turbolenza. L'avvezione è condizionata dall'orografia e dall'attrito con la superficie che in seguito al riscaldamento diurno diventa la sede d'origine di moti convettivi in grado di trasportare gli aerosol in quota. Il trasporto verticale degli aerosol dalla superficie non dipende infatti dalla diffusione indotta dal moto browniano delle particelle, troppo lento, ma dalla turbolenza innescata dalle condizioni d'instabilità dell'atmosfera. La conoscenza della situazione dinamica nei bassi strati atmosferici può fornire informazioni sulla capacità di dispersione degli inquinanti. A questo scopo è stato sviluppato il SODAR (Sound Detection and Ranging) costituito essenzialmente da un'antenna in grado di trasmettere e ricevere onde acustiche e di estrapolare, attraverso l'analisi del ritorno degli impulsi inviati in atmosfera, due tipi d'informazione:

- L'intensità della turbolenza in funzione della quota;
- La componente del vento lungo il suo asse.

La prima dipende dalle disomogeneità dei bassi strati atmosferici alla scala delle lunghezze d'onda acustiche utilizzate. Le onde acustiche, com'è noto, sono diffuse da queste disomogeneità dovute alle fluttuazioni di temperatura, pressione,

velocità del vento. Il segnale ricevuto dal Sodar dipende dal coefficiente di retrodiffusione

$$\beta(R, \lambda) = 0.008 \lambda^{-1/3} \frac{C_T^2(R)}{T^2(R)}$$

dove  $\lambda$  è la lunghezza d'onda acustica dell'impulso,  $T$  la temperatura del volume sondato alla distanza radiale  $R$ , e  $C_T$  è la funzione di struttura termica che può essere interpretata come la differenza casuale di temperatura tra due punti a distanza unitaria definita da

$$C_T^2 = \frac{\langle [T(R) - T(R + \Delta R)]^2 \rangle}{(\Delta R)^{2/3}}$$

dove le parentesi angolari rappresentano una media sul tempo. Le onde acustiche, soluzioni dell'equazione

$$\nabla^2 \xi = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2}$$

dove  $c$  è la velocità dell'onda<sup>1</sup>, sono caratterizzate da un fattore sinusoidale e da un fattore esponenziale che dipende dalla frequenza e rende conto dell'attenuazione dell'onda dovuta alla dissipazione sottoforma di calore di parte dell'energia. La dipendenza dai parametri atmosferici del segnale retrodiffuso è contenuta nell'equazione del Sodar

<sup>1</sup> La velocità delle onde acustiche dipende dalle condizioni atmosferiche. Per aria secca si ha

$$c_s = \sqrt{\frac{\gamma R T}{m}}$$

dove  $\gamma$  è il rapporto delle capacità termiche a pressione e a volume costanti,  $R$  la costante dei gas e  $m$  il peso molare. Per aria umida si ha

$$c_u = c_s \left( 1 + 0.15 \frac{e}{p} \right)$$

dove  $e$  è la pressione parziale del vapor d'acqua e  $p$  la pressione atmosferica. Infine in presenza di vento medio di velocità  $v$  ad un angolo  $\varphi$  rispetto alla direzione dell'onda si ha



$$P_r = P_t \eta \frac{c\tau}{2} \beta(R, \lambda) G \frac{A}{R^2} e^{-2\alpha R}$$

L'equazione lega la potenza ricevuta  $P_r$  a quella trasmessa  $P_t$  e ai parametri strumentali  $\eta$ ,  $\tau$ ,  $G$  ed  $A$  e atmosferici  $\beta$  e  $\alpha$ . Del primo gruppo  $\eta$  è l'efficienza di conversione del segnale elettrico in segnale acustico e viceversa,  $G$  è un fattore d'efficienza che dipende dalle caratteristiche di direttività dell'antenna,  $A$  è l'apertura dell'antenna ed infine  $\tau$  è la durata dell'impulso inviato che determina la risoluzione spaziale

$$\Delta z = \frac{c\tau}{2}$$

Del secondo gruppo  $\beta$  è il coefficiente di retrodiffusione ed  $\alpha$  il coefficiente di attenuazione. Come abbiamo visto la retrodiffusione aumenta con la frequenza e con questa aumenta anche la direttività in seguito al restringimento dell'angolo solido

$$\Omega = \frac{\lambda^2}{A}$$

che contiene il lobo principale dell'antenna attraverso il quale è trasmessa e ricevuta l'energia sottoforma di onde acustiche. Tuttavia abbiamo anche detto che all'aumentare della frequenza aumenta anche l'attenuazione dell'ampiezza delle onde acustiche. Considerando i due fattori risulta che l'intervallo di frequenze utili è 1000 - 4000 Hz all'interno quindi dell'intervallo udibile dall'orecchio umano (da 20 Hz a 20 KHz). La portata  $H$  di un'antenna Sodar è definita dal periodo  $T$  di ripetizione degli impulsi

---


$$c = c_u + v \cos \varphi$$

$$H = \frac{cT}{2}$$

dove  $c$  è la velocità del suono ( in media circa  $340 \text{ ms}^{-1}$ ). Una sola antenna permette di ricavare solo una delle componenti del campo di vento, quella radiale.

Il sistema Sodar installato sul tetto dell'edificio del dipartimento di Fisica è costituito invece da tre antenne che permettono, come vedremo, di ottenere informazioni su tutte le componenti. Le antenne hanno diverse orientazioni e una di loro ha l'asse in direzione verticale ed è quella che fornisce informazioni, oltre che sulla componente verticale del vento, anche sulla struttura dello strato atmosferico sondato. L'informazione è memorizzata e stampata come "fac-simile" in funzione del tempo di acquisizione e della quota. Le tracce più scure segnate sul fac-simile rappresentano i volumi in cui le fluttuazioni di temperatura sono più marcate alla scala della semilunghezza dell'onda acustica. Nel fac-simile si notano strutture verticali ed orizzontali. Quelle verticali con traccia scura caratterizzano le masse d'aria ascendenti, più calde, quelle con traccia più chiara caratterizzano le masse d'aria discendenti più fredde. Le strutture orizzontali rappresentano le interfacce di separazione tra strati d'aria diverse e possono ad esempio rappresentare zone di inversione termica. Vediamo ora la tecnica utilizzata per estrarre, dal segnale ricevuto dalle tre antenne, le informazioni sulle componenti del vento. Abbiamo detto all'inizio che è possibile determinare la componente del vento lungo l'asse dell'antenna Sodar. Disponendo tre antenne orientate in direzioni diverse si determina il campo di vento misurando lo spostamento Doppler in frequenza tra il segnale trasmesso da ciascuna antenna e quello ricevuto secondo il riferimento definito dai tre assi delle antenne



$$V_i = \frac{1}{2} \frac{c \Delta f_i}{f_i}$$

dove  $f_i$  è la frequenza dell'impulso trasmesso da ciascuna antenna. Infatti, affinché ciascuna antenna orientata distingua l'eco del proprio impulso da quello delle altre antenne, ciascuna antenna trasmette a frequenze diverse, nel nostro caso a 1750, 2000 e 2250 Hz. E riceve all'interno di una banda passante di 80 Hz.. Dalle componenti rispetto agli assi delle antenne si possono calcolare le componenti secondo un riferimento ortogonale ( $U_x, U_y, U_z$ ) attraverso la matrice di trasformazione

$$\hat{A} = \begin{pmatrix} \cos x_1 & \cos y_1 & \cos z_1 \\ \cos x_2 & \cos y_2 & \cos z_2 \\ \cos x_3 & \cos y_3 & \cos z_3 \end{pmatrix}$$

dove  $\cos x_i$ ,  $\cos y_i$  e  $\cos z_i$  sono i coseni direttori dell'asse dell' $i$ -esima antenna rispetto ad un riferimento ortogonale. La relazione tra le componenti secondo i due riferimenti è data da

$$\vec{U} = \hat{A}^{-1} \vec{V}$$

Dalle componenti  $U_x$  e  $U_y$  si calcola il modulo della velocità orizzontale

$$U_{xy} = \sqrt{U_x^2 + U_y^2}$$

e la direzione

$$\theta = \arctg \frac{U_x}{U_y}$$

La banda passante e la frequenza di trasmissione e l'orientazione fissano l'intervallo di velocità misurabile da ciascuna antenna. I profili ottenuti per ogni eco devono essere mediati per ottenere una misura sufficientemente accurata, sia

per ridurre il rumore, sia per ridurre l'incertezza dovuta al fatto che per ogni eco le tre antenne sondano volumi diversi. Per invertire i dati mediati dal campo delle frequenze a quello delle velocità, si utilizza la Trasformata di Fourier Veloce (FFT).

**Tabella delle Caratteristiche del SODAR APM-400**

Diametro d'antenna	1.5 m
Frequenze	1750 – 2000 - 2250 Hz
Banda passante dei ricevitori	80 Hz
Durata dell'impulso	50 – 200 (ms)
Periodo di ripetizione	6 s
Portata	40 – 1000 m
Risoluzione verticale	27 m
Accuratezza	$0.2 \text{ ms}^{-1}$
Risoluzione	$0.15 \text{ ms}^{-1}$
Vento verticale misurabile	$0 - 10 \text{ ms}^{-1}$
Vento orizzontale misurabile	$0 - 30 \text{ ms}^{-1}$



### 3.3 Il Radiometro

Il radiometro è un sistema di telerilevamento passivo. L'energia ricevuta dal radiometro è dovuta alla radiazione emessa direttamente dall'oggetto osservato, legata alla sua temperatura fisica, e da quella riflessa dalla scena circostante raccolta dall'antenna. L'intervallo utilizzato dello spettro delle onde elettromagnetiche è nelle microonde come si può verificare dalla legge di Rayleigh-Jeans dato che sulla Terra la temperatura media è intorno ai 300 K. Un radiometro è costituito essenzialmente da un'antenna che capta la radiazione e trasforma il segnale ottico in segnale elettrico, e un ricevitore composto a sua volta da un oscillatore e un mixer, che modulano il segnale, da un amplificatore a frequenza intermedia e da un detector da cui si ottiene in uscita un segnale proporzionale alla potenza del segnale in ingresso. Il segnale in tensione all'uscita del ricevitore è poi integrato per un certo intervallo di tempo per migliorare la risoluzione. Nel seguito vedremo in che modo è possibile determinare il profilo di temperatura dei bassi strati atmosferici con misure radiometriche. A questo scopo, occorre trovare prima di tutto la relazione che lega il segnale elettrico misurato all'uscita del radiometro con la temperatura degli strati atmosferici osservati, e in seguito discutere il funzionamento del radiometro e la sua risoluzione. Per trovare la relazione suddetta è utile considerare la potenza ricevuta da un'antenna che osserva una sorgente estesa di radiazione con brillantezza spettrale  $B_r(\theta, \varphi)$  nella direzione  $(\theta, \varphi)$  rispetto al riferimento dell'antenna

$$P = \frac{1}{2} A_r \int_f^{f+\Delta f} df \iint_{4\pi} B_f(\theta, \varphi) F_n(\theta, \varphi) d\Omega$$

dove  $A_r$  è la superficie dell'antenna e  $F_n(\theta, \varphi)$  il suo diagramma di radiazione normalizzato. Il fattore  $\frac{1}{2}$  tiene conto del fatto che la radiazione osservata non è polarizzata ma il radiometro lo è e quindi misura solo la metà della radiazione che arriva all'antenna. Se l'antenna osservasse un corpo nero, potremmo sostituire all'espressione della brillantezza spettrale, nell'intervallo di frequenza delle microonde, la legge di Rayleigh-Jeans

$$B_f = \frac{2f^2 k_B T}{c^2} = \frac{2k_B T}{\lambda^2}$$

Per un intervallo di frequenze  $\Delta f$  in cui  $B_f$  è costante, la brillantezza è

$$B = B_f \Delta f = \frac{2k_B T}{\lambda^2} \Delta f$$

Analogamente per i corpi grigi, con emissività  $e(\theta, \varphi) < 1$ , si definisce una relazione analoga per la brillantezza

$$B(\theta, \varphi) = \frac{2k_B}{\lambda^2} T_B(\theta, \varphi) \Delta f$$

dove  $T_B(\theta, \varphi)$  è la temperatura di brillantezza legata alla temperatura fisica  $T$  del corpo dalla relazione

$$e(\theta, \varphi) = \frac{T_B(\theta, \varphi)}{T}$$

La temperatura di brillantezza per un corpo grigio è quindi sempre minore della sua temperatura fisica. La potenza misurata ai capi dell'antenna può essere espressa in



termini di potenza misurata ai capi di una resistenza equivalente alla temperatura fisica  $T_A$  nell'intervallo di frequenza  $\Delta f$

$$P = k_B T_A \Delta f = \frac{A_r}{\lambda^2} \iint_{4\pi} k_B T_B(\theta, \varphi) F_n(\theta, \varphi) \Delta f d\Omega$$

da cui si ricava l'espressione della temperatura d'antenna (senza perdite resistive)

$$T_A = \frac{A_r}{\lambda^2} \iint_{4\pi} T_B(\theta, \varphi) F_n(\theta, \varphi) d\Omega$$

La relazione tra la temperatura d'antenna e la tensione misurata ai capi del ricevitore si ottiene attraverso almeno due misure di calibrazione con sorgenti con diverse temperature di brillantezza, di cui si conosce il valore, a cui corrispondono due valori diversi del segnale in tensione. Tracciata la retta che unisce i punti  $(T_A, V)$  si può calcolare la temperatura d'antenna relativa ad ogni segnale in tensione all'uscita del ricevitore. A questo punto, per arrivare alla relazione cercata tra la temperatura fisica atmosferica e il segnale misurato, occorre conoscere la temperatura di brillantezza dell'atmosfera nell'intervallo di frequenza  $\Delta f$  e soprattutto la sua dipendenza dalla temperatura fisica. La temperatura di brillantezza per gli strati d'atmosfera in cui sono coinvolti processi d'emissione, assorbimento e diffusione della radiazione si calcola attraverso l'equazione del trasferimento radiativo che in termini di brillantezza si scrive

$$\frac{dB}{d\tau} + B = J$$

dove  $d\tau = k_e dr$  è lo spessore ottico differenziale e  $k_e$  il coefficiente d'estinzione.

Il termine a secondo membro  $J$  è una funzione di sorgente che tiene conto

dell'emissione e della radiazione diffusa nella direzione d'osservazione del radiometro. La soluzione dell'equazione differenziale si scrive

$$B(r) = B(0)e^{-\tau(0,r)} + \int_0^r k_e(r')J(r')e^{-\tau(r',r)}dr'$$

In base alla legge di Kirchhoff il termine d'emissione della funzione di sorgente è pari all'assorbimento che nelle microonde, dove è anche possibile trascurare il termine dipendente dalla diffusione, vale

$$J(r) = \frac{2k_B}{\lambda^2} T(r)\Delta f$$

Sostituendo quest'espressione della funzione di sorgente nella soluzione dell'equazione del trasferimento scritta in funzione della temperatura di brillantezza si ha

$$T_B(r) = T_B(0)e^{-\tau(0,r)} + \int_0^r k_e(r')T(r')e^{-\tau(r',r)}dr'$$

Il radiometro utilizzato ha la banda passante centrata intorno alla riga d'assorbimento dell'ossigeno molecolare (60 GHz) quindi si può sostituire il coefficiente d'estinzione con quello d'assorbimento  $k_a$  a questa particolare frequenza. Poiché l'ossigeno molecolare è distribuito uniformemente fino a 100 km, non occorre introdurre termini correttivi nell'equazione precedente. Il coefficiente d'assorbimento dipenderà ovviamente dalla quota dello strato atmosferico osservato in modo da tener conto della diminuzione della densità delle molecole d'O<sub>2</sub> all'aumentare di questa. In particolare per un radiometro a terra che osserva l'atmosfera dal basso verso l'alto sotto un angolo  $\theta$  rispetto alla verticale, si ha



$$T_B(\theta) = \sec \theta \int_0^{\infty} k_a(z') T(z') e^{-\tau(0,z') \sec \theta} dz'$$

Sostituendo quest'equazione in quella che lega la temperatura di brillanza dello strato osservato dal radiometro alla temperatura d'antenna, abbiamo la relazione cercata tra il segnale misurato e il profilo di temperatura  $T(z)$ . L'equazione precedente è un'equazione integrale di Fredholm del primo tipo che viene risolta con metodi numerici noti  $T_B(\theta)$  (in funzione di  $T_A$ ) e il kernel  $k_a(z) e^{-\tau(0,z) \sec \theta}$  per diversi valori di  $\theta$ .

