

Università degli studi di Roma “La Sapienza”

DIPARTIMENTO DELLA SCIENZA E TECNICA
DELL'INFORMAZIONE E DELLA COMUNICAZIONE

Dottorato di ricerca in Telerilevamento (XVII Ciclo – A.A. 2003/2004)

Aerosol nello strato limite planetario: relazione tra proprietà ottiche ed umidità relativa

Candidato:

Dott. Federico Angelini

Relatore:

Prof. Giorgio Fiocco

Coordinatore:

Prof. Giovanni Picardi

Commissione esaminatrice:

Prof. Giorgio Fiocco

Prof. Carlo Ulivieri

Dott. Marco Cacciani

Lo studio degli aerosol da Terra con l'utilizzo simultaneo di più tecniche di telerilevamento – un lidar Rayleigh, un lidar Raman ed un radiometro a microonde – ha permesso di caratterizzare l'accrescimento igroscopico di aerosol in differenti condizioni meteorologiche.

L'accrescimento igroscopico degli aerosol è ritenuto responsabile di variazioni dell'albedo planetaria e pertanto importante come forzante radiativo per il pianeta.

Misurando contemporaneamente l'umidità relativa atmosferica ed il coefficiente di retrodiffusione rispettivamente con un lidar Raman e con un lidar Rayleigh è stato possibile mettere in relazione la sezione d'urto aerosolica con l'umidità relativa, secondo l'andamento proposto da Kasten (1969).

Sotto differenti condizioni meteorologiche sono stati rilevati comportamenti diversi a seconda della provenienza delle masse d'aria osservate, ed è stato estrapolato il valore dell'esponente della funzione di Kasten per le diverse tipologie di aerosol studiate.

Sommario:

Simbologia	3
Introduzione.....	5
Cap. 1: Proprietà degli aerosol in relazione all'umidità atmosferica	7
1.1 Introduzione	7
1.2 Equazioni di base per la termodinamica dell'equilibrio.....	8
1.2.1 Equazione di Kelvin	9
1.2.2 Equazioni di Kohler	10
1.3 Teoria di Hanel.....	15
1.3.1 Modello di Kasten	18
1.3.1 Indice di rifrazione come funzione dell'umidità relativa	20
1.3.2 Coefficiente di retrodiffusione come funzione dell'umidità relativa	21
Cap. 2 Lidar	25
2.1 Lidar elastico	25
2.1.1 Generazione del profilo molecolare	26
2.1.2 Calcolo del coefficiente di retrodiffusione da dati lidar. Metodo classico.....	27
2.1.3 Problemi nell' inversione dei dati del lidar elastico a bassa quota.....	31
2.1.4 Calcolo degli errori nell'analisi dati del lidar Rayleigh	32
2.2 Lidar Raman	33
2.2.1 Rapporto di mescolamento del vapore acqueo.....	34
2.2.2 Misura dell'estinzione da aerosol.....	38
2.2.3 Separazione dei coefficienti di estinzione e di retrodiffusione	39
Cap. 3 Altri strumenti	41
3.1 Radiometro	41
3.1.1 L'equazione del trasporto radiativo nella regione delle microonde.....	41
3.1.2 Risoluzione dell'equazione del trasporto radiativo nella regione delle microonde	44
3.1.3 Descrizione dello strumento	47
3.2 Fotometro solare.....	50
3.3 Barometro.....	51
Cap. 4 Dettagli strumentali.....	53
4.1 Misure disponibili	53
4.1.1 Lidar	53
4.1.2 Radiosondaggi	54
4.1.3 Radiometro	55
4.1.4 Barometro.....	55
4.1.5 Fotometro	56
4.2 Ottimizzazione del rapporto segnale/rumore in un sistema lidar.....	56
4.3 Correzione per il tempo morto	61
Cap. 5 Risultati.....	65
5.1 elaborazione misure.....	65

5.1.1 Lidar	65
5.1.2 Radiometro e barometro.....	73
5.1.3 Traiettorie.....	74
5.2 Confronto β -f :	74
Dati del 21-22 ottobre	76
Dati 25-26 ottobre	79
Dati 1 novembre.....	84
5.3 Conclusioni	92
Appendici	93
Appendice A: Approssimazione di Rayleigh-Jeans per la funzione di Planck.....	93
Appendice B: Integrazione dell'equazione del trasporto radiativo in assenza di scattering.....	95
Appendice C: Origine dei battimenti in un sistema non lineare	96
Appendice D: Dettagli sull'uso dei software:	97
D1: Programma di acquisizione in Basic del barometro Vaisala PTB 200A	97
D2: Memorandum sull'uso dei programmi di acquisizione e analisi del lidar Raman:.....	100
D3: Programmi di gestione del radiometro Attex MTP-5	103
Appendice E: Pressione di vapor saturo dell'acqua.....	104
Bibliografia	106
Cap 1	106
Cap 2	108
Cap 3	109
Cap 4	109
Cap 5	110
Appendici.....	111

Simbologia

Termodinamica:

σ_{sol}	tensione superficiale di una soluzione
T	Temperatura assoluta
k	costante di Planck
R_g	costante dei gas
ρ_x	densità dell'elemento x
a_x	attività del componente x
p	pressione, pressione di saturazione
m	massa
V	volume
μ	coefficiente lineare di incremento di massa
i	fattore di Van't Hoff
n_x	numero di moli dell'elemento x
N_x	densità di molecole dell'elemento x
f	umidità relativa

Ottica:

$\tilde{n}=n'+in''$	indice di rifrazione (parte reale e immaginaria)
α	coefficiente di estinzione
β	coefficiente di retrodiffusione
P	funzione di fase
Q_s	efficienza di diffusione di Mie
Q_e	efficienza di estinzione di Mie
λ	lunghezza d'onda della radiazione
$\sum_{e,d,a}$	sezione d'urto di estinzione, di diffusione e di assorbimento
σ_{ln}	varianza della distribuzione dimensionale lognormale degli aerosols
r_0	raggio modale della distribuzione dimensionale di aerosols
P	potenza rivelata dallo strumento
S	segnale lidar
B	rumore nell'equazione lidar
z	quota
τ	spessore ottico
t	tempo
w	rapporto di mescolamento del vapore acqueo
κ	rapporto estinzione/retrodiffusione
R	rapporto di retrodiffusione (backscatter ratio)

δ esponente di Angstrom

Strumentazione e misure:

T_b	temperatura di brillantezza
$\tilde{\omega}$	albedo di singolo scattering
J_λ	Pozzo associato alla rimozione di radiazione per diffusione
I_λ	Intensità spettrale della radiazione
B_λ	Emissività spettrale di corpo nero
W	Funzioni peso
D	Fattore di correzione per la distanza media Sole-Terra
m^*	fattore di massa d'aria
θ	angolo solare zenitale
τ	tempo morto del contatore
R	segnale rivelato dal contatore
S	segnale effettivo al contatore
a, b	costanti del fit di Kasten

Introduzione

Molti studi sono ormai stati condotti sull'importanza degli aerosol atmosferici. Essi infatti hanno influenza su molti aspetti della dinamica – in senso lato – dell'atmosfera terrestre, dall'impatto sul sistema climatico agli aspetti tossicologici che possono influire sullo sviluppo degli esseri viventi (Pope et al, 1995).

Da un punto di vista dell'impatto sul sistema climatico sono ormai stati scoperti molti meccanismi che coinvolgono il particolato atmosferico, più o meno complessi. Si usa suddividere gli effetti degli aerosol sul clima in tre tipologie:

- Effetto diretto, che causa alterazioni climatiche dovute alla variazione delle proprietà radiative (diffusione ed assorbimento) della radiazione solare in Atmosfera;
- Effetto indiretto, che interviene con due diversi meccanismi: l'aumento di nuclei di condensazione porta alla formazione di nubi con più gocce di dimensioni minori: ciò I) provoca una maggiore riflettività della nube e II) la nube risulta più longeva e contiene più acqua (Twomey, 1974, Twomey, 1977);
- Effetto semi diretto, le cui evidenze risalgono a pochi anni fa (Hansen et al., 1997, Ackerman et al., 2000). Esso prevede che aerosol assorbenti entro ed attorno alla nube facilitino un riscaldamento e quindi l'evaporazione della stessa.

Ancora da comprendere a pieno è di fatto il ruolo che questi effetti abbiano nei cambiamenti climatici a breve e a lungo termine, in quanto, a seconda delle proprietà chimiche e ottiche delle particelle sospese e della loro distribuzione, si possono avere effetti del tutto opposti, dall'aumento dell'albedo media all'aumento dell'assorbimento della radiazione infrarossa. Studi recenti inoltre sono stati dedicati agli aerosol organici, e sembra che gli effetti climatici dei fumi di materie organiche possano essere della stessa importanza dell'emissione di solfati di origine antropica (Penner, 1992, Kaufman and Holben, 1995, Charlson, 1992, Christopher and Zhang, 2004).

Nello studio dell'effetto diretto sta inoltre acquisendo sempre più importanza lo studio del rapporto tra le proprietà ottiche degli aerosol con l'umidità relativa dell'ambiente circostante. La dipendenza della diffusione dall'umidità relativa è uno dei fattori più importanti nel calcolo degli

effetti diretti (Charlson 1992 II), dato che è stato dimostrato che il sale marino è il più presente tipo di aerosol sopra gli oceani – zone umide – ed è stato riconosciuto come il maggior responsabile dell'albedo in cielo chiaro nelle regioni oceaniche (Haywood et al., 1999). Detto ciò, è chiaro che la variazione di assorbimento e di diffusione da parte degli aerosol al variare dell'umidità relativa può avere un ruolo tutt'altro che trascurabile come forzante climatico (Randles et al., 2004; Im et al. 2000; Carrico et al. 2003).

D'altro canto una stima precisa di molte grandezze che caratterizzano gli aerosol (concentrazione, tempo di permanenza medio, proprietà ottiche e chimiche) è difficile, a causa sia della alta variabilità spaziale e temporale, sia della grande varietà delle loro caratteristiche. Mentre studi *in situ* sono costosi e impossibili da proporre come misure di routine, le misurazioni da satellite sono continue e globali, ma generalmente forniscono solamente grandezze colonnari e per di più la grande incertezza nelle calibrazioni degli strumenti rende necessarie molte assunzioni e validazioni a posteriori (Sokolik et al., 2001). Strumenti attivi come i radar ottici consentono invece uno studio più preciso dei fenomeni di trasporto e delle proprietà ottiche e microfisiche. Per contro l'acquisizione e l'analisi dei dati richiedono notevoli risorse umane, in quanto tali strumenti non sono facilmente automatizzabili.

L'aspetto teorico della dipendenza dell'indice di rifrazione e della sezione d'urto di aerosol igroscopici è dovuto principalmente agli studi di Kasten (1969) ed Hanel (1976), i quali si avvalsero degli studi precedenti di Kelvin e Kohler della termodinamica dell'equilibrio di gocce di soluzione immerse in aria. Tale teoria costituisce anche la base della microfisica delle nubi e delle precipitazioni.

La questione affrontata in questo lavoro, invece, è stata quella di studiare come sia conducibile da terra uno studio delle proprietà ottiche al variare dell'umidità atmosferica tramite l'uso combinato di più tecniche di telerilevamento, sia attive che passive.

Lo studio del comportamento ottico degli aerosol dello strato limite planetario urbano in diverse condizioni di umidità relativa ha richiesto la messa a punto di vari strumenti e la acquisizione di una varietà di dati, per l'analisi dei quali è stato necessario sia lavoro teorico, con lo sviluppo di un modello numerico basato sulla termodinamica atmosferica e la teoria di Mie, sia lavoro sperimentale per l'ottimizzazione e la messa in esercizio degli strumenti e per l'analisi dei dati acquisiti.

Cap. 1: Proprietà degli aerosol in relazione all'umidità atmosferica

1.1 Introduzione

Il prodotto principale dell'indagine dell'atmosfera tramite un lidar elastico è il coefficiente di retrodiffusione aerosolico β_A , che quantifica il contributo degli aerosol alla sezione d'urto di retrodiffusione. Spesso però l'interpretazione dei dati pone un problema riguardo all'origine fisica della sezione d'urto misurata: non conoscendo infatti in generale la distribuzione dimensionale degli aerosol osservati, molte diverse combinazioni dei parametri ottici relativi alle particelle in esame possono contribuire a generare la retrodiffusione misurata. Osservando ad esempio variazioni del rapporto di retrodiffusione nel tempo, è legittimo chiedersi quanta parte sia dovuta alla variazione del numero di particelle, quanta alla variazione delle dimensioni e quanta invece alla variazione dell'indice di rifrazione.

Se si assume che le particelle siano sferiche, la teoria di Mie può fornire dei dati che possono dare un'idea di come i vari fattori in gioco concorrano alla diffusione della luce.

I parametri responsabili della diversa diffusione da parte di una particella sono, in questo caso, il rapporto tra il raggio della particella e la lunghezza d'onda della radiazione, nonché l'indice di rifrazione complesso della particella stessa. Il modello può poi essere esteso a casi in cui si conosca la distribuzione dimensionale delle particelle, oppure la densità di energia al variare della lunghezza d'onda nel caso di luce non monocromatica.

Uno degli interrogativi che possono nascere dall'interpretazione dei dati lidar riguarda la proprietà degli aerosol di variare le caratteristiche ottiche se immersi in atmosfera umida. Due fenomeni allora concorrono a variare la sezione d'urto:

La sezione d'urto geometrica delle particelle aumenta a causa della deposizione di acqua sulla superficie;

Se la particella è igroscopica il composto si diluisce e l'indice di rifrazione tende a quello dell'acqua.

Per capire come questi due effetti si combinino - ed in generale concorrono in direzioni opposte - occorre studiare un po' di termodinamica del processo di umidificazione. In particolare, il problema che si è posto è stato di capire come varino la sezione d'urto di retrodiffusione e quella di estinzione in un aerosol immerso in aria umida nella regione dello spettro visibile.

Vari studi teorici sono stati affrontati nel secolo scorso per spiegare e prevedere il comportamento ottico di una particella immersa in un ambiente umido.

Koehler, 1936; Wall, 1942; Junge, 1952 a, b; Zebel, 1956; Mason, 1963; Dufour and Defay, 1963; Low, 1969; Herbert, 1975 hanno sviluppato vari modelli riguardanti il comportamento termodinamico di particelle non cariche all'equilibrio con aria umida. Tali modelli, però, erano molto specifici ed in generale non applicabili per larghe classi di utilizzo. Nel 1976 Hanel (Hanel, 1976) ha viceversa posto le basi di uno studio generale della termodinamica di sistemi colloidali all'equilibrio dispersi in un mezzo umido. Secondo Hanel, il punto di partenza è collegare la pressione di vapore p_r alla pressione di vapore parziale sopra una superficie piana (p_w) di aria satura. p_w a sua volta viene calcolata a partire dalla pressione p dell'aria al di sopra della superficie e dalla temperatura assoluta del sistema T . Trattiamo ora con qualche dettaglio l'equilibrio di una particella di aerosol in atmosfera umida.

1.2 Equazioni di base per la termodinamica dell'equilibrio

Iniziamo col definire due importanti quantità: l'*umidità relativa* e l'*attività di una soluzione*.

L'umidità relativa f è definita come il *rapporto tra la pressione parziale del vapore e la pressione di saturazione dell'acqua pura*:

$$f = \frac{p_w}{p_w^{sat}}.$$

Notare che per l'equazione di Clausius-Clapeyron la pressione di saturazione di un gas rispetto al suo liquido dipende dalla temperatura.

L'attività di una soluzione è definita come il *rapporto tra la pressione di saturazione della soluzione e la pressione di saturazione dell'acqua pura*:

$$a_w = \frac{p_{sol}^{sat}}{p_w^{sat}}$$

Nelle soluzioni l'attività è minore di uno, e ciò può essere compreso euristicamente considerando che a parità di volume di soluzione meno acqua è disponibile a passare allo stato gassoso a causa della presenza del soluto, e pertanto la pressione di vapore saturo diminuisce.

1.2.1 Equazione di Kelvin

Queste definizioni valgono per sistemi in cui l'interfaccia liquido-gas sia disposta su una superficie piana (o meglio con raggio di curvatura infinito). Considerando invece gocce o particelle di dimensioni piccole (inferiori al micron) occorre far intervenire l'equazione di Kelvin, che lega la pressione parziale dell'acqua (pura) all'equilibrio col liquido disposto su una superficie curva con raggio di curvatura r :

$$p_{sat,w}^K(T, r) = p_{sat,w}(T) \cdot e^{\left(\frac{2\sigma}{nkTr}\right)}, \quad (1)$$

ove n indica la densità molecolare nella goccia, σ la tensione superficiale dell'acqua, k la costante di Boltzmann e T la temperatura assoluta.

Nel caso di una soluzione si ha invece, sfruttando la definizione di attività:

$$p_{sat,sol}^K(T, r) = p_{sat,w}(T) \cdot a_w \cdot e^{\left(\frac{2\sigma}{nkTr}\right)}. \quad (2)$$

Se la particella è in equilibrio con l'ambiente circostante - e l'equazione di Kelvin vale all'equilibrio - la pressione p^w del vapore all'esterno della goccia è proprio p_{sol}^{sat} , per cui possiamo sostituire l'umidità relativa $f = \frac{p^w}{p_w^{sat}}$ alla quantità $\frac{p_{sol}^{sat}}{p_w^{sat}}$. Si ha allora che:

$$f = a_w \cdot e^{\left(\frac{2\sigma}{nkTr}\right)} \quad (3)$$

Consideriamo per un attimo il caso di acqua pura ($a_w=1$); l'equazione appena scritta ha andamento del tipo:

$f = e^{\left(\frac{3.3 \cdot 10^{-5}}{Tr}\right)}$, che tende a infinito per $r \rightarrow 0$ e tende ad uno per r molto grande. Ciò significa che la tensione superficiale su una superficie curva è sempre maggiore che su una superficie piana, e che non può esistere nessuna goccia per valori di umidità relativa inferiori al 100%. Per valori

superiori al 100%, invece, è possibile l'accrescimento, ma solo se la dimensione è maggiore del raggio r mostrato in figura.

Supponiamo che una goccia sia in una condizione di equilibrio nel punto p . Se per qualche motivo (ad es. collisione) la goccia si trova ad aumentare le proprie dimensioni, essa si troverà immersa in una aria con pressione di vapore maggiore di quella necessaria all'equilibrio, e inizierà allora ad assorbire vapore, accrescendosi indefinitamente.

Se viceversa si verificasse una diminuzione di dimensioni, la pressione di vapore circostante risulterebbe più bassa di quella necessaria a mantenere l'equilibrio, e pertanto inizierebbe ad evaporare scomparendo rapidamente.

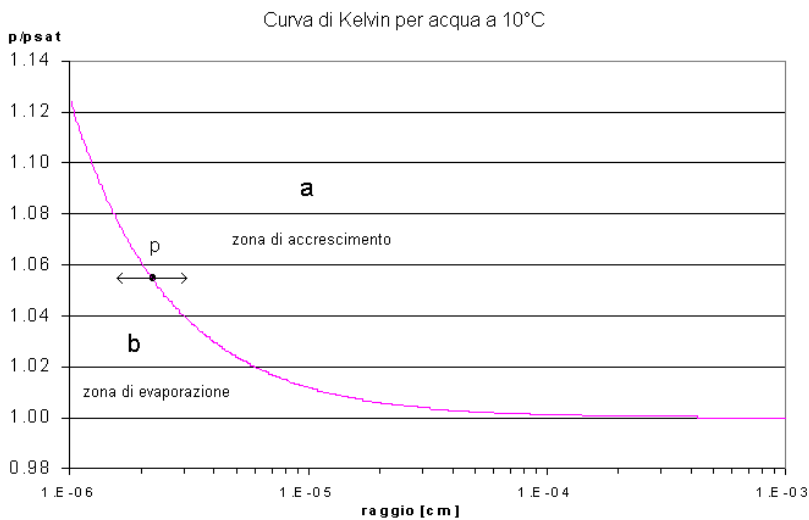


Fig. 1.1

La curva illustrata mostra l'andamento del raggio critico oltre il quale si ha accrescimento di un embrione di goccia di acqua pura a 10 °C. Se si porta il sistema nella zona **a** si avrà accrescimento, viceversa se il sistema viene portato nella zona **b** si avrà evaporazione e scomparsa della goccia.

Discutiamo ora invece come può essere calcolata l'attività nel caso in cui si abbia a che fare con una soluzione.

1.2.2 Equazioni di Kohler

In condizioni ideali e per superficie piana la definizione di attività si trova dalla legge di Raoult:

$$a_w = \frac{P_{sol}^{sat}}{P_w^{sat}} = \frac{n_w}{n_w + i n_0}, \text{ ove } n_0 \text{ è il numero di moli di soluto, cioè dell'aerosol a secco e } i \text{ è il}$$

fattore di Van't Hoff, che rappresenta il numero di ioni in cui si dissocia ogni molecola di soluto (notare che $P_{sol} < P_w$). In realtà tale fattore dipende dalla concentrazione, in quanto tanto più è concentrata la soluzione, tanto più risulta inibita la ulteriore dissociazione di soluto.

Definendo μ come il *coefficiente lineare di incremento di massa*, dato da $\mu = i M_w/M_o$, e tenendo presente che $n = i \frac{m}{M}$ (con M peso molecolare), possiamo riscrivere l'espressione di prima come:

$a_w = \left(1 + \mu \frac{m_0}{m_w}\right)^{-1}$. Utilizziamo ora la formula (2), cioè la formula di Kelvin per una soluzione, e otteniamo:

$$a_w = \left(1 + \mu \frac{m_0}{m_w}\right)^{-1} \exp\left(\frac{2\sigma}{nkTr}\right). \quad (4)$$

Considerando la soluzione come ideale possiamo utilizzare l'additività dei volumi per esplicitare m_w rispetto al raggio della particella: se ρ_w è la densità dell'acqua e ρ_0 invece la densità dell'aerosol a secco, si ottiene allora:

$$\frac{4}{3}\pi r^3 = V_w + V_0 = \frac{m_w}{\rho_w} + \frac{m_0}{\rho_0}, \text{ per cui } m_w = \frac{4}{3}\pi\rho_w r^3 - \frac{m_0}{\rho_0}\rho_w = \left(\frac{4}{3}\pi r^3 - \frac{m_0}{\rho_0}\right)\rho_w,$$

e si può così riscrivere l'equazione:

$$\frac{p_{sol}^{sat}}{p_w^{sat}} = \left(1 + \mu \frac{m_0}{\left(\frac{4}{3}\pi r^3 - \frac{m_0}{\rho_0}\right)\rho_w}\right)^{-1} \exp\left(\frac{2\sigma_{sol}}{nkTr}\right).$$

E' bene a questo punto però osservare che il denominatore del termine di concentrazione assume valori negativi per raggi piccoli: occorre allora imporre la condizione $m_w > 0$, o, equivalentemente, r maggiore del raggio a secco del soluto, stimabile con la formula $\frac{4}{3}\pi r_0^3 = \frac{m_0}{\rho_0}$. Fisicamente ciò corrisponde a considerare particelle la cui massa totale sia maggiore della massa del soluto.

Per quanto osservato in precedenza possiamo a questo punto riscrivere l'equazione in funzione dell'umidità relativa, ed ottenere dunque:

$$f = \left(1 + \mu \frac{m_0}{\left(\frac{4}{3}\pi r^3 - \frac{m_0}{\rho_0}\right)\rho_w}\right)^{-1} \exp\left(\frac{2\sigma_{sol}}{nkTr}\right), \quad (5)$$

che rappresenta una famiglia di curve al variare della massa del soluto, dette *curve di Kohler* (Kohler, 1936), qualora sia nota l'umidità relativa e la tensione superficiale della soluzione. Un esempio per diverse soluzioni di NaCl in acqua è mostrato nelle figure 1.2 e 1.3.

Facciamo ora qualche considerazione riguardo le curve di Kohler.

Queste legano il raggio di una goccia di soluzione alla sua pressione di vapore saturo. Come detto in precedenza, per gocce di acqua pura la tensione di vapore sulla superficie risulta sempre maggiore della pressione di vapore saturo. Nel caso di soluzioni, si può invece verificare che la pressione di vapore saturo risulti più bassa di quella dell'acqua, a causa del termine di attività che compare col segno negativo. Ciò significa che, mentre una goccia di acqua pura non può esistere per umidità relative inferiori al 100%, per gocce di soluzione si può avere un equilibrio anche ad umidità relativamente basse. Si può vedere ad esempio che una gocciolina di raggio di 5/100 di micron di soluzione di acqua con 10^{-16} g di NaCl si trova all'equilibrio con l'aria circostante se la pressione di vapore dell'acqua è appena il 90% di quella di saturazione, cioè con *umidità relativa del 90%*.

Dimostreremo tra poco che l'equilibrio che si ottiene in tali condizioni è un equilibrio stabile: la goccia tenderà sempre a riportarsi alle dimensioni originarie fissata l'umidità dell'ambiente circostante.

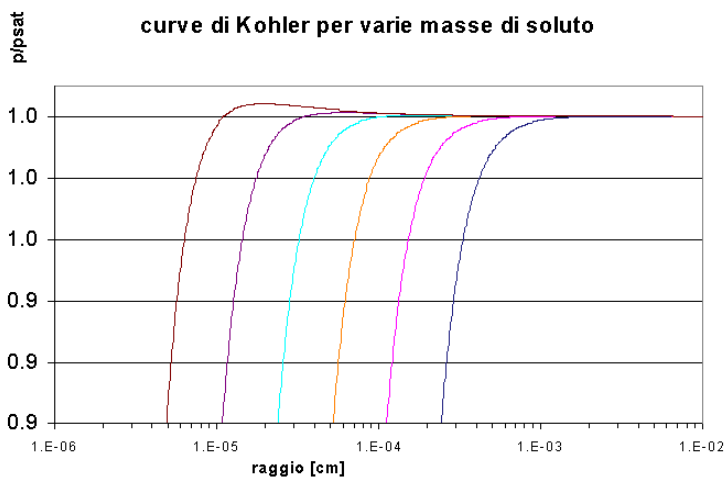


Fig. 1.2

Curve di Köhler per gocce di soluzione di NaCl in acqua (a 10°C) per varie masse di soluto, da 10^{-11} a 10^{-16} g. Il raggio a secco di tali aerosol può essere stimato dalla relazione $4/3 \pi r^3 = m_0/\rho$.

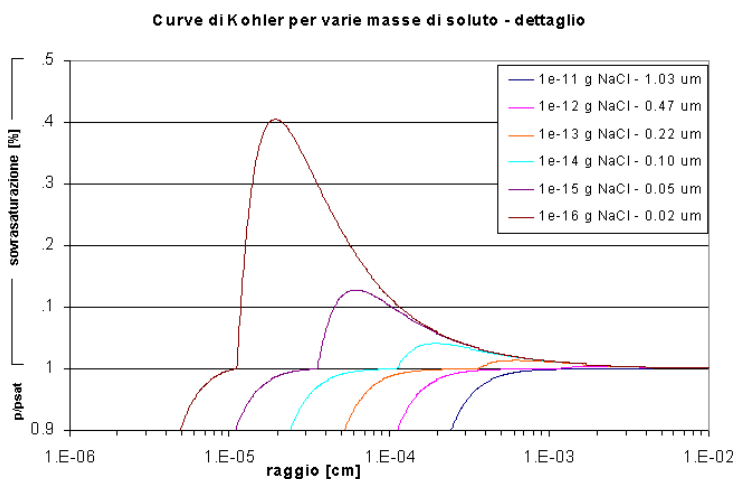


Fig. 1.3

Come prima, ma con ingrandimento della parte sovrasatura.

Si può notare che per masse maggiori di soluto il punto critico tende all'infinito, e pertanto vicino alla saturazione il raggio di equilibrio aumenta considerevolmente.

Nelle figure 1.2 ed 1.3 sono mostrate varie curve di Kohler, per soluzioni di NaCl in acqua ottenute a partire da diverse masse iniziali. Si può subito notare che il termine di concentrazione ha un ruolo molto importante, in quanto a differenza dell'acqua pura, per le soluzioni la curva mostra un massimo, corrispondente ad un *raggio critico*, al di sotto del quale si osserva una situazione di equilibrio stabile della goccia. Supponiamo infatti che una goccia di acqua contenente ad esempio 10^{-16} g di NaCl si trovi nella zona ascendente della curva in fig. 2: se per qualche motivo il raggio viene incrementato, la pressione di vapore esterna risulta minore di quella necessaria all'equilibrio della goccia più grande, e pertanto si avrà una evaporazione tale da riportarla alle dimensioni iniziali. Al contrario, se si verificasse una diminuzione di dimensioni, la pressione esterna sarebbe più alta del necessario e del vapore tenderebbe a passare in soluzione aumentando il raggio. Oltre tale raggio, invece, si ha una situazione instabile, come abbiamo già discusso per la curva di Kelvin.