Ora, come anticipato all'inizio, passiamo a discutere il funzionamento del radiometro e la risoluzione ottenibile per i profili di temperatura. Prima di tutto occorre considerare che ogni elemento che compone il radiometro introduce un rumore sul segnale misurato. Quest'ultimo inoltre è anch'esso un segnale di tipo caotico. In radiometria si usa descrivere le caratteristiche di rumore di un dispositivo con il concetto di temperatura equivalente di rumore in ingresso che consiste nel sostituire il circuito reale con un circuito ideale privo di rumore ai cui ingressi si collega un resistore alla temperatura fisica  $T_E$ . La potenza in ingresso è allora  $k_B T_E \Delta f$  e all'uscita si ha  $\Delta P_{no} = G k_B T_E \Delta f$  che rappresenta il rumore del dispositivo e dove  $G$  è il guadagno. Quindi ogni elemento del radiometro può essere caratterizzato da un guadagno  $G$  e da una temperatura equivalente di rumore in ingresso  $T_E$ . Quest'ultima viene determinata convenzionalmente ponendo all'ingresso del circuito reale un resistore alla temperatura standard  $T_0 = 290$  K in base alla relazione  $T_E = (F - 1)T_0$ , dove  $F$  è la figura di rumore del

dispositivo che si ricava da misure del rapporto segnale/rumore all'ingresso e all'uscita secondo la formula

$$F = \frac{\frac{P_{si}}{P_{ni}}}{\frac{P_{so}}{P_{no}}}$$

dove  $P_{si}/P_{ni}$  è il rapporto segnale/rumore in ingresso e  $P_{so}/P_{no}$  è lo stesso rapporto all'uscita. Poiché il segnale raccolto dall'antenna è dello stesso tipo del rumore, possiamo considerare una temperatura equivalente di rumore in ingresso del radiometro

$$T_{RD} = T + T_{REC}$$

All'uscita del ricevitore, caratterizzato da un guadagno complessivo  $G$  e dalla temperatura di rumore  $T_{REC}$ , il segnale in tensione è

$$V_{ut} = GT_{RD}$$

L'errore su questo segnale è dovuto alle fluttuazioni di temperatura  $\Delta T_s$  e alle fluttuazioni di guadagno del ricevitore  $\Delta G$ . Si può scrivere quindi

$$\Delta V_{out} = G\Delta T_s + T_{RAD}\Delta G$$

L'errore dovuto alle fluttuazioni di temperatura è pari al valor medio del segnale e al fine di ridurlo si integra per un tempo  $\tau$  ottenendo quindi un errore

$$G\Delta T_s = \frac{GT_{RAD}}{\sqrt{\tau\Delta f}} \quad \text{da cui} \quad \Delta T_s = \frac{T_{RAD}}{\sqrt{\tau\Delta f}}$$

L'errore dovuto alle fluttuazioni di guadagno viene interpretato anch'esso come un errore dovuto a fluttuazioni di temperatura  $\Delta T_G$  e si scrive



$$T_{RAD} \Delta G = G \Delta T_G \quad \text{da cui} \quad \Delta T_G = T_{RAD} \frac{\Delta G}{G}$$

La risoluzione complessiva del radiometro è quindi

$$\Delta T_{RAD} = \sqrt{(\Delta T_S)^2 + (\Delta T_G)^2}$$

L'errore dovuto alle fluttuazioni di guadagno è molto maggiore di quello dovuto alle fluttuazioni di temperatura. Al fine di ridurlo si introduce nello schema funzionale del radiometro uno switch all'ingresso del ricevitore e un demodulatore sincrono tra il detector e l'integratore. Lo switch fa passare alternativamente il segnale proveniente dall'antenna e quello proveniente da una sorgente di rumore di riferimento alla temperatura  $T_{REF}$ . La risoluzione del radiometro diventa

$$\Delta T_{RAD} = \sqrt{(\Delta T_S)^2 + (\Delta T_G)^2 + (\Delta T_{REF})^2} \quad \text{dove} \quad \Delta T_{REF} = \frac{T_{REF} + T_{REC}}{\sqrt{\frac{\tau}{2} \Delta f}}$$

Se  $T_{REF} = T_A$  l'errore dovuto alle fluttuazioni di guadagno viene eliminato e la risoluzione del radiometro (bilanciato) diventa

$$\Delta T_{RAD} = \frac{2(T_A + T_{REC})}{\sqrt{\tau \Delta f}}$$

**Tabella delle caratteristiche del radiometro MTP-5**

Quota massima	600 m
Accuratezza del profilo di temperatura	$\leq 0.5^\circ \text{C}$
Risoluzione in quota	50 m
Intervallo temperatura di rumore - $T_A$	293-323 K
Sensibilità (1 sec. di integraz.) $\Delta T_{RAD}$	0.04 K
Temperatura del ricevitore - $T_{REC}$	600 K
Frequenza	59.86 GHz
Larghezza di banda - $\Delta f$	2 GHz
Numero di angoli	11

## Capitolo 4

### L'equazione Lidar

In questo capitolo si descrive la tecnica di inversione dei dati Lidar per il calcolo dei parametri ottici degli aerosol. La tecnica è derivata da quella utilizzata nel laboratorio G24 per lo studio degli aerosol troposferici [Di Girolamo et al., 1994]. In seguito si dà una descrizione delle problematiche che caratterizzano il processo di acquisizione e di inversione dei dati nelle misure in bassa troposfera.

#### 4.1 Metodo di inversione

Il radar ottico per il sondaggio dell'atmosfera fu utilizzato per la prima volta nel 1963 [Fiocco et al., 1963]. Alla base del nuovo strumento vi fu la disponibilità di una sorgente di luce con caratteristiche eccezionali: il laser ad impulsi. Già nel 1963 fu possibile impiegare il lidar per osservare gli echi degli impulsi laser prodotti dalla retrodiffusione dei volumi atmosferici a quote fino a 180 Km con la tecnica del fotoconteggio. Lo sviluppo del lidar ha seguito quello delle sue componenti, in particolare del laser e dell'elettronica d'acquisizione e trattamento dei dati. Per quanto riguarda il laser, è aumentata notevolmente la frequenza di ripetizione degli impulsi e lo spettro delle lunghezze d'onda disponibili. Una maggiore frequenza di ripetizione permette di ottenere un miglior rapporto segnale/rumore attraverso l'integrazione, a parità di tempo d'acquisizione, di un



numero maggiore di profili lidar. La disponibilità di sorgenti laser a lunghezze d'onda diverse permette di misurare la densità dei gas in atmosfera per assorbimento differenziale della radiazione e la valutazione della distribuzione dimensionale delle particelle in sospensione. Anche l'elettronica d'acquisizione, da cui dipende in ultima analisi la risoluzione spaziale dei dati lidar, ha subito uno sviluppo notevole. La risoluzione ottenuta nel 1963 era di 10 Km mentre oggi si lavora con risoluzioni dell'ordine dei metri grazie a schede elettroniche disponibili in commercio da utilizzare con un normale personal computer attraverso il quale è possibile conservare i dati acquisiti su supporti magnetici od ottici. Attraverso tecniche interferometriche è stato possibile utilizzare il lidar per ottenere profili della componente radiale del vento per effetto Doppler. Il maggior numero di studi in cui è stato utilizzato il lidar, hanno riguardato la stratosfera. Già ai suoi esordi il lidar è stato utilizzato per osservare il contenuto d'aerosol nella bassa stratosfera soprattutto in seguito alle eruzioni vulcaniche (Monte Agung, Marzo 1963) e per studiare le correlazioni con il contenuto d'ozono. L'aumento del contenuto d'aerosol stratosferico in seguito alle eruzioni vulcaniche è responsabile di diversi processi tra cui l'aumento della temperatura in seguito all'assorbimento della radiazione solare, la modificazione della chimica dell'atmosfera in seguito ai processi catalitici che si svolgono sulla loro superficie, l'aumento del cammino ottico dei raggi solari e quindi della loro efficacia nelle reazioni fotochimiche. Tutti questi processi chimici e fisici interagiscono con quelli da cui dipende il contenuto dell'ozono in stratosfera e gli studi fatti evidenziano un'anticorrelazione tra quest'ultimo e gli aerosol. Sempre nella stratosfera un altro oggetto di studio in

cui il lidar si è dimostrato essenziale sono le nubi e in particolari i cirri e le PSC (Polar Stratospheric Clouds). Data la vastità della superficie terrestre coperta dalle nubi, la conoscenza delle loro proprietà radiative è di estrema importanza. Solo più recentemente, proprio in seguito al notevole incremento della risoluzione spaziale e della frequenza di ripetizione dei laser, il lidar è stato impiegato per lo studio della troposfera e in particolare dello strato limite planetario. Come vedremo infatti, il lidar può essere impiegato con successo per studiare la dinamica atmosferica utilizzando gli aerosol come traccianti. Ad esempio, il lidar è in grado di rilevare chiaramente gli strati in cui si è prodotta un'inversione del profilo di temperatura che nelle aree urbane possono limitare la dispersione verticale degli inquinanti potenzialmente pericolosi per la salute umana. Per ricavare le informazioni sui parametri ottici degli aerosol occorre invertire l'equazione del lidar che lega questi parametri alla potenza del segnale ottico retrodiffuso. Discuteremo inizialmente l'equazione nel caso più semplice in cui si suppone che i fotoni raccolti dal sistema ricevente abbiano origine da un solo processo diffusivo e che il cono di luce prodotto dalla divergenza del fascio laser sia completamente all'interno del campo di vista del telescopio. L'equazione nelle condizioni suddette per il lidar monostatico orientato in direzione verticale è

$$P(z) = \eta P_0 \frac{c\tau}{2} \frac{A}{z^2} \beta(z) \exp \left[ -2 \int_0^z \alpha(z') dz' \right] \quad (4.1.1)$$

In questa equazione  $P(z)$  rappresenta la potenza istantanea ricevuta al tempo  $t$  dalle particelle diffondenti alla distanza  $z$ .  $P_0$  è la potenza trasmessa,  $\eta$  l'efficienza del sistema ottico ed elettronico di ricezione,  $c$  la velocità della luce,  $\tau$  la



larghezza dell'impulso laser.  $A$  è la superficie del telescopio e  $Az^{-2}$  è l'angolo solido sotteso alla distanza  $z$ . Il fattore  $c\tau/2$  rappresenta la risoluzione spaziale minima utilizzabile nella direzione di propagazione del fascio che in genere deve essere sostituita dalla risoluzione  $\Delta z$  imposta dall'elettronica di acquisizione.  $\beta$  è il coefficiente di retrodiffusione per unità di volume dell'atmosfera di cui si è parlato alla fine del capitolo riguardante gli aerosol.  $\beta(z)$  definisce la frazione di energia incidente retrodiffusa dal volume unitario di atmosfera alla distanza  $z$  ed ha le dimensioni  $m^{-1}sr^{-1}$ .  $\alpha(z)$  è il coefficiente d'estinzione per unità di volume e definisce la frazione di energia sottratta dall'onda incidente per diffusione o per assorbimento ed ha le stesse dimensioni del coefficiente di retrodiffusione. Sia  $\alpha(z)$  che  $\beta(z)$  rappresentano la somma dei contributi di diverse specie gassose e di particelle di origini diverse alla retrodiffusione e all'estinzione. La retrodiffusione e l'estinzione prodotte dalle molecole dei gas atmosferici dipendono fortemente dalla lunghezza d'onda della radiazione incidente attraverso le rispettive sezioni d'urto di diffusione e di assorbimento oltreché dal numero di molecole per unità di volume. La dipendenza dalla lunghezza d'onda della radiazione incidente dei coefficienti per gli aerosol è meno stringente ed è legata soprattutto alle dimensioni delle particelle attraverso il parametro dimensionale  $x = 2\pi a / \lambda$ . Come già detto quando abbiamo parlato degli aerosol, la diffusione delle molecole, le cui dimensioni sono molto minori della lunghezza d'onda  $\lambda$  della radiazione incidente, è descritta dalla teoria di Rayleigh mentre quella prodotta dalle particelle di aerosol, di dimensioni confrontabili con  $\lambda$ , è descritta dalla teoria di Mie. In base a questa distinzione si può scrivere

$$\alpha(z) = \alpha_R(z) + \alpha_M(z) \quad (4.1.2)$$

$$\beta(z) = \beta_R(z) + \beta_M(z) \quad (4.1.3)$$

dove  $\alpha_R$  e  $\beta_R$  rappresentano i coefficienti d'estinzione e retrodiffusione delle molecole e  $\alpha_M$ ,  $\beta_M$  quelli dovuti alle particelle. La sezione d'urto differenziale di retrodiffusione per la miscela di gas atmosferici nello strato omogeneo fino a 100 Km è

$$\left( \frac{d\sigma_R}{d\Omega} \right)_{\theta=\pi} = 5.45 \left[ \frac{\lambda(\mu m)}{0.55} \right]^4 \cdot 10^{-32} \text{ m}^2 \text{sr}^{-1} \quad (4.1.4)$$

Per  $\lambda = 0.532 \mu m$  la sezione d'urto differenziale vale  $6.226 \cdot 10^{-32} \text{ m}^2 \text{sr}^{-1}$ . Dalla relazione si calcola il coefficiente di retrodiffusione Rayleigh per i gas

$$\beta_R(z) = N_{mol}(z) \left( \frac{d\sigma_R}{d\Omega} \right)_{\theta=\pi} \text{ m}^{-1} \text{sr}^{-1} \quad (4.1.5)$$

dove  $N_{mol}(z)$  è il numero di molecole per unità di volume alla quota  $z$ , che è possibile calcolare attraverso la legge dei gas dai profili di pressione e temperatura  $p(z)$  e  $T(z)$ . Questi ultimi possono essere ottenuti dai radiosondaggi o dalle tabelle di atmosfera standard in funzione della latitudine e della stagione

$$N_{mol}(z) = \frac{p(z)}{k_B T(z)} \quad (4.1.6)$$

L'estinzione molecolare per luce polarizzata si calcola dalla semplice relazione

$$\alpha_R = \frac{8\pi}{3} \beta_R \quad (4.1.7)$$

Dai profili di pressione e temperatura è quindi possibile ottenere un profilo teorico per il segnale lidar dovuto alle sole molecole

$$P_R(z) = \eta P_0 \Delta z \frac{A}{z^2} \beta_R(z) \exp \left[ -2 \int_0^z \alpha_R(z') dz' \right] \quad (4.1.8)$$



Poiché i dati di pressione e temperatura non sono continui dobbiamo sostituire all'integrale una somma. Inoltre i fattori  $\eta$  e  $P_0$  non sono noti con precisione e possono variare in seguito alla variazione dell'energia degli impulsi laser o dell'efficienza dei fotomoltiplicatori e dell'ottica di ricezione. Nel seguito considereremo unitario il prodotto  $\eta P_0$  per semplificare il processo di inversione dell'equazione lidar. Possiamo quindi calcolare

$$P_R(z_j) = \frac{A}{z_j^2} \Delta z \beta_R(z_j) \exp \left[ -2 \sum_{i=1}^j \alpha_R(z_i) \Delta z \right] \quad (4.1.9)$$

Con questa equazione possiamo tracciare il grafico del profilo molecolare. Dal confronto di un profilo lidar con quello teorico si possono ottenere informazioni sulla distribuzione degli aerosol nell'atmosfera. Il profilo lidar, costituito da valori discreti, è dato da

$$P_M(z_j) = k \frac{A}{z_j^2} \Delta z \beta(z_j) \exp \left[ -2 \sum_{i=1}^j \alpha(z_i) \Delta z \right] \quad (4.1.10)$$

dove  $k$  rappresenta il prodotto  $\eta P_0$  che avevamo posto ad uno nel caso del profilo molecolare. Il fattore esponenziale può essere scritto nella forma

$$T(z_f, z_i) = \exp \left[ - \sum_{k=i}^f \alpha(z_k) \Delta z \right] \quad (4.1.11)$$

dove  $T(z_f, z_i)$  è la trasmissività dello strato di atmosfera compreso tra le quote  $z_i$  e  $z_f$ . Separando l'estinzione molecolare da quella aerosolica si ha

$$\begin{aligned} T(z_f, z_i) &= \exp \left\{ - \sum_{k=i}^f [\alpha_R(z_k) + \alpha_M(z_k)] \Delta z \right\} = \\ &= T_R(z_f, z_i) T_M(z_f, z_i) \end{aligned} \quad (4.1.12)$$

dove  $T_R$  è la trasmissività delle molecole nello strato  $[z_i, z_f]$  e  $T_M$  quello del particolato nello stesso strato. Dal rapporto del profilo lidar con quello molecolare si ha

$$\frac{P_M(z_f)}{P_R(z_f)} = k \frac{\beta(z_f)}{\beta_R(z_f)} T_M^2(z_f, z_i) \quad (4.1.13)$$

Se definiamo il rapporto di retrodiffusione

$$R(z) = \frac{\beta(z)}{\beta_R(z)} = \frac{\beta_R(z) + \beta_M(z)}{\beta_R(z)} \quad (4.1.14)$$

si ha

$$\frac{P_M(z_f)}{P_R(z_f)} = k R(z_f) T_M^2(z_f, z_i) \quad (4.1.15)$$

All'interno dell'intervallo  $[z_i, z_f]$  dobbiamo considerare la presenza di uno strato di aerosol in cui il segnale lidar non segue l'andamento del profilo molecolare. Nel caso in cui lo strato contenente gli aerosol è preceduto da una zona che ne è priva si può calcolare direttamente dai dati del profilo lidar la trasmissività di tutto lo strato dalla differenza del profilo molecolare prima e dopo dovuta all'estinzione prodotta dagli aerosol. Un esempio è mostrato in figura 4.1 dove insieme al profilo lidar sono tracciati due profili molecolari. Nel caso delle nostre misure in cui si intende valutare le caratteristiche ottiche degli aerosol presenti nello strato limite questa tecnica non è utilizzabile. La superficie terrestre è infatti, come vedremo anche dai dati presi durante le misure, una sorgente di aerosol che attraverso moti convettivi sono distribuiti dalla superficie fino a 2-3 km e oltre. Nel nostro caso quindi occorre considerare uno strato di aerosol che inizia alla



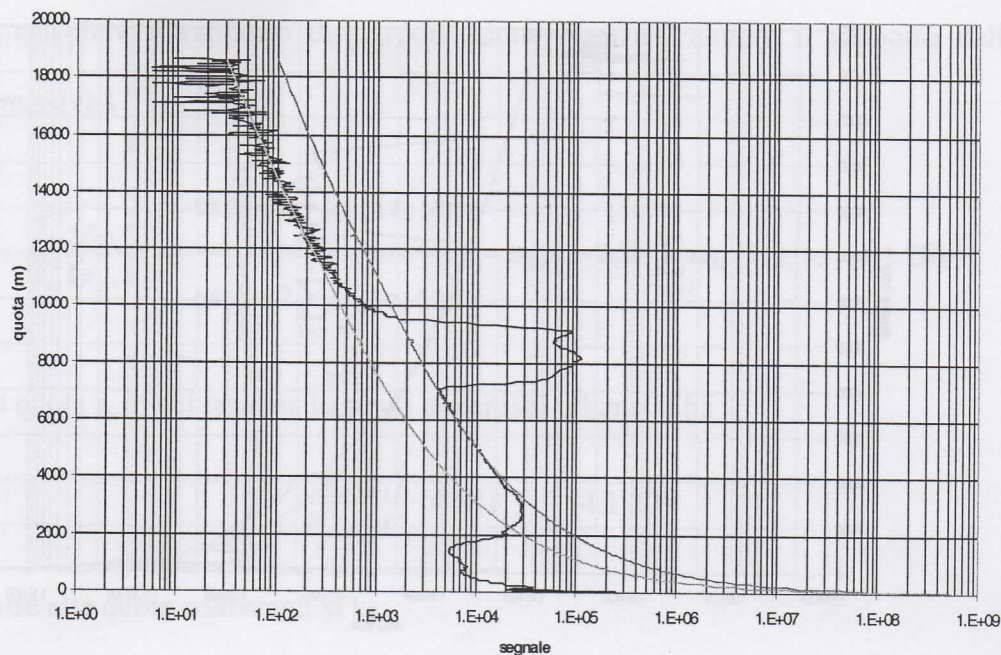


Fig. 4.1 Profilo Lidar del canale 3 acquisito in fotoconteggio il 17/6/98 alle ore 22:25 (30 min)

superficie e finisce ad una certa quota  $z_t$  e non è quindi possibile calcolare la trasmissività dell'intero strato ovvero il suo spessore ottico. Come si vede dalla figura 4.2 non è possibile stabilire la posizione del profilo molecolare al di sotto dello strato di aerosol inferiore a meno di non introdurre delle ipotesi a priori. E' invece semplice posizionare il molecolare al di sopra dello strato dato che tra questo e lo strato di aerosol superiore vi è una zona priva di aerosol. Indichiamo nel seguito lo strato di aerosol in figura compreso tra la superficie e i 4000 m con l'aggettivo "urbano" sia per distinguerlo da altri eventualmente presenti a quote superiori sia perché, come vedremo in seguito, la sua sorgente principale è senza dubbio la superficie urbana. La trasmissività per lo strato di aerosol urbano si può scrivere nella forma

$$T_M^2(z_f, z_i) = T_M^2(z_f, z_t) T_M^2(z_t, z_i) \quad (4.1.16)$$

dove si può porre

Profilo lidar ch1 (parallelo)

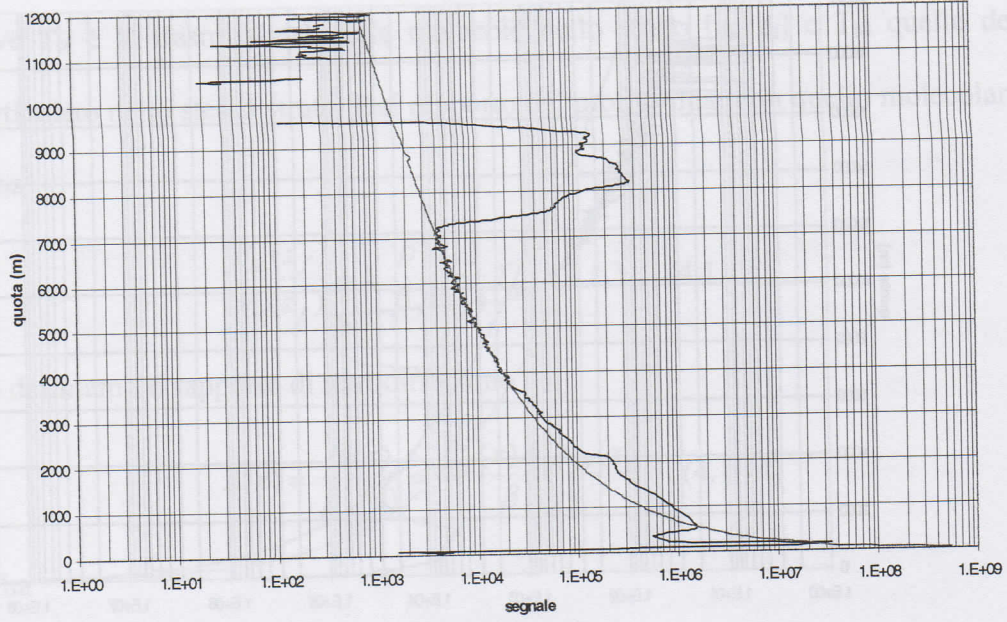


Fig. 4.2 Profilo lidar del canale 1 acquisito il 17/6/98 alle ore 22:25 (30 min.)

$$T_M^2(z_f, z_i) = 1 \text{ e } R(z) = 1$$

per  $z \in [z_i, z_f]$ , perciò si ha

$$\frac{P_M(z_j)}{P_R(z_j)} = k T_M^2(z_i, z_j) = C_L \text{ con } z_j \in [z_i, z_f] \quad (4.1.17)$$

La costante lidar  $C_L$  rappresenta quindi il valore per il quale occorre dividere il segnale affinché il profilo lidar si appoggi sul profilo molecolare nell'intervallo di quote privo di aerosol  $[z_t, z_f]$ . Nello strato di aerosol sottostante compreso nell'intervallo  $[z_i, z_t]$  si ha invece

$$\frac{P_M(z_j)}{P_R(z_j)} = \frac{k \beta(z_j) T_M^2(z_j, z_i)}{\beta_R(z_j)} = C_L R(z_j) \frac{T_M^2(z_j, z_i)}{T_M^2(z_i, z_i)} \quad (4.1.18)$$

da cui si ricava

$$R(z_j) = \frac{P_M(z_j)}{P_R(z_j) C_L} \frac{T_M^2(z_i, z_i)}{T_M^2(z_j, z_i)} \quad (4.1.19)$$



Per calcolare il rapporto di retrodiffusione occorre valutare il rapporto delle trasmissività

$$\frac{T_M^2(z_t, z_i)}{T_M^2(z_j, z_i)} = \frac{\exp\left[-2\sum_{k=i}^t \alpha_M(z_k)\Delta z\right]}{\exp\left[-2\sum_{k=i}^j \alpha_M(z_k)\Delta z\right]} = \exp\left[-2\Delta z \sum_{k=j+1}^t \alpha_M(z_k)\right] \quad (4.1.20)$$

Alla quota  $z_t$  in cui termina lo strato di aerosol urbano si ha

$$\frac{P_M(z_t)}{P_R(z_t)C_L} = R(z_t) \quad (4.1.20)$$

mentre alle quote sottostanti si ha

$$\frac{P_M(z_{t-j})}{P_R(z_{t-j})C_L} = R(z_{t-j}) \exp\left[2\Delta z \sum_{k=t-j+1}^t \alpha_M(z_k)\right] \quad (4.1.21)$$

e

$$R(z_{t-j}) = \frac{P_M(z_{t-j})}{P_R(z_{t-j})C_L} \exp\left[-2\Delta z \sum_{k=t-j+1}^t \alpha_M(z_k)\right] \quad (4.1.22)$$

A questo punto per risolvere l'equazione lidar occorre assumere una relazione funzionale tra il coefficiente di retrodiffusione  $\beta_M$  e quello d'estinzione  $\alpha_M$  in modo analogo al caso molecolare. L'ipotesi più semplice è quella di una relazione di proporzionalità

$$c = \frac{\alpha_M(z)}{\beta_M(z)} \quad (4.1.23)$$

dove  $c$  è una costante che dipende dalla lunghezza d'onda del laser, dalla composizione chimica e dalla distribuzione dimensionale delle particelle. Imponendo questa relazione si suppone che la composizione e la distribuzione dimensionale degli aerosol non varia con la quota in modo che  $\alpha_M(z)$  e  $\beta_M(z)$  sono

proporzionali al numero dei diffusori presenti lungo il percorso del fascio laser ad ogni quota  $z$  e di conseguenza il loro rapporto sia costante. Il rapporto di retrodiffusione diventa allora

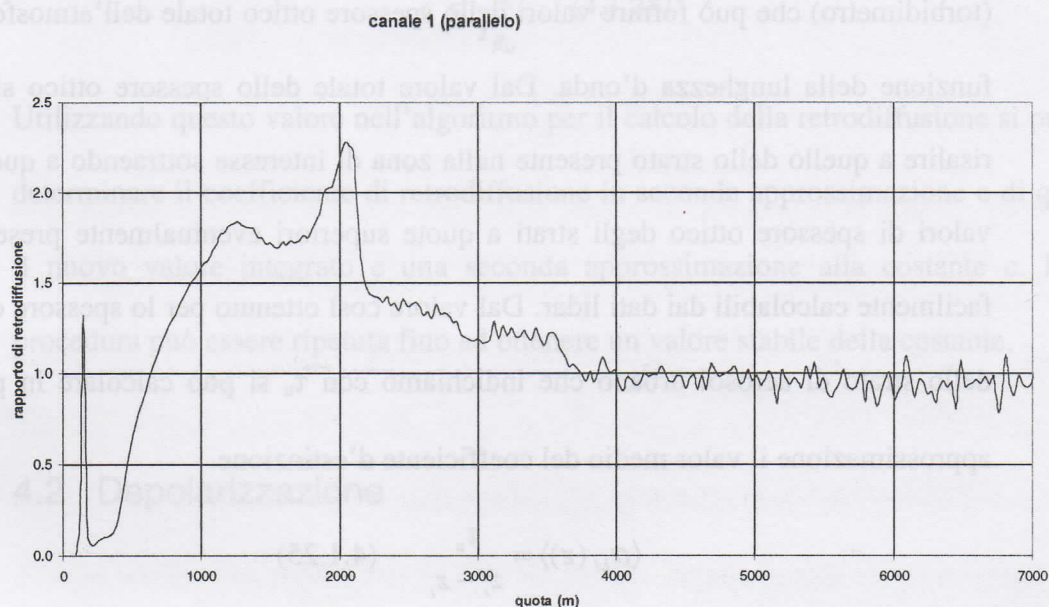
$$R(z_{t-j}) = \frac{P_M(z_{t-j})}{P_R(z_{t-j})C_L} \exp \left[ -2c\Delta z \sum_{k=t-j+1}^t \beta_M(z_k) \right] =$$

$$= \frac{P_M(z_{t-j})}{P_R(z_{t-j})C_L} \exp \left\{ -2c\Delta z \sum_{k=t-j+1}^t \beta_R(z_k) [R(z_k) - 1] \right\} \quad (4.1.24)$$

Imponendo la condizione iniziale  $R(z_t) = 1$  si può iterare l'algoritmo precedente per calcolare il rapporto di retrodiffusione per tutte le quote comprese nell'intervallo  $[z_i, z_t]$  e da questo l'estinzione. Prima di essere processati, i dati devono essere filtrati per eliminare il rumore di fondo e il rumore di buio sovrapposti al segnale effettivo. La procedura consiste semplicemente nel sottrarre ai dati del profilo il valor medio dei dati relativi alle quote maggiori. Il segnale misurato a queste quote è in massima parte costituito dal rumore e il loro valor medio rappresenta la quantità di rumore che si è aggiunto al segnale lungo tutto il profilo. Il valore per la costante  $c$  utilizzato più frequentemente in letteratura per caratterizzare l'aerosol urbano è in genere compreso tra 40 e 60. Per calcolare questi valori si fanno misure di distribuzione dimensionale, composizione chimica e analisi al microscopio per studiare la forma delle particelle. In atmosfera urbana si ottiene in genere una distribuzione bimodale con i massimi a  $0.1\mu$  e  $1\mu$ . La tipologia delle particelle comprende le particelle fini ( $0.1\mu$ ) prodotte dalla combustione incompleta di idrocarburi, dagli aggregati di queste particelle e infine da microcristalli di dimensioni maggiori ( $1-3\mu$ ) composti essenzialmente



da silice. Dalla composizione chimica determinata attraverso l'analisi a raggi x si calcola la costante dielettrica mentre la forma di queste particelle può essere studiata con un microscopio a scansione. Conoscendo quindi la distribuzione



**Fig. 4.3** Rapporto di retrodiffusione per il canale 1 per l'acquisizione del 17/6/98 (ore 22:25, 30 min)

dimensionale, la costante dielettrica e la forma si calcolano i coefficienti di estinzione e di retrodiffusione da cui si ottengono i valori del loro rapporto [Frejafon et al., 1998]. Non disponendo di valori misurati per il rapporto estinzione/retrodiffusione si è scelto di fissare  $c=60$  e in base a questo valore è stato calcolato il rapporto di retrodiffusione dalle misure da noi effettuate. Sembrerebbe quindi che il valore ottenuto per la retrodiffusione sia sostanzialmente arbitrario dipendendo da un valore arbitrario del rapporto estinzione/retrodiffusione. In realtà il risultato che si ottiene varia lentamente in funzione della variazione della costante  $c$ . Si può quindi supporre che all'interno dello strato limite urbano il valore fissato sia sufficientemente realistico almeno in

assenza di fronti o di forte vento. Una soluzione al problema della determinazione della costante  $c$  senza ricorrere a valori fissati a priori è quella di utilizzare insieme ai dati lidar le misure di trasmissività o di spessore ottico ottenute contemporaneamente con altri strumenti come ad esempio un fotometro solare (torbidimetro) che può fornire valori dello spessore ottico totale dell'atmosfera in funzione della lunghezza d'onda. Dal valore totale dello spessore ottico si può risalire a quello dello strato presente nella zona di interesse sottraendo a questo i valori di spessore ottico degli strati a quote superiori eventualmente presenti e facilmente calcolabili dai dati lidar. Dal valore così ottenuto per lo spessore ottico dello strato di aerosol urbano che indichiamo con  $\tau_u$  si può calcolare in prima approssimazione il valor medio del coefficiente d'estinzione

$$\langle \alpha_M(z) \rangle = \frac{\tau_u}{z_t - z_i} \quad (4.1.25)$$

da utilizzare nell'algoritmo seguente in cui l'indice sta ad indicare il numero di approssimazione

$$R'(z_{t-j}) = \frac{P_M(z_{t-j})}{P_R(z_{t-j})} \exp \left[ -2\Delta z \sum_{k=t-j+1}^t \langle \alpha_M(z) \rangle \right] \quad (4.1.26)$$

per ottenere un valore approssimato del rapporto di retrodiffusione e quindi del coefficiente di retrodiffusione  $\beta'_M(z) = \beta_R(z)[R'(z) - 1]$  da cui si può calcolare il valore integrato

$$I'_{\beta_M} = \int_{z_i}^{z_t} \beta'_M(z) dz \quad (4.1.26)$$

cui corrisponde nel discreto la somma



$$I'_{\beta_M} = \sum_{k=i}^l \beta'_M(z_k) \Delta z \quad (4.1.27)$$

Il rapporto tra lo spessore ottico  $\tau_u$  e il valore integrato della retrodiffusione ci fornisce una prima approssimazione della costante  $c$

$$c' = \frac{\tau_u}{I'_{\beta_M}} \quad (4.1.28)$$

Utilizzando questo valore nell'algoritmo per il calcolo della retrodiffusione si può determinare il coefficiente di retrodiffusione in seconda approssimazione e di qui il nuovo valore integrato e una seconda approssimazione alla costante  $c$ . La procedura può essere ripetuta fino ad ottenere un valore stabile della costante.