Al di sotto del raggio critico, quindi, e a maggior ragione per umidità inferiori al 100%, la situazione è sempre di equilibrio stabile: ciò significa che nel caso di aerosol immersi in atmosfera umida ma non satura, la crescita igroscopica che si osserva è stabile, nel senso che assegnata una certa umidità il raggio tende a stabilizzarsi su un valore ben definito, dipendente dal raggio a secco e dal valore dell'umidità stessa, oltre che dalle caratteristiche chimiche dell'aerosol.

La figura 4 illustra una parte della curva di Kohler corrispondente alla zona di umidità inferiore alla saturazione, in modo da mostrare il raggio di equilibrio in funzione dell'umidità relativa. Si nota come vicino al 100% di umidità il raggio aumenti di varie volte il suo valore originale.

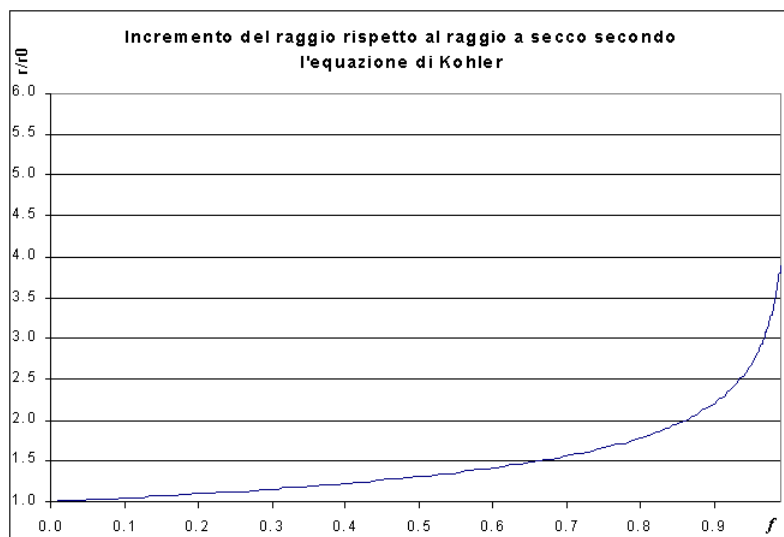


Fig. 1.4

Aumento del raggio per idratazione di un aerosol secondo il modello di Kohler.

In questo esempio e in tutti quelli che seguiranno è riportato il caso di una soluzione contenente 10^{-16} g di NaCl, alla temperatura di 10 °C.

Il problema che si pone a questo punto è allora di cercare di invertire l'eq. (5) per trovare una relazione analitica tra l'umidità relativa ed il raggio di equilibrio (stabile) per particelle di aerosol solubili di raggio a secco r_0 . Poiché non è possibile invertire l'equazione analiticamente occorre condurre qualche approssimazione per ottenere qualche risultato utile:

- poiché $2\sigma/nkT$ è dell'ordine di 10^{-7} cm^{-1} , per raggi superiori al centesimo di micron (10^{-6} cm) l'esponenziale può essere approssimato con $1 + (2\sigma/nkTr)$. Trascurare completamente l'effetto di curvatura corrisponde ad approssimare l'esponenziale con 1. Tale approssimazione è stata fatta da Hanel nel 1976, ed ha ottenuto i risultati che saranno illustrati di seguito. Questo tipo di approssimazione comporta però una singolarità della curva per $f \rightarrow 1$.
- Viceversa, è possibile introdurre un parametro fenomenologico per modificare l'equazione semplificata all'ordine zero per eliminare la singolarità e diminuire l'errore.

Vale la pena a questo punto ricordare le approssimazioni contenute nell'eq. (4):

- E' stata supposta l'additività dei volumi, proprietà non vera per soluzioni reali, soprattutto di elettroliti;
- La tensione superficiale è stata supposta indipendente dalla concentrazione e uguale a quella dell'acqua pura;
- Il fattore di van't Hoff in realtà non è costante, ma diminuisce per alte concentrazioni poiché gli ioni in soluzione inibiscono la dissociazione di altro soluto.

In realtà lavori recenti mostrano come in molte occasioni la teoria di Kohler sia insufficiente a descrivere soddisfacentemente il comportamento di soluzioni reali, specialmente quando si abbia a che fare con aerosol poco solubili o gas (Kulmala et al., 1997), o con aerosol di origine organica (Dusek et al., 2003). Sono state quindi proposte varie correzioni all'equazione di Kohler che per alcune sostanze come ad esempio solfato di ammonio o CaSO_4 prevede raggi di equilibrio notevolmente maggiori dell'equazione standard. Tali complicazioni non sono comunque state prese in considerazione nel presente lavoro.

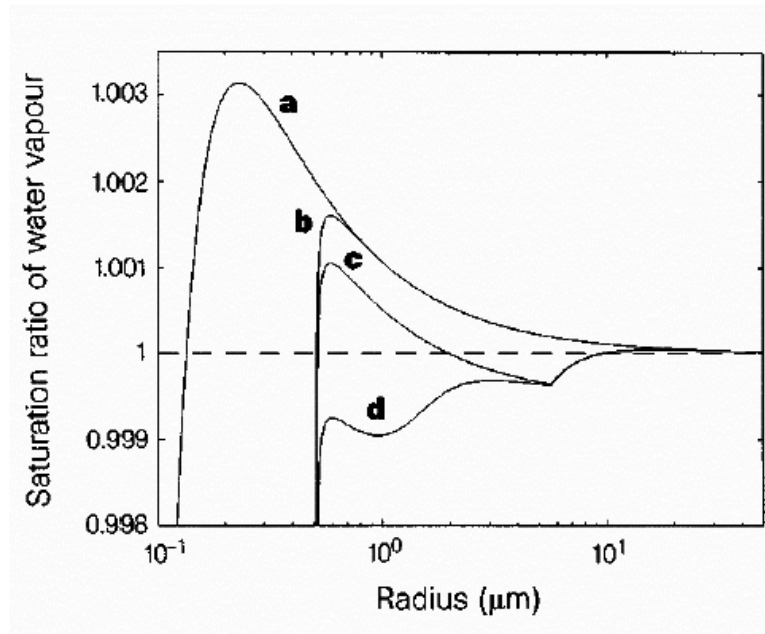


Fig. 1.5 Confronto tra l'equazione di Kohler per un aerosol di solfato di ammonio di raggio a secco pari a 30 nm (a) con le correzioni proposte da Kulmala per:

- (b) una particella simile ma con un core insolubile di 500 nm di raggio;
- (c) una particella simile ma con un core poco solubile (CaSO_4) di 500 nm di raggio;
- (d) effetto dell'aggiunta di un gas solubile (HNO_3) in concentrazione di 1 ppbv. (da Kulmala, 1997)

1.3 Teoria di Hanel

Come accennato, la teoria di Hanel parte dalla formula di Kohler, trascurando i termini di curvatura. Si ha allora, invertendo la formula (4): $\frac{m_w}{m_0} = \mu \frac{a_w}{(1-a_w)}$, in cui m_w e m_0 sono rispettivamente la massa di acqua e quella del soluto. Cerchiamo ora di trovare la relazione tra l'aumento di massa e il raggio equivalente: per l'additività dei volumi si ha $V=V_0+V_w$, per cui:

$$\frac{V}{V_0} = 1 + \frac{V_w}{V_0} = 1 + \frac{\rho_0}{\rho_w} \frac{m_w}{m_0}$$

ovvero: $\frac{V}{V_0} = 1 + \frac{\rho_0}{\rho_w} \frac{m_w}{m_0}$, oppure $\frac{r}{r_0} = \left(1 + \frac{\rho_0}{\rho_w} \frac{m_w}{m_0} \right)^{1/3}$.

Per quanto detto in precedenza a proposito della relazione tra l'attività e l'umidità relativa all'equilibrio si può assumere $a_w = f$, e sostituendo m_w/m_0 si trova allora :

$$\frac{r}{r_0} = \left(1 + \mu \frac{\rho_0}{\rho_w} \frac{f}{1-f} \right)^{1/3}.$$

E' stato così trovato che un aerosol di dimensioni a secco r_0 in ambiente umido assorbe acqua fino a portarsi ad un nuovo raggio r di equilibrio (stabile). L'andamento di questa funzione è mostrato in fig.5, ed il campo di validità proposto dall'autore è per valori di umidità relativa minori del 90:95%.

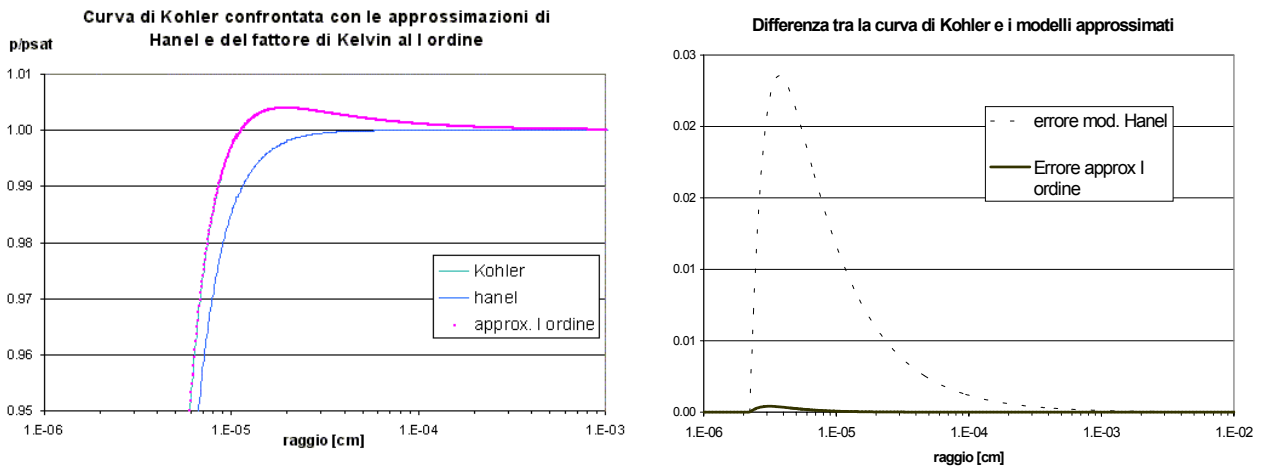


Fig. 1.6: a) andamento della curva di Hanel e la curva ottenuta dall'approssimazione al I ordine del fattore di curvatura. In b): differenza tra queste due curve e la curva di Köhler.

Si noti come la curva di Hanel non preveda la presenza del punto critico e il raggio di equilibrio diverga alla saturazione.

Dalla figura 1.6 si può notare che l'approssimazione di Hanel non prevede l'esistenza di un raggio critico e che, per umidità relative prossime alla saturazione si verifichi un aumento infinito del raggio di equilibrio. Questo fatto è chiaramente falso come mostrato dall'andamento della funzione di Köhler.

Poiché di fatto l'equazione di Hanel deriva dalla approssimazione del termine di curvatura all'ordine zero $\left(\exp\left(\frac{2\sigma_{sol}}{nkTr}\right) \sim 1 \right)$, si potrebbe a questo punto pensare di approssimare

l'esponenziale al primo ordine cioè:
$$\exp\left(\frac{2\sigma_{sol}}{nkTr}\right) = 1 + \frac{2\sigma_{sol}}{nkTr} + o\left(\frac{2\sigma_{sol}}{nkTr}\right).$$

La curva risultante da tale approssimazione è: $f = \frac{1 + \frac{2\sigma_{sol}}{nkTr}}{1 + \mu \frac{m_0}{\left(\frac{4}{3}\pi r^3 - \frac{m_0}{\rho_0}\right)\rho_w}}$, il cui andamento è

mostrato ugualmente in fig. 5a, dove si nota che è praticamente indistinguibile dalla curva “esatta” di Kohler già per raggi dell’ordine del decimo di micron (fig. 5b). Essa riproduce inoltre il corretto raggio critico e di conseguenza tende a valori finiti di r per $f \Rightarrow 1$.

Tuttavia, nonostante la funzione $f(r)$ sia ora una funzione algebrica e non più trascendente, non è comunque possibile invertirla in $r(f)$, e pertanto non può risultare utile agli scopi di calcolo del raggio di equilibrio di un aerosol idratato.

Un’altra soluzione può essere quella di aggiungere una costante ε al valore dell’umidità relativa, così da ottenere una funzione del tipo:

$$\frac{m_w}{m_0} = \mu \frac{a_w - \varepsilon}{(1 - a_w + \varepsilon)}, \text{ da cui discende l'accrescimento:}$$

$$\frac{r}{r_0} = \left(1 + \mu \frac{\rho_0}{\rho_w} \frac{f - \varepsilon}{1 - f + \varepsilon}\right)^{1/3}, \text{ il cui andamento è proposto in figura 6 per il valore di } \varepsilon \text{ pari a } 0.016,$$

sempre per una particella contenente 10^{-16} g di NaCl a 10°C .

La funzione risultante da questa approssimazione non mostra raggio critico, poiché essa non considera il coefficiente di curvatura, ma approssima molto bene la curva di Kohler per umidità relative minori di 1; escludendo processi di nucleazione può viceversa descrivere molto accuratamente processi di idratazione per umidità relative inferiori all’unità.

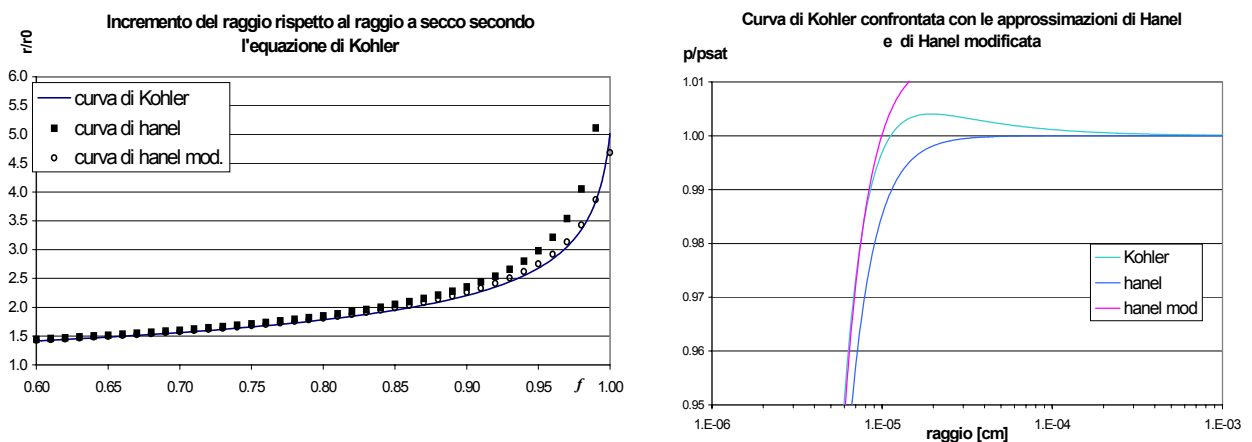


Fig. 1.7

Curva di Hanel modificata: il valore del parametro ε è stato imposto pari a 0.014.

1.3.1 Modello di Kasten

Kasten ha invece proposto la seguente semplice formula per stimare l'aumento di raggio dovuto alla umidificazione degli aerosol: (v. Hanel 1976, Kasten 1969)

$$\frac{r}{r_0} \approx (1-f)^{-\varepsilon} \quad (6)$$

Con ε fissato, specifico del tipo di aerosol; per aerosol urbano è proposto $\varepsilon = 0.285$. Tale formula è proposta valida nell'intervallo $75\% < f < 95\%$ e per particelle di raggio a secco $> 0.1 \mu\text{m}$.

Tale approssimazione deriva dalle osservazioni di Winkler (1967) sulla variazione di massa di campioni atmosferici in funzione della umidità relativa, e rappresenta una approssimazione fenomenologica, senza giustificazione teorica. In origine è stata proposta per valutare la visibilità atmosferica in differenti condizioni meteorologiche.

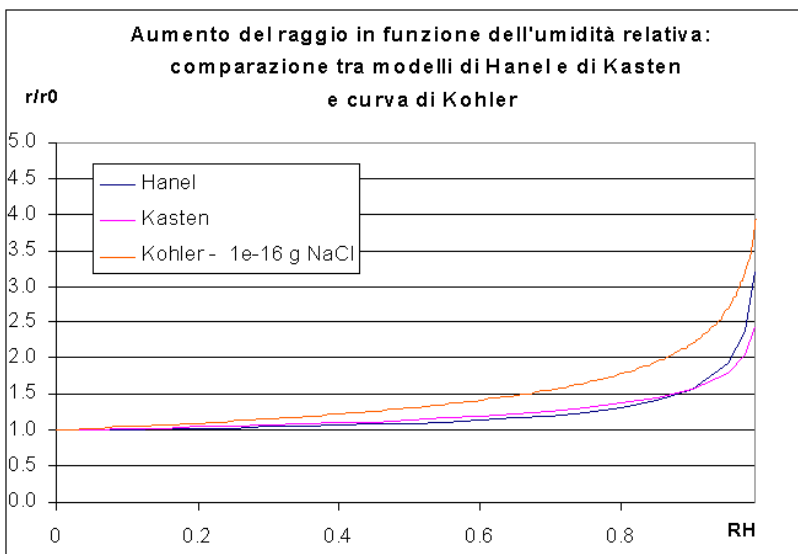


Fig. 1.8
Differenza tra il comportamento di aerosol igroscopico calcolato con la curva di Kohler e i modelli di Hanel e di Kasten.

Come la curva di Hanel, anche il modello di Kasten presenta un asintoto in corrispondenza di $f=1$. Nonostante la approssimazione molto semplice, tuttavia, questa formula è in realtà la più usata in quanto permette con solo due parametri di stimare il tipo di aerosol e il raggio a secco. In pratica si utilizza questo modello anche per descrivere l'andamento dei parametri ottici degli aerosol in funzione dell'umidità relativa (V. prossimo paragrafo).

Per studiare la attendibilità di un fit con la curva di Kasten sono stati confrontati i raggi calcolati invertendo l'equazione di Kohler per parametri fissati corrispondenti a vari tipi di aerosol standard con la curva ottenuta tramite un best fit con minimi quadrati del modello di Kasten. Come è stato anche dichiarato dall'autore, il limite di validità per l'umidità relativa in questa approssimazione è del 95%.

Per stimare quantitativamente l'accuratezza dell'approssimazione, è stato fatto uno studio sull'errore che si commette in media utilizzando la funzione di Kasten ottenuta da un best fit col metodo dei minimi quadrati al posto dei dati veri forniti dall'equazione di Kohler. Come stima dell'errore è stata preso l'errore relativo mediato sui vari punti. Come errore relativo si intende la

$$\text{quantità } \left| \frac{r_{Kohler} - r_{Kasten}}{r_{Kasten}} \right|.$$

Dalla tabella 1.1 e dalla figura 1.10 si può notare che l'errore aumenta più che esponenzialmente considerando valori limite di RH via via crescenti. Volendo allora commettere un errore al massimo dell'1%, si vede che l'approssimazione di Kasten è valida per valori di RH inferiori al 98%.

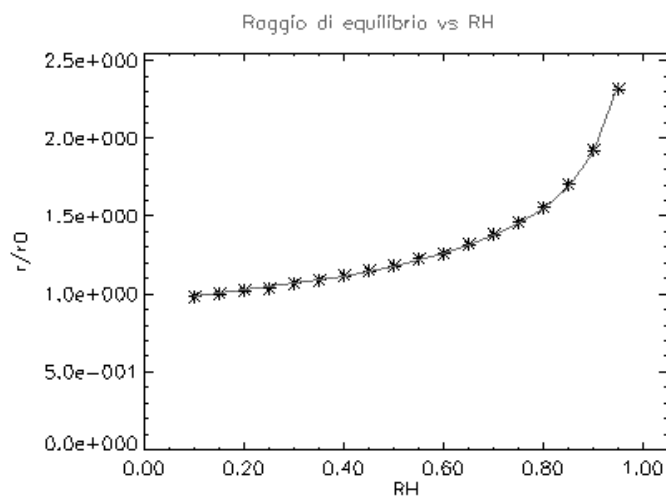


Fig. 1.9

Fit del raggio di equilibrio normalizzato al raggio a 15% di umidità con il modello di Kasten. Si nota un accordo eccellente, che può essere quantificato nel valore medio della differenza (in modulo) tra i valori osservati e quelli previsti dal fit.

* =dati ottenuti dall'eq di Kohler per $m_0=10^{-14}$ g, $\rho_0=2.16$ g/cm³, T=300K
 _ =best fit dell'equazione di Kasten

Tab. 1.1:	f max	Err. Rel. medio
Sono riportati gli	0.94	0.00299
errori relativi	0.95	0.003527
medi che si	0.96	0.004171
commettono	0.97	0.005169
considerando il	0.98	0.007065
modello di	0.99	0.011949
Kasten rispetto	1.00	-
ai dati ottenuti		
dall'equazione		
di Kohler.		

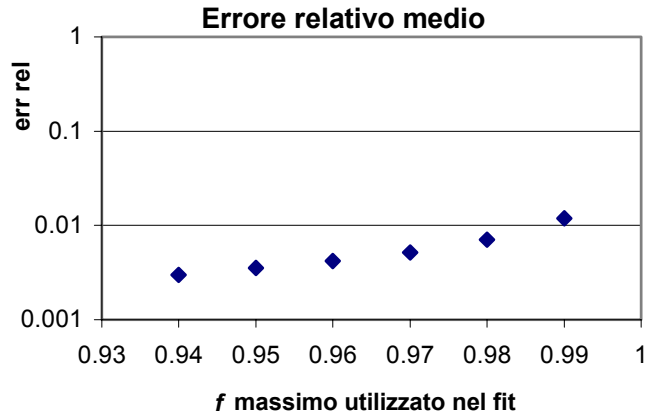


Fig. 1.10

Volendo spingere oltre i valori di f da utilizzare è necessario ricorrere ad approssimazioni migliori di quella di Kasten, come già illustrato in precedenza.

1.3.1 Indice di rifrazione come funzione dell'umidità relativa

Passiamo ora a calcolare l'indice di rifrazione della soluzione. Per la relazione trovata da Arago e Biot nel 1806 abbiamo: $n = \sum n_i \frac{V_i}{V}$.

Si ottiene dunque, raccogliendo e sostituendo V_0/V :

$$n = n_0 \frac{V_0}{V} + n_w \frac{V_w}{V} = n_0 \frac{V_0}{V} + n_w \left(1 - \frac{V_0}{V}\right), \text{ che vale sia per la parte reale che per la parte}$$

immaginaria:

$$n = n_w + (n_0 - n_w) \left(1 - \frac{\rho_0}{\rho_w} \frac{m_w}{m_0}\right)^{-1}.$$

In definitiva si ha $n = m + ik$, con:

$$m = m_w + (m_0 - m_w) \left(1 - \mu \frac{\rho_0}{\rho_w} \frac{f}{1-f}\right)^{-1} \text{ e}$$

$$k = k_w + (k_0 - k_w) \left(1 - \mu \frac{\rho_0}{\rho_w} \frac{f}{1-f}\right)^{-1}$$

La stessa formula vale per la densità, in quanto $\rho = \sum \rho_i \frac{V_i}{V}$, per cui otteniamo:

$$\rho = \rho_w + (\rho_0 - \rho_w) \left(1 - \mu \frac{\rho_0}{\rho_w} \frac{f}{1-f} \right)^{-1}.$$

Con questo modello sono stati confrontati vari valori misurati sperimentalmente in diverse condizioni. Nella figura 1.11 sono illustrati i confronti tra i valori misurati e teorici della parte reale e di quella immaginaria dell'indice di rifrazione.

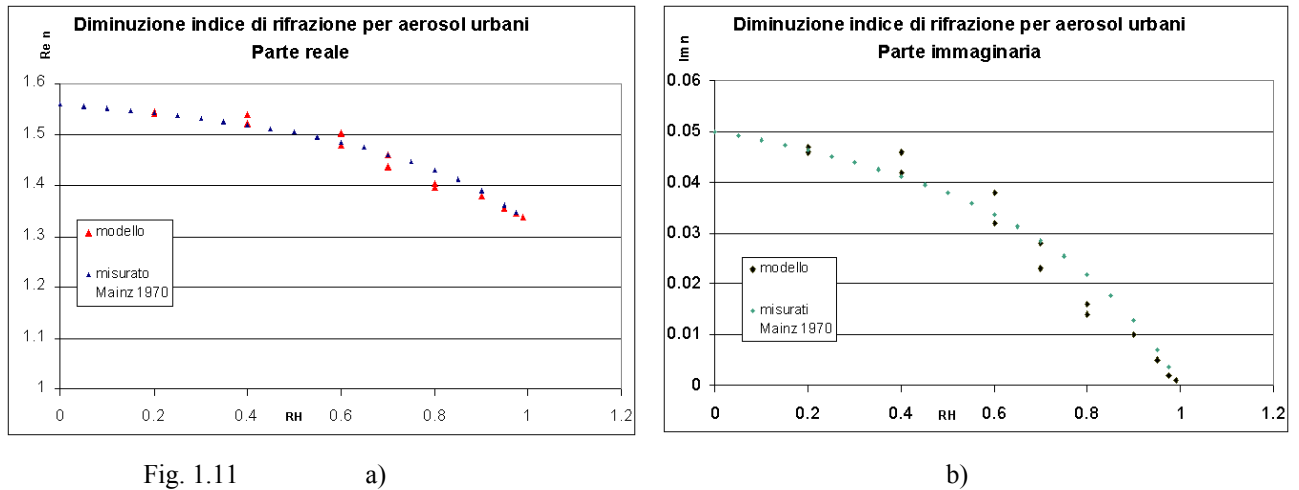


Fig. 1.11 Confronto tra indici di rifrazione misurati e predetti dal modello di Hanel nel caso di aerosol urbani misurati a Mainz nel 1970. Adattato da Hanel. In a) è mostrata la parte reale, in b) quella immaginaria.

1.3.2 Coefficiente di retrodiffusione come funzione dell'umidità relativa

Vari esperimenti sono stati condotti sia in laboratorio (Tang, Munkelwitz, 1994) che *in situ* con nefelometri (Im et al., 2001) per studiare le proprietà ottiche degli aerosol idratati. Con il lidar si può misurare simultaneamente l'umidità assoluta (rapporto di mescolamento w) e il rapporto di retrodiffusione, come verrà illustrato nel capitolo 2.

Poiché la dipendenza dei coefficienti di estinzione e retrodiffusione di un insieme di aerosol nei confronti della distribuzione dimensionale delle particelle non è affatto banale, non è in realtà giustificato a priori l'approssimazione con una generica funzione. Tuttavia, nonostante l'andamento del coefficiente di retrodiffusione non sia teoricamente interpretabile con la funzione di Kasten, il fit di β e α con questo tipo di curva è invece molto utilizzato.

Per verificare se ciò sia soddisfacente almeno da un punto di vista fenomenologico, è stato realizzato un modello numerico (KMSS - Kohler Mie Scattering Simulator) capace di fornire i valori dei coefficienti di estinzione e retrodiffusione di un insieme di aerosol, e sono stati confrontati tali valori con il modello di Hanel, tramite best fit con il metodo dei minimi quadrati.

Il modello KMSS

Il modello utilizza la teoria di Kohler per calcolare il raggio di equilibrio delle particelle immerse in aria umida, la corrispondente variazione dell'indice di rifrazione ed infine i calcoli di Mie per la diffusione della luce. Considerando infatti contemporaneamente l'aumento del raggio equivalente dovuto all'umidità e la diminuzione dell'indice di rifrazione, si possono calcolare con la teoria di Mie i coefficienti di retrodiffusione e di estinzione per un generico aerosol idratato. Tale calcolo non è possibile per via analitica e pertanto è stato costruito un modello numerico per stimare il comportamento dei coefficienti Q_e , Q_a e Q_s in funzione di RH. Tale modello, infatti, basato sulla teoria di Mie, è capace di calcolare i coefficienti di retrodiffusione e di estinzione per aerosol sferici in equilibrio con il vapore, fissata l'umidità relativa dell'atmosfera. Si ricorda che nella teoria di Mie le sezioni d'urto Σ_e e Σ_s sono collegate alle efficienze tramite la formula: $\Sigma_i = 4\pi r^2 Q_i$ ove $i=e,s,a$.