## 4.2 Depolarizzazione

La luce del laser retrodiffusa dalle particelle in sospensione è in grado di fornire informazioni sia attraverso la sua ampiezza sia attraverso l'eventuale rotazione del piano di polarizzazione originario. Per osservare la depolarizzazione si utilizzano simultaneamente due canali collegati nel nostro caso ai telescopi da 100 mm. Al primo canale è aggiunto, tra il filtro interferenziale e il fotomoltiplicatore, un polarizzatore con l'asse di trasmissione parallelo alla direzione di polarizzazione lineare della luce laser trasmessa, mentre il polarizzatore aggiunto al secondo canale, nella medesima posizione, ha l'asse di trasmissione ortogonale. Il rapporto di depolarizzazione è definito da

$$\delta = \frac{P^\perp}{P^\parallel} \quad (4.2.1)$$

dove  $P^{\parallel}$  e  $P^{\perp}$  rappresentano il segnale ottico retrodiffuso misurato con i ricevitori polarizzati in direzione parallela e ortogonale rispettivamente alla direzione di polarizzazione dell'impulso laser trasmesso. Utilizzando l'equazione lidar per ciascuno dei due canali si ha

$$P^{\parallel}(z) = \eta^{\parallel} P_0 \frac{c\tau}{2} \frac{A}{z^2} \beta^{\parallel}(z) \exp(-2\tau^{\parallel}) \quad (4.2.2)$$

$$P^{\perp}(z) = \eta^{\perp} P_0 \frac{c\tau}{2} \frac{A}{z^2} \beta^{\perp}(z) \exp(-\tau^{\parallel} - \tau^{\perp}) \quad (4.2.3)$$

dove  $\beta^{\parallel}$ ,  $\beta^{\perp}$  e  $\tau^{\parallel}$ ,  $\tau^{\perp}$  sono i coefficienti di retrodiffusione e gli spessori ottici corrispondenti ai due piani di polarizzazione osservati. Le trasmissività date dai termini  $\exp(-2\tau^{\parallel})$  e  $\exp(-\tau^{\parallel} - \tau^{\perp})$  si suppongono uguali per particelle diffondenti senza orientazioni privilegiate. In questo caso si ha

$$\delta(z) = \frac{\eta^{\perp}}{\eta^{\parallel}} \frac{\beta^{\perp}(z)}{\beta^{\parallel}(z)} \quad (4.2.4)$$

Il fattore di calibrazione  $\eta^{\perp}/\eta^{\parallel}$  normalizza le ampiezze del segnale nelle due polarizzazioni e va determinato se si vuole ottenere la depolarizzazione direttamente dal rapporto dei due segnali ed escludere errori sistematici dovuti alle diverse efficienze dei due canali. Per farlo si confronta il segnale misurato dai due canali con i polarizzatori orientati entrambi parallelamente alla direzione di polarizzazione del fascio laser. La calibrazione non è necessaria se si calcola la depolarizzazione dai valori dei coefficienti di retrodiffusione ottenuti invertendo l'equazione lidar per ciascun canale. I polarizzatori vengono montati su supporti che ne permettono la rotazione al fine di allineare l'asse di trasmissione con la direzione di polarizzazione che si vuole osservare. Nel nostro caso sono state



eseguite misure di profili lidar ruotando di volta in volta il polarizzatore al fine di determinare il massimo del segnale per il canale parallelo e il minimo per quello ortogonale. Eliminati gli effetti strumentali e di estinzione, la depolarizzazione dipende solo dalle proprietà dei coefficienti di retrodiffusione delle particelle in sospensione e delle molecole dei gas atmosferici

$$\delta(z) = \frac{\beta^{\perp}(z)}{\beta^{\parallel}(z)} \quad (4.2.5)$$

Per quanto riguarda le molecole, dalla teoria di Rayleigh, in cui la singola molecola è rappresentata come un dipolo, il campo elettrico diffuso conserva la polarizzazione del campo elettrico della radiazione incidente. Tuttavia a causa dell'anisotropia delle molecole, cioè della presenza di direzioni privilegiate di oscillazione degli elettroni, e della componente Raman della diffusione il campo diffuso dalle molecole risulta parzialmente depolarizzato. Da misure di depolarizzazione dei gas presenti in atmosfera ( $N_2$ ,  $O_2$ ,  $CO_2$ ) si calcola la depolarizzazione complessiva dell'aria pesando i contributi delle diverse specie di gas secondo la loro percentuale in volume. Si è ottenuto quindi un valore [Young, 1980]

$$\delta_R = \frac{\beta_R^{\perp}}{\beta_R^{\parallel}} = 0.0141 \quad (4.2.6)$$

Per le particelle l'unica teoria disponibile per valutare la loro capacità di cambiare il piano di polarizzazione della luce incidente è quella di Mie e riguarda solo le particelle a simmetria sferica. Ricordando i risultati ottenuti quando si è parlato delle proprietà radiative degli aerosol, si era calcolato il vettore elettrico del campo retrodiffuso

$$\begin{pmatrix} E_{\parallel s} \\ E_{\perp s} \end{pmatrix} = \frac{e^{ik(r-z)}}{-ikr} \begin{pmatrix} S_2 & 0 \\ 0 & S_1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{\parallel i} \\ E_{\perp i} \end{pmatrix} \quad (4.2.7)$$

dove  $E_{\parallel}$  e  $E_{\perp}$  indicano le componenti parallela e ortogonale ad un piano di riferimento del campo diffuso e del campo incidente. Da questa relazione si vede subito che se il campo incidente ha il piano di polarizzazione parallelo, ad esempio, al piano di riferimento, e quindi  $E_{\perp i} = 0$ , anche il campo diffuso avrà la stessa polarizzazione ( $E_{\parallel s} = S_2 E_{\parallel i}$  a meno del fattore complesso, e  $E_{\perp s} = 0$ ). Un risultato analogo si ottiene per la componente ortogonale. Quindi la radiazione retrodiffusa dalle particelle sferiche conserva la polarizzazione della radiazione incidente. Come abbiamo detto, una teoria analoga per le particelle prive di simmetria sferica non è disponibile anche se sono state studiate le proprietà radiative per particelle con altri tipi di simmetrie, sul modello di Mie. In generale il particolato atmosferico secco o i cristalli di ghiaccio hanno una forma molto complessa. Nonostante ciò sono state studiate le proprietà di depolarizzazione delle particelle di nube ed è stato possibile distinguere, con i dati del lidar polarizzato, la fase liquida da quella solida in quanto la prima non depolarizza mentre per la seconda sono stati osservati valori di depolarizzazione lineare superiore a 0.5. La depolarizzazione della fase cristallina è dovuta alle riflessioni interne che ruotando il piano di polarizzazione provocano la depolarizzazione. Non sempre i dati di depolarizzazione sono disponibili ad una semplice interpretazione. Ad esempio, cristalli di forma piana disposti orizzontalmente depolarizzano molto poco la radiazione incidente in direzione ortogonale. E' importante notare che, anche le particelle sferiche possono produrre



depolarizzazione in seguito a processi di diffusione multipla. La componente del segnale ricevuto dovuta alla diffusione multipla dipende dalla geometria del sistema lidar, in particolare dal campo di vista del telescopio, dalla concentrazione dei diffusori, dalle loro dimensioni e dalla distanza. Nelle nostre misure, in cui si è fatta particolare attenzione alle tecniche utili ad incrementare la quantità di informazioni sui bassi strati atmosferici, i profili di depolarizzazione ci permettono in primo luogo di distinguere il vapore in fase liquida dal particolato secco ed eventualmente di seguirne l'evoluzione durante le acquisizioni giornaliere. Per mettere in risalto, nelle nostre misure, la depolarizzazione dovuta solo al contributo degli aerosol escludendo quindi quella, sia pure molto minore delle molecole, si è fatto uso del valore definito precedentemente della depolarizzazione molecolare e delle relazioni

$$\beta_M^{\parallel}(z) = \beta_R^{\parallel}(z)[R^{\parallel}(z) - 1] \quad (4.2.8)$$

$$\beta_M^{\perp}(z) = \beta_R^{\perp}(z)[R^{\perp}(z) - 1] \quad (4.2.9)$$

da cui si ottiene un'espressione per la depolarizzazione degli aerosol

$$\delta_M = \frac{\beta_M^{\perp}(z)}{\beta_M^{\parallel}(z)} = \frac{R^{\perp}(z) - 1}{R^{\parallel}(z) - 1} \delta_R \quad (4.2.10)$$

### 4.3 Il fattore di forma geometrico

Dai profili lidar si nota che il segnale dovuto alla retrodiffusione aumenta in ampiezza, per i canali in acquisizione analogica, fino a 700 metri circa dopo di che comincia a diminuire. Lo stesso accade per il canale in fotoconteggio con la

differenza che il segnale termina la salita intorno ai 3000 metri. Sul segnale retrodiffuso da questi intervalli di quote intervengono diversi fattori strumentali che lo differenziano rispetto a quello, teoricamente osservabile, descritto dall'equazione lidar fin qui utilizzata. Il fattore più ovvio è quello dovuto alla non completa sovrapposizione tra l'area illuminata dal fascio laser e quella osservata dal telescopio. Un altro fattore è dovuto al fatto che l'immagine di una particella a piccola e media distanza dal telescopio cade dietro il piano focale creando su questo un cerchio di confusione con il centro spostato rispetto all'asse ottico e quindi al centro del diaframma. La lente e il filtro interferenziale posti a valle del diaframma possono aumentare l'effetto di riduzione del segnale. I raggi provenienti da una particella la cui immagine non cade sul piano focale hanno, all'uscita dalla lente, una direzione che forma un angolo non nullo con l'asse

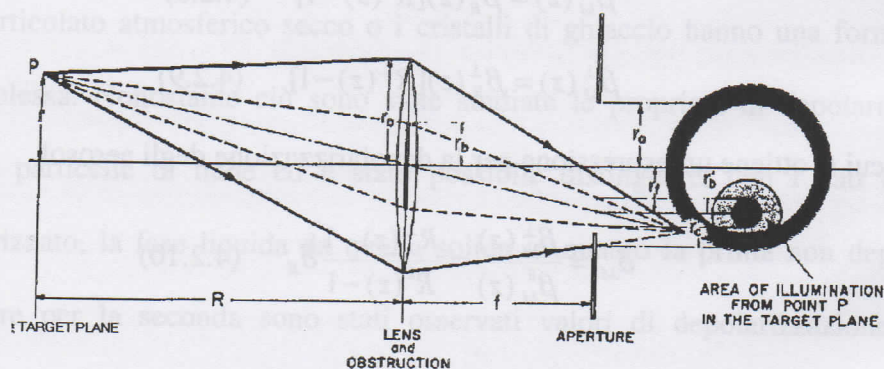


Fig. 4.5 Diagramma per il calcolo della probabilità geometrica.

ottico e quindi non sono ortogonali alla superficie del filtro. Quest'ultimo però è trasparente solo ai raggi che formano con la normale alla sua superficie un angolo non superiore ad un grado. Un altro fattore ancora è dato dall'ostruzione dello specchio secondario che però incide in piccola misura sull'ampiezza del segnale per i sistemi lidar biassiali. L'importanza relativa di ciascuno di questi fattori sul



segnale dipende dalla geometria del sistema lidar ovvero da alcuni parametri tra cui fondamentalmente: il campo di vista del telescopio, la divergenza del fascio laser, la distanza degli assi ottici del telescopio e del laser, l'angolo di disallineamento tra questi assi. La sovrapposizione parziale e la defocalizzazione modificano la dipendenza dell'equazione lidar dalla distanza e per tenerne conto il fattore  $A$  che nell'equazione rappresenta l'area fisica dello specchio primario del telescopio deve essere sostituito da una funzione  $A(z)$  della distanza. Questa funzione deve ritornare il valore costante a partire dalla quota in cui la sovrapposizione tra il campo di vista del telescopio e il fascio laser è completa. Considerando un riferimento con l'asse  $z$  coincidente con l'asse del telescopio e indicando con  $r$  e  $\psi$  le coordinate polari di un punto sul piano-bersaglio, possiamo definire formalmente l'area efficace del telescopio

$$A(z) = \frac{A}{\pi w^2(z)} \int_0^{r_T(z)} r dr \int_0^{2\pi} \xi(z, r, \psi) F(z, r, \psi) d\psi \quad (4.3.1)$$

dove  $r_T(z) = r_0 + \frac{\varphi}{2} z$  è il raggio della superficie osservata dal telescopio di raggio  $r_0$  e campo di vista  $\varphi$ , alla quota  $z$ .  $\xi(z, r, \psi)$  è una funzione che rappresenta la probabilità che la luce laser con distribuzione  $F(z, r, \psi)$  retrodiffusa sia raccolta dal sistema ricevente. La funzione di distribuzione per la luce laser può essere gaussiana o uniforme e per ciascuna di queste si calcola il raggio dell'area illuminata sul piano-bersaglio

$$w(z) = \sqrt{w_0^2 + \left(\frac{\theta}{2} z\right)^2} \quad (\text{distribuzione gaussiana}) \quad (4.3.2)$$

$$w(z) = w_0 + \frac{\theta}{2} z \quad (\text{distribuzione uniforme}) \quad (4.3.3)$$

dove  $w_0$  è il raggio di apertura del fascio laser (spot) e  $\theta$  la divergenza (full angle).

La distanza dell'asse del fascio laser alla quota  $z$  dall'asse del telescopio è

$$d = d_0 - z\delta \quad (4.3.4)$$

dove  $\delta$  è l'angolo di disallineamento e  $d_0$  la distanza iniziale. Come abbiamo detto

un punto  $(r, \psi)$  sul piano bersaglio a distanza  $z$  forma sul piano focale, su cui è

posto il diaframma del telescopio, un cerchio di confusione di raggio

$$r_c = \frac{r_0 f}{z} \quad (4.3.5)$$

dove  $f$  è la lunghezza focale del telescopio. Il centro di questo cerchio risulterà spostato rispetto all'asse ottico del telescopio, e quindi rispetto al centro del diaframma, alla distanza

$$r_f = \frac{r f}{z} \quad (4.3.6)$$

Il fattore di probabilità geometrica dipende quindi dalla sovrapposizione tra il cerchio di confusione e il diaframma

$$\xi(z, r, r_a) = \frac{S(r_a, r_c; r_f)}{\pi r_c^2} \quad (4.3.7)$$

dove  $r_a$  è il raggio del diaframma e  $S(r_1, r_2, d)$  è la funzione di sovrapposizione tra due cerchi di raggio  $r_1$  e  $r_2$  rispettivamente, i cui centri distano  $d$  l'uno dall'altro.

La funzione di distribuzione della luce laser sul piano bersaglio è comunque simmetrica rispetto all'asse del fascio e può essere facilmente descritta sia nel caso uniforme sia nel caso gaussiano rispetto alla coordinata



$$r^* = \sqrt{r^2 + d^2 - 2rd \cos \psi} \quad (4.3.8)$$

che rappresenta la distanza di un punto del piano bersaglio dall'asse del fascio laser. L'area efficace del telescopio diventa quindi

$$A(z) = \frac{A}{\pi w^2(z)} \int_0^{r_T(z)} r dr \int_0^{2\pi} \xi(z, r, r_a) F(z, r^*, \psi) d\psi \quad (4.3.9)$$

dove si pone

$$F(z, r^*, \psi) = e^{-[r^*/w(z)]^2} \quad \text{per la distribuzione gaussiana} \quad (4.3.10)$$

$$F(z, r^*, \psi) = \begin{cases} 1 & r^* \leq w(z) \\ 0 & r^* > w(z) \end{cases} \quad \text{per la distribuzione uniforme} \quad (4.3.11)$$

Nell'espressione dell'area efficace è implicita la sua dipendenza dai parametri elencati precedentemente. L'andamento teorico dell'area efficace con la quota è mostrato in figura 4.6 dove la quota<sup>1</sup> in cui inizia la sovrapposizione e quella in cui questa è completa sono evidenti. Spesso non è possibile conoscere con precisione i vari parametri geometrici che influenzano l'ampiezza del segnale proveniente dalle piccole e medie distanze, soprattutto l'angolo di disallineamento e quello d'incidenza sul filtro interferenziale. Alcuni autori hanno suggerito delle procedure per ricavare il fattore di forma geometrico  $G(z)=A(z)/A$  direttamente dai dati sperimentali per correggerli successivamente. Tuttavia alcune ipotesi sulle

<sup>1</sup> Per avere il valore, teorico, delle quote di inizio di sovrapposizione  $z_1$  e di sovrapposizione completa  $z_2$  basta risolvere le rispettive equazioni:

$$\begin{aligned} d - w(z_1) &= r_T(z_1) \\ d + w(z_2) &= r_T(z_2) \end{aligned}$$

da cui si ottengono

$$z_1 = \frac{d_0 - r_0 - w_0}{\frac{\varphi}{2} + \frac{\theta}{2} + \delta} \quad \text{e} \quad z_2 = \frac{d_0 - r_0 + w_0}{\frac{\varphi}{2} - \frac{\theta}{2} + \delta}$$

dove si è considerata una distribuzione uniforme della luce laser. Le formule per una distribuzione gaussiana sono relativamente più complicate e richiedono la soluzione di un'equazione di 2° grado

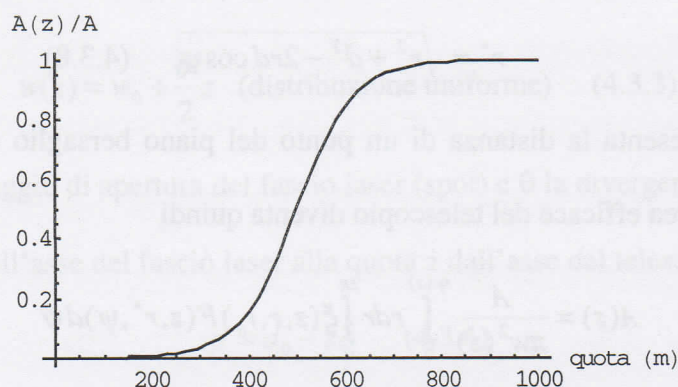


Fig. 4.6 Grafico del fattore di forma geometrico.

caratteristiche dei bassi strati atmosferici risultano in questo caso necessarie. Considerando ad esempio l'ipotesi di omogeneità dell'atmosfera per i primi 2000 metri abbiamo calcolato la funzione di interpolazione dei dati di un'acquisizione di 30 minuti in un intervallo in cui si può supporre che la sovrapposizione sia completa. Prolungando questa funzione nello strato inferiore fino alla superficie si è calcolato il fattore di forma nell'ipotesi che la differenza tra i dati reali e quelli che si sarebbero ottenuti sia dovuta solo alle caratteristiche geometriche del sistema. Nelle figure che seguono mostriamo il profilo lidar utilizzato (17/6/98 ore 22,25 canale 2) con il polinomio interpolante e il grafico del fattore di forma ottenuto in base ai criteri esposti. In conclusione, per quanto riguarda le problematiche relative all'osservazione lidar delle basse quote, ben difficilmente si possono correggere i dati calcolando il fattore di forma geometrico, sia teoricamente sia sperimentalmente. Tuttavia è forse utile costruire un modello numerico del sistema ottico ricevente per valutare preliminarmente i parametri geometrici da imporre al sistema in funzione del tipo di osservazioni da effettuare. Ad esempio per ridurre l'intervallo di quote non osservabili dal lidar in configurazione biassiale sarebbe



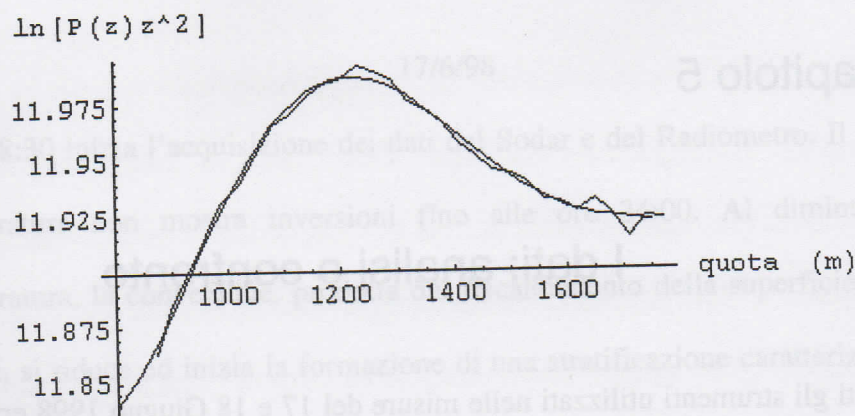


Fig. 4.7 Grafico dei dati e del polinomio interpolante per l'acquisizione del 17/6/98 (ore 22:25) del canale 2

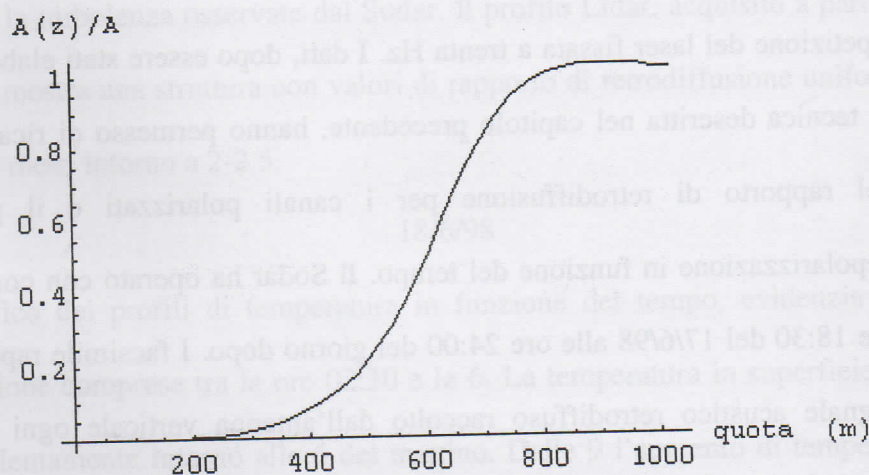


Fig. 4.8 Grafico del fattore di forma calcolato per il canale 2 durante l'acquisizione del 17/6/98 ore 22:25

opportuno che l'asse del fascio laser fosse tangente al bordo del telescopio. Questa soluzione purtroppo è limitata dal pericolo della saturazione dei fotomoltiplicatori, come da noi sperimentato. Una soluzione può essere quella di utilizzare più canali con i relativi telescopi posti a distanze diverse dal fascio laser e con i fotomoltiplicatori protetti da filtri neutri in funzione della distanza dal laser. In questo modo si potrebbe ottenere una copertura completa dell'atmosfera.

## Capitolo 5

### I dati: analisi e confronto

Tutti gli strumenti utilizzati nelle misure del 17 e 18 Giugno 1998 erano collocati sul tetto dell'edificio del Dipartimento di Fisica dell'Università "La Sapienza" sito in prossimità del centro della città di Roma. I tre canali del sistema Lidar hanno operato dalle ore 22:22 del 17/6/98 alle ore 22:30 del giorno seguente. La durata di ciascuna delle 22 acquisizioni è stata di trenta minuti con una frequenza di ripetizione del laser fissata a trenta Hz. I dati, dopo essere stati elaborati secondo la tecnica descritta nel capitolo precedente, hanno permesso di ricavare i profili del rapporto di retrodiffusione per i canali polarizzati e il profilo della depolarizzazione in funzione del tempo. Il Sodar ha operato con continuità dalle ore 18:30 del 17/6/98 alle ore 24:00 del giorno dopo. I facsimile rappresentano il segnale acustico retrodiffuso raccolto dall'antenna verticale ogni sei secondi, senza integrazione. I dati del vento orizzontale e del vento verticale sono stati raccolti nello stesso intervallo di tempo e integrati ogni dieci minuti. Infine il Radiometro, anch'esso in funzione con continuità dalle 18:30 del 17/6/98 alle 23:30 del giorno 18, ha fornito un profilo di temperatura ogni dieci minuti. Ogni profilo è stato ottenuto con una scansione angolare dell'antenna dalla posizione orizzontale allo zenith della durata di due minuti. Iniziamo l'analisi dei dati osservando i profili ottenuti il 17 Giugno e in seguito quelli ottenuti nelle 24 ore successive.



17/6/98

Alle 18:30 inizia l'acquisizione dei dati del Sodar e del Radiometro. Il profilo di temperatura non mostra inversioni fino alle ore 24:00. Al diminuire della temperatura, la convezione, prodotta dal riscaldamento della superficie nelle ore diurne, si riduce ed inizia la formazione di una stratificazione caratterizzata dalla turbolenza prodotta dal gradiente verticale del vento, tipica dell'ambiente urbano e che ritroveremo anche durante le acquisizioni del giorno successivo. Il carattere della turbolenza al di sotto del bordo della stratificazione è supportato dal grafico del vento orizzontale. Lo scorrimento tra masse d'aria a diversa temperatura genera la turbolenza osservate dal Sodar. Il profilo Lidar, acquisito a partire dalle 22:25, mostra una struttura con valori di rapporto di retrodiffusione uniformi fino a 2000 metri intorno a 2-2.5.

18/6/98

Il grafico dei profili di temperatura in funzione del tempo, evidenzia zone di inversione comprese tra le ore 02:30 e le 6. La temperatura in superficie inizia a salire lentamente intorno alle 6 del mattino. Dalle 9 l'aumento di temperatura in superficie è molto rapido e i profili presentano un carattere superadiabatico lungo tutto lo strato sondato dal radiometro. In particolare nelle ore più calde, nei primi 100 m si sono registrati valori del gradiente verticale di temperatura pari a  $0.04 \text{ Km}^{-1}$ , quattro volte maggiori di quelli tipici dei profili adiabatici secchi. I grafici del vento, sia orizzontale sia verticale, evidenziano un aumento della velocità durante le ore diurne. L'aumento è più marcato alle quote superiori (150 – 400 m) ed è da attribuire ad un regime di brezza marina sovrapposto alla convezione

libera. La scala spazio-temporale dei vortici prodotti dalla turbolenza aumenta con la quota. L'integrazione fatta dal Sodar<sup>1</sup> filtra le componenti minori della turbolenza presenti alle quote più basse. Questo effetto ci permette di offrire una spiegazione della differenza osservata tra le velocità a quote maggiori di 150 metri e quelle a quote minori. Nello strato al di sotto dei 100 metri, l'effetto forzante prodotto dalla topografia urbana domina sulla convezione libera nelle ore notturne. Il vento orizzontale mostra un aumento più marcato tra le 19 e le 20. Questo effetto può essere spiegato in parte dalla diminuzione della convezione e quindi della distribuzione della quantità di moto. Il facsimile mostra la presenza di stratificazioni multiple a partire dalla mezzanotte fino alle sei del mattino. Lo strato limite notturno è caratterizzato dal vento la cui velocità, in ambiente urbano, è a sua volta condizionata dalla topografia. La stratificazione più bassa (100 m) delimita lo strato limite notturno ed è condizionato dalla turbolenza meccanica prodotta dal vento. Questa riduce la differenza di temperatura tra la superficie e l'aria sovrastante più calda al di sotto della stratificazione. La turbolenza legata alle fluttuazioni della temperatura si riduce e di conseguenza l'eco Sodar è meno intenso. Al contrario, sul bordo della stratificazione, la differenza di temperatura con l'aria sovrastante più calda diventa più netta e produce un'eco più forte. Le stratificazioni alle quote superiori sono probabilmente legate alle variazioni di velocità del vento orizzontale, in modo diverso in funzione della quota [Lenschow

<sup>1</sup> La scala spaziale delle fluttuazioni di temperatura a cui il Sodar è maggiormente sensibile è fissata dalla semilunghezza d'onda dell'impulso inviato in atmosfera

$$\frac{\lambda}{2} = \frac{c}{2f} \approx 8.5 \text{ cm}$$

per  $c = 340 \text{ ms}^{-1}$  e  $f = 2000 \text{ Hz}$ .