I coefficienti α e β a loro volta sono legate alle sezioni d'urto nel modo seguente:

$$\alpha = \Sigma_e, e$$

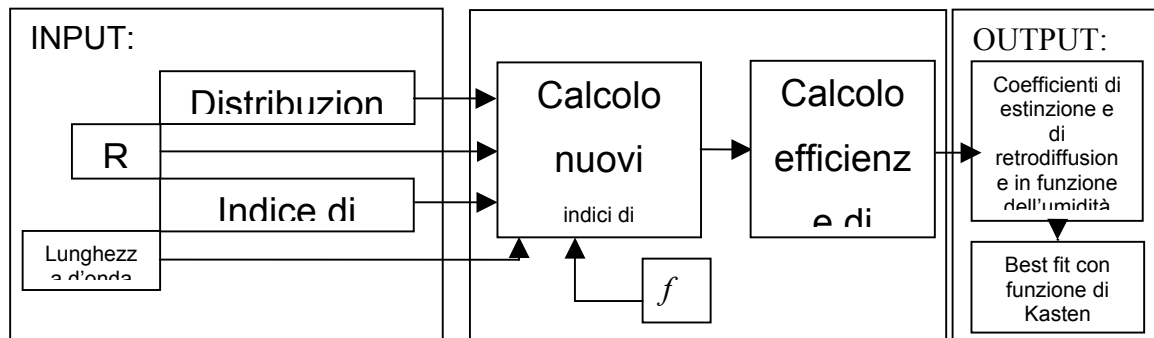
$$\beta = \left. \frac{d\Sigma_s}{d\Omega} \right|_{180^\circ} = \frac{1}{4\pi} \Sigma_s \cdot P(180^\circ), \text{ ove per } P \text{ si intende la funzione di fase normalizzata a } 4\pi.$$

Se le particelle presentano varie dimensioni si può calcolare la sezione d'urto integrando le efficienze di estinzione con la funzione di distribuzione dimensionale:

$$\Sigma_{e,s,a} = \pi \int_0^\infty r^2 \cdot Q_{e,s,a}(\tilde{n}, \lambda, r) \cdot \frac{dN(r)}{d \ln r} dr. \text{ Per esprimere la funzione densità di popolazione in}$$

funzione del raggio si è utilizza una distribuzione lognormale: $\frac{dN(r)}{d \ln r} = \frac{N_{tot}}{\sqrt{2\pi \ln \sigma_{ln}}} e^{-\left(\frac{\ln(r/r_0)}{\sqrt{2 \ln \sigma_{ln}}}\right)^2}$.

Si nota come in realtà il fattore che domina il comportamento ottico degli aerosol sia l'aumento delle dimensioni piuttosto che la diminuzione dell'indice di rifrazione. Il prossimo schema illustra il funzionamento del modello :



I risultati ottenuti sono mostrati nella figura 1.12, nel caso di aerosol di NaCl con raggio a secco di 0.1 μ m.

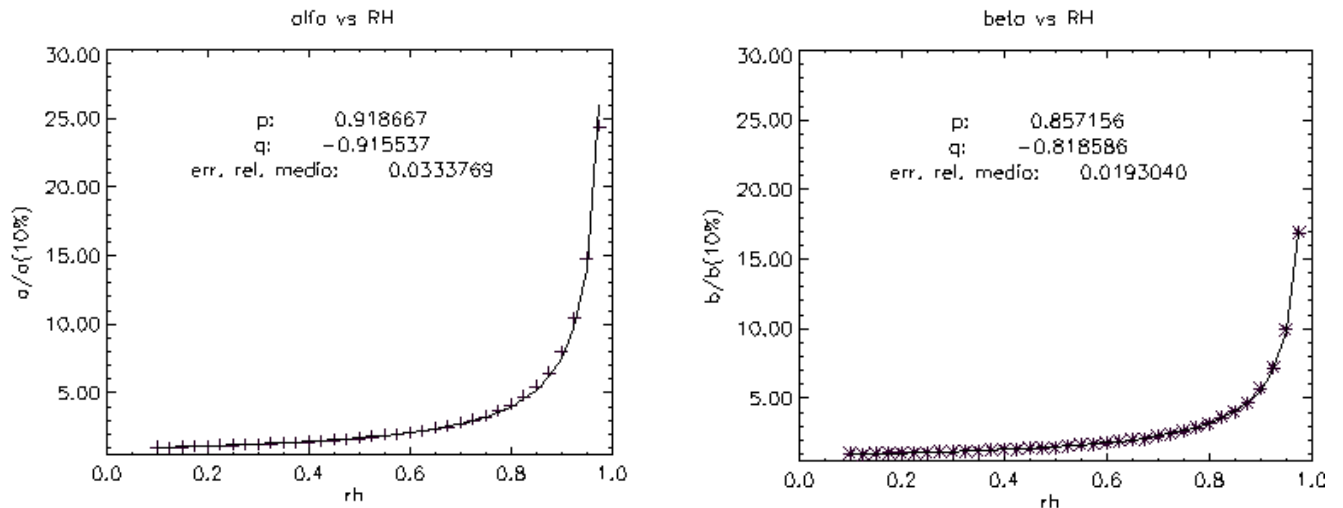


Fig 1.12 a)

Fig. 1.12:

- a) Aumento di α e β in funzione dell'umidità relativa;
- b) Andamento teorico del rapporto α/β

I calcoli sono stati fatti a partire dal modello di aerosol misurato a Mainz nel 1970.

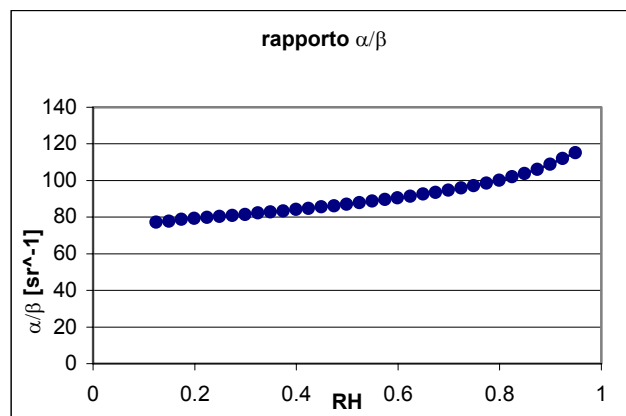


Fig 1.12 b)

Si può notare che il modello predice l'aumento del rapporto a/b per umidità relative crescenti; per interpretare il fenomeno si mostrano, nella figura seguente, le efficienze di estinzione (Q_e) e di diffusione (Q_s) per particelle sferiche con due diversi indici di rifrazione: in uno la parte immaginaria è molto piccola, nell'altro invece è abbastanza apprezzabile.

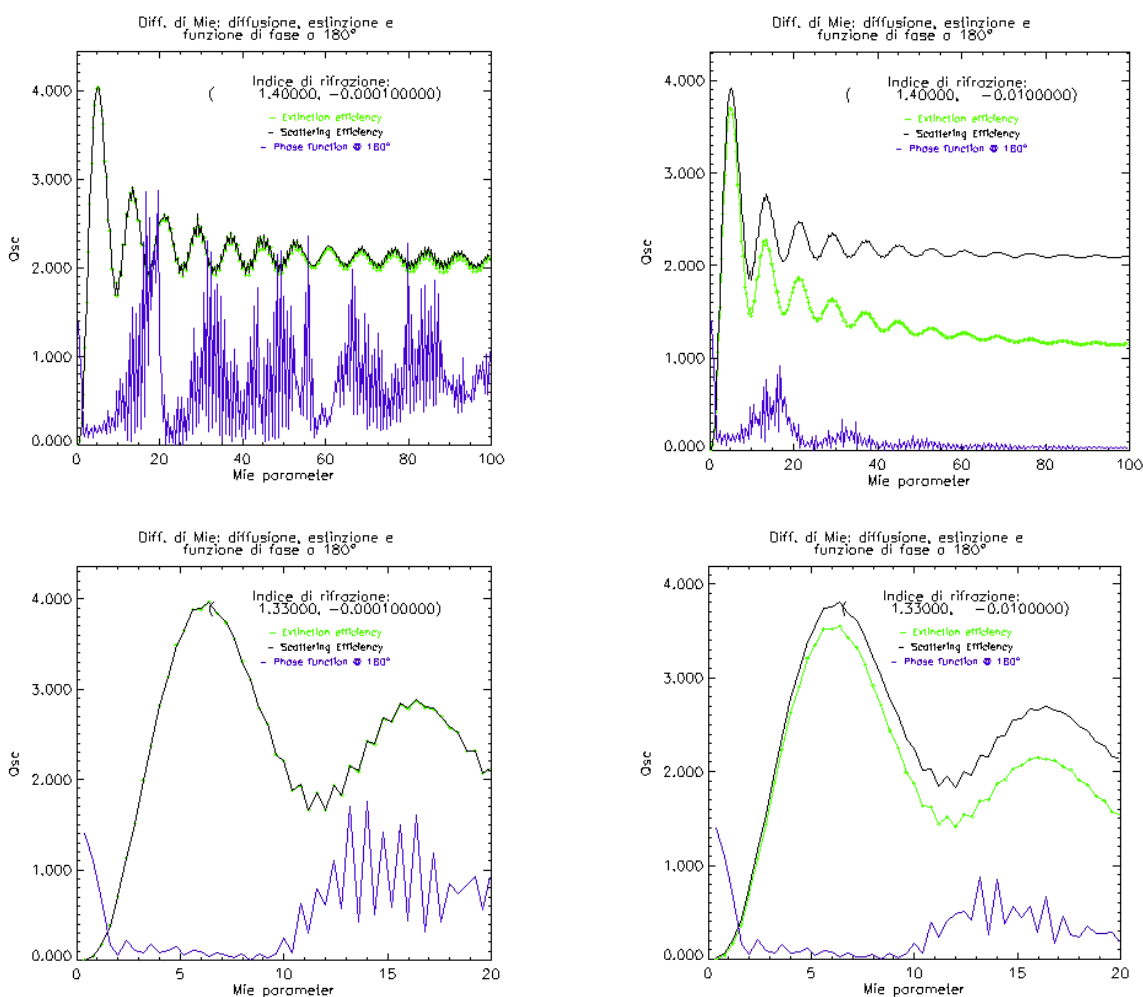


Fig. 1.13: Diffusione di Mie da particelle con diversi indici di rifrazione.

A lunghezze d'onda di 532 nm e per dimensioni di 100 - 300 nm di raggio, come quelle considerate nella simulazione precedente, il parametro di Mie varia da 1.3 a 4 circa. Si nota allora come l'aumento del rapporto α/β è da imputarsi soprattutto alla rapida caduta della funzione di fase per i valori più piccoli del parametro di Mie.

La parte immaginaria dell'indice di rifrazione invece non sembra avere un ruolo importante se non per aerosol molto grandi, in cui le efficienze di estinzione e di diffusione iniziano ad essere diverse significativamente.

Cap. 2 Lidar

2.1 Lidar elastico

Il lidar è costituito da un laser, che invia un fascio di radiazione, per lo più nello spettro visibile, un sistema ottico di raccolta dell'eco luminoso retrodiffuso dall'atmosfera ed un sistema elettronico di trattamento e memorizzazione del segnale. Si parla di lidar Rayleigh, o elastico, quando la radiazione rivelata è alla stessa lunghezza d'onda di quella emessa: si osserva infatti l'eco dovuto alla diffusione elastica da molecole ed aerosol.

Tralasciando la descrizione dell'apparato strumentale, che verrà in parte esposta nel capitolo 4, ci occupiamo qui solo della descrizione della analisi dati, in quanto è necessaria per comprendere il funzionamento e i limiti del sistema. In alcune condizioni, infatti, i dati ottenuti con il lidar elastico (Rayleigh) non sono "completi" in quanto l'equazione lidar non può essere invertita senza assunzioni a priori, generando quindi un errore sistematico difficilmente quantificabile. In virtù del fatto che la luce si propaga praticamente con velocità c costante in tutta l'atmosfera, l'errore commesso sul calcolo della distanza a partire dal tempo di ritorno del segnale è trascurabile; si ha allora l'equazione che lega la potenza ricevuta ad un tempo t dopo l'impulso laser con la quota. L'andamento del numero di fotoni rivelati durante un intervallo di tempo τ dopo un ritardo di tempo $t=2z/c$ è allora dato da:

$$P(z) = C \cdot (\beta_{mol}(z) + \beta_{aer}(z)) \cdot \exp\left(-2 \int_0^z [\alpha_{mol}(z') + \alpha_{aer}(z')] dz'\right) \frac{1}{z^2} + B, \quad (2.1 I)$$

in cui $C=N_0 \tau A \eta$.

Con N_0 si intende il numero totale di fotoni emessi nel singolo impulso laser, con τ a durata di ogni canale di acquisizione (dwell time), con A la superficie dell'ottica di raccolta e con η

invece l'efficienza totale della catena di rivelazione, che si può anche intendere come il prodotto di efficienze di ogni singolo stadio (efficienza ottica, efficienza quantica dei rivelatori, dell'elettronica di trattamento, ecc.).

B rappresenta invece il rumore di fondo, che può avere due differenti origini:

- 1) rumore di buio del sistema di acquisizione (in particolare del fotorivelatore), e
- 2) rumore di fondo del cielo.

E' chiaro che i metodi per attenuare queste due differenti fonti di rumore sono diversi, e saranno discussi nel capitolo 4.

β ed α sono invece i coefficienti di estinzione e di retrodiffusione atmosferici, e sono dovuti in parte alla diffusione da molecole (α_{mol} e β_{mol}), e in parte a quella da aerosol (α_{aer} e β_{aer}). Il coefficiente β esprime la sezione d'urto differenziale a 180° un volume unitario di atmosfera, mentre il termine esponenziale tiene conto dell'attenuazione della radiazione per unità di percorso, in accordo con la legge di Lambert-Beer-Bouguer.

Mentre i contributi molecolari possono essere considerati noti a priori, quelli molecolari sono incogniti e vengono ricavati dall'analisi del profilo lidar. Come già accennato non è in generale sempre possibile ricavare entrambi i coefficienti con l'analisi di dati di lidar elastico, pertanto occorre ricorrere a misure di supporto, specie nello studio dello strato limite planetario. I motivi saranno illustrati di seguito.

2.1.1 Generazione del profilo molecolare

Si descrive qui di seguito la sequenza che porta alla generazione del cosiddetto profilo molecolare utilizzato per l'analisi di dati lidar.

a) *Calcolo della densità numerica molecolare a partire dai dati del radiosondaggio.*

Il radiosondaggio, effettuato con sensori posti a bordo di palloni e comunicanti via radio con la stazione, fornisce, tra le altre, misure di *pressione, quota e temperatura*. Dall'equazione dei gas perfetti $pV=n kT$ si ricava la densità numerica di molecole $n(p,T; z)$. Dalla teoria di Rayleigh sappiamo infatti che la sezione d'urto di retrodiffusione in un gas è data dalla formula:

$$\beta_{mol}(z) = n(p, T; z) 5.45 [\lambda(\mu m)/0.55]^{-4} 10^{32} \text{ m}^{-1} \text{ sr}^{-1} \quad (2.1.1 \text{ I})$$

La teoria di Rayleigh ci dice anche che la sezione d'urto di estinzione molecolare è proporzionale a quella di retrodiffusione:

$$(\delta\pi/3) \alpha_{mol}(z) = \beta_{mol}(z)$$

b) *Interpolazione del profilo di densità molecolare.*

Poiché i dati di eco lidar sono campionati a tempi (\Rightarrow quote) fissati, occorre disporre di dati di densità molecolare alle stesse quote. I dati da pallone però sono forniti a quote arbitrarie e pertanto non possono essere direttamente utilizzati per calcolare l'eco molecolare. E' quindi necessario interpolare i valori di $n(z)$ per ottenerli alle stesse quote del segnale lidar. Si utilizza di fatto un'interpolazione lineare per la temperatura ed esponenziale per la pressione.

c) *Calcolo di n , β ed α*

Si possono ora calcolare le quantità $n(z)$, $\beta_{mol}(z)$, $\alpha_{mol}(z)$ e quindi

$$S_{mol}(z) = \beta_{mol}(z) \exp\left(-2 \int_0^z \alpha_{mol}(z') dz'\right) \frac{1}{z^2}, \quad (2.1.1 \text{ II})$$

che rappresenta l'eco luminoso associato ad una atmosfera composta da sole molecole.

Usualmente l'errore che si associa a questa quantità è del 3%.

2.1.2 Calcolo del coefficiente di retrodiffusione da dati lidar. Metodo classico.

Ora invece verrà descritta la procedura classica di inversione dell'equazione lidar, utilizzabile ogni qualvolta sia possibile calcolare, dai dati stessi o da misure indipendenti, lo spessore ottico di uno strato di aerosol alla lunghezza d'onda del laser utilizzato.

a) *Sottrazione del rumore.*

Dai dati lidar $N(z)$ ricavare la media dei conteggi sugli ultimi canali (zona piatta del segnale) in cui si suppone che si veda solo rumore. Si ha allora:

$$B = 1/n \sum_{k=N}^{N+n} N(z_k) \text{ e l'errore associato sar\`a dunque: } \sigma_B^2 = \frac{1}{n(n-1)} \sum_{k=N}^{N+n} (N(z_k) - B)^2 .$$

NB: Mi aspetto che σ_B^2 sia circa B poich\`e il rumore quantico \`e sostanzialmente poissoniano.

Si calcola poi la quantit\`a $S(z) = P(z) - B$.

Allora

$$S(z) = C \cdot (\beta_{mol}(z) + \beta_{aer}(z)) \cdot \exp\left(-2 \int_0^z [\alpha_{mol}(z') + \alpha_{aer}(z')] dz'\right) \frac{1}{z^2} . \quad (2.1.2 I)$$

Occorre ora confrontare questa quantit\`a con $S_{mol}(z)$ per vedere quanto \`e diverso l'eco reale da quello molecolare. Il confronto in qualche modo evidenzia il contenuto di aerosol alle varie quote.

b) Calcolo della costante lidar

$S(z)$ e $S_{mol}(z)$ sono proporzionali per una costante strumentale sconosciuta e impossibile da stimare a priori. Si procede allora a stimarla dai dati sperimentali. In che modo?

Si cerca una zona in cui si suppone non vi siano aerosol, in cui cio\`e $\beta_{aer}(z)$ sia nullo [di fatto questa condizione \`e spesso verificata nella tropopausa, quindi tra circa 10 e 15 km].

Si fa allora una media del Rapporto S/S_{mol} sull'intervallo considerato e si trova C. La deviazione standard del rapporto d\`a invece l'errore su C.

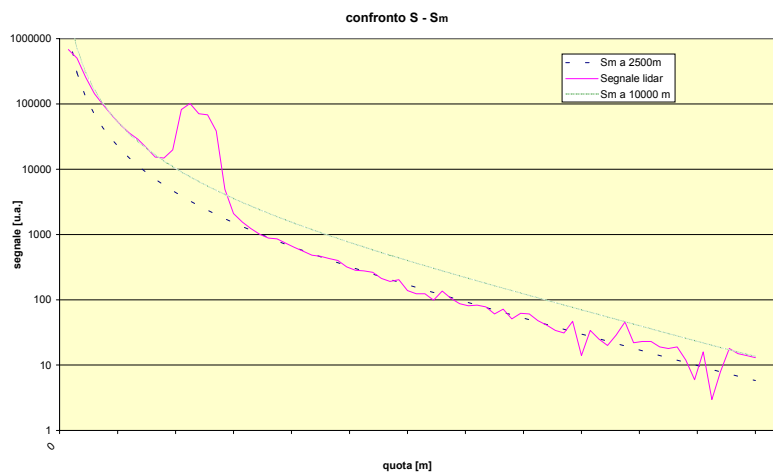


Fig. 2.1

Molecolare a valle e a monte della nube

c) *Calcolo dello spessore ottico tra due quote*

Una volta ottenuta la costante lidar C in una zona priva di aerosol si può calcolare l'estinzione associata ad una nube. Si calcola la costante lidar al di sotto della nube (assumendo che non vi siano aerosol) e si trova la quantità C Smol che nell'intervallo scelto rappresenta molto bene la curva dei dati.

Trascurando il termine di estinzione aerosolico si può porre in prima approssimazione $R'(z) = S(z) / (C S_{mol}(z))$, in modo che la quantità R ci dica quanto l'eco ricevuto è più intenso di quello molecolare, dandoci un'idea della presenza di aerosol. Ove non ve ne siano si ha chiaramente $R=I$, altrimenti $R>I$. Per definizione risulta anche:

$$R(z) = \frac{\beta_{mol}(z) + \beta_{aer}(z)}{\beta_{mol}(z)} = \frac{\beta_{aer}(z)}{\beta_{mol}(z)} + 1, \text{ quindi da } R(z) \text{ si può conoscere } \beta_{aer}(z), \text{ essendo noto } \beta_{mol}(z).$$

Il problema emerge però quando si fa caso al fatto che la variazione del segnale S rispetto al molecolare è originato da due fattori contrastanti: β che tende ad aumentare il segnale ed α che viceversa lo estingue. In pratica nel calcolo di R ora proposto non si tiene conto che il molecolare è diminuito dalla estinzione aerosolica: infatti dalla sola equazione lidar non è possibile separare i due contributi in quanto per gli aerosol non è in generale possibile stabilire la costante di proporzionalità tra retrodiffusione ed estinzione. Qualora però si supponesse una proporzionalità costante al variare della quota, si riuscirebbe ad invertire l'equazione lidar mediante un processo iterativo. Si pone allora $\alpha_{aer}(z) = k\beta_{aer}(z)$, ove k è stimato dal rapporto tra le costanti lidar prima e dopo la nube, in quanto prima della nube si ha:

$$S'(z) = C \cdot (\beta_{mol}(z)) \cdot \exp\left(-2 \int_0^z \alpha_{mol}(z') dz'\right) \frac{1}{z^2}.$$

Se la nube si estende tra le quote z_0 e z_1 , oltre z_1 si ha:

$$S''(z) = C \cdot (\beta_{mol}(z)) \cdot \exp\left(-2 \int_0^z \alpha_{mol}(z') dz'\right) \exp\left(-2 \int_{z_0}^{z_1} \alpha_{aer}(z') dz'\right) \frac{1}{z^2} = C' S'(z),$$

$$\text{con } C' = C \cdot \exp\left(-2 \int_{z_0}^{z_1} \alpha_{aer}(z') dz'\right) = C \exp(-2\tau(z_0, z_1))$$

Dunque $\tau(z_0, z_1) = -1/2 \ln(C'/C)$.

d) *Calcolo di α e β approssimate*

A questo punto con una seconda approssimazione possiamo calcolare $\alpha_{aer}(z)$ da $\beta_{aer}(z)$ secondo la relazione appena descritta, avendo calcolato $\beta_{aer}(z)$ (approssimato!) da

$$(R-1)\beta_{mol}(z) \text{ e } \kappa \text{ dalla normalizzazione } \int_{z_0}^{z_1} \alpha_{aer}(z) dz = \kappa \int_{z_0}^{z_1} \beta_{aer}(z) dz = \tau(z_1, z_2).$$

Conoscendo $\alpha_{aer}(z)$ si può a questo punto correggere il molecolare per la quantità

$$T_{aer}^2(z)^I = \exp\left(-2k \int_0^z \beta_{aer}(z') dz'\right) \text{ per tutte le quote per cui si abbia } \beta_{aer} > 0. \text{ Ciò fornisce una}$$

nuova e migliore stima di $R(z) = \frac{S(z)}{C \cdot S_{mol}(z) \cdot T_{aer}^2(z)^I}$, quindi di $\beta_{aer}(z)$ e $\alpha_{aer}(z)$. Il raccordo

con il profilo oltre la nube è assicurato dalla normalizzazione imposta ad α .

NB: la quantità $\int_{z_1}^{z_2} \beta_{aer}(z') dz'$ è detta *integrated backscatter* (IB), ed è proporzionale allo

spessore ottico tramite la costante $k = \alpha/\beta$.

e) *Iterazione del calcolo di α e β*

Ripetendo il procedimento al punto d) un certo numero di volte (fino alla convergenza entro un prefissato errore) si riesce a stimare il rapporto $R(z)$ all'interno della nube, e a conoscere β ed α al variare della quota. L'unica ipotesi fatta è quella di un rapporto α/β costante con la quota. Per riuscire a stimare indipendentemente α e β occorre ricorrere a misure indipendenti di estinzione o di proprietà dell'aerosol e applicare modelli di diffusione come ad esempio quello di Mie.

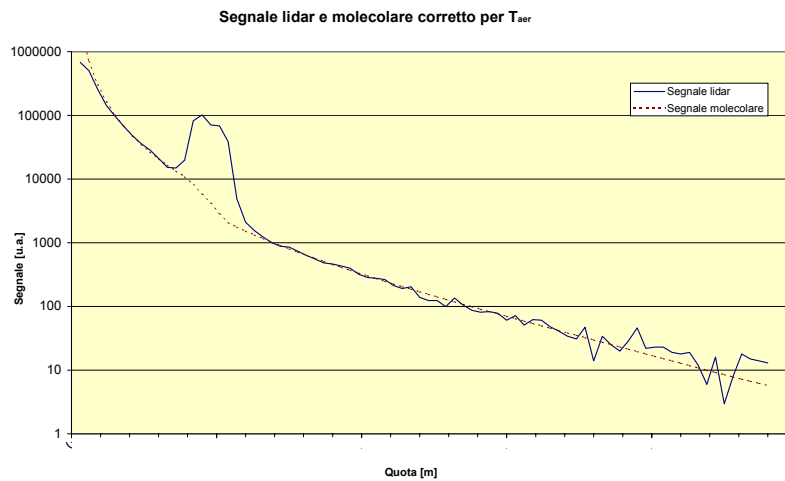


Fig. 2.2

Molecolare corretto per l'estinzione da aerosol

2.1.3 Problemi nell' inversione dei dati del lidar elastico a bassa quota

Consideriamo ora invece il caso in cui si voglia studiare la retrodiffusione da aerosol nello strato limite planetario, nel caso in cui cioè non sia possibile calcolare la costante lidar al di sotto dello strato di aerosol. Sotto tali ipotesi non è possibile stimare direttamente lo spessore ottico dello strato e occorre ricorrere a metodi differenti dall'inversione classica appena descritta.

Una soluzione è quella di ottenere lo spessore ottico alla stessa lunghezza d'onda del laser con misure indipendenti ed utilizzare questo dato per imporre la normalizzazione del backscatter integrato (IB) ed utilizzare infine il metodo classico.

Conoscendo viceversa direttamente il valore di κ , ad esempio con misure *in situ* fornite da nefelometri o strumenti simili, è possibile utilizzare il cosiddetto *metodo di Klett* che calcola α e β dal profilo lidar, una volta imposto il rapporto estinzione/retrodiffusione.

Il metodo di Klett

Si supponga ora di voler calcolare α e β da un profilo lidar fino alle quote più basse. Supponendo che gli aerosol siano omogenei con la quota si può supporre costante il rapporto α/β e aggiustare il

molecolare ad ogni quota riscalandolo per la trasmissività degli aerosol, calcolata a partire dal rapporto S/S_{mol} assunto come β in prima approssimazione.

Si supponga che lo strato di aerosol si estenda tra la quota $z_0=0$ e la quota z_{top} , e che il segnale sia campionato ad intervalli di quota Δz .

Si consideri dapprima il segnale S alla quota z_{top} . Calcolando $\beta^{(1)}=S(z_{top})/S_{mol}(z_{top})$ si ottiene una prima approssimazione di β , che, supposta nota la costante κ che rappresenta il rapporto estinzione/retrodiffusione, può fornire una stima di α : $\alpha^{(1)}=\kappa\beta^{(1)}$.

A questo punto si può correggere il segnale molecolare per la quantità $T_{aer}^{(1)}=\exp(-2\kappa \cdot \beta_{aer}(z_{top}) \cdot \Delta z)$, e si può quindi calcolare una approssimazione migliore per β :

$\beta^{(2)}=\frac{S(z_{top})}{S_{mol}(z_{top}) \cdot T_{aer}^{(1)}}$. Ripetendo il procedimento finché $\beta^{(n)}$ e $\beta^{(n+1)}$ sono vicine entro una

tolleranza prefissata (tipicamente $|\beta^{(n)} - \beta^{(n+1)}| < 10^{-5} \beta^{(n)}$), si ottiene il valore di β alla quota considerata.

Considerando ora il molecolare già corretto per l'estinzione da aerosol a quella quota si può passare a calcolare le stesse quantità per le quote inferiori ripetendo per ogni intervallo lo stesso processo.

2.1.4 Calcolo degli errori nell'analisi dati del lidar Rayleigh

Si discuterà ora brevemente l'analisi degli errori sul coefficiente di retrodiffusione calcolato a partire dai dati lidar (Russell et al., 1979).

Come visto, l'equazione lidar è:

$$P(z) = C \beta(z) T^2(z) / z^2 + B$$

Per l'analisi dei dati da $P(z)$ si calcola la quantità: $S(z) = [N(z) - B]z^2$ eliminando così il rumore.

L'errore statistico associato alla quantità S è :

$$\sigma_s^2 = \left(\frac{\partial S}{\partial P}\right)^2 \sigma_P^2 + \left(\frac{\partial S}{\partial B}\right)^2 \sigma_B^2 + \left(\frac{\partial S}{\partial z}\right)^2 \sigma_z^2, \text{ in cui:}$$

$$\sigma_N^2 = P,$$

$$\sigma_z^2 \sim 0,$$

poiché la statistica sul rumore quantico è poissoniana;

poiché l'errore sul campionamento della quota è in generale trascurabile;

$\sigma_B^2 = \frac{1}{n(n-1)} \sum_{i=1}^n (P(z_i) - B)^2$, in quanto B è calcolato come media del segnale su un numero n di canali, e l'errore associato è lo scarto quadratico medio del rumore di fondo.