D. H., 1986]. Il grafico del vento orizzontale mostra un susseguirsi molto fitto di variazioni della velocità. Il profilo del numero di Richardson mostra valori tipici di un'atmosfera caratterizzata da stabilità. Il profilo Lidar dei canali polarizzati mostra un incremento del rapporto di retrodiffusione aerosolico tra l'una e le quattro alle quote comprese tra quella minima di osservazione (700 m) e 1400 m. E' certamente utile all'interpretazione dei dati considerare il ruolo dell'isola di calore prodotta dalla città, i cui effetti si evidenziano particolarmente nelle ore notturne e in condizioni meteorologiche stabili [Arya]. La differenza di temperatura tra l'area urbana ed extraurbana dà origine ad avvezione, in direzione della città, di aria relativamente fredda. Il vento così generato può trasportare in quota il particolato sospeso nell'atmosfera urbana grazie alla turbolenza meccanica prodotta sugli edifici e alla riduzione della stabilità provocata dall'aria più fredda sovrapposta a quella più calda della città. Alle sei lo spessore dello strato limite inizia ad aumentare mantenendo le stesse caratteristiche delle ore precedenti. Alle otto il riscaldamento della superficie e la turbolenza prodotta dall'instabilità incipiente inizia ad erodere lo strato limite e alle nove il moto verticale assume un carattere convettivo. La turbolenza supera la portata del Sodar. Il facsimile presenta le caratteristiche alternanze tra le strutture verticali più scure e quelle bianche. Le prime rappresentano le piume convettive ascendenti caratterizzate da una forte struttura termica e quindi da un valore elevato di retrodiffusione, le seconde rappresentano le masse d'aria discendenti con struttura termica ridotta [Russell et al., 1974]. Il profilo del numero di Richardson presenta valori negativi caratteristici di una condizione di instabilità. E' da rilevare tuttavia

che le variazioni del gradiente verticale di temperatura, in condizioni di instabilità, non permettono una facile interpolazione dei dati del vento e della temperatura ai fini del calcolo del numero di Richardson secondo la formula riportata nel primo capitolo. La convezione inoltre può far diminuire le differenze di velocità alle diverse quote e di conseguenza il denominatore del numero di Richardson. Questo spiega le aree del grafico con valori al di fuori dell'intervallo considerato fisicamente realistico, all'interno della zona di instabilità. Il grafico del profilo Lidar mostra due strutture sovrapposte a 1000 e 2000 metri con uguale valore del rapporto di retrodiffusione. La struttura superiore è forse dovuta alla concentrazione di aerosol già presente in quota mentre quella inferiore può dipendere da un contributo proveniente dalla superficie che inizia a scaldarsi ed a trasferire parte dell'umidità accumulata dalle quote inferiori a quelle superiori. Il facsimile non presenterà variazioni dalla condizione di convezione libera, ormai raggiunta, fino alle venti quando comincerà a riformarsi una stratificazione alle quote inferiori. Al contrario, il profilo Lidar mostra l'efficacia del moto convettivo turbolento nel trasportare verticalmente gli aerosol. I moti convettivi, anche in presenza di vento orizzontale, riforniscono l'atmosfera di aerosol fin oltre i 2000 metri di quota. Il trasporto è modulato dalla copertura nuvolosa situata a circa 8000 metri che, seppur leggera, fa diminuire la temperatura e la convezione nelle ore pomeridiane. L'attenuazione successiva della copertura nuvolosa ristabilisce il moto verticale degli aerosol a quote anche superiori a quelle raggiunte precedentemente. Confrontando il profilo Lidar con quello della temperatura, si evidenzia un certo sfasamento. Nonostante la diminuzione della



temperatura, alle quote sondate dal radiometro, che si verifica intorno alle ore 19, il profilo degli aerosol mostra i valori massimi proprio in quell'ora. Il profilo della depolarizzazione aerosolica fornisce valori intorno all'1 %, confrontabili con quelli prodotti dalle molecole. Questi sono del resto i valori aspettati in estate. L'acqua liquida è certamente il costituente principale degli aerosol osservati, e ne caratterizza la forma, sferica, e quindi i bassi valori di depolarizzazione. Dopo le venti, come anticipato, al diminuire della convezione, torna a formarsi una prima stratificazione con caratteristiche analoghe a quelle già viste nella notte precedente. Allo stesso modo diminuisce il contenuto di aerosol in quota alimentato in modo decrescente dalla convezione residua. La diminuzione appare più repentina al disopra dei 1000 metri per il canale parallelo. Al contrario il canale ortogonale conserva i valori di retrodiffusione raggiunti durante la convezione libera fino alla fine delle acquisizioni, alle 22:30. In questo intervallo di tempo la depolarizzazione aumenta fino al 2 %, anche se occorre osservare che i valori ottenuti sono comunque troppo piccoli e vicini all'errore strumentale che si registra normalmente per questo tipo di misure. Al momento, sulla base dei dati analizzati, non appare possibile fornire un'interpretazione soddisfacente di questa differenziazione tra il segnale rilevato dai due canali, quasi al termine delle acquisizioni. Un'ipotesi può essere fornita dal trasporto orizzontale di aerosol con caratteristiche diverse in seguito all'avvezione da aree extraurbane oppure alla formazione in quota di particolato per coalescenza. Resta da sottolineare che lo strato di atmosfera fino a 2 km conserva comunque parte degli aerosol trasportati in quota durante il ciclo diurno di riscaldamento/raffreddamento.



## Conclusioni

In questo lavoro di tesi sono state affrontate diverse problematiche che si presentano a coloro che intendono utilizzare alcune tecniche di telerilevamento e i relativi strumenti per lo studio dei bassi strati atmosferici, nella fattispecie: il Lidar, il Sodar ed il radiometro. La complessità della dinamica atmosferica, delle proprietà ottiche e chimico - fisiche degli aerosol nonché della strumentazione richiesta per la raccolta dei dati e la loro manipolazione ed interpretazione, richiede senza dubbio tempi e lavoro ben superiori a quelli tipici di una tesi di laurea. Forse l'unica certezza che posso affermare di aver acquisito riguarda l'utilità di questo tipo di misure simultanee. I dati analizzati, sia pure limitati, hanno permesso di evidenziare la complementarietà delle misure Sodar e Lidar relative allo Strato Limite Planetario. Il Sodar, più rapido nel rilevare variazioni dei parametri dinamici e termici dell'atmosfera, è intrinsecamente limitato nella portata. Ad esempio è incapace di fornire i valori dello spessore dello strato rimescolato quando questo supera i 1000 metri di quota. Al contrario la portata di un sistema Lidar supera di gran lunga questa altezza. Gli aerosol, utilizzati come traccianti, permettono di misurare le quote massime raggiunte dallo strato rimescolato durante la convezione diurna. I profili di temperatura forniti dal Radiometro possono agevolare l'interpretazione dei dati del Sodar e permettere la determinazione del profilo molecolare reale da utilizzare per l'inversione dei dati Lidar. L'utilizzo dei polarizzatori per il Lidar permette di caratterizzare gli aerosol in base alla loro fase. La dimostrazione dell'utilità di misure simultanee nella

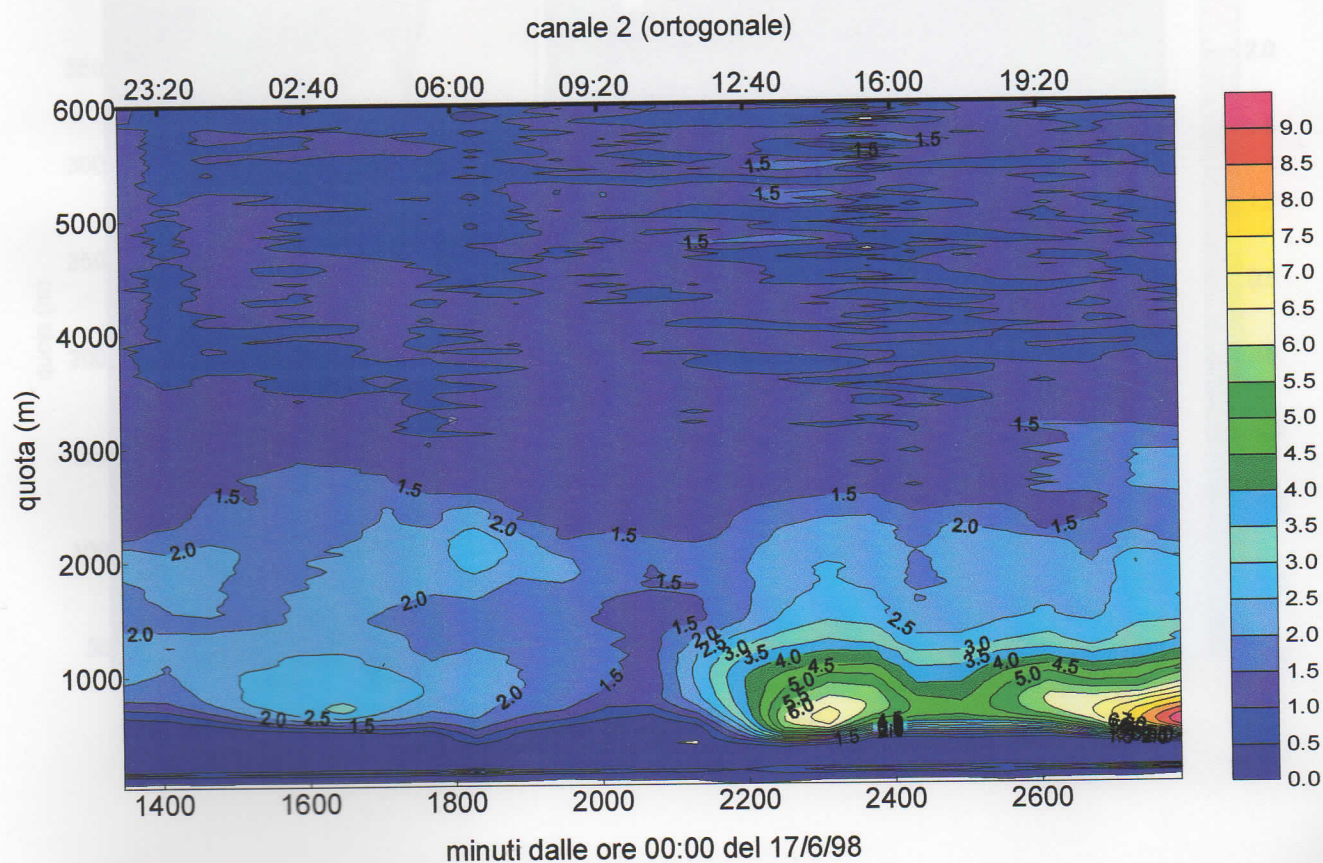
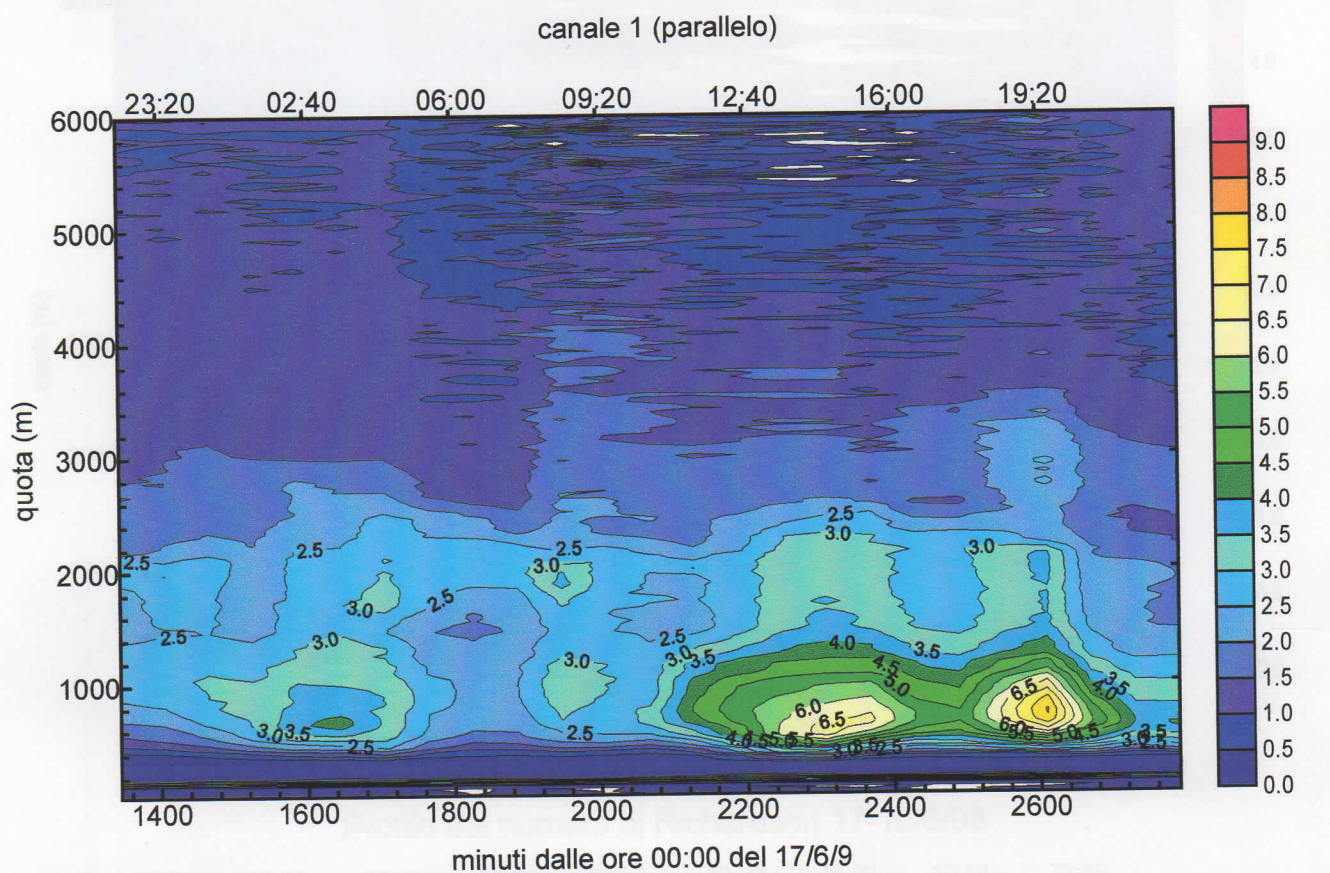


bassa troposfera costituisce una parte degli obiettivi di questo lavoro. L'altra parte è costituita dalla definizione di alcune proposte, avanzate sulla base dell'esperienza maturata, per sviluppare il lavoro svolto, in particolare per quanto riguarda il sistema Lidar:

- Accoppiare il sistema Lidar con strumenti in grado di fornire misure simultanee dello spessore ottico totale dell'atmosfera alla lunghezza d'onda del laser;
- Utilizzare dati di pressione e umidità in superficie, nonché dati meteo;
- Migliorare l'accuratezza delle misure di depolarizzazione dati i valori piuttosto bassi del rapporto di retrodiffusione caratteristici degli aerosol presenti nei bassi strati atmosferici;
- Costruire un modello numerico in grado di fornire indicazioni durante il progetto del sistema per osservazioni a bassa quota. Per questo tipo di osservazioni è necessario avvicinare gli assi del telescopio e del laser. In questo modo però si corre il rischio di saturare i fotomoltiplicatori in seguito alla forte retrodiffusione iniziale.

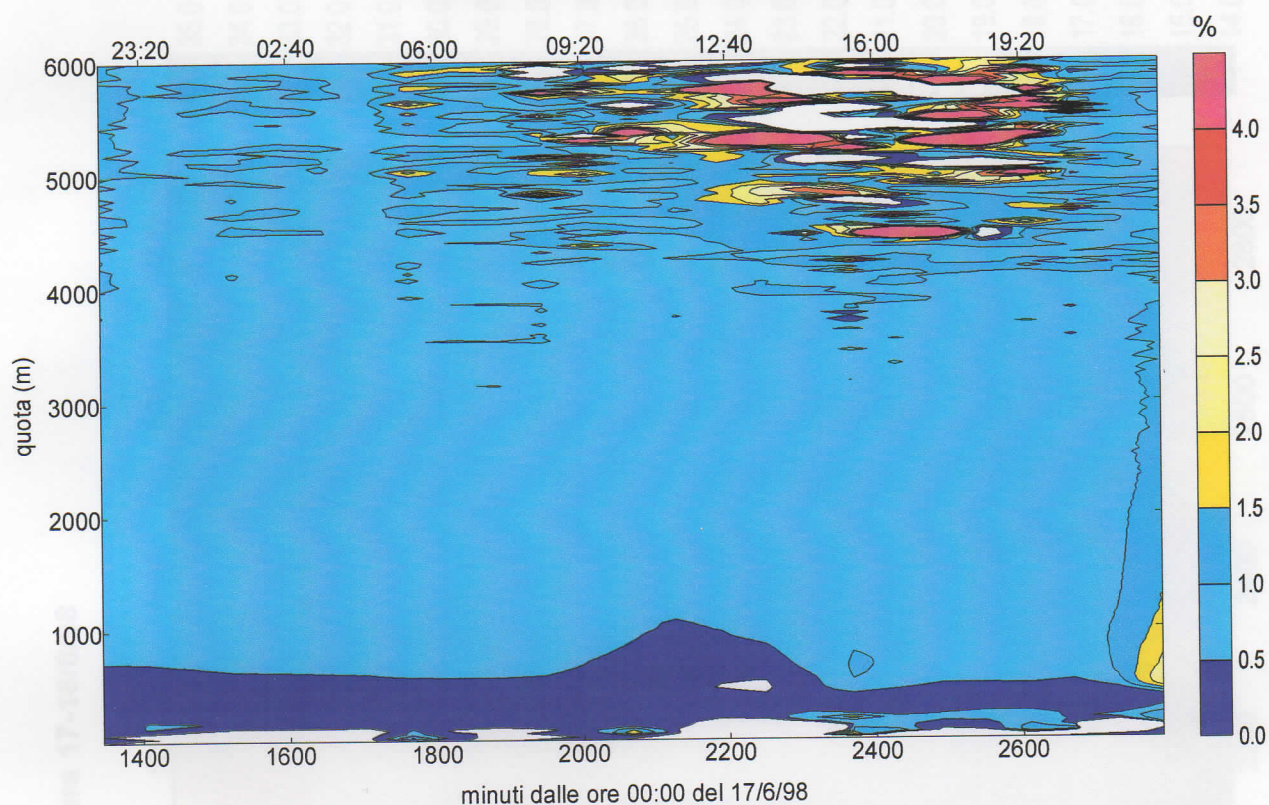


# Profili del Rapporto di Retrodiffusione 17-18/6/98

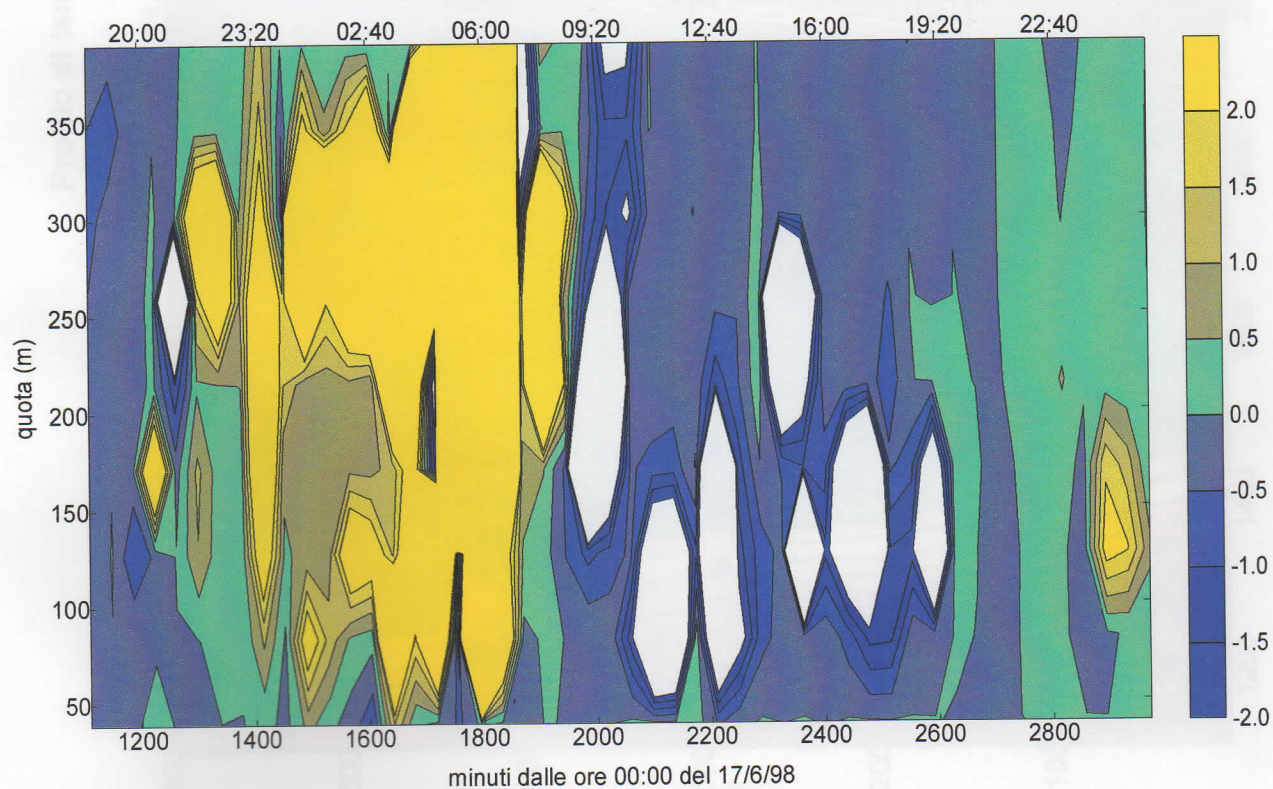




### Depolarizzazione 17-18/6/98

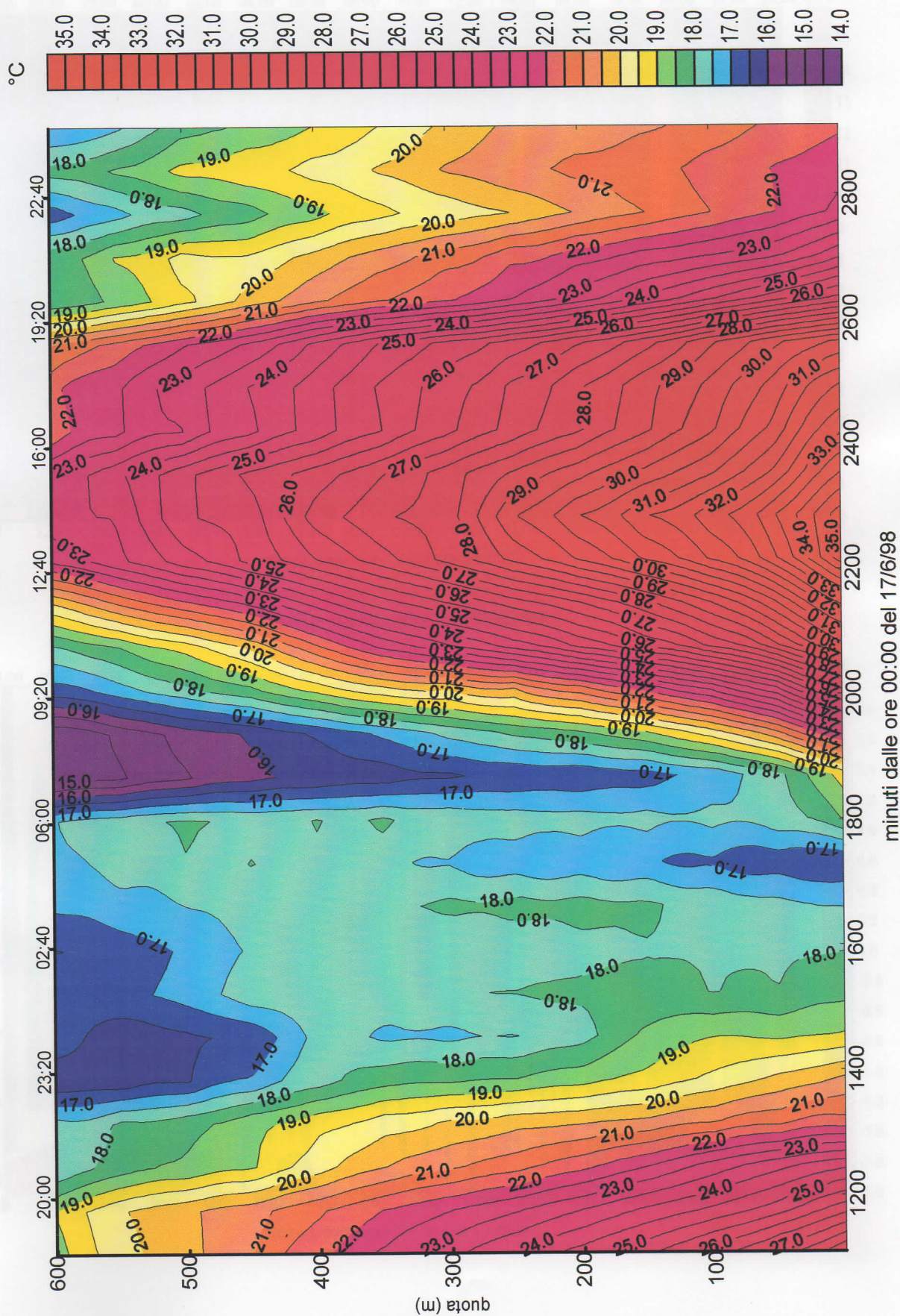


### Profilo del numero di Richardson 17-18/6/98



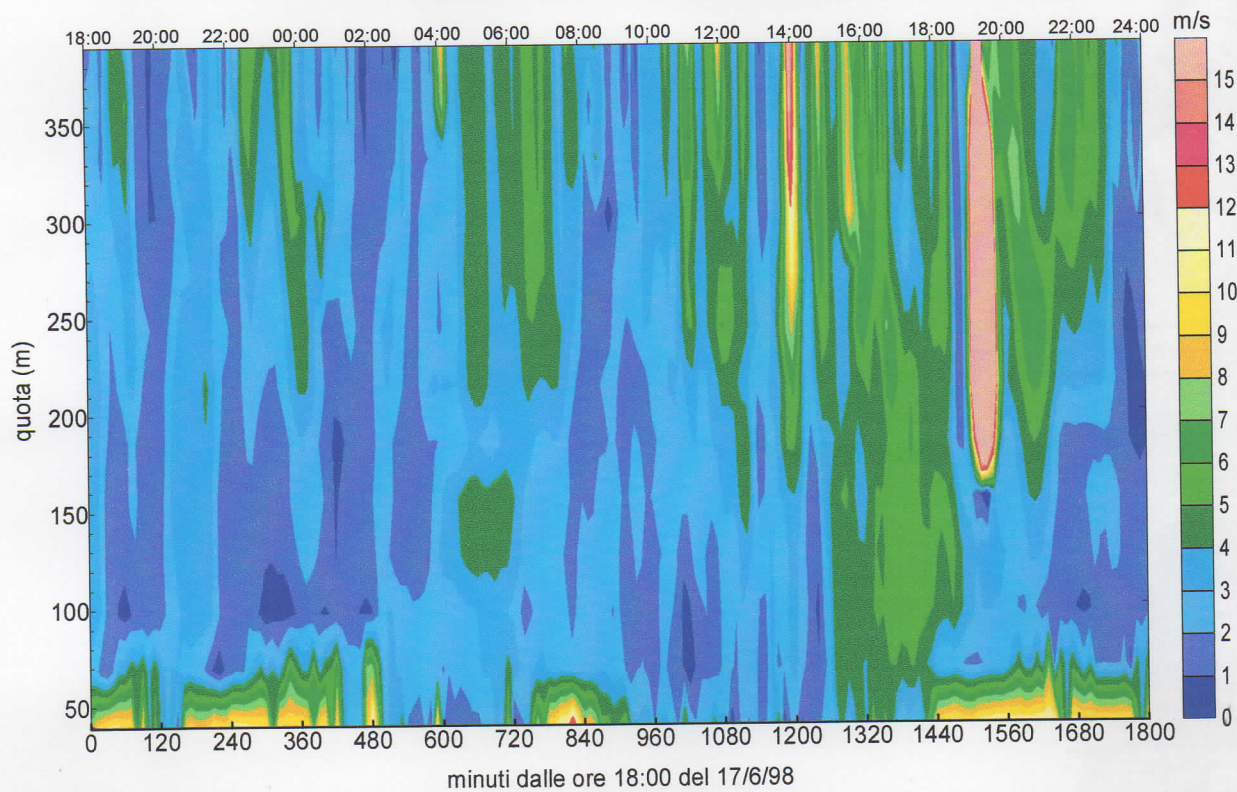


# Profilo di temperatura 17-18/6/98

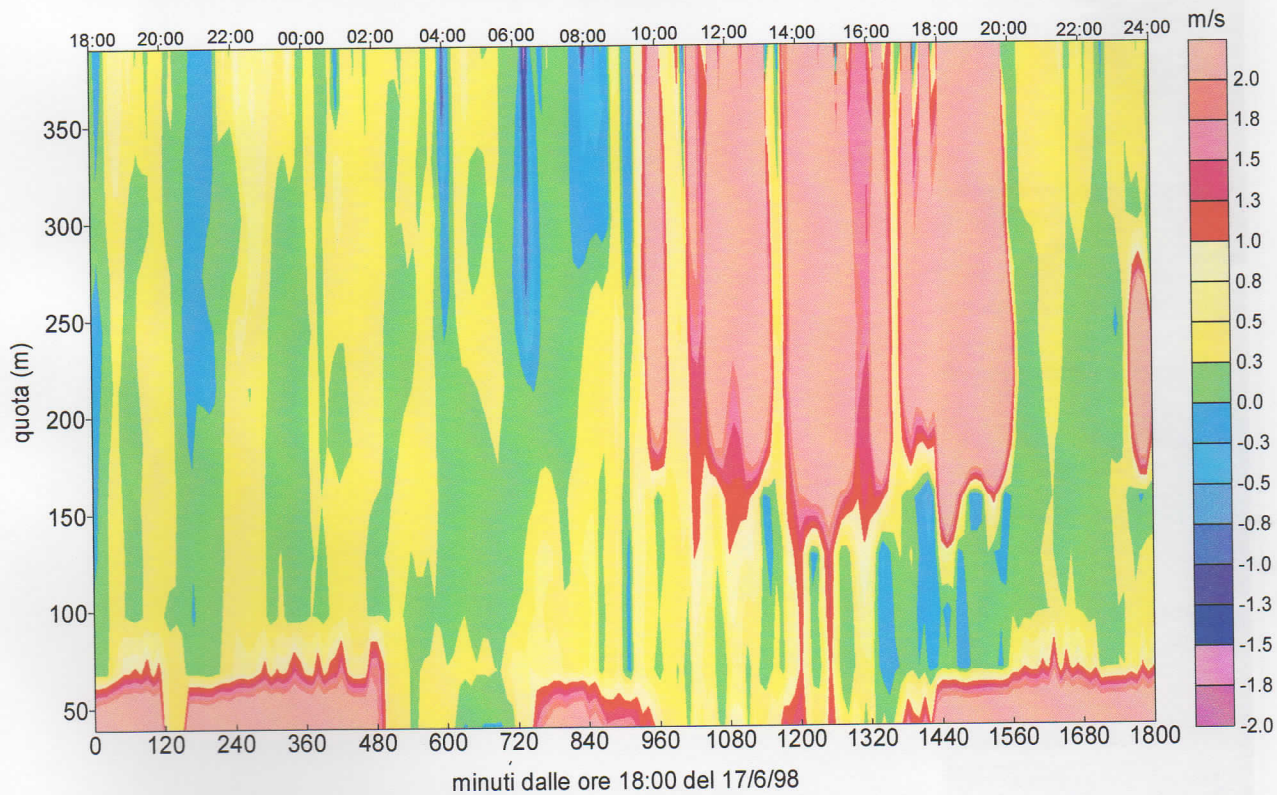




### Vento totale (orizzontale) 17-18/6/98



### Vento verticale 17-18/6/98





8  
7  
6  
5  
4  
3  
2  
1  
0

18

19

20

21

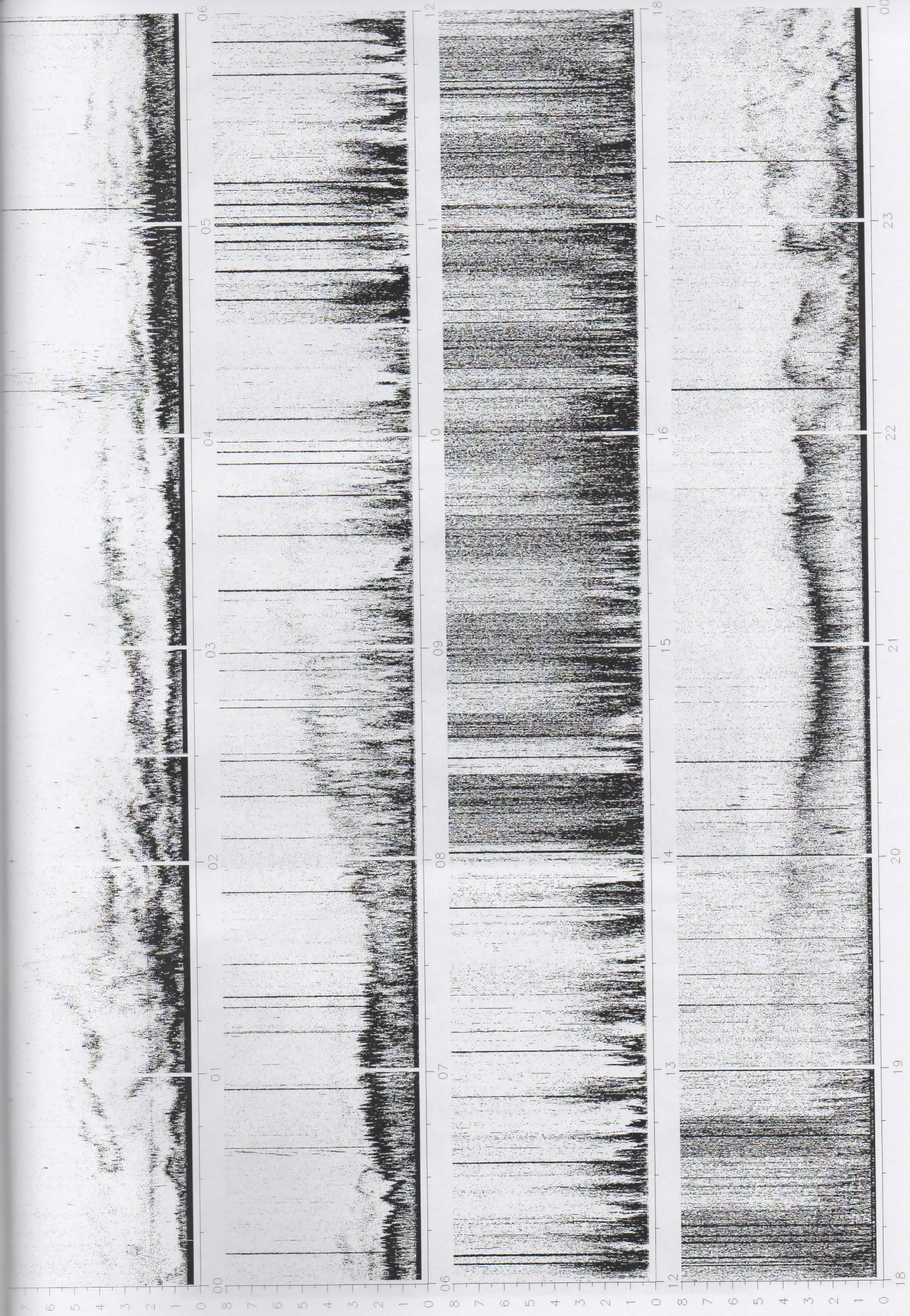
22

23

00

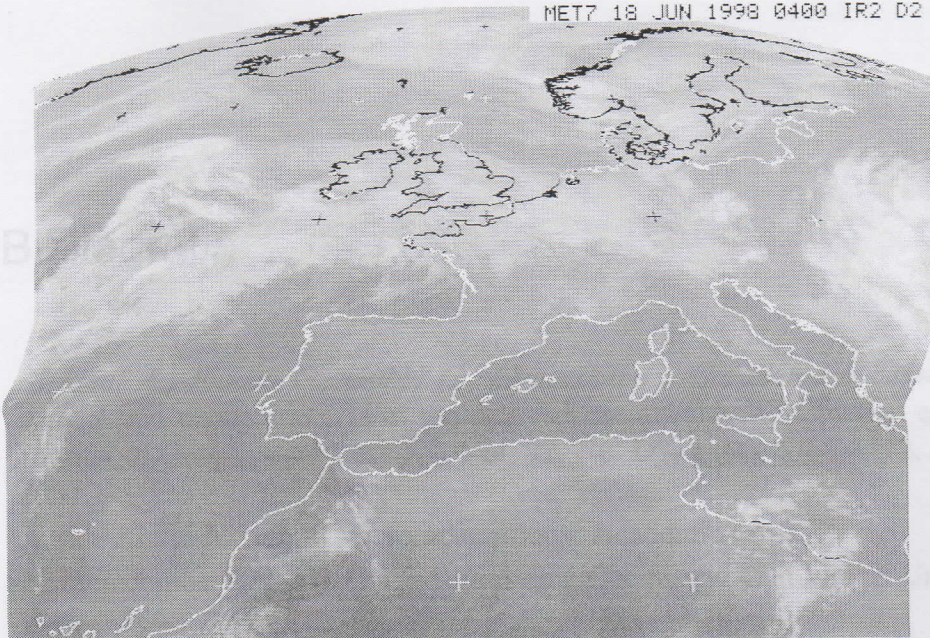
ROMA - Universit



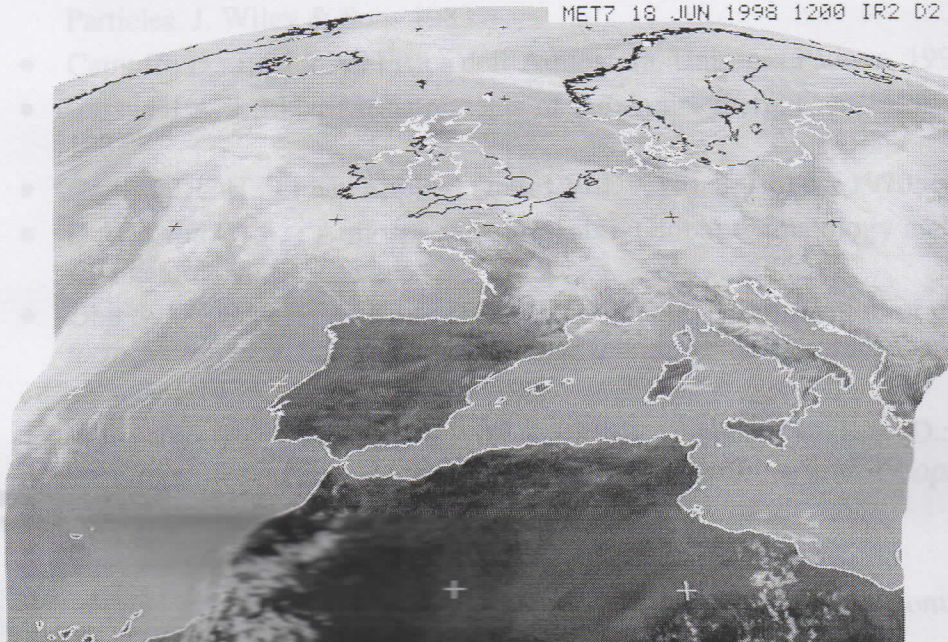




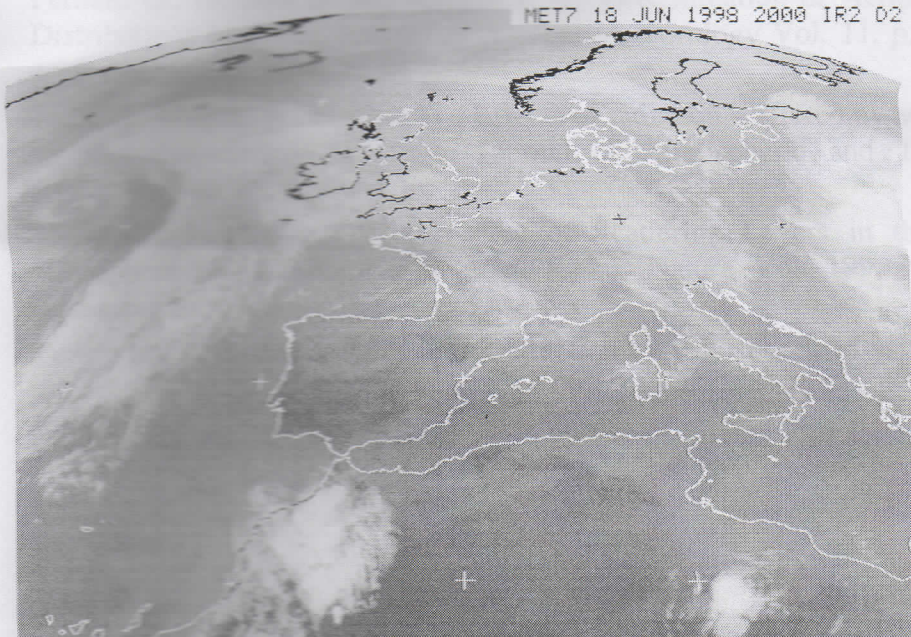
MET7 18 JUN 1998 0400 IR2 D2



MET7 18 JUN 1998 1200 IR2 D2



MET7 18 JUN 1998 2000 IR2 D2





## Bibliografia

- Adriani A., Fiocco G., Gobbi G., Congeduti F.: Correlated behavior of the aerosol and ozone contents of the stratosphere after the El Chichon eruption. *Journal of Geophysical Research* Vol. 92, No. D7, pages 8365-8372, July 20, 1987.
- Arya P.: *Introduction to Micrometeorology*. Academic Press.
- Brimblecombe P. : *Air Composition and Chemistry*. Cambridge University Press, 1986.
- C. F. Bohren, D. R. Huffman: *Absorption and Scattering of Light by Small Particles*. J. Wiley & Sons 1983
- Camuffo D.: *Lezioni di Fisica dell'Atmosfera*. Unipress Padova, 1992.
- Carswell A. I.: Lidar Measurements of the Atmosphere. *Can. J. Phys.* Vol. 61, 1983.
- Collis R. T. H.: Lidar. *Applied Optics* Vol. 9, No. 8, August 1970.
- D'Almeida G. A. : *Atmospheric Aerosols - Global Climatology and Radiative Characteristics*
- Dho S. W., Park Y. J., Kong H. J.: Experimental determination of a geometric form factor in a lidar equation for an inhomogeneous atmosphere. *Applied Optics* Vol. 36, No. 24, 20 August 1997.
- Di Girolamo P., Cacciani M., di Sarra A., Fiocco G., Fuà D.: Lidar observations of the Pinatubo aerosol layer at Thule, Greenland. *Geophysical Research Letters*, Vol. 21, No. 13, pages 1295-1298, June 22, 1994.
- E. D. Hinkley: *Laser Monitoring of the Atmosphere*
- Fernald G. F.: Analysis of atmospheric lidar observations: some comments. *Applied Optics* Vol. 23, No. 5, 1 March 1984.
- Fernald G., Herman B. M., Reagan J. A.: Determination of Aerosol Height Distributions by Lidar. *Journal of Applied Meteorology* Vol. 11, p. 482-489, April 1972.
- Fiocco G., Mugnai A., Forlizzi W.: Effects of radiation scattered by aerosol on the photodissociation of ozone. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics* Vol. 40, pp. 949-961, 1978.
- Fiocco G., Smullin L. D.: Detection of Scattering Layers in the Upper Atmosphere (60-140 km) by Optical Radar. *Nature* Vol. 199, No. 4900, September 28, 1963.
- Fleagle R. G., Businger J. A.: *An Introduction to Atmospheric Physics*
- Frejafon E., Kasparian J., Rambaldi P., Yu J., Vezin B., Wolf J. P.: Three-dimensional analysis of urban aerosols by use of a combined lidar, scanning



electron microscopy, and x-ray microanalysis. *Applied Optics* Vol. 37, No. 12, 20 April 1998.

- Grams G., Fiocco G.: Stratospheric Aerosol Layer during 1964 and 1965. *Journal of Geophysical Research* Vol. 72, No. 14, July 15, 1967.
- Halldorsson T., Langerholc L.: Geometrical form factors for the lidar function. *Applied Optics* Vol. 17, No. 2, 15 January 1978.
- Harms J., Lahmann W., Weitkamp C.: Geometrical compression of lidar returns signals. *Applied Optics* Vol. 17, No. 7, 1 April 1978.
- Harms J.: Lidar return signals for coaxial and non coaxial systems with central obstruction. *Applied Optics* Vol. 18, No. 10, 15 May 1979.
- Hecht E.: *Optics*. 2nd ed. Addison-Wesley 1987
- Iribarne J. V., Cho H. R.: *Atmospheric Physics*
- Ito Y.: Design of a Tri-Monostatic Doppler Sodar System. *Acoustic Remote Sensing Applications*. Editor S. P. Singal Springer Verlag, 1997
- Kallistratova K. A.: Physical Grounds for Acoustic Remote Sensing of the Atmospheric Boundary Layer. *Acoustic Remote Sensing Applications*. Editor S. P. Singal Springer Verlag, 1997