Come visto, rapporto di retrodiffusione R viene calcolato come $R(z) = \frac{1}{C} \frac{S(z)}{S_{mol}(z)}$, quindi:

$$\sigma_R^2 = \left(\frac{\partial R}{\partial S}\right)^2 \sigma_S^2 + \left(\frac{\partial R}{\partial S_{mol}}\right)^2 \sigma_{S_{mol}}^2 + \left(\frac{\partial R}{\partial C}\right)^2 \sigma_C^2 \text{ in cui:}$$

σ_S^2 è stato calcolato prima;

per $\sigma_{S_{mol}/S_{mol}}$ si assume il 3% nel caso in cui il radiosondaggio sia distante in tempo o nello spazio (caso tipico); se invece si avesse a disposizione una misura simultanea e vicina si assume l'1%.

$\sigma_C^2 = \frac{1}{n(n-1)} \sum_{i=1}^n \left(\frac{S(z_i)}{S_{mol}(z_i)} - C \right)^2$, poiché la costante lidar viene calcolata come media del rapporto S/S_{mol} in un certo intervallo di quote. Per l'errore vale allora lo stesso discorso fatto a proposito di B.

2.2 Lidar Raman

Una delle tecniche di misurazione del vapore acqueo in atmosfera utilizza lo scattering Raman. Con questa tecnica si raccoglie l'eco proveniente dalla diffusione Raman all'indietro da parte di molecole di ossigeno, azoto e vapore acqueo. Tramite il rapporto tra i segnali retrodiffusi dal vapore e dall'ossigeno si può calcolare il rapporto di mescolanza tra i due elementi.

Si supponga di inviare in atmosfera un impulso laser di una certa lunghezza d'onda λ_0 - ad es. 355 nm. Tale radiazione potrà, per quanto detto finora, subire eventi di scattering elastico e tornare indietro con la stessa lunghezza d'onda, oppure provocare diffusione Raman e tornare con frequenza minore (spettro Stokes), o maggiore (anti Stokes), con uno spostamento in **frequenza** Δf caratteristico della sostanza che l'ha diffusa.

Si osserva dunque un eco alla lunghezza d'onda $\lambda' = \frac{1}{\frac{1}{\lambda^0} \pm \Delta f}$.

E' presentata ora l'equazione che descrive l'intensità dell'eco Raman di una selezionata specie chimica. Analogamente all'equazione del lidar elastico si ha, con ovvio significato dei termini:

$$S^{Ram}(z) = C \cdot \beta_{Ram}(z) \cdot \exp\left(-\int_0^z [\alpha_{mol}(\zeta, \lambda^0) + \alpha_{aer}(\zeta, \lambda^0) + \alpha_{mol}(\zeta, \lambda') + \alpha_{aer}(\zeta, \lambda')] d\zeta\right) \frac{1}{z^2} + B \quad (2.2 I)$$

Si può subito notare una differenza sostanziale con il lidar elastico: nella equazione precedente non compare nessun termine riferito alla sezione d'urto di diffusione di aerosol, pertanto l'eco Raman dipende dagli aerosol solamente per il termine di estinzione. Ciò ha importanti conseguenze che verranno ora discusse.

2.2.1 Rapporto di mescolamento del vapore acqueo

Come è ben noto, la concentrazione di O_2 ed N_2 è costante in atmosfera nei primi 100 km di quota. Poiché inoltre lo spostamento in frequenza dovuto all'effetto Raman è caratteristico di ogni specie chimica, il profilo che si ottiene osservando una frequenza dello spettro Raman di una di queste non è influenzato da fattori che portano ad un aumento del segnale elastico, come la presenza di aerosol o nubi. Dunque, a parte l'estinzione dovuta a scattering elastico ed assorbimento durante il percorso di ritorno (di cui, comunque, si può tenere ragionevolmente conto), il profilo lidar Raman dell' O_2 deve seguire fedelmente la densità numerica \tilde{N} delle particelle (a parte il fattore di diluizione z^2), cioè il profilo molecolare. Se definiamo $\tilde{N} = \frac{An}{V}$ (numero di particelle per u. di volume), dall'eq. dei gas perfetti $pV = nRT$ otteniamo:

$$\frac{pA}{RT} = N, \text{ se } A \text{ è il numero di Avogadro.}$$

Per definizione di sezione d'urto $\sigma = \frac{I_s}{I_0}$ la intensità diffusa da un volume $dV = S dz$ sarà:

$$\frac{I_s}{I_0} = \sigma \cdot \tilde{n} S dz. \text{ Nel nostro caso la sez. d'urto è quella Raman per acqua ed ossigeno, per cui}$$

possiamo scrivere le formule:

$$dI^{\lambda=407nm}(z) = \sigma_{H_2O}^{ram} \cdot \tilde{n}^{H_2O}(z) Sdz \quad (2.2.1 \text{ Ia})$$

$$dI^{\lambda=375nm}(z) = \sigma_{O_2}^{ram} \cdot \tilde{n}^{O_2}(z) Sdz, \quad (2.2.1 \text{ Ib})$$

Queste indicano i segnali diffusi alla quota z da un volumetto Sdz rispettivamente dall'acqua e dall'ossigeno.

Occorre ora considerare le intensità effettivamente rivelate dallo strumento, posto per convenienza a quota 0. Innanzitutto la sezione d'urto considerata è quella totale, le 3.8, quindi, rappresentano le intensità (normalizzate ad I_0) diffuse su tutto l'angolo solido. Se volessimo invece le intensità diffuse in un piccolo angolo solido attorno a 180° basterebbe considerare le sez. d'urto differenziali:

per semplicità di notazione considereremo le σ come $\left. \frac{\partial \sigma}{\partial \Omega} \right|_{\theta=\pi}$. Inoltre occorre tenere conto delle

diverse estinzioni alle due lunghezze d'onda: dalla equazione 3.1, possiamo sostituire ad I la potenza rivelata (sottratta del rumore di fondo), per cui si avrà:

$$\frac{P^{407}(z)}{P^{375}(z)} = \frac{\eta_{407} \sigma_{H_2O}^{ram} \tilde{n}^{H_2O}(z) t(407, z)}{\eta_{375} \sigma_{O_2}^{ram} \tilde{n}^{O_2}(z) t(375, z)}, \quad (2.2.1 \text{ II})$$

in quanto i termini geometrici si semplificano e le efficienze dei canali di rivelazione possono essere diverse: esse dipendono infatti dall'efficienza delle ottiche a frequenze diverse ed efficienza diversa dei fototubi impiegati sui due canali. Nella 3.9 compare il rapporto tra le trasmissività dell'atmosfera alle diverse frequenze. Per come era stata definita T si può scrivere, considerando solo l'estinzione molecolare per scattering:

$$\frac{t_{407}}{t_{375}} = \frac{e^{-\int_0^z \alpha(407,r) dr}}{e^{-\int_0^z \alpha(375,r) dr}} = e^{\int_0^z [\alpha(375,r) - \alpha(407,r)] dr} = e^{\Lambda \int_0^z n(r) dr} = \Xi(z) \quad (2.2.1 \text{ III})$$

con $\Lambda = (5,45 \cdot 10^{-28} \cdot 550^4 \cdot (375^{-4} - 407^{-4}) / 0,119 \cong 5,92 \cdot 10^{-27} \text{ cm}^{-1}$.

A rigor di logica $n(r)$ dovrebbe essere calcolato da $\tilde{n}^{O_2}(z)$, ma l'equazione da invertire sarebbe troppo complicata e non avrebbe utilità pratica. Si può invece utilizzare per $n(r)$ il profilo di densità molecolare descritto sopra. Poiché la risoluzione spaziale dello strumento è finita, in pratica la quota

è discretizzata a passi di Δz , e la quantità Ξ viene allora calcolata come $\Xi(z_k) = e^{\Lambda \sum_i^k n(z_i) \Delta z_i}$.

Nella 3.10 non è stato considerato il rapporto tra le trasmissività da aerosol alle due diverse frequenze. Da quanto illustrato nella figura 2.2 si può infatti notare che la dipendenza dell'attenuazione da aerosol dalla lunghezza d'onda è molto piccola per lunghezze d'onda minori di 1 nm; pertanto il rapporto tra le trasmissività si può considerare trascurabile.

L'estinzione introduce una correzione dipendente dalla quota: il grafico seguente riporta i valori di Ξ^{-1} ogni chilometro di quota: si vede che la correzione massima non supera il 10%.

In realtà, per lunghezze d'onda al di sotto di circa 350 nm, il contributo all'estinzione dovuto all'assorbimento non è trascurabile ed andrebbe considerato: si otterrebbe un termine simile a Ξ , ma dipendente dalla sezione d'urto di assorbimento e dalla densità numerica della sola specie assorbente. Alle lunghezze d'onda di 375 e 407 nm, comunque, questo contributo si può trascurare, vista la minima concentrazione a basse quote dei gas principalmente responsabili dell'assorbimento in questa zona spettrale, come l'ozono.

Mentre le sezioni d'urto possono essere calcolate o misurate sperimentalmente, le efficienze sono praticamente impossibili da stimare separatamente: pertanto il loro rapporto determina una costante K strumentale che deve essere ricavata una volta per tutte calibrando la misura con una stima indipendente dell'umidità. Vedremo in seguito come ciò sia stato fatto.

Dalla 3.9 allora si trova che:
$$\frac{\tilde{n}^{H_2O}(z)}{\tilde{n}^{O_2}(z)} = K \frac{\sigma_{O_2}^{ram} f^{407}(z)}{\sigma_{H_2O}^{ram} f^{375}(z)} \cdot \Xi^{-1}(z).$$

D'altra parte, n è collegata alla densità ρ dalla relazione: $\rho = A \frac{\tilde{n}}{N}$, per cui è banale mettere in relazione il rapporto tra i conteggi con il rapporto di mescolanza definito nel capitolo 1.

Il rapporto tra le masse di vapore e di aria secca in un volume V è uguale a quello delle densità rispettive; sapendo però che nell'atmosfera l'ossigeno rappresenta il 23,15% in peso dell'aria, dalla densità di questo si può calcolare la densità totale dell'aria secca e quindi il rapporto di mescolanza w risulta:

$$w = \frac{M_{H_2O}}{\frac{100}{23,15} M_{O_2}} = \frac{\frac{M_{H_2O}}{V}}{\frac{100}{23,15} \frac{M_{O_2}}{V}} = 0,2315 \frac{\rho_{H_2O}}{\rho_{O_2}}.$$

Allora, per quanto detto, $r = 0.2315 \frac{A_{H_2O}}{A_{O_2}} \frac{\tilde{n}^{H_2O}(z)}{\tilde{n}^{O_2}(z)} = 0,2315 \frac{A_{H_2O}}{A_{O_2}} K \frac{\sigma_{O_2}^{ram} f^{407}(z)}{\sigma_{H_2O}^{ram} f^{375}(z)} \Xi^{-1}(z)$. Possiamo

quindi inglobare tutte le costanti in K ed ottenere:

$$w = K' \frac{f^{407}(z)}{f^{375}(z)} \Xi^{-1}(z).$$

Se da una parte la presenza di K è una limitazione poiché costringe alla calibrazione con dati indipendenti, da un altro punto di vista è un vantaggio perché permette di prescindere dalla conoscenza esatta dei vari fattori geometrici del sistema e delle sezioni d'urto in considerazione, che non sono note con gran precisione.

Errori nel calcolo di w da lidar Raman

Come illustrato, il rapporto di mescolamento del vapore acqueo è dato dalla quantità:

$$w(z) = \frac{S_{H_2O}(z)}{S_{O_2}(z)} K \cdot \Delta T(z), \text{ ove per } \Delta T \text{ si intende la quantità:}$$

$$\frac{T^{O_2}}{T^{H_2O}} = \exp\left(\int_0^z [\alpha_A(\zeta, \lambda = 407nm) - \alpha_A(\zeta, \lambda = 375nm)] d\zeta\right) \cdot \exp\left(\int_0^z [\alpha_M(\zeta, \lambda = 407nm) - \alpha_M(\zeta, \lambda = 375nm)] d\zeta\right)$$

cioè il rapporto tra le trasmissività degli aerosol alle differenti lunghezze d'onda degli echi Raman, e per K la costante di calibrazione strumentale, calcolata tramite una comparazione con radiosondaggi.

Per calcolare l'errore associato a $w(z)$ si può utilizzare la propagazione dell'errore relativo:

$$\frac{\sigma_w}{w} = \frac{\sigma_{S_{H_2O}}}{S_{H_2O}} + \frac{\sigma_{S_{O_2}}}{S_{O_2}} + \frac{\sigma_K}{K} + \frac{\sigma_{\Delta T}}{\Delta T}.$$

Innanzitutto l'errore su K si può stimare attraverso la deviazione standard del rapporto tra w_{lidar} e $w_{\text{radiosondaggio}}$ utilizzato per trovare la costante stessa.

L'errore su ΔT è invece impossibile da calcolare esattamente perché il comportamento di α dipende dal tipo di aerosol considerato, le cui caratteristiche non sono in genere note. Occorre considerare due diversi effetti:

- 1- L'errore che si commette a causa della non perfetta conoscenza del profilo di densità molecolare e che si ripercuote dunque nell'estinzione da molecole;
- 2- L'errore che è invece associato alla non conoscenza del comportamento degli aerosol alle due lunghezze d'onda considerate e che affligge dunque l'estinzione da aerosol.

Utilizzando dei profili molecolari diversi per lo stesso insieme di dati si può valutare l'entità del primo effetto, mentre considerando che in genere la dipendenza di α dalla lunghezza d'onda si può considerare del tipo: $\alpha \propto \lambda^\gamma$, con $\gamma < 4$, si comprende che il contributo del secondo effetto è molto minore, tenuto anche conto che nel rapporto dei due canali si ha una parziale compensazione dell'errore. Ciò porta a trascurare il termine di trasmissività.

Calcolando ora gli errori relativi per le parti del segnale si ottiene, tenendo conto che per definizione $S=N-B$:

$$\frac{\sigma_S}{S} = \frac{\sqrt{\sigma_N^2 + \sigma_B^2}}{N-B} = \frac{\sqrt{N+B/n}}{N-B}$$
, in quanto la varianza associata a B può essere calcolata o considerando la varianza (poissoniana) di B (cioè B stesso) divisa per il numero di canali su cui è stata fatta la media, oppure come scarto quadratico medio dei conteggi negli stessi canali, divisa ancora per il numero di canali su cui si è mediato.

L'errore totale da associare al rapporto di mescolamento risulta allora

$$\frac{\sqrt{N_{375} + B_{375}/n}}{N_{375} - B_{375}} + \frac{\sqrt{N_{407} + B_{407}/n}}{N_{407} - B_{407}} + \frac{\sigma_K}{K}$$
, ove σ_K/K può essere stimato dalla deviazione standard del rapporto Mr^{LID}/Mr^{RWS} nell'intervallo di quote selezionato.

2.2.2 Misura dell'estinzione da aerosol

Il lidar Raman è utilizzabile anche per misurare lo spessore ottico e l'assorbimento da aerosol lungo il cammino ottico dell'impulso. Si confrontino l'eq. (2.2 I) e l'eq. (2.1.1 II):

$$S^{Ram}(z) = C \cdot \beta_{Ram}(z) \cdot \exp\left(-\int_0^z [\alpha_{mol}(\zeta, \lambda^o) + \alpha_{aer}(\zeta, \lambda^o) + \alpha_{mol}(\zeta, \lambda') + \alpha_{aer}(\zeta, \lambda')] d\zeta\right) \frac{1}{z^2}$$

$$S_{mol}(z, \lambda^o) = \beta_{mol}(z) \exp\left(-2 \int_0^z \alpha_{mol}(\zeta, \lambda^o) d\zeta\right) \frac{1}{z^2} :$$

è immediato verificare che il rapporto tra le due quantità consiste semplicemente in:

$$\frac{S^{Ram}(z)}{S_{mol}(z)} = C \cdot \frac{\beta_{Ram}(z)}{\beta_{mol}(z)} \cdot \exp\left(-\int_0^z [\alpha_{aer}(\zeta, \lambda^\circ) + \alpha_{mol}(\zeta, \lambda') + \alpha_{aer}(\zeta, \lambda')] d\zeta\right)$$

$$= C \cdot \frac{\sigma_{Ram}(\pi) \mathcal{N}(z)}{\sigma_{mol}(\pi) \mathcal{N}(z)} \cdot \frac{z^2}{z^2} \cdot \exp\left(-\int_0^z [\alpha_{aer}(\zeta, \lambda^\circ) + \alpha_{mol}(\zeta, \lambda') + \alpha_{aer}(\zeta, \lambda')] d\zeta\right)$$

e perciò, passando al logaritmo:

$$\ln \frac{S^{Ram}(z, \lambda')}{S_{mol}(z, \lambda^\circ)} = \ln \left(C \frac{\sigma_{Ram}(\pi)}{\sigma_{mol}(\pi)} \right) - \int_0^z [\alpha_{aer}(\zeta, \lambda^\circ) + \alpha_{mol}(\zeta, \lambda') + \alpha_{aer}(\zeta, \lambda')] d\zeta,$$

da cui si ottiene derivando:

$$\frac{d\left(\ln \frac{S^{Ram}(z, \lambda')}{S_{mol}(z, \lambda^\circ)}\right)}{dz} + \alpha_{mol}(z, \lambda') = -[\alpha_{aer}(z, \lambda^\circ) + \alpha_{aer}(z, \lambda')], \text{ ovvero:}$$

$$\alpha_{aer}(z, \lambda^\circ) + \alpha_{aer}(z, \lambda') = -\frac{d\left(\ln \frac{S_{mol}(z, \lambda^\circ)}{S^{Ram}(z, \lambda')}\right)}{dz} - \alpha_{mol}(z, \lambda'). \text{ (cfr. Ansmann et al, 1990)}$$

Si può notare a questo punto che per calcolare esattamente il valore di α ad una delle lunghezze d'onda che compaiono in questa formula, occorre conoscere l'andamento $\alpha(\lambda)$, cioè conoscere già alcune proprietà degli aerosol. Si può allora procedere in modo leggermente diverso: senza supporre a priori il comportamento degli aerosol a differenti lunghezze d'onda ci si accontenta di avere valori di estinzione mediati alle due lunghezze d'onda di andata e ritorno (355 e 375 nm, rispettivamente).

2.2.3 Separazione dei coefficienti di estinzione e di retrodiffusione

E' stato già più volte accennato al problema della separazione tra i coefficienti di retrodiffusione e di estinzione per aerosol a bassa quota, per i quali non sia cioè possibile calcolare la costante lidar in una porzione dell'atmosfera sottostante.

Questo problema può essere risolto in vari modi, ognuno dei quali presenta ovviamente dei vantaggi e degli svantaggi:

- Confronto con dati del lidar Raman e quindi con il profilo di estinzione.

- Il vantaggio principale è che si hanno valori di estinzione puntuali e quindi il metodo è indipendente da possibili e probabili stratificazioni di differenti tipologie di aerosol;
- Per contro si ha elevata variabilità dei valori di α perché, come accennato precedentemente, il calcolo di α impiega un algoritmo differenziale, che è molto sensibile in caso di dati rumorosi. Inoltre occorre supporre una dipendenza funzionale del valore di α rispetto alla lunghezza d'onda poiché i valori sono in genere calcolati con altre armoniche del laser (e perciò ad altre lunghezze d'onda rispetto al lidar elastico) per aumentare la sezione d'urto. Di solito si ipotizza un andamento del tipo: $\alpha(\lambda)=\alpha(\lambda_0)(\lambda/\lambda_0)^{-\gamma}$, con $1<\gamma<2$. Ricordiamo che per la diffusione da molecole si ha $\gamma=4$.
- Imposizione a priori dello spessore ottico atmosferico mediante misura indipendente con radiometri (in particolare fotometri solari o stellari).
 - Il vantaggio principale consiste nel conoscere esattamente lo spessore ottico a più lunghezze d'onda, e pertanto è possibile calcolare accuratamente il coefficiente γ ed ottenere quindi lo spessore ottico (integrato su tutta l'atmosfera) alla lunghezza d'onda voluta. Ciò permette quindi di calcolare il rapporto α/β e di non aumentare l'errore nella fase di inversione dati.
 - Gli svantaggi di questo metodo consistono invece nel fatto che occorre supporre l'atmosfera omogenea verticalmente e bisogna conoscere tutti gli altri fattori di attenuazione della luce (aerosol stratosferici, eventuali nubi, contributo molecolare) e potrebbe essere problematico tenere conto di tutti. Inoltre c'è da considerare la lentezza di lavoro tipica dei fotometri, che in generale necessitano di più ore di misure per ottenere il dato di spessore ottico, per cui si rischia di perdere precisione in situazioni meteorologiche rapidamente variabili.

Cap. 3 Altri strumenti

Verranno ora descritti gli altri strumenti che hanno fornito misure di supporto ai dati lidar. L'utilizzo delle misure fornite da ogni strumento verrà illustrato successivamente, durante la descrizione dell'esperimento.

3.1 Radiometro

Un *radiometro* è uno strumento che misura l'intensità della radiazione ad una determinata frequenza. Gli strumenti operanti nello spettro visibile vengono generalmente definiti *fotometri*; quelli capaci di misure a più lunghezze d'onda vengono detti inoltre *spettrometri*.

Per poter sfruttare questo tipo di misure a fini di telerilevamento occorre conoscere le modalità di propagazione della radiazione in atmosfera; ciò si fa in genere a partire dall'equazione del trasporto radiativo.

3.1.1 L'equazione del trasporto radiativo nella regione delle microonde

L'eq. del trasporto radiativo in forma generale è:

$$\frac{dI_{\lambda}}{dr} = -k_a I_{\lambda} - k_{sc} I_{\lambda} + k_a B_{\lambda} + k_{sc} J_{sc}$$

- k_a è il coefficiente di assorbimento che, per la legge di Kirchoff, è anche il coefficiente di emissione (volumetrico) in un corpo nero. k_{sc} è invece il coefficiente di diffusione che determina la sezione d'urto di scattering.

- $B(\lambda)$ rappresenta il termine di emissione, dato dalla funzione di corpo nero di Planck. In atmosfera il contributo è significativo solo nella regione infrarosso-microonde a causa della bassa temperatura. In tale regione spettrale la funzione di Planck viene approssimata con la funzione di Rayleigh-Jeans.

- Il termine di scattering $J_{sc}(\lambda)$ tiene conto del recupero di radiazione proveniente da tutto l'angolo solido e diffusa nella direzione di osservazione:

$$J_{sc}(\lambda) = \frac{1}{4\pi} \iint P_{\lambda}(\theta, \varphi; \theta', \varphi') I_{\lambda}(\theta', \varphi') \sin\theta' d\theta' d\varphi',$$

in cui P_{λ} rappresenta la funzione di fase dell'evento di scattering alla lunghezza d'onda λ .

Ponendo $k_e = k_a + k_s$ e $\tilde{\omega} = \frac{k_s}{k_e}$ e definendo σ_{λ} come di seguito, possiamo riscrivere i termini positivi:

$$\sigma_{\lambda} = \frac{k_a}{k_e} B_{\lambda} + \frac{k_s}{k_e} J_{sc} = (1 - \tilde{\omega}) B_{\lambda} + \tilde{\omega} J_{sc}$$

e quelli negativi:

$$k_e I_{\lambda} = k_a I_{\lambda} + k_s I_{\lambda}.$$

La quantità $\tilde{\omega}$ è detta *albedo di singolo scattering*, e rappresenta il rapporto tra diffusione totale (cioè su tutto l'angolo solido) ed estinzione nel mezzo in esame. L'equazione diventa allora:

$$\frac{1}{k_e} \frac{dI_{\lambda}}{dr} = -I_{\lambda} + \sigma_{\lambda},$$

ovvero, utilizzando la quantità $d\tau = k_e dx$:

$$\frac{dI_{\lambda}}{d\tau} = -I_{\lambda} + \sigma_{\lambda}. \tag{3.1}$$

τ è detto *spessore ottico*.

Se si considera la regione spettrale corrispondente alle microonde, la funzione sorgente $B(\lambda)$ si può semplificare, con l'approssimazione di Rayleigh – Jeans (v. Fig. 3.1), nella forma: *(Nota: la scrittura è impropria, per dettagli vedi appendice A)*

$$B_{\lambda} = \frac{2kT}{\lambda^2} \tag{3.2}$$

La relazione di R-J si presta a due importanti osservazioni:

1) *Relazione LINEARE tra temperatura ed irradianza spettrale;*

importante conseguenza di ciò è che si può definire la temperatura di brillantezza di un corpo come la temperatura che dovrebbe assumere un corpo nero per avere la stessa irradianza del corpo osservato (per emettitori isotropi radianza ed irradianza sono proporzionali ad ogni angolo di emissione). Nella regione delle microonde si preferisce però parlare di *temperatura apparente radiometrica* anziché di temperatura di brillantezza:

$$T_{\lambda}^{ap} = (I \lambda^2) / 2k, \quad (3)$$

analoga alla temperatura di brillantezza definita per l'infrarosso. La quantità primaria misurata dai radiometri a microonde è la temperatura apparente radiometrica, che è inferiore alla temperatura fisica del corpo osservato a causa della legge di Kirchoff.

L'utilità della temperatura apparente radiometrica sarà illustrato di seguito. E' importante tuttavia notare che la semplice proporzionalità tra intensità emessa e temperatura di un corpo nero, unitamente alla legge di Kirchoff, permette di ricavare la temperatura di un corpo qualora sia nota la sua emissività, ovvero di ricavare informazioni sulla natura del corpo (l'emissività) qualora sia nota la temperatura.

2) *La densità spettrale cresce con il decrescere di λ (catastrofe ultravioletta!);*

La funzione di Rayleigh-Jeans, in realtà, rappresenta storicamente il primo tentativo di definire lo spettro di emissione di un oggetto in equilibrio termodinamico. Tale funzione può essere ricavata da considerazione di fisica classica e prevede un aumento della densità energetica dell'emissione di un corpo nero con l'aumentare della frequenza, il che è chiaramente impossibile. Ciò rappresenta un importante limite all'approssimazione di R-J, che venne superato con l'introduzione della quantizzazione dell'energia del campo elettromagnetico da parte di Planck.

Si può orientativamente considerare valida l'approssimazione di R-J quando la regione spettrale che si considera è a lunghezze d'onda molto più grandi del picco di emissività previsto dalla legge di Wien. Per temperature consuete della superficie terrestre (240-320 K) tale massimo si trova a lunghezza d'onda comprese tra 9 e 12 μm .

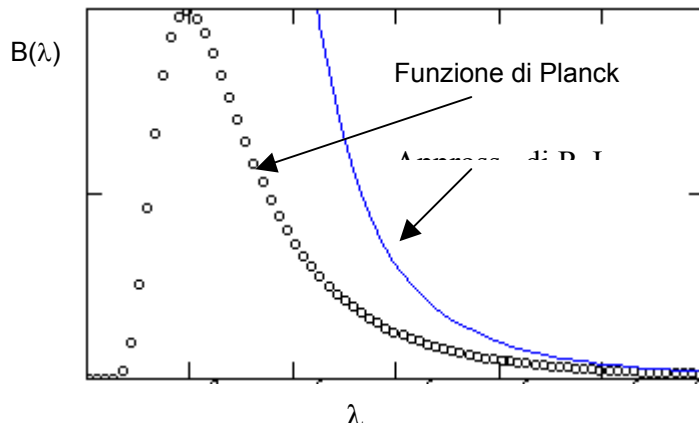


Fig.3.1:
Spettro di emissione di corpo
nero secondo Planck e
approssimazione di Rayleigh-
Jeans

3.1.2 Risoluzione dell'equazione del trasporto radiativo nella regione delle microonde

A basse frequenze (oltre l'infrarosso) la diffusione della radiazione a causa delle molecole in atmosfera è molto bassa. Si possono allora trascurare i termini di scattering e integrare l'equazione del trasporto radiativo (1) come eq. diff. lineare del primo ordine non omogenea utilizzando

$\exp\left(\int_0^r k(r') dr'\right)$ come fattore integrante:

$$I(r) = I(0) \cdot e^{-\int_0^r k(r') dr'} + \int_0^r k(r') J(r') e^{-\int_{r'}^r k(r'') dr''} dr' \quad (3.3) \text{ (Vedi appendice B)}$$

Sostituendo la temperatura apparente alla intensità per quanto detto al punto 1 otteniamo:

$$T_{ap}(r) = T_{ap}(0) \cdot e^{-\tau(0,r)} + \int_0^r k(r') T(r') e^{-\tau(r',r)} dr' \quad (3.4)$$

Per $T_{ap}(0)$ si avrà la radiazione proveniente dallo spazio, e allora possiamo considerare:

$$T_{ap}(0) = T_{cos}(0) + T_{gal}(0),$$

ove T_{cos} rappresenta la temperatura di fondo cosmico, ~ 2.7 K indipendente dalla direzione di puntamento e dalla frequenza utilizzata, mentre T_{gal} è data dalla radiazione originata dalla nostra galassia, che dipende dal puntamento e diventa trascurabile per frequenze al di sopra dei 5 GHz. Chiaramente per angoli di osservazione diversi dallo zenit il cammino ottico aumenta in ragione di $\sec \theta$, per cui l'equazione verrà riscritta nella forma:

$$T_{ap}(r) = T_{ap}(0) \cdot e^{-\tau(0,r)\sec\theta} + \sec\theta \int_0^r k(r')T(r')e^{-\tau(r',r)\sec\theta} dr', \quad (3.5)$$

che è una equazione integrale di Fredholm del primo tipo.

Utilizzando frequenze superiori a 5GHz, per quanto detto prima si può trascurare il contributo galattico alla temperatura osservata.

Se la frequenza scelta è inoltre su una riga di assorbimento di un componente ben miscelato come ad es. l'ossigeno molecolare (v. Fig. 2), il coefficiente di assorbimento è molto alto, e ciò comporta vari vantaggi:

- 1) La radiazione di fondo è completamente assorbita;
- 2) L'emissione è molto forte;
- 3) La variazione del coefficiente per variazione di altri parametri quali umidità, nebbia, nubi e persino pioggia debole è trascurabile;
- 4) Si conosce il profilo di densità dell'emittente con buona precisione, il che permette di calcolare accuratamente le funzioni peso (vedi oltre).

Se a questo punto si considera nota la quantità integranda

$W(\lambda, \theta, z) = \sec\theta \cdot k_e(\lambda, z) \cdot e^{-\tau(z',z;\lambda)\sec\theta}$ al variare sia della frequenza che dell'angolo θ , si ottengono funzioni diverse, dette *funzioni peso*, in quanto pesano in modo differente i contributi provenienti da quote diverse.

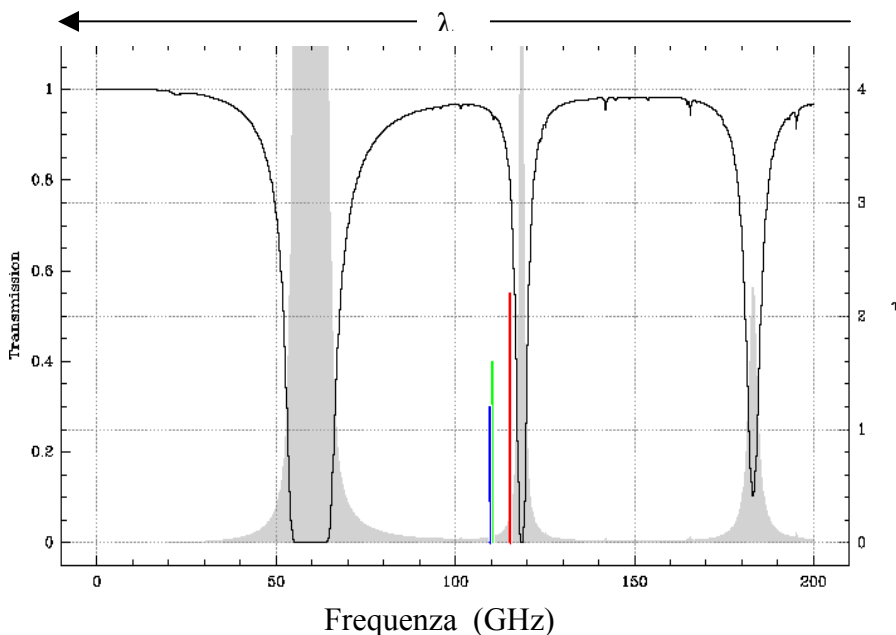


Fig. 3.2:
Spettro di trasmissività atmosferica nella regione delle microonde. Si notano, tra le altre, due bande di assorbimento a 59.6 e 118.75 GHz, dovute all'ossigeno.

Per quanto appena detto si può trascurare il termine di fondo, ed ottenere quindi l'equazione:

$$T_{ap}(z) = \int_0^z W(\lambda, \theta, z) T(z') dz' \quad (3.6)$$

A questo punto l'equazione (6) può essere invertita sfruttando sia la variazione di T_{ap} con l'angolo di osservazione, sia la sua variazione in funzione della frequenza di osservazione.

Le funzioni peso sono riportate in letteratura per vari angoli di osservazione e per varie frequenze di lavoro; nelle figure 3 e 4 si può vedere qualche esempio. Qualche dettaglio sul metodo verrà discusso oltre.

Può essere utile riassumere ora le approssimazioni che hanno permesso di giungere all'eq. (6):

- Rayleigh-Jeans per lo spettro di emissione termica (valida nelle microonde);
- Atmosfera non diffondente (valida nelle microonde se confrontata con l'emissione termica);
- Atmosfera omogenea nel caso di scansione angolare (vedi oltre);
- Stima a priori dei profili di pressione e temperatura nonché del coefficiente di estinzione per calcolare le funzioni peso.

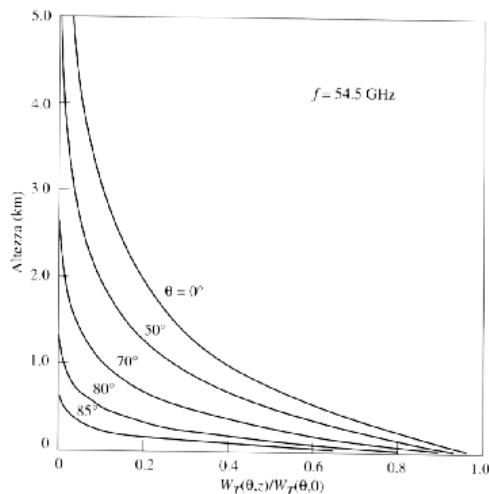


Fig. 3.3. Funzioni peso per vari angoli di osservazione a frequenza fissata

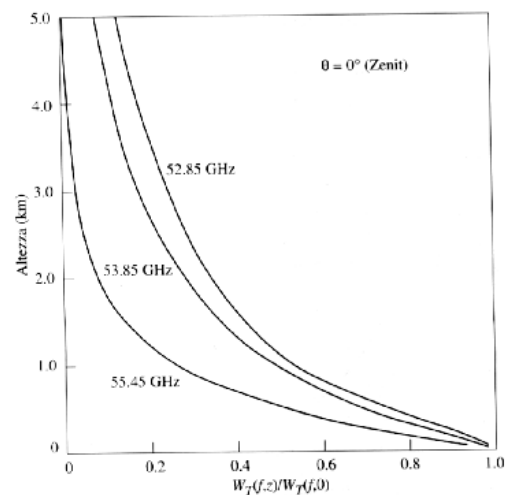


Fig. 3.4. Funzioni peso per varie frequenze di lavoro a direzione fissata

3.1.3 Descrizione dello strumento

Vediamo ora lo schema di funzionamento di un radiometro monocanale per profili di temperatura.

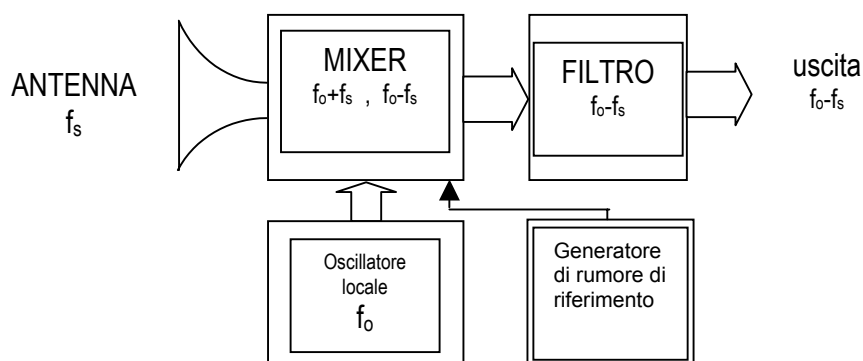
Considerato quanto detto finora, il problema pratico che si pone è: come rivelare la radiazione a 60 GHz?

Nel vuoto la lunghezza d'onda di un'onda elettromagnetica di frequenza 60 GHz è:

$$\lambda = c / f \quad \Rightarrow \quad \lambda = 3 \cdot 10^8 / 6 \cdot 10^{10} = 0.05 \text{ m, cioè } 5 \text{ mm.}$$

A causa della difficoltà di amplificare un segnale a frequenza così alta, il metodo che comunemente si utilizza per la rivelazione di segnali a queste frequenze è quello cosiddetto “eterodina”, che consiste cioè nel far interferire il segnale in arrivo con uno a frequenza vicina e rivelare i battimenti a bassa frequenza che così si originano.

Il segnale da rivelare è nel nostro caso a 60.0 GHz. Tale segnale viene captato da un'antenna a tromba con una ampiezza del lobo principale di circa 6° , e una bassa risposta al di fuori di questo (meno dell'1%), il che permette di ridurre il contributo dei lobi secondari durante la scansione angolare. Il raccordo a guida d'onda che raccoglie la radiazione ha impedenza adattata ad evitare la formazione di onde stazionarie (isolatore). Per rivelare la radiazione in arrivo allora si origina un altro segnale a 59.6 GHz mediante un OSCILLATORE LOCALE e si fanno interferire i due segnali in un dispositivo, detto MIXER, che tramite un meccanismo non lineare origina i battimenti tra le due onde (v. *appendice C*).



Effettuando misurazioni a vari angoli, come mostrato in figura (5), si possono ottenere i valori di $I(r)$ per varie funzioni peso e dunque mediante procedimenti numerici di inversione più o meno laboriosi si riesce a determinare il profilo di temperatura.

Un sistema del genere (ad es. Attex MTP-5) permette di ottenere in tempo reale il profilo di temperatura nello strato limite planetario con una risoluzione temporale minima di 5 minuti e spaziale di 50m tra 0 e 600 m di quota. Il costruttore dichiara un errore di 0.2 K per profili normali e 0.5 K per profili con inversione termica.

Per evitare qualsiasi spostamento (*drift*) della misura per cause termiche il sistema si calibra continuamente con il segnale proveniente da un generatore interno di rumore termico, ed inoltre un sensore a terra calibra la misura di temperatura in maniera assoluta.

Il radiometro possiede una testa con specchio libero di ruotare attorno ad un asse, e capace dunque di dirigere la direzione di osservazione dall'orizzonte allo zenit. Ogni scansione consta di undici misurazioni angolarmente equidistanti, in ognuna delle quali si misura l'intensità della radiazione presente a 60 GHz.

Queste misure, per quanto detto al paragrafo 1, rappresentano la temperatura apparente proveniente da *tutta* la regione di atmosfera osservata, se si esclude il contributo cosmico. Supponendo allora di effettuare N misure di intensità ad angoli diversi (S^{θ_i}), dall'equazione (6) scritta per ogni angolo con la relativa funzione peso, si può ottenere un sistema di N equazioni integrali di Fredholm del primo tipo:

$$S^{\theta_i} = \int_0^{\infty} W(\theta_i, z) T(z') dz' \quad \text{per } i = 1, N, \quad (8)$$

infatti la funzione incognita compare solamente dentro l'integrale, e gli estremi di integrazione sono fissi. L'inversione della (8) è in realtà un problema mal posto nel senso di Hadamard; a causa della quasi singolarità dell'operatore W un piccolo errore sulle condizioni al contorno (errore sulle misure di S^{θ}) si ripercuote in un errore incontrollabile sulle soluzioni finali.

Si potrebbe infatti pensare di discretizzare banalmente le quote e ottenere quindi un sistema lineare di N equazioni in N incognite:

$$S^{\theta_i} = \sum_{j=1}^N W(\theta_i, z_j) T(z_j) \Delta z_j$$

Tuttavia, le funzioni peso possono essere molto simili ed in questo caso la matrice W_{ij} risulta *quasi singolare*. Ciò comporta un'inversione teoricamente giusta, ma con errori tali da rendere insignificante la misura.

Per evitare questi problemi si utilizzano di fatto procedure di analisi numerica più complesse che sfruttano metodi variazionali, per le quali rimandiamo a testi specifici.

Problemi nella risoluzione di equazioni di Fredholm di prima specie

Consideriamo una equazione integrale del tipo $G(t) = \int_a^b K(t, s) f(s) ds$. Tali equazioni sono dette di Fredholm di prima specie, e sono caratterizzate dal fatto che la funzione incognita è presente solamente sotto il segno di integrale (a differenza di quelle di seconda specie) e gli estremi di integrazione sono fissi (a differenza delle equazioni di Volterra). Spesso equazioni di questo tipo conducono a problemi in cui una piccola variazione delle condizioni al contorno (cioè il termine noto $G(t)$) porta a grandi differenze nella soluzione. Tali problemi sono detti mal posti nel senso di Hadamard. Ciò si può comprendere intuitivamente dal fatto che in genere applicare un operatore integrale ad una funzione porta ad un “addolcimento” (è un termine poco elegante ma intuitivo, in inglese si chiama “smoothing”), così che la soluzione, che richiede ovviamente di invertire l’operatore, risulterà molto sensibile rispetto a piccole variazioni delle condizioni imposte. Ciò in pratica significa che ogni errore sperimentale sui dati che costituiscono il termine noto può essere amplificato di molto, e la soluzione risulta senza significato anche se in accordo con i dati di partenza.

Tecniche speciali sono state studiate per risolvere al meglio questo tipo di equazioni, che spesso sono definite come *problema inverso*. In generale questi metodi sfruttano conoscenze aprioristiche sulla natura delle soluzioni; queste conoscenze sono utilizzate in un modo o nell’altro per ricostruire l’informazione perduta durante l’inversione.

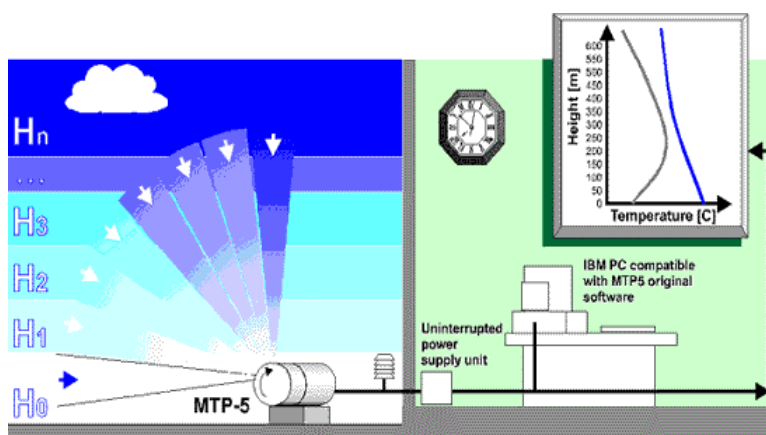


Fig. 3.5:
Funzionamento del
radiometro Attex MTP-5

3.2 Fotometro solare

Alle frequenze della radiazione visibile l'equazione del trasporto radiativo si semplifica notevolmente, in quanto si possono trascurare i termini di emissione termica. Se inoltre si osserva una sorgente molto più luminosa del fondo circostante si può trascurare anche il recupero di diffusione, e l'equazione si riduce semplicemente alla legge di Beer. Si ha infatti:

$$\frac{dI_\lambda}{d\tau} = -I_\lambda, \text{ da cui si otterrebbe, integrando su tutto lo strato di atmosfera, } I(\lambda) = I_0(\lambda) e^{-\tau}.$$

Per angoli diversi dallo zenit occorre tenere conto dell'aumento di percorso ottico della radiazione in atmosfera. Non è allora sufficiente l'approssimazione di atmosfera piano-parallela, ma occorre ricorrere a correzioni più accurate, tenendo conto della curvatura della superficie terrestre il cammino ottico non aumenta come $\sec(\theta)$, ma con una legge più complessa, detto *correzione di massa d'aria* ($m^*(\theta)$), in funzione dell'angolo zenitale solare.

Il valore di τ è allora correlato alla misura di $I(\lambda)$ effettuata ad un certo angolo θ tramite la formula:

$$\tau(\lambda) = \frac{\ln\left(\frac{I^0(\lambda)}{I(\lambda) \cdot D}\right)}{m^*(\theta)}. \text{ In cui } I^0 \text{ rappresenta l'intensità luminosa al top dell'atmosfera e } D \text{ il fattore di}$$

correzione per la distanza media Sole-Terra. Il costruttore fornisce inoltre la seguente formula per stimare il valore di m^* :

$$m^* = \frac{1}{\sin(\theta) + 0.15(\theta + 3.885)^{-1.253}},$$

in cui θ indica l'angolo di elevazione del Sole, il quale a sua volta può essere calcolato dalle tavole astronomiche o misurato direttamente.

I contributi principali allo spessore ottico a frequenze del visibile sono dovuti agli aerosol (τ_{aer}), alla diffusione di Rayleigh da parte delle molecole atmosferiche (τ_{mol}) e all'assorbimento dell'ozono (τ_{O_3}). Il contributo molecolare è semplicemente proporzionale alla pressione atmosferica, mentre quello relativo all'ozono si può considerare noto in funzione della latitudine e della stagione, per cui si ottiene il valore di τ_{aer} per sottrazione degli altri contributi. τ_{aer} risulta allora:

$$\tau_{\text{aer}}(\lambda) = \tau(\lambda) - (p/p_0) \tau_{\text{mol}}(\lambda) - \tau_{\text{O}_3}(\lambda), \text{ con } p_0 = 1013 \text{ hPa.}$$

Il fotometro solare OKI MS-20

Lo strumento è costituito da un sensore al silicio che fornisce un segnale in corrente proporzionale all'intensità della luce incidente. La lunghezza d'onda è selezionata tramite 4 filtri interferenziali con bande passanti centrate attorno a 368, 500, 675 e 778 nm.

Poiché lo strumento non fornisce valori assoluti di $I(\lambda)$ ma dei segnali $E(\lambda)$ ad essi proporzionali, occorre calibrare le misure fornite dallo strumento con una costante strumentale che può variare nel tempo, a causa della degradazione dei filtri interferenziali che selezionano la lunghezza d'onda e del trasduttore.

La calibrazione dello strumento consiste nello stimare $I^\circ(\lambda)$, e ciò può essere fatto confrontando le misure con un fotometro assoluto oppure tramite un *Langley plot* in condizioni meteorologiche stabili.

Dallo spessore ottico misurato alle lunghezze d'onda citate si può calcolare l'esponente di Angstrom e calcolare lo spessore ottico alle frequenze desiderate, cioè 532 e 1064 nm, così da poter invertire più precisamente l'equazione lidar a bassa quota.

3.3 Barometro

Il barometro utilizzato è un microbarometro Vaisala PTB 200A è un barometro elettronico digitale progettato per operare in un largo intervallo di pressioni e temperatura; esso può rivelare pressioni da 600 a 1100 hPa con una accuratezza totale dichiarata di 0.2 hPa.

Il trasduttore sul quale si basa lo strumento è un sensore capacitivo di pressione assoluta al silicio prodotto dalla stessa Vaisala, il BAROCAP[®]. Essa assicura eccellenti doti di ripetibilità ed isteresi, ed una buona stabilità a lungo termine.

L'acquisizione dei dati avviene tramite porta seriale RS232C su un PC IBM. Il programma di acquisizione, realizzato in BASIC, è allegato in appendice D. Con la configurazione attualmente scelta il sistema acquisisce e salva un dato ogni 30 secondi.

Nella tabella 3.1 sono riportate le caratteristiche del barometro utilizzato.

Tab 3.1 Caratteristiche tecniche del barometro Vaisala PTB200A

Intervallo di pressione	600→1100 hPa
Intervallo operativo di temperatura	-40°C→60°C
Intervallo di temperatura di conservazione	-60°C→60°C
Intervallo di umidità	Non condensante
Risoluzione	10 ⁻⁴ hPa
ACCURATEZZA:	
Linearità	±0.1 hPa
Isteresi	±0.03 hPa
Ripetibilità	±0.03 hPa
Errore di calibrazione	±0.1 hPa
Accuratezza a 20°C	±0.15 hPa
Dipendenza dalla temperatura	±0.1 hPa
Accuratezza totale	±0.2 hPa
Stabilità a lungo termine	±0.1 hPa/a

Cap. 4 **Dettagli strumentali**

4.1 Misure disponibili

Come già illustrato, molti strumenti diversi sono stati coinvolti nello studio delle proprietà ottiche degli aerosol in funzione dell'umidità, in quanto è stato

Il lidar Raman ha fornito i dati del rapporto di mescolamento del vapore acqueo in atmosfera;

Il lidar elastico è servito per calcolare il rapporto ed il coefficiente di retrodiffusione;

Il radiometro ed il barometro hanno fornito dati di pressione e temperatura al suolo per correggere i radiosondaggi di Pratica di Mare;

Il fotometro solare ha permesso in qualche occasione di calcolare lo spessore ottico degli aerosol a bassa quota permettendo di invertire l'equazione lidar a bassa quota senza ipotesi a priori.

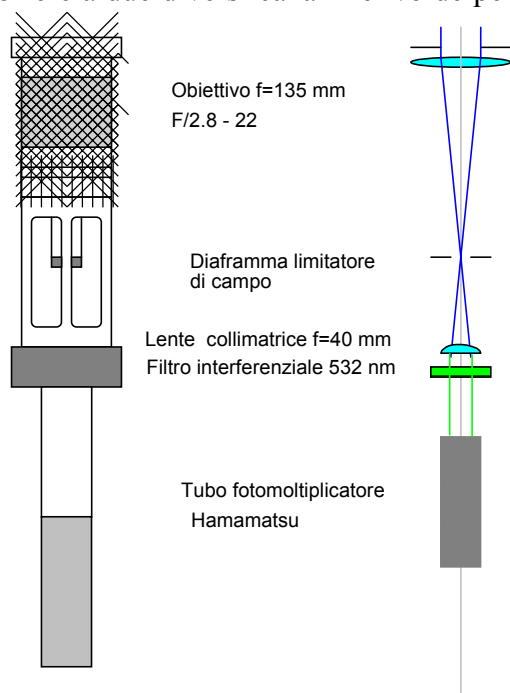
4.1.1 Lidar

Come accennato, il lidar è stato utilizzato sia per acquisire dati nel canale elastico, alle lunghezze d'onda 532 e 1064 nm, sia nei canali Raman alle lunghezze d'onda 375 e 407 nm, relativi ai canali dell'ossigeno molecolare e del vapore acqueo.

E' stato utilizzato un laser a stato solido, modello *Infinity* prodotto dalla Coherent, un laser a Nd:Yag triplicato capace di fornire 200 mJ per impulso sulla fondamentale, con una frequenza di sparo fino a 100Hz. Purtroppo il deterioramento di alcune componenti ottiche ha determinato nel tempo una diminuzione dell'energia fornita, così che le ultime sessioni di misura sono state condotte con impulsi da 80 mJ per impulso. La frequenza di ripetizione è stata fissata a 50 Hz, per limitazioni connesse alla velocità dei canali di rivelazione.

La rivelazione è avvenuta tramite cinque diversi canali di acquisizione, tre dedicati ad echi elastici, e due ai segnali Raman, per un totale di quattro lunghezze d'onda: 375, 407, 532 e 1064 nm. Non sono state discriminate le polarizzazioni.

I canali a 375, 407 e 532 nm sono stati rivelati tramite fotomoltiplicatori. Per i canali Raman è stata utilizzata la tecnica del fotoconteggio a causa della debolezza del segnale, mentre i due canali a 532 sono stati rivelati in analogico. La lontananza dall'alimentazione del laser e la compattezza del ricevitore hanno permesso di ottenere dati poco rumorosi. Come già annunciato, è stato necessario ricorrere a due diversi canali nel verde per aumentare il range di quote osservato, vista la dinamica



insufficiente dei fototubi a bassissime quote. In questo modo è stato possibile ottenere dati tra 100 m e 10-15 Km circa, dipendentemente dalle condizioni di luminosità del cielo.

A causa della scarsa efficienza dei tubi fotomoltiplicatori per lunghezze d'onda superiori a 700-800 nm, il rivelatore del canale a 1064 nm è realizzato con un APD (Avalanche Photo Diode).

L'acquisizione dei dati è avvenuta tramite transient recorders per i canali analogici e con schede multicanale (MCS) per quelli in fotoconteggio. La risoluzione verticale dei dati è di 15 metri per i canali elastici e di 30 m per quelli Raman. La risoluzione

temporale è stata invece scelta di 5 min, ottenuta mediando 15000 profili per ogni canale. La scelta di risoluzioni uguali o multiple intere tra loro ha reso facile la comparazione dei diversi dati senza ricorrere ad interpolazioni dei dati su un grigliato spazio-temporale comune.

I dati acquisiti in fotoconteggio sono stati corretti per il tempo morto come illustrato nel §4.3.

4.1.2 Radiosondaggi

I radiosondaggi effettuati dal servizio meteorologico dell'Aeronautica Militare Italiana a Pratica di Mare sono stati utilizzati per calcolare i segnali molecolari degli echi elastici e i valori di umidità relativa a partire dal rapporto di mescolamento del vapore acqueo. Sono anche utilizzati i dati di umidità per calibrare il calcolo del rapporto di mescolamento tramite lidar Raman.

Purtroppo i dati di Pratica di Mare sono raccolti solo alle 11 e alle 23 LT, pertanto la elevata distanza e la bassa risoluzione temporale fanno sì che i dati di temperatura ed umidità siano poco

attendibili alle quote più basse. Per ovviare a questo inconveniente, i dati di pressione e temperatura sono raccordati a quelli rilevati *in situ* dal barometro e dal radiometro.

4.1.3 Radiometro

Il radiometro Attex MTP-5 ha fornito dati di temperatura da terra a 600 m di quota, con risoluzione di 50m ogni 10 minuti. Tali dati sono stati utilizzati per correggere i radiosondaggi a bassa quota al fine di evitare errori sistematici dovuti alla distanza. Generalmente già a 600 m l'accordo tra le due misure è buono.

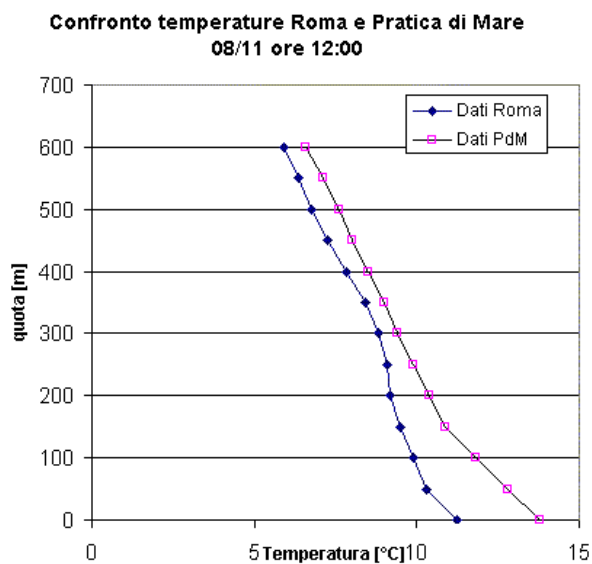


Fig. 4.1
Confronto tra i valori di temperatura di Roma rilevato con il radiometro e i valori di Pratica di Mare da radiosondaggio (interpolati)

4.1.4 Barometro

Il barometro è in funzione continuamente e fornisce il valore della pressione atmosferica ogni 30 secondi. La precisione è di 10^{-3} hPa. Anche se la variabilità spaziale della pressione è meno drammatica di quella di temperatura, anche il dato di pressione è stato corretto con il valore esatto a terra.

4.1.5 Fotometro

Il fotometro OKI MS-120 è stato utilizzato solo nelle ultime sessioni di misura, ed ha fornito, come già illustrato, i dati di torpidità atmosferica a quattro diverse lunghezze d'onda.

Ciò ha permesso di calcolare il coefficiente di Angstrom e di calcolare più correttamente i valori del rapporto di retrodiffusione sia a 532 che a 1064 nm.

4.2 Ottimizzazione del rapporto segnale/rumore in un sistema lidar

Il rumore è una *fluttuazione casuale e imprevedibile della grandezza che si sta misurando*.

Per definizione è impossibile prevedere il valore istantaneo del rumore; al massimo si può studiarne proprietà statistiche come lo scarto quadratico medio e lo spettro di potenza.

Interessa per due ragioni:

1. limita la precisione delle misure;
2. fornisce informazioni su proprietà medie di un sistema (es.: temperatura).

Il rumore che interessa la rivelazione in un lidar può avere origine (de Bernardis, 1997)

- **termica** => statistica gaussiana
Generato da fluttuazione di cariche o simili, con dinamica tipo *random walk* (Es.:rumore Johnson);
- **quantica** => statistica poissoniana
Generato dalla natura discreta dei portatori del segnale (es.: shot noise e rumore fotonico).

La conoscenza delle statistiche di ogni sorgente di rumore ci permette di stimare gli errori e di capire come diminuire il rumore e massimizzare quindi il rapporto segnale/rumore (S/N).

Verrà ora discusso con qualche dettaglio come migliorare il rapporto segnale/rumore in un radar ottico. Lo schema fondamentale di un lidar, mostrato nella prossima figura, comprende, nella sua configurazione più semplice, un trasmettitore (laser) ed un ricevitore (telescopio). Il segnale focalizzato dal telescopio è controllato da un diaframma limitatore di campo, successivamente ricollimato per consentire il funzionamento ottimale di un filtro interferenziale che seleziona la

lunghezza d'onda da rivelare ed infine convogliato su un rivelatore di radiazione – generalmente un tubo fotomoltiplicatore.

Molte sono le cause di rumore che intervengono in un simile dispositivo, ed è importante conoscerle bene per ottimizzare il sistema utilizzato. Per alcune è necessario intervenire in fase di progettazione ed installazione dello strumento, altre sono dipendenti semplicemente dalle condizioni di lavoro che si scelgono di volta in volta.

Si illustrerà ora qualche meccanismo di generazione di rumore in un lidar e si discuterà brevemente come ottimizzare il sistema.

1. rumore elettronico

Il rumore elettronico nel circuito di rivelazione ha due tipi di origine:

- *rumore di buio dei rivelatori:*

Per diminuire i conteggi di buio dei rivelatori occorre conoscere i meccanismi di rivelazione sfruttati dai tubi fotomoltiplicatori. In essi i fotoni incidenti vengono convertiti in elettroni per processo fotoelettrico sulla superficie del fotocatodo. In seguito una griglia ad alto voltaggio accelera gli elettroni verso elementi emettitori secondari (dinodi), che amplificano esponenzialmente la quantità di elettroni emessi dal catodo, finché questi sono raccolti sull'anodo.

Poiché ogni processo di generazione di elettroni è un processo stocastico, si ha un'incertezza statistica intrinseca nel segnale di uscita del fotomoltiplicatore. Si dimostra che per diminuire la dispersione statistica del segnale uscente conviene aumentare la differenza di potenziale tra il catodo ed il primo dinodo, per cui in genere lo stesso costruttore progetta il sistema di alimentazione opportuno. (da Hamamatsu)

Oltre a ciò, si può considerare che la temperatura influenza il numero di elettroni spontaneamente emessi dal fotocatodo nell'unità di tempo, pertanto ci si aspetta che refrigerando i rivelatori il rumore di buio diminuisca. Un andamento tipico del rumore di buio in funzione della temperatura è mostrato in figura 4.1. Spesso i canali destinati alla raccolta di segnali deboli (i canali Raman, ad esempio) vengono raffreddati fino a $-20\text{ }^{\circ}\text{C}$ tramite celle Peltier.

Anche la scelta della tensione di lavoro influenza il rapporto segnale/rumore all'uscita di un fototubo. Aumentando la tensione aumenta il guadagno del rivelatore ma contemporaneamente fa crescere il numero dei conteggi di buio. In figura 4.2 c'è il grafico della corrente di buio in funzione della tensione di alimentazione del fototubo.

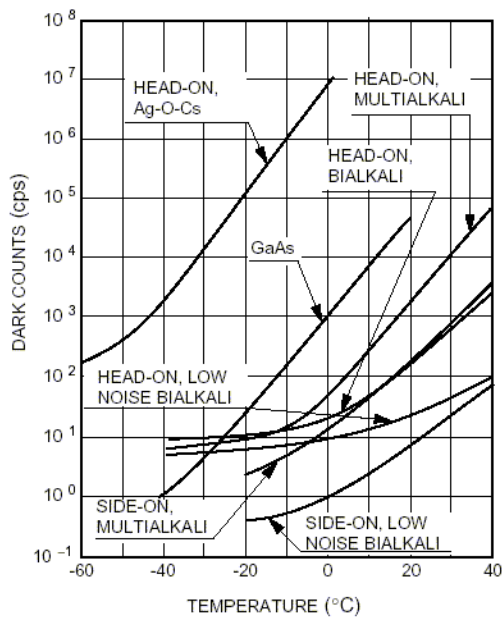


Fig 4.1

Dipendenza della corrente di buio dalla temperatura di esercizio del fototubo. Le migliori prestazioni si hanno, per fotomoltiplicatori Head-on bialkali, al di sotto di 0 °C.

(da Hamamatsu)

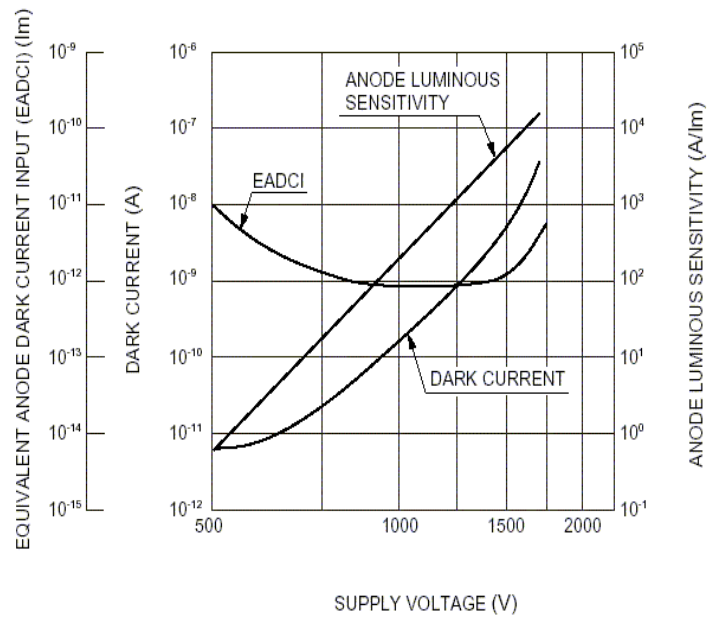


Fig. 4.2

Dipendenza della corrente di buio dalla tensione di alimentazione del fototubo. La curva EADCI rappresenta il rapporto tra la corrente di buio e la corrente anodica. Le migliori prestazioni si hanno per tensioni di lavoro tra 1000 e 1500V.

(da Hamamatsu)

- rumore raccolto nel circuito

Fonte di rumore sono anche le linee di trasmissione tra i rivelatori e l'elettronica di acquisizione. Per diminuire il degrado del segnale lungo le linee si ricorre a due diversi accorgimenti:

- Si rivestono cavi di calza conduttrice per eliminare l'irraggiamento da parte di campi presenti nell'ambiente, provenienti dalla rete elettrica, da sorgenti radio e dalla circuiteria del laser.
- Si amplifica il segnale all'uscita dei rivelatori.
- Si può utilizzare la rivelazione in fotoconteggio del segnale (detta comunemente ma impropriamente *rivelazione digitale*). Si trasforma il campionamento in un conteggio a soglia: solo gli impulsi provenienti dal rivelatore superiori ad una certa soglia vengono considerati segnale. In questo modo si minimizza l'effetto dei segnali spuri raccolti a valle dei rivelatori. Tale metodo è ottimo per segnali deboli (es. Raman), mentre perde di linearità per segnali forti come quello elastico. Un metodo per attenuare parzialmente questo effetto consiste nel correggere la statistica dei conteggi per il tempo morto; maggiori dettagli su questa operazione verranno forniti in seguito.
- Nel caso di rivelazione in fotoconteggio la scelta della soglia è molto importante per ottimizzare il rapporto segnale/rumore.

2. rumore ottico

Il rumore ottico è invece dovuto alla luminosità di fondo del cielo. Per minimizzarlo occorre progettare al meglio l'ottica sia di trasmissione che di rivelazione.

- scelta del campo di vista

Il diaframma limitatore di campo seleziona l'angolo solido inquadrato dal rivelatore. E' evidente che la condizione migliore è quella in cui il cono inquadrato dal telescopio è sovrapposto esattamente a quello del fascio laser, che tipicamente ha una divergenza di 0.5-1 mrad. Per diminuire la divergenza del fascio laser si ricorre ad espansori di fascio (beam expanders), costituiti in genere da un sistema ottico afocale che aumenta la sezione del fascio diminuendo la divergenza. A tale proposito è anche utile porre il fascio laser in asse con il telescopio, così da aumentare la sovrapposizione tra i due coni fin dalle quote più basse. Se si utilizzano telescopi a specchi, spesso non è possibile restringere al minimo possibile il campo di vista a causa di effetti di oscuramento da parte degli specchi secondari, così che la quota di sovrapposizione del fascio risulta molto alta. Questo problema è particolarmente grave nello studio di basse quote, per le quali però il segnale è molto forte, per cui si è riusciti ad ottimizzare questo aspetto ricorrendo a piccoli telescopi a lenti.

- focale e area telescopio

Parte del rumore deriva dalla illuminazione di fondo della porzione di cielo inquadrato e sovrapposto al volume diffondente illuminato dal laser. In questo caso aumentare l'area del telescopio non favorisce il rapporto segnale/rumore, in quanto aumenta allo stesso modo anche il rumore di fondo. La potenza specifica W ricevuta sul piano focale è infatti:

$W \propto A_l \Omega \propto A_l A_r / f^2$ (con A_l area della lente del telescopio, A_r area del rivelatore, Ω campo di vista in steradiani) per cui, fissato il campo di vista da osservare, aumentare l'area del telescopio porta vantaggi in caso di scarsa illuminazione di fondo, come per esempio di notte.

- banda filtri interferenziali

I rivelatori di radiazione come i tubi fotomoltiplicatori non sono selettivi in frequenza: in fig. 4.3 a) è mostrata l'efficienza quantica di vari tipi di fototubi. Per eliminare parte del rumore di fondo si può sfruttare la monocromaticità del fascio laser filtrando una banda più stretta possibile attorno alla frequenza inviata, mediante l'utilizzo di opportuni filtri ottici, spesso costituiti da filtri interferenziali. Tipicamente, per radiazione visibile, si riesce ad ottenere una reiezione fuori banda di 10^9 - 10^{10} e banda passante caratterizzata da larghezza a mezza altezza di 0.3-0.4 nm. Per il

funzionamento ottimale dei filtri interferenziali è fondamentale che il fascio luminoso che li attraversa sia collimato ed ortogonale alla superficie, così da garantire il giusto cammino ottico all'interno del filtro stesso.

- larghezza di banda e messa a fuoco

A brevi distanze il punto coniugato dell'oggetto non cade nel piano focale del telescopio. La lente collimatrice di conseguenza non è in grado di collimare e la funzionalità dei filtri è compromessa. La frequenza del picco di trasmissività varia infatti con l'angolo di incidenza della radiazione:

$$\lambda_{\max} = \lambda_0 \sqrt{1 - \left(\frac{\tilde{n}_e}{\tilde{n}_f} \right) \sin^2 \theta} , \text{ (da Lot Oriel)}$$

per cui se un fascio non è collimato si assiste all'allargamento della banda passante del filtro. Un altro aspetto di cui occorre tenere conto è che stringendo la banda passante dei filtri si abbassa anche la trasmissività a centro banda.

- potenza del laser

Innalzare l'energia di ogni singolo impulso laser aumenta il rapporto S/N, ma occorre prestare attenzione al range dinamico dei rivelatori! E' chiaro, infatti, che tutti i rivelatori reali hanno un range di linearità finito che occorre rispettare per avere misure attendibili. I tubi fotomoltiplicatori hanno un elevato range dinamico, che tipicamente si aggira sui quattro ordini di grandezza. Occorre tenere presente, inoltre, che nei primi metri di quota il segnale lidar varia molto rapidamente e pertanto volendo mantenere la linearità fino a quote molto basse si sacrificano per forza le quote più alte. Un esempio è mostrato nella figura 2.1. Per ovviare a questo problema si sono utilizzati due diversi telescopi, così da poter gestire al meglio segnali provenienti da quote diverse e coprire un più vasto range dinamico. Nella figura 4.3 b) sono illustrati gli scarti dalla linearità di un fototubo al variare della tensione di alimentazione.

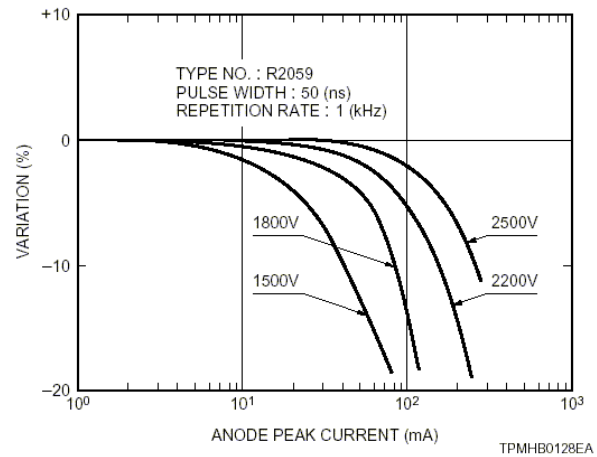
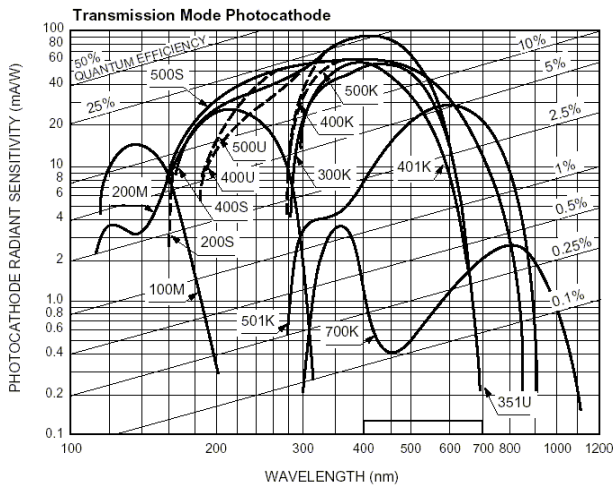


Figure 3-21: Voltage dependence of linearity

a)

Fig. 4.3

- a) Efficienza quantica e sensitività radiante di vari fototubi di produzione Hamamatsu.
- b) Scarti dalla linearità di un fototubo per varie tensioni di alimentazioni. Si può incrementare la linearità ad alte correnti utilizzando circuiti di alimentazione appositi. Per basse correnti la linearità è limitata dalla corrente di buio (da Hamamatsu).

b)

Un altro aspetto di cui tenere conto è che aumentando la potenza del laser il rumore irraggiato dalle componenti ad alta tensione aumenta molto! Per evitare problemi di questo tipo, l'ideale è sistemare il più lontano possibile il laser dall'elettronica di acquisizione. Nell'esperimento condotto il ricevitore è stato posto in un'altra stanza rispetto al laser.

4.3 Correzione per il tempo morto

Si discuterà ora del problema annunciato riguardo alla rivelazione in fotoconteggio, in quanto quando il segnale da rivelare è molto forte, i picchi di segnale vicini provenienti dal fotomoltiplicatore si sovrappongono, e il conteggio a soglia ne rivela uno solo. Si consideri allora un rivelatore che dopo la registrazione di un evento rimanga inattivo per un tempo τ (tempo morto). Ci si può chiedere come calcolare il numero di eventi effettivamente arrivati al contatore conoscendo il numero di eventi registrati.

Ci possono essere due tipi di processi di inattività per tempo morto: quelli *semplici* (tempo morto *non sommabile*) in cui un nuovo evento che avvenga durante il tempo morto seguente la registrazione di un evento precedente non viene registrato senza prolungare il tempo di inattività, e

quelli a *cascata* (tempo morto *sommabile*), in cui invece l'arrivo di un nuovo evento prolunga il tempo morto.

Considerando la prima tipologia di eventi, semplici considerazioni di calcolo delle probabilità permettono di correggere il numero di eventi registrati. Se un evento casuale soddisfa le ipotesi seguenti:

1. La probabilità che si verifichi un evento in un intervallo di tempo infinitesimo è proporzionale alla durata dell'intervallo;
2. Il verificarsi dell'evento in un certo intervallo di tempo è indipendente dal verificarsi o meno dell'evento prima o dopo;
3. La probabilità che si verifichi più di un evento nell'intervallo infinitesimo è infinitesima di ordine superiore rispetto a t ,

allora il fenomeno può essere descritto dalla statistica di Poisson. La probabilità che in un tempo t si registrino R eventi diventa dunque:

$$P(R, t) = \frac{(ft)^R}{R!} e^{-ft}, \text{ ove } f \text{ è la frequenza con cui gli eventi arrivano al contatore.}$$

Il valore atteso di questa distribuzione è dato da:

$$E(R) = \sum_{R=0}^{\infty} R \frac{(ft)^R}{R!} e^{-ft} = \sum_{R=1}^{\infty} R \frac{(ft)^R}{R!} e^{-ft} = ft \cdot e^{-ft} \sum_{R=1}^{\infty} \frac{(ft)^{R-1}}{(R-1)!} = ft \cdot e^{-ft} \cdot e^{+ft} = ft$$

E per la varianza si ottiene analogamente:

$$\sigma^2(R) = ft$$

Se il rivelatore ha registrato R eventi in un tempo t , si può calcolare la probabilità di averne persi M . Infatti, la probabilità che registrando il j -esimo evento se ne perdano n_j è data dalla formula di Poisson per l'intervallo di tempo morto del contatore:

$$P(n_j) = \frac{(f\tau)^{n_j}}{n_j!} \exp(-f\tau).$$

Per tutti gli N conteggi la probabilità di perderne M sarà allora (prodotto delle probabilità che ad ogni conteggio se ne siano persi n_j , sommate per tutte le combinazioni di n_1, \dots, n_N tali che la somma $n_1+n_2+\dots+n_N$ sia M):

$$\begin{aligned} P_R(M) &= \sum_{n_k: \sum n_k = M} \prod_{k=1}^R \frac{(f\tau)^{n_k}}{n_k!} \exp(-f\tau) = \sum_{n_k: \sum n_k = M} \frac{(f\tau)^{\sum n_k}}{\prod_k n_k!} \exp(-Rf\tau) \\ &= \frac{(Rf\tau)^M}{M!} \exp(-Rf\tau) \end{aligned}$$

Il valore atteso di questa distribuzione è allora dato da $Rf\tau$, per cui il valore atteso del numero di conteggi persi è $M = Rf\tau$.

Il numero di conteggi reale è dunque: $S = R + M = R + Rf\tau = R + R\tau(S/t)$, da cui si ottiene la formula:

$$S = \frac{R}{1 - R\frac{\tau}{t}}$$

Se T è dato dalla integrazione su PC misure, ognuna di durata DT, si avrà $T = DT \cdot PC$, per cui la correzione per il tempo morto dei conteggi in un profilo lidar campionato in celle di tempo DT, e risultante dalla integrazione su PC impulsi laser sarà:

$$S = \frac{N}{1 - N\frac{\tau}{PC \cdot DT}}$$

Questa formula è stata utilizzata per correggere i dati lidar dei canali Raman di ossigeno e acqua. I canali elastici non hanno sofferto di problemi di tempo morto in quanto la loro rivelazione è avvenuta analogicamente.

- Per un sistema a tempo morto sommabile (*extending*), si dimostra invece che, con la stessa simbologia di prima, si ha:

$$R = S e^{-\frac{S\tau}{t}}, \text{ che però non è invertibile analiticamente.}$$

Cap. 5 Risultati

Si descriveranno ora i dati acquisiti e le procedure di analisi utilizzate. Come accennato in precedenza, l'utilizzo di più strumenti simultaneamente ha permesso da un lato il calcolo diretto di molte grandezze coinvolte nell'analisi, ma d'altro canto ha richiesto molte attenzioni e l'insieme dei dati analizzabili si restringe ai periodi di sovrapposizione di tutti i dati possibili. Inoltre, per assicurare omogeneità delle caratteristiche degli aerosol, si sono considerati solo i giorni in cui le masse d'aria avessero la stessa provenienza dall'inizio alla fine delle misure.

5.1 elaborazione misure

5.1.1 Lidar

Lidar Raman

Come detto, il lidar Raman è servito per calcolare il rapporto di mescolamento, a partire dai profili degli echi di O_2 ed H_2O , come illustrato al § 2.2.1. La procedura `Raman3.pro` è stata realizzata per effettuare automaticamente il calcolo del rapporto di mescolamento a partire dai dati lidar. Essa sceglie l'acquisizione temporalmente più vicina all'ora in cui è effettuato il radiosondaggio e ne confronta il valore del rapporto di mescolamento con quello considerato "vero" proveniente da radiosondaggio, entro un intervallo di quote selezionabile manualmente. In questo modo la media del rapporto tra le due misure fornisce la costante di calibrazione. Come per la costante lidar, l'errore si stima attraverso la deviazione standard di questo rapporto.

In figura è mostrato un esempio di mappa di w in funzione di quota e tempo. E' mostrato inoltre il confronto con i dati di radiosondaggio per calcolare la calibrazione dello strumento.

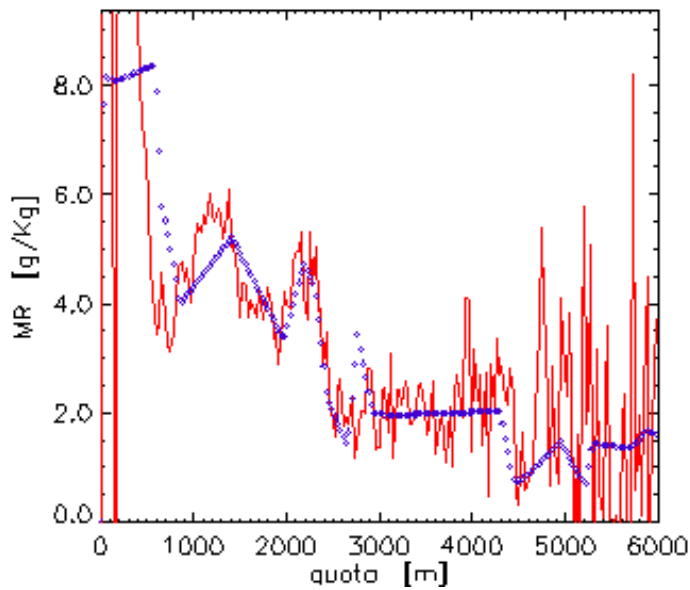


Fig. 5.1
 Confronto tra il rapporto di mescolamento calcolato da lidar (linea rossa) e da radiosondaggio (punti blu).

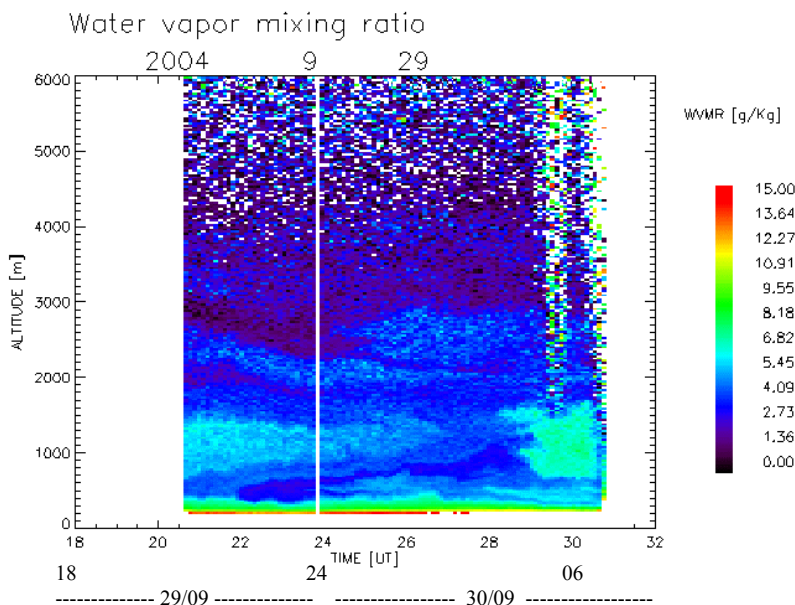


Fig. 5.2
 Rapporto di mescolamento dell'acqua la notte tra il 29 ed il 30 settembre 2004.

Per quanto illustrato nel capitolo 1, però, è il valore dell'umidità relativa f a determinare l'aumento della sezione d'urto degli aerosol, e non il rapporto di mescolamento. Occorre pertanto calcolare il valore di f a partire dal rapporto di mescolamento w .

Ricordando dal primo capitolo la definizione di umidità relativa, $f = \frac{P_w}{P_w^{sat}}$, si vede che il valore di f può anche essere calcolato tramite il rapporto tra mixing ratio e mixing ratio di saturazione:

$$f = \frac{w}{w^{sat}}$$

Per calcolare il mixing ratio di saturazione è tuttavia necessario conoscere temperatura e pressione, in quanto dall'equazione di Clausius-Clapeyron discende che:

$$f = \frac{r}{r_{sat}} = \frac{r}{622 \cdot \frac{e_s(T)}{p - e_s(T)}} \quad (\text{Cfr. Smithsonian Tables})$$

Per il calcolo di $e_s(T)$, è stata utilizzata la formula di Buck (Buck 1981): $e_s(T) = 6.1121 \cdot e^{\frac{17.502 \cdot T(^{\circ}\text{C})}{240.97 + T(^{\circ}\text{C})}}$, invece della più complicata formula di Goff-Gratch, adottata dalla WMO nella *XVII Conference of the Directors of the International Meteorological organization* (Washington, 1947). In appendice E sono mostrate varie equazioni per il calcolo della pressione di vapore saturo di acqua pura sopra una superficie piana. La differenza tra le varie funzioni si apprezza solo per temperature molto inferiori allo zero.

Per calcolare f è stata realizzata un'altra procedura in IDL che la determina automaticamente a partire dai dati di w e dai radiosondaggi disponibili prima, durante e dopo l'acquisizione. Un esempio di dati di umidità relativa calcolati da dati Lidar e da pallone è mostrato nelle figure 5.3 e 5.4. E' evidente la insufficiente risoluzione sia spaziale che temporale delle misure da radiosondaggio. Inoltre la distanza (>20 km) tra il sito di misura lidar e la stazione che fornisce i dati da radiosondaggio (Pratica di Mare) rende inattendibili i dati di umidità da pallone nello strato limite.

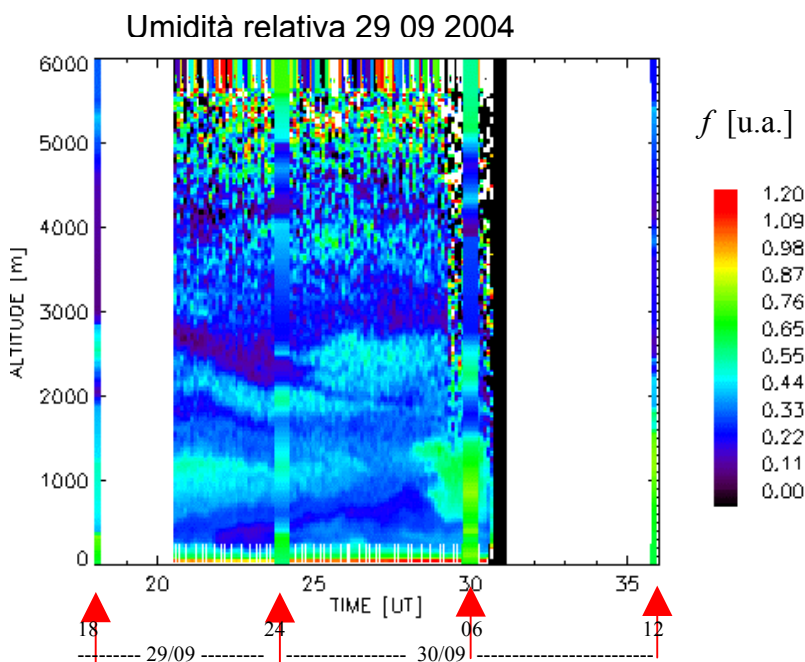


Fig. 5.3

Umidità relativa nella notte tra il 29 ed il 30 settembre 2004.

Le frecce rosse indicano i tempi in cui sono effettuati i radiosondaggi che sono stati disegnati sovrapposti ai dati. Si nota che l'accordo è ottimo per quote superiori a 500-600 m. Negli strati più bassi, invece, la vicinanza del mare fa sì che l'umidità relativa misurata a Pratica di Mare sia molto maggiore che nel centro città.

Per questa giornata sono stati effettuati quattro radiosondaggi: alle 18, alle 24, alle 06 ed alle 12.

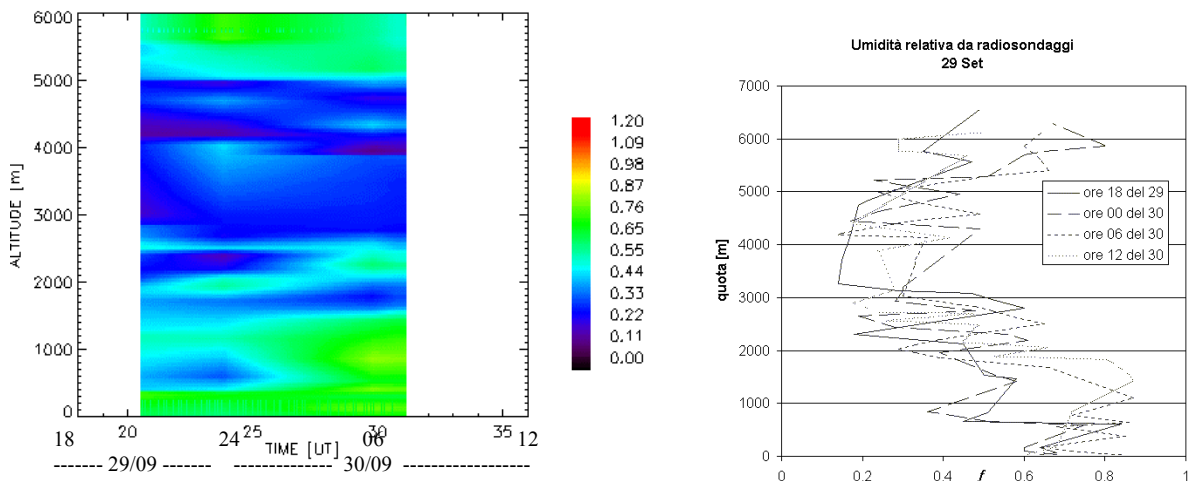


Fig. 5.4 Qui è invece mostrata l'umidità relativa misurata dai radiosondaggi di Pratica di Mare. Nonostante per quel giorno fossero disponibili ben quattro radiosondaggi, si può notare che la risoluzione spaziale sia insoddisfacente soprattutto negli strati più bassi, dove la dinamica atmosferica risente maggiormente delle interazioni con la superficie terrestre. I dati da radiosondaggio sono interpolati sullo stesso grigliato dei dati lidar. Nella figura di destra sono mostrati i profili dell'umidità relativa nei quattro radiosondaggi considerati. E' evidente l'aumento di umidità relativa nelle ore del mattino.

Nelle figg. 5.5 e 5.6 sono invece mostrati i dati di temperatura e pressione da radiosondaggio interpolati sullo stesso grigliato dei dati lidar. La variazione di pressione è, come ci si aspetta, molto meno rapida della variazione di temperatura.

Pressione da radiosondaggio
29 09 2004

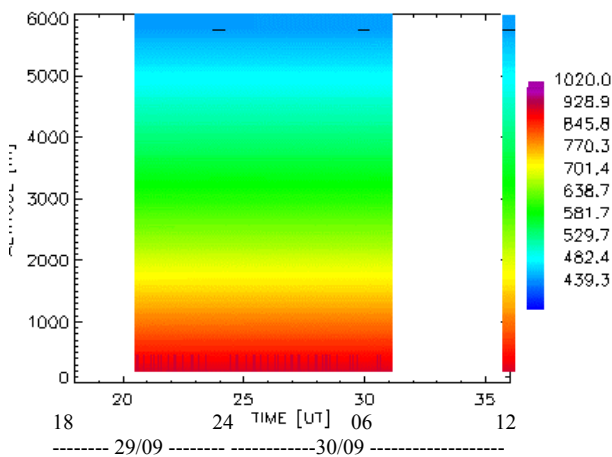


Fig 5.5
Andamento della pressione nel tempo secondo i dati forniti dai radiosondaggi di Pratica di Mare.

Temperatura da radiosondaggio
29 09 2004

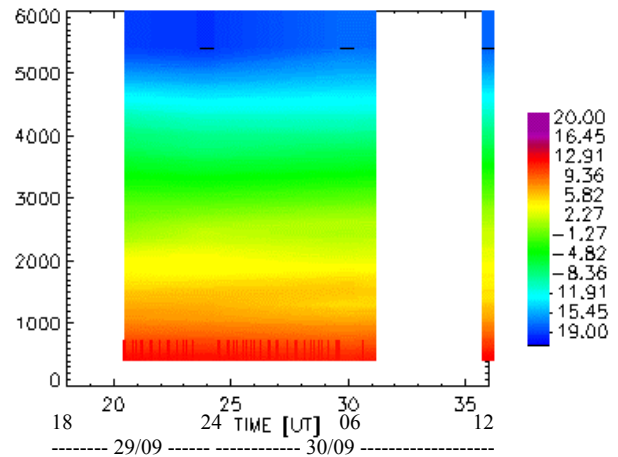


Fig 5.6
Andamento della temperatura nel tempo secondo i dati forniti dai radiosondaggi di Pratica di Mare.

Per quanto riguarda il calcolo dell'estinzione da aerosol, ne è stata illustrata la procedura di calcolo nel capitolo 2. Questo procedimento, sebbene molto utile in quanto, come già annunciato,

permette la separazione dei contributi di estinzione e retrodiffusione dai dati lidar, è per contro soggetto a notevoli limitazioni connesse alla natura del segnale e all'analisi effettuata.

Poiché il procedimento si basa su un algoritmo differenziale, infatti, i dati sono molto sensibili al rumore. Per evitare fluttuazioni troppo ampie i dati del canale dell'ossigeno sono stati mediati su 240 metri (8 canali) in media corrente, con filtro binomiale normalizzato. Nonostante questo accorgimento non è stato possibile, con l'attrezzatura a disposizione, calcolare il coefficiente di estinzione per quote superiori ai due chilometri. Viceversa, a basse quote occorre essere sicuri che il fascio sia completamente inquadrato nel campo di vista, e che il canale rivelato in fotoconteggio non presenti saturazione. Se da un lato la rivelazione in fotoconteggio è necessaria per minimizzare il rumore elettromagnetico che renderebbe del tutto inutile il procedimento, dall'altro è una limitazione a causa della saturazione del fotoconteggio.

Per calcolare automaticamente la quota minima di sovrapposizione è stato utilizzato un algoritmo apposito, che riconosce come quota minima quella in cui si ottiene il massimo del rapporto tra segnale e molecolare. Al di sopra di tale quota, infatti il segnale scende più rapidamente del molecolare a causa dell'estinzione da parte degli aerosol. Poiché la quota minima varia di profilo in profilo, non è in generale utile calcolare lo spessore ottico dello strato di aerosol come nel lidar elastico, attraverso cioè il rapporto tra le costanti lidar a due quote diverse:

$$\tau_{aer} = -\frac{1}{2} \ln \left(\frac{C_{z_{top}}}{C_{z_0}} \right), \text{ in quanto la quota } z_0 \text{ è variabile. E' allora più utile ricorrere al calcolo del}$$

coefficiente di estinzione, anche se il calcolo è maggiormente affetto da errore. Una successiva integrazione sulla quota può in ogni caso restituire il valore dello spessore ottico alla lunghezza d'onda considerata.

I risultati per il giorno 29 settembre sono proposti in figura 5.7.

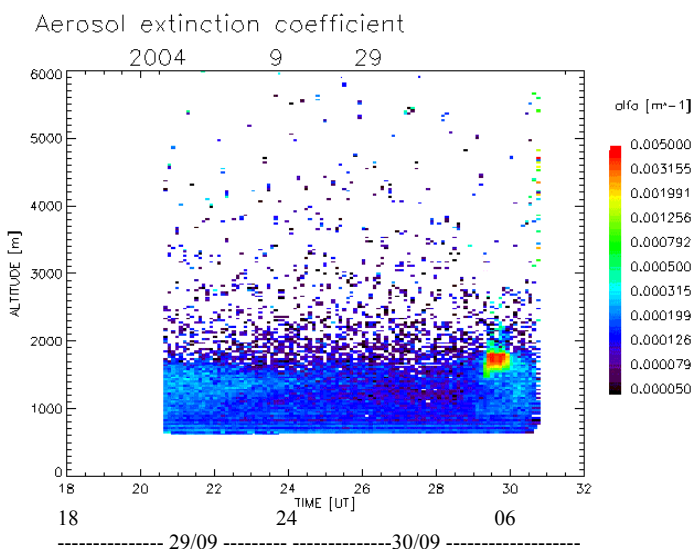


Fig. 5.7

Coefficiente di estinzione aerosolico ricavato dalle misure del 29 settembre. La quota minima è determinata dalla quota di sovrapposizione totale dei fasci.

Lidar elastico

L'analisi dei dati del lidar elastico è avvenuta con le tecniche standard descritte nel capitolo 2, mediante software sviluppato all'interno del Gruppo 24 del Dipartimento di Fisica dell'Università "la Sapienza". La presenza di due diversi canali a 532 nm, come già detto, ha reso possibile la rivelazione contemporanea di un grande intervallo di quote, grazie alla sovrapposizione dei due canali in sede di analisi dati. Dall'unione dei due si genera un profilo unificato che copre l'intero intervallo di quote.

E' stato utilizzato il metodo di Klett descritto al cap. 2 per analizzare l'aerosol a bassa quota, imponendo valori di α/β noti dalla letteratura. Ove possibile, sono stati utilizzati valori dello spessore ottico calcolati indipendentemente, con il canale Raman o con il fotometro solare.

I grafici dei valori di R a 532 e 1064 per la notte tra il 29 ed il 30 Settembre sono illustrati come esempio nelle figg. 5.8 e 5.9.

Dall'analisi dei canali a 532 e 1064 è possibile ricavare anche il rapporto tra i coefficienti di retrodiffusione alle due lunghezze d'onda (*color index*). Lo studio del color index dà un'idea della natura degli aerosol, ma, dipendendo esso sia dalle dimensioni che dall'indice di rifrazione delle particelle (supposte sferiche), occorre risolvere un problema inverso di diffusione della luce da microparticelle, impresa molto complessa. Un'alternativa più semplice anche se meno esaustiva è quella di ricorrere alla consultazione di tabelle *look-up* appositamente create tramite la Teoria di Mie.

Prossimi sviluppi dell'analisi sono previsti proprio in questa direzione, mentre la realizzazione di più canali di rivelazione delle diverse polarizzazioni dell'eco ricevuto può aiutare a dimostrare la maggiore sfericità delle particelle in aria più umida.

Il *color index* ($R(1064)/R(532)$) per i dati sopra descritti è mostrato in fig.5.10.

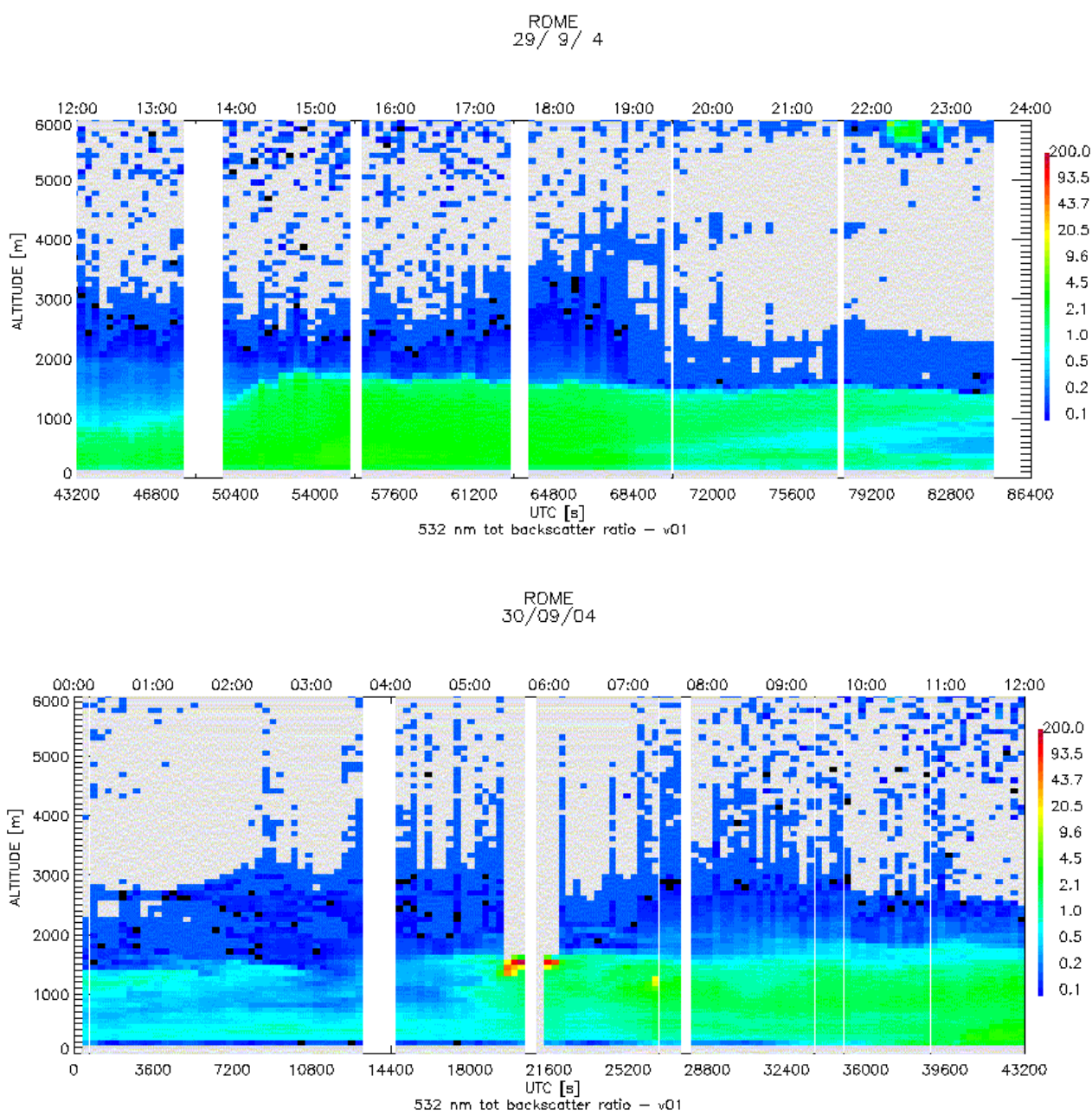
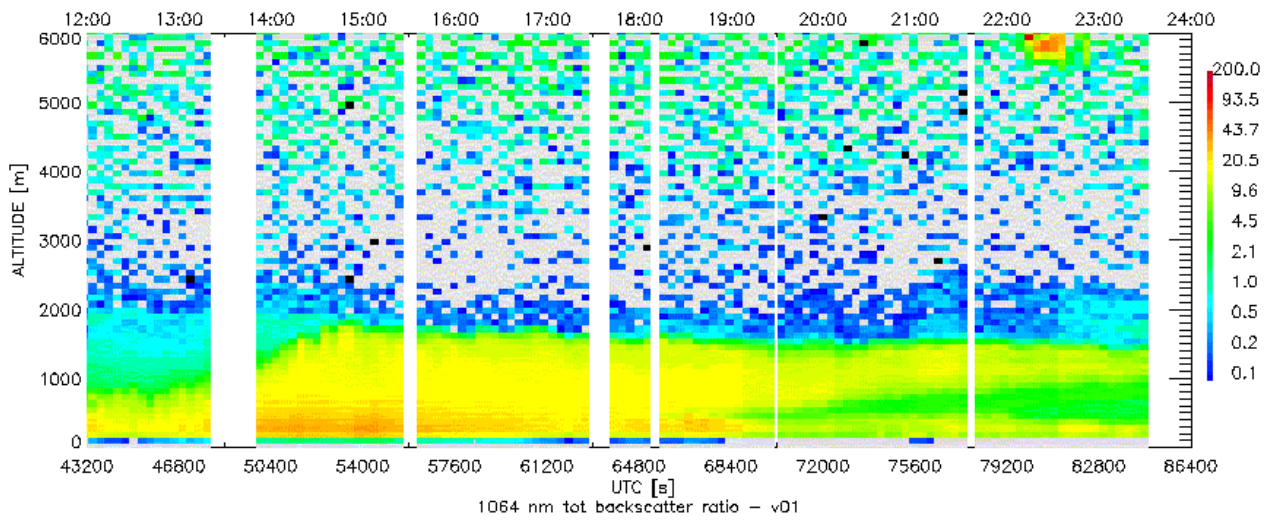


Fig. 5.8

Grafico di R-1 durante la notte tra il 29 ed il 30 settembre.

29/ RDME 9/ 4



RDME
30/09/04

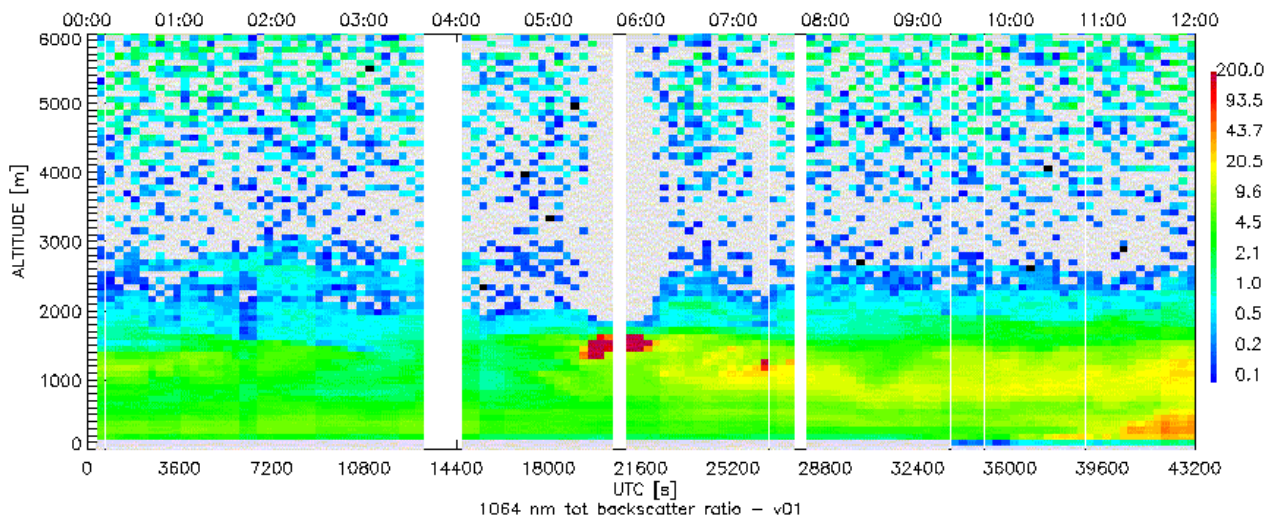


Fig 5.9

Grafico di R-1 per il canale infrarosso a 1064 nm durante la notte tra il 29 ed il 30 settembre.

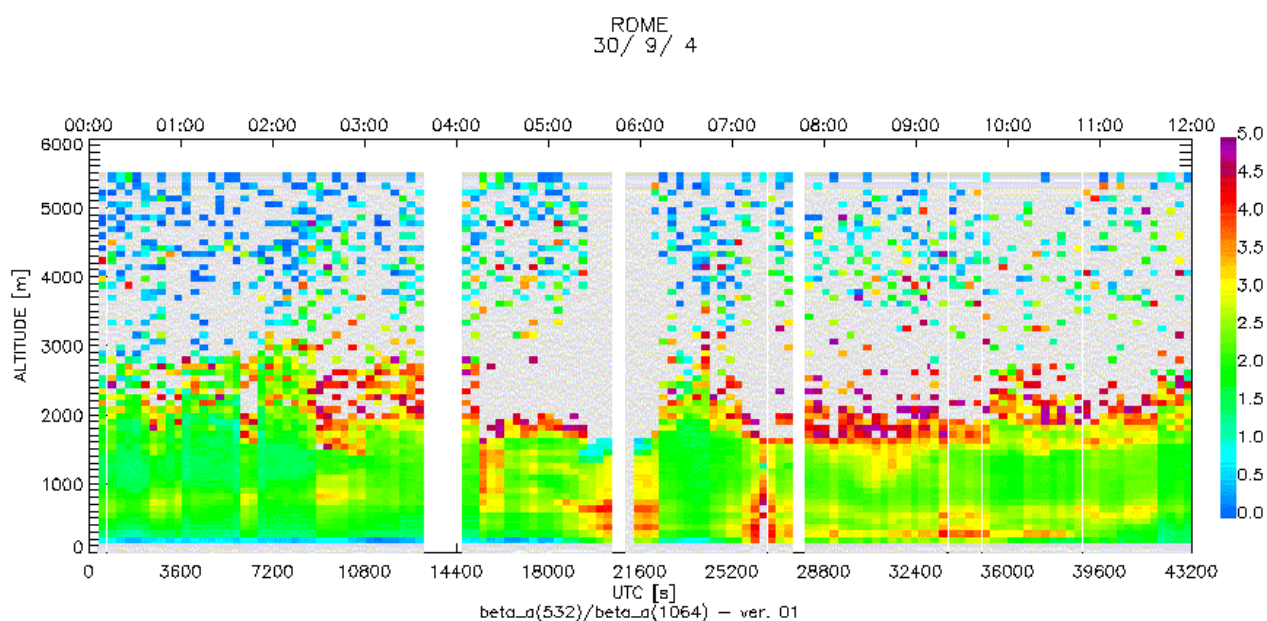
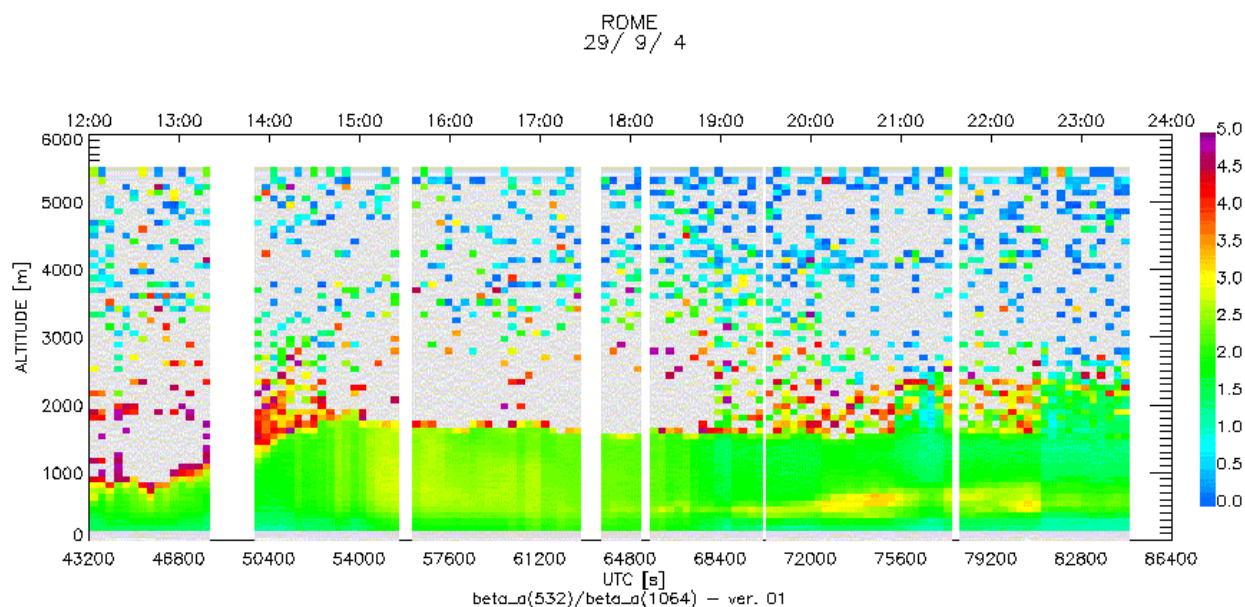


Fig 5.10

Rapporto tra i coefficienti di retrodiffusione a 532 e 1064 nm.

5.1.2 Radiometro e barometro

I dati provenienti dal radiometro sono stati utilizzati in sostituzione di quelli da radiosondaggio alle quote più basse nei tempi corrispondenti al radiosondaggio. Quelli di pressione forniti dal barometro invece sono serviti per riscalarare il valore della pressione al suolo.

5.1.3 Traiettorie

Per caratterizzare il tipo di aerosol studiato per ogni insieme di dati, si è ricorso allo studio delle traiettorie all'indietro. Questo tipo di dati viene fornito dalla NOAA (National Oceanic and Atmospheric Administration), a partire da un modello teorico (Draxler, 2003) per moto isoentropico e dati meteorologici NCEP (Draxler, 1996 I, 1996 II, 1998, 2003).

Per assicurarsi che all'interno dello stesso insieme di dati non si avessero differenze significative dell'origine degli aerosol, che quindi si potesse considerare omogeneo, sono state confrontate le traiettorie all'indietro delle masse d'aria presenti sopra il sito di misurazione all'inizio ed alla fine di ogni singolo insieme.

5.2 Confronto β - f :

Come accennato nel capitolo 1, vari modelli più sofisticati e specifici possono essere utilizzati al posto di quello di Kohler, includendo nell'analisi diverse tipologie di aerosol – organici, poco solubili, deliquescenti (Kotchenruther et al, 1999). La ripercussione sulle proprietà ottiche risulta molto difficile da calcolare e per di più ognuno di questi modelli è dedicato specificatamente a particolari caratteristiche, che rendono poco generale l'applicazione; inoltre, come già illustrato, il comportamento delle proprietà ottiche è sì dipendente dall'accrescimento del raggio al variare dell'umidità relativa, ma poiché tale variazione è convoluta con la teoria di Mie per il calcolo della sezione d'urto, di fatto il risultato cumulativo dei due effetti è ben esprimibile con la funzione di Kasten.

Molti autori infatti (Im et al, 2001, Tardif 2002) utilizzano un fit dei dati di β con la funzione di Kasten (Kasten, 1969), che pur non essendo corretta teoricamente (v. cap. 1), in pratica fornisce una buona approssimazione per l'aumento della sezione d'urto degli aerosol immersi in aria umida. In letteratura i grafici di una grandezza al variare dell'umidità sono chiamati *umidogrammi*.

Si utilizza dunque come modello di accrescimento una funzione del tipo:

$$\beta(f)/\beta(f^{\circ})= a \exp(1-f)^{-b} ,$$

ove si rappresenta il coefficiente β calcolato ad un valore di f° di riferimento (tipicamente si usa $f^{\circ}=0.3, 0.4$) in funzione di f .

Si possono a questo punto fare alcune considerazioni sulla funzione utilizzata. Se l'aerosol è poco sensibile all'umidità relativa (è poco igroscopico) non si avrà una curva rapidamente crescente, e ciò comporta valori dell'esponente bassi. Se la curva $\beta(f)$ fosse costante, infatti, si avrebbe allora un

esponente tendente a zero, ma per la natura della funzione utilizzata si conserverebbe comunque una divergenza per $f \rightarrow 1$.

Il valore della costante a , invece, varia a seconda del valore che si sceglie per normalizzare la funzione e dovrebbe essere 1 se si scegliesse $f^0=0$. Ovviamente ciò non succede mai e la costante a sarà tanto minore quanto maggiore è il valore di f^0 , in quanto rappresenta l'intercetta della curva di Kasten.

Molti autori hanno misurato il valore della sezione d'urto totale di diffusione. E' difficile comparare i due valori a causa della notevole variabilità della funzione di fase a 180° , mostrata in fig. 1.8 al capitolo 1, considerando che oltretutto al variare di f varia anche l'indice di rifrazione.

Verrà ora discussa la fase di comparazione dei valori di retrodiffusione con i valori di umidità relativa. In realtà analizzando dati provenienti da lidar, c'è un problema congenito nel considerare il coefficiente di retrodiffusione β : tale coefficiente, come è noto, è proporzionale sia alla sezione d'urto sia alla densità numerica; pertanto si misura una quantità che è normalmente dipendente dalla quota e ciò può mascherare la dipendenza da f . Facendo il grafico di R-1, invece, che sarebbe il coefficiente di retrodiffusione aerosolico normalizzato a quello molecolare, si elimina la dipendenza con la quota (è in pratica il rapporto di mescolamento degli aerosol). Il problema è che comunque in generale si ha un aumento della concentrazione di aerosol con la quota e un aumento anche delle dimensioni a causa della stratificazione per gravità. Nella figura 5.11 è mostrata la differenza tra β ed R-1 con la quota per un generico profilo lidar a 532 nm. La differenza è ovviamente tanto più piccola quanto più si sceglie stretto l'intervallo di quota; tra 0 e 6000 m il rapporto è di circa 0.55.

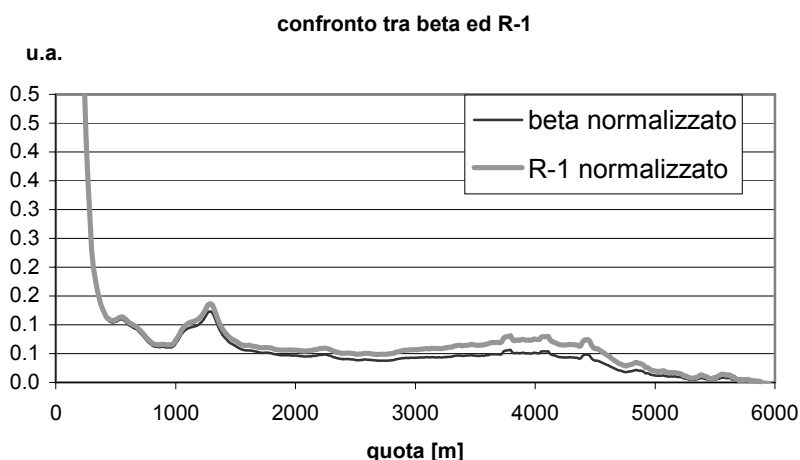


Fig. 5.11

Confronto tra l'andamento di β_{aer} e quello di R-1 al variare della quota. Mentre β_{aer} descrive la sezione d'urto totale dovuta agli aerosol, R-1 è normalizzato al coefficiente di retrodiffusione molecolare β_{mol} , rappresentando perciò una sorta di rapporto di mescolamento tra le sezioni d'urto aerosolica e molecolare. I dati sono normalizzati al valore a terra.

Per poter confrontare dati coerenti tra loro occorre tenere conto che il coefficiente di retrodiffusione è dato dal prodotto della sezione d'urto per la densità numerica. Quello che si può misurare è la sezione d'urto. Per definizione il coefficiente di retrodiffusione da aerosol è dato dalla quantità, analogamente a quanto avviene per le molecole:

$$\beta(z) = n(z) \sigma_a(z, 180^\circ).$$

Come si può notare, per le molecole non è in generale possibile stabilire una dipendenza semplice del coefficiente di retrodiffusione dalla quota.

Non essendo possibile misurare contemporaneamente la concentrazione di particelle, per ovviare al problema si è scelto di utilizzare dati ottenuti alla stessa quota ma al variare del tempo (Kotchenruther 1999).

Di seguito sono mostrati i risultati ottenuti dalle misure di tre diverse giornate, durante differenti condizioni meteorologiche.

Dati del 21-22 ottobre

Dallo studio delle traiettorie all'indietro, mostrate in fig. 5.12 si nota come il moto della massa d'aria sovrastante Roma all'inizio della misura (12 UTC del 21 Ottobre) sia molto simile a quello della massa presente verso la fine. Ciò assicura una buona uniformità degli aerosol e quindi un comportamento omogeneo al variare dell'umidità relativa.

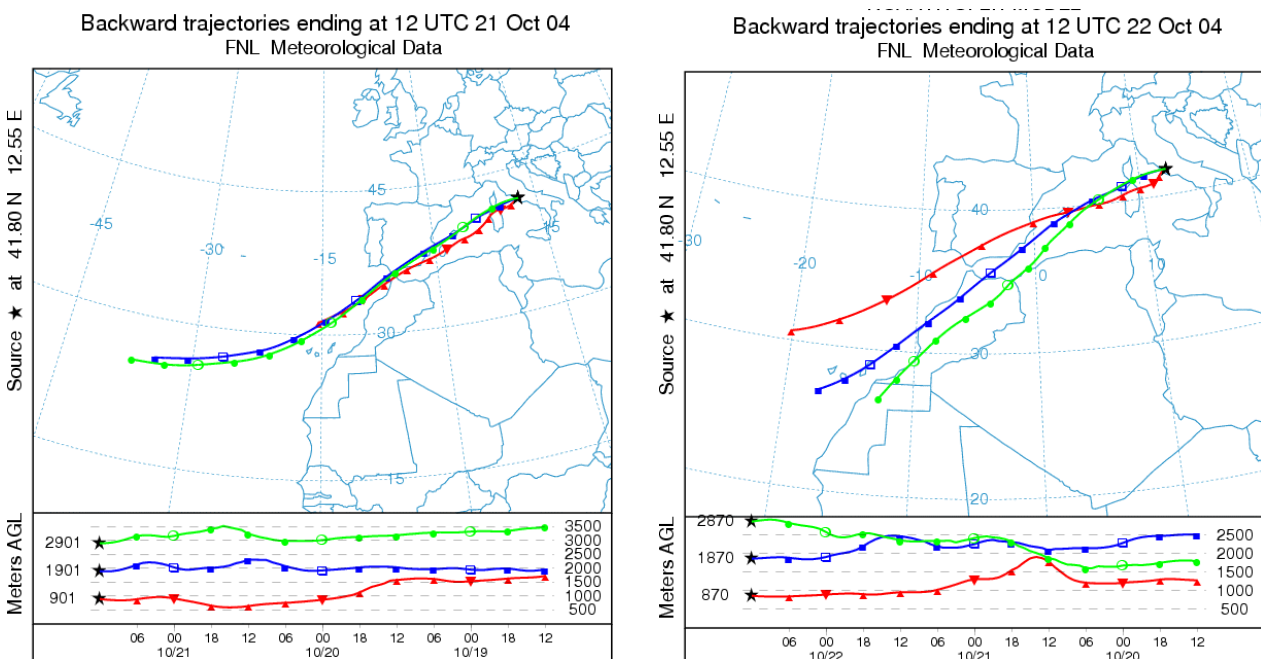


Fig. 5.12

Traiettorie del 21 e 22 Ottobre. L'aerosol a quote più basse non proviene dal deserto.

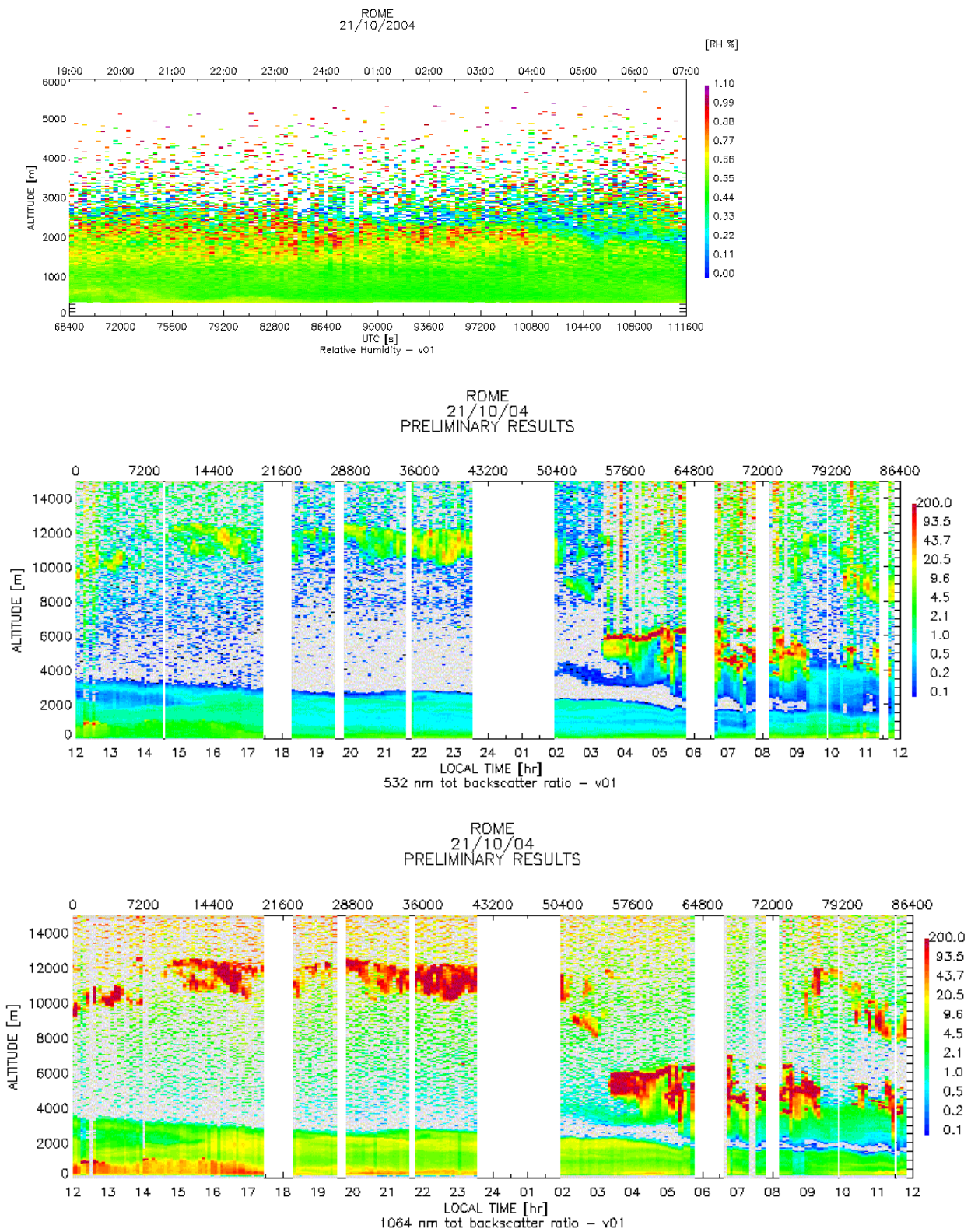


Fig 5.12
Dati lidar del periodo 21-22 Ottobre. Umidità relativa e rapporti di retrodiffusione a 532 e 1064 nm.

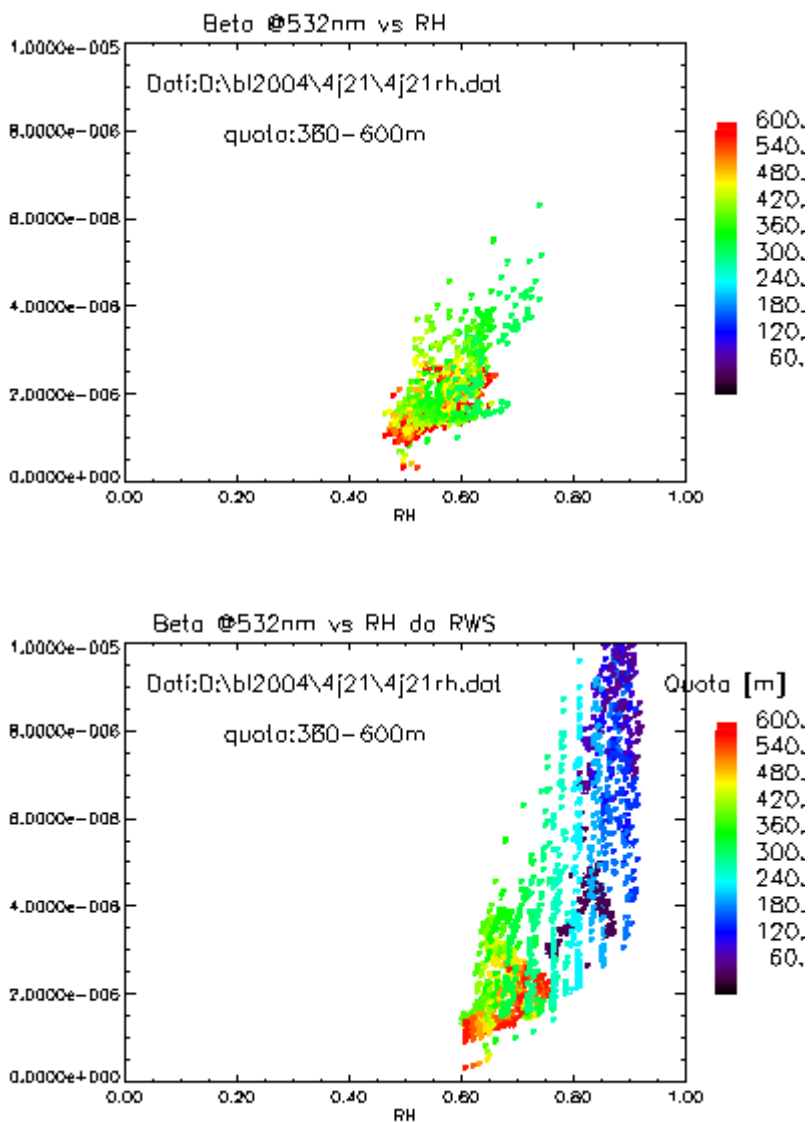


Fig. 5.13
 Andamento del valore di β attorno a 450 m di quota per i dati del periodo 21-22 Ottobre.

La figura 5.13 illustra la variazione del coefficiente di retrodiffusione β_{aer} in funzione dell'umidità relativa. Nella prima immagine si può notare come il contributo delle varie quote (in colore) sia distribuito su tutto il range di umidità, così da assicurare che la variazione della sezione d'urto aerosolica sia dipendente dall'umidità e non nasconda variazioni implicite dalla quota.

Nella seconda immagine è invece mostrato lo stesso grafico in funzione della umidità relativa calcolata da radiosondaggio. In questa occasione i dati non sono troppo discordanti, considerata la maggiore estensione di quote visualizzata nel secondo grafico. In seguito sarà più evidente l'inaffidabilità dei dati da radiosondaggio.

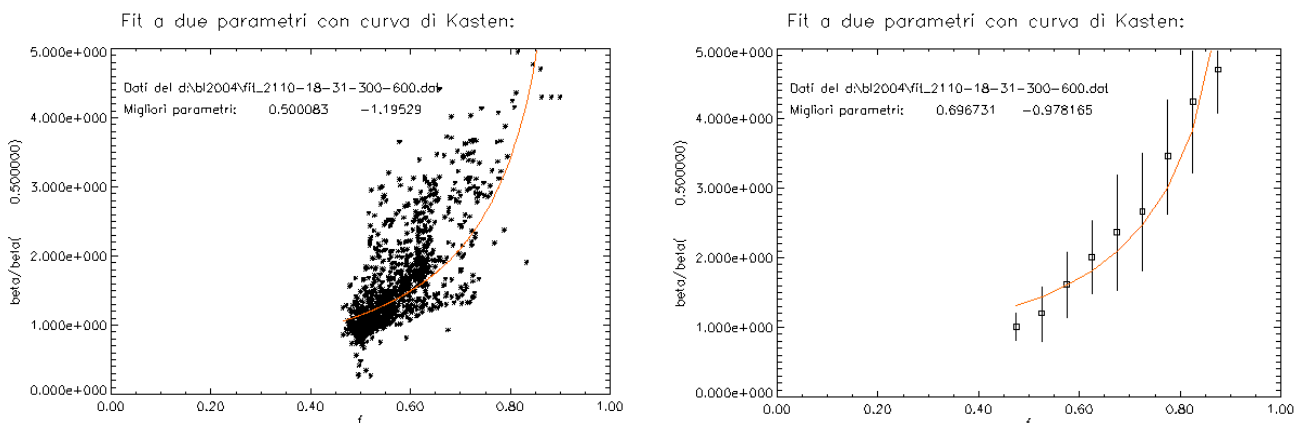


Fig. 5.14
Fit dei dati di $\beta(f)$ con la curva di Kasten.

Nella figura precedente è mostrato il fit dei dati sperimentali con la curva di Kasten, già presentata in precedenza: $\beta(f) = a(1-f)^b$, con $a = \beta(f_0)$

A causa della diversa concentrazione dei dati al variare dell'umidità, i dati sono stati filtrati con una media a blocchi che pesasse allo stesso modo ogni intervallo, onde evitare che i dati più fitti in corrispondenza di alcuni valori pesassero troppo. I pesi sono quindi stati presi pari all'inverso degli errori, ottenuti a loro volta come deviazione standard dell'insieme di dati contenuto in ogni cella.

Il grafico a destra mostra dunque i valori del best fit per i dati del 21 Ottobre.

Come già accennato, il valore di a non è importante in quanto dipende dal valore di f imposto per la normalizzazione, l'esponente definisce invece l'igroscopicità delle particelle. L'esponente che risulta è pari a -0.97 .

Dati 25-26 ottobre

Questo periodo è stato caratterizzato dalla presenza di un notevole carico di polvere desertica, come si può vedere dall'analisi delle traiettorie all'indietro delle masse d'aria presenti su Roma alle ore 12:00 UT del 25/10 ed alle ore 12:00 del 26/10. La figura 5.15 mostra tuttavia che le traiettorie dell'aria a quote più basse provengono più che altro dall'Atlantico e sono pertanto molto simili a quelle del 21/22 Ottobre.

Nelle figure successive si possono notare gli elevati valori del rapporto di retrodiffusione, sia a 532 che a 1064 nm.

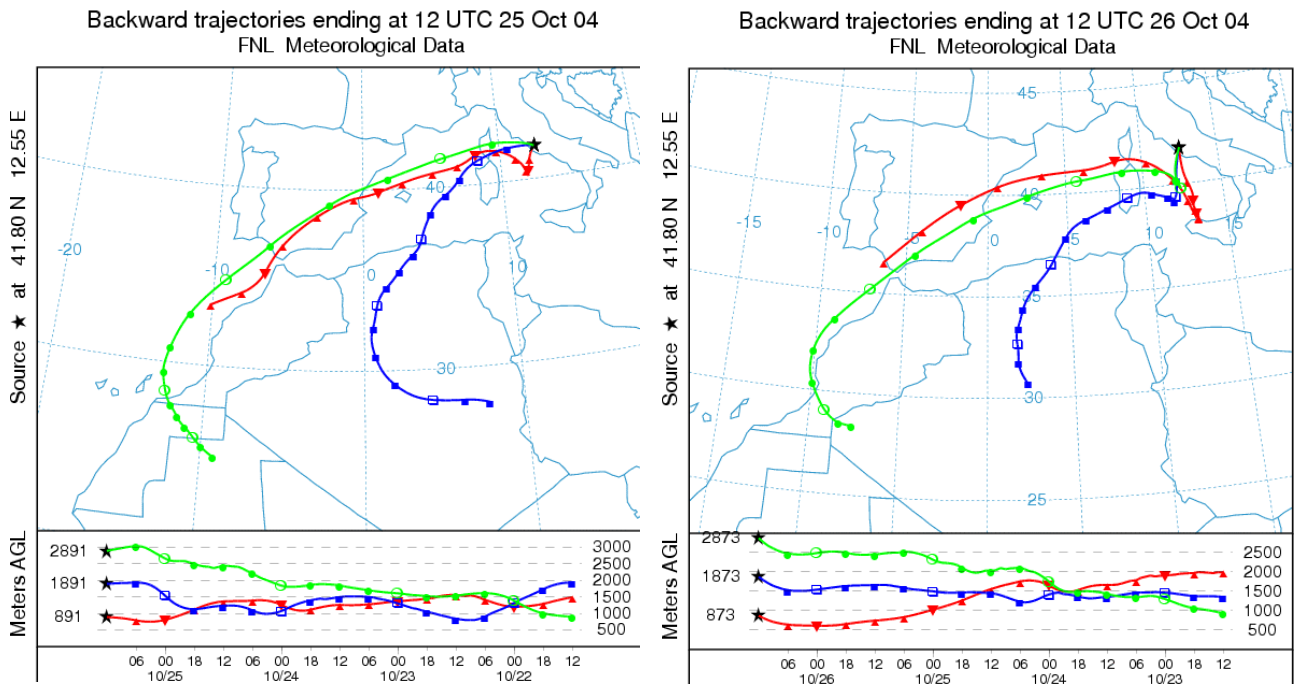
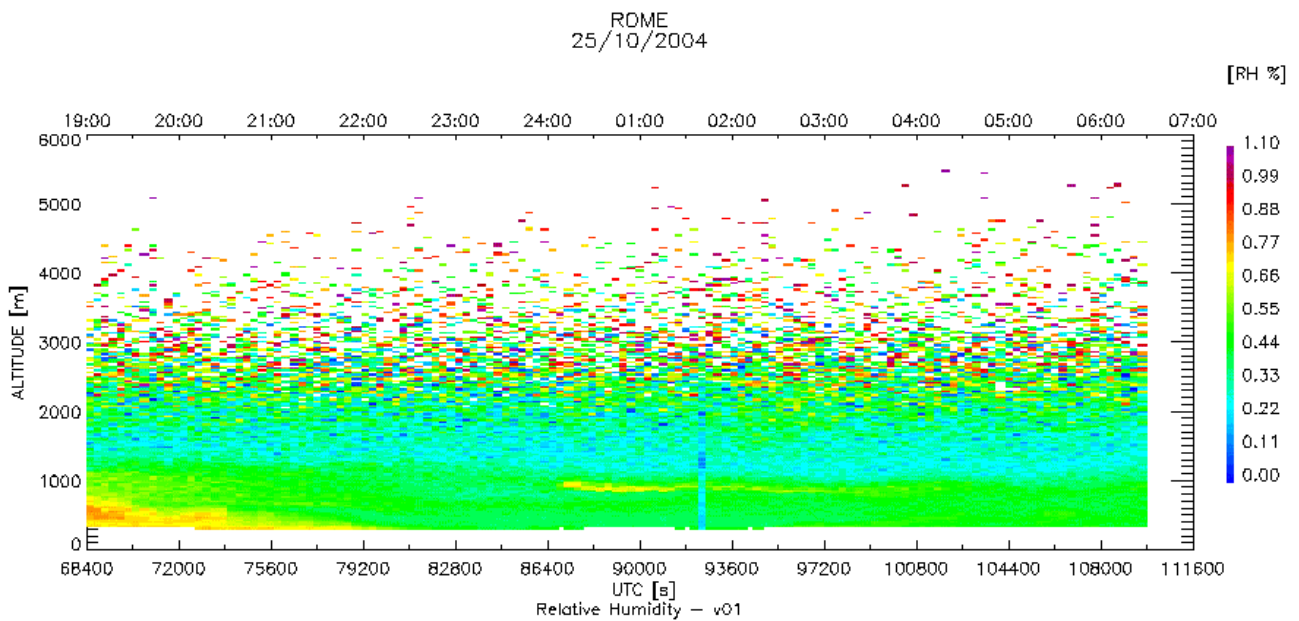


Fig. 5.15
Traiettorie all'indietro per le masse d'aria presenti su Roma alle 12:00 del 25 Ottobre ed alle 12:00 del 26 Ottobre 2004.



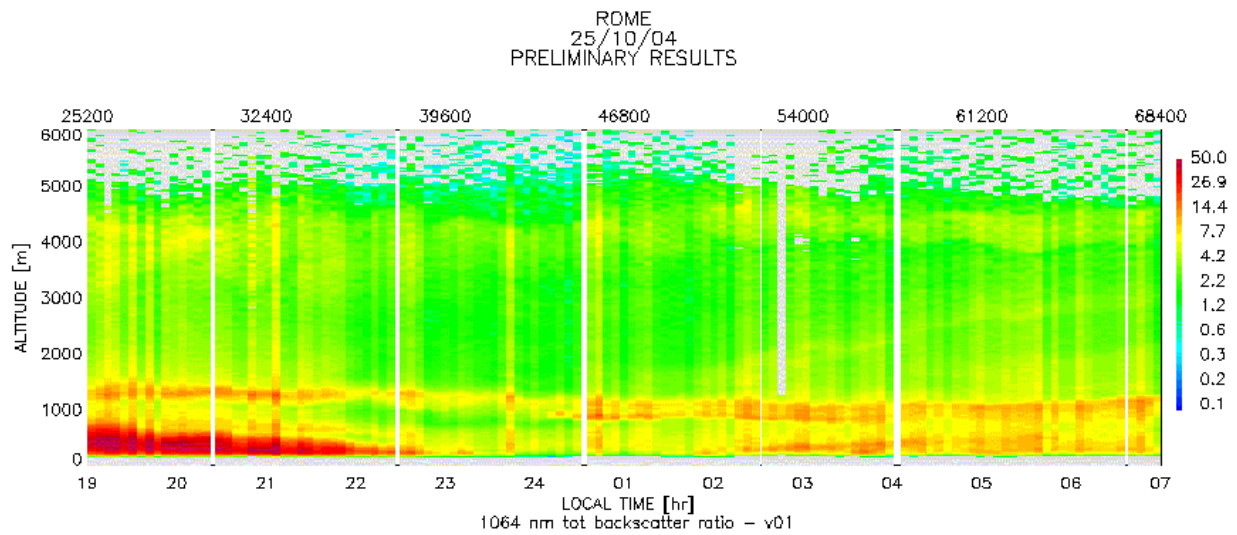
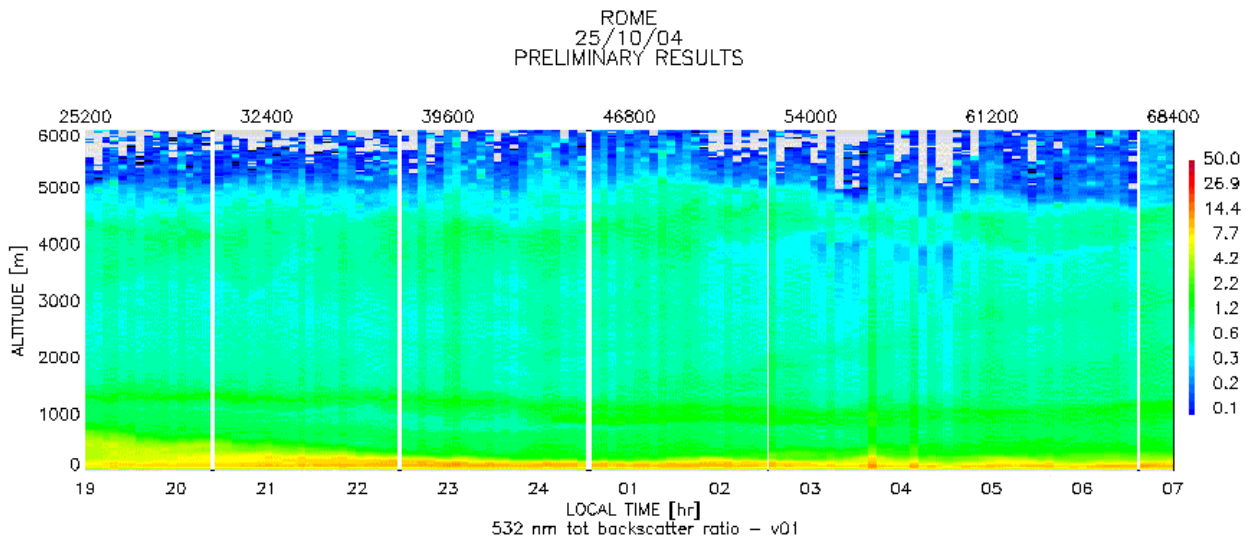


Fig. 5.16
Dati di umidità e retrodiffusione per la notte tra il 25 ed il 26 Ottobre.

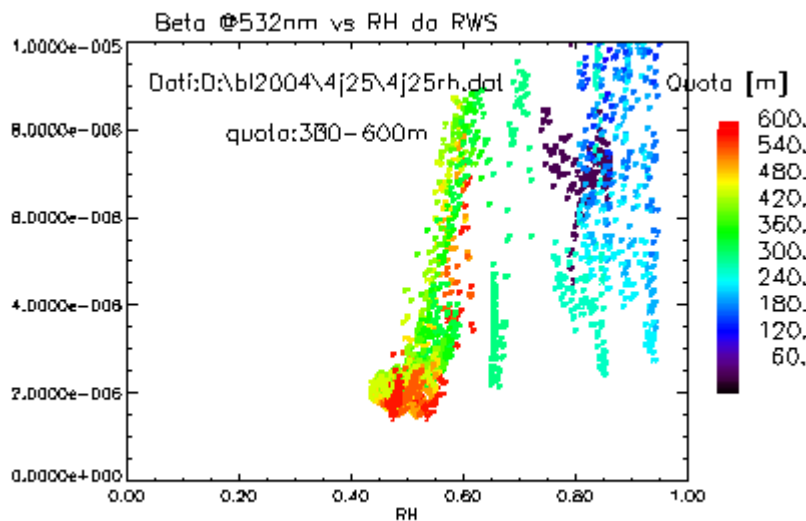
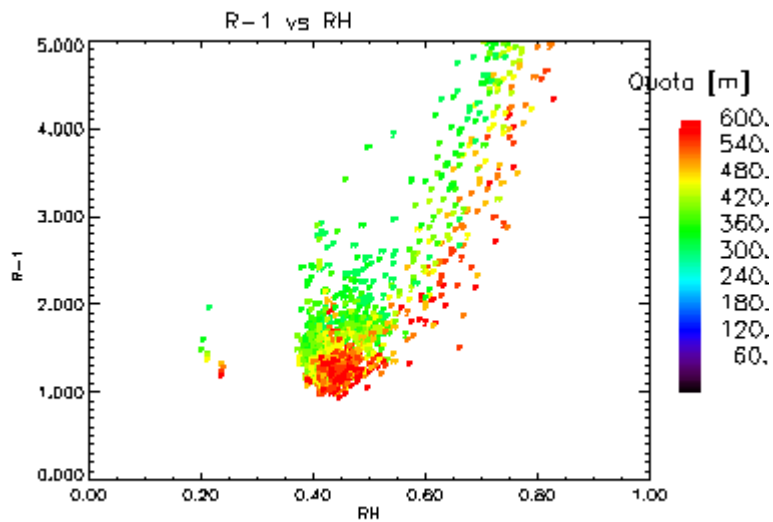