- Kleppe J. A.: An Overview of the Technological Development of Atmospheric Echounders (SODARS). *Acoustic Remote Sensing Applications*. Editor S. P. Singal Springer Verlag, 1997
- Klett J. D.: Lidar inversion with variable backscatter/extinction ratios. *Applied Optics* Vol. 24, No. 11, 1 June 1985.
- Klett J. D.: Stable analytical inversion solution for processing lidar returns. *Applied Optics* Vol. 20, No. 2, 15 January 1981.
- Kuze H., Kinjo H., Sakurada Y., Takeuchi N.: Field-of-view dependence of lidar signals by use of Newtonian and Cassegranian telescopes. *Applied Optics* Vol. 37, No. 15, 20 May 1998.
- Liou K. N., Lahore H.: Laser Sensing of Cloud Composition: A Backscattered Depolarization Technique. *Journal of Applied Meteorology* Vol. 13, March 1974
- Liou K. N., Schotland R. M.: Multiple Backscattering and Depolarization from Water Clouds for a Pulsed Lidar System. *Journal of the Atmospheric Sciences* Vol. 28, July 1971
- Marengo F., Santacesaria V., Bais A. F., Balis D., di Sarra A., Papayannis A., Zerefos C.: Optical properties of tropospheric aerosols determined by lidar and spectrophotometric measurements (Photochemical Activity and Solar Ultraviolet Radiation campaign). *Applied Optics* Vol. 36, No. 27, 20 September 1997.
- Measures R.: *Laser Remote Sensing*. J. Wiley & Sons 1984
- Morton G. A.: Photon Counting. *Applied Optics* Vol. 7, N. 1, January 1968



- Murayama T., Furushima M., Oda A., Iwasaka N.: Aerosol Optical Properties in the Urban Mixing Layer Studied by Polarization Lidar with Meteorological Data. *Advances in Atmospheric Remote Sensing with Lidar*. Springer.
- Oke T. R.: *Boundary Layer Climates*. Routledge, 2<sup>nd</sup> ed. 1987.
- Pal S. R., Carswell A. I.: Polarization Properties of Lidar Backscattering from Clouds. *Applied Optics* Vol. 12, No. 7, July 1973.
- Penner J. E., Charlson R. J., Hales J. M., Laulainen N. S., Leifer R., Novakov T., Ogren J., Radke L. F., Schwartz S. E., Travis L.: Quantifying and Minimizing Uncertainty of Climate Forcing by Anthropogenic Aerosols. *Bulletin of the American Meteorological Society* Vol. 75, No. 3, March 1994.
- Photomultipliers and accessories. THORN EMI Electron Tubes Ltd, 1993.
- Photomultipliers Tubes. HAMAMATSU PHOTONICS, 1998
- *Poultney S. K.: Single Photon Detection and Timing: Experiments and Techniques*. *Advances in Electronics and Electron Physics* Vol. 31.
- Reducing Noise from Photomultipliers. THORN EMI Electron Tubes Ltd, 1988
- Russell P. B., Uthe E. E., Ludwig F. L.: A Comparison of Atmospheric Structure as Observed with Monostatic Acoustic Sounder and Lidar Techniques. *Journal of Geophysical Research* Vol. 79, No. 36, December 20, 1974.
- Sasano Y., Shimizu H., Takeuchi N., Okuda M.: Geometrical form factor in the laser radar equation: an experimental determination. *Applied Optics* Vol. 18, No. 23, 1 December 1979.
- Sasano Y.: Tropospheric aerosol extinction coefficient profiles derived from scanning lidar measurements over Tsukuba, Japan, from 1990 to 1993. *Applied Optics* Vol. 35, No. 24, 20 August 1996.
- Sassen K.: The Polarization Lidar Technique for Cloud Research: A Review and Current Assessment. *Bulletin American Meteorological Society* Vol. 72, No. 12, December 1991
- Schotland R. M., Sassen K., Stone R.: Observations by Lidar of Linear Depolarization Ratios for Hydrometeors. *Journal of Applied Meteorology* Vol. 10, October 1971
- Ulaby F., Moore R. K., Fung A. K.: *Microwave Remote Sensing – Active and Passive*. Vol. I: *Fundamentals and Radiometry*. Addison-Wesley, 1981.
- Van de Hulst H. C. : *Light Scattering by Small Particles*. J. Wiley & Sons, 1957.
- Voltage Divider Design. THORN EMI Electron Tubes Ltd, 1982.
- Warneck: *Chemistry of the Natural Atmosphere*. Academic Press, 1988
- Wilson R. N.: *Reflecting Telescope Optics I*. Springer-Verlag, 1996
- Young A. T.: Revised depolarization corrections for atmospheric extinctions. *Applied Optics* Vol. 19, No. 20, 15 October 1980.
- Zuev V.E.: *Laser Beams in the Atmosphere*. Consultants Bureau, 1982.

- Lenschow D. H. (Editor): Probing the Atmospheric Boundary Layer. American Meteorological Society, 1986.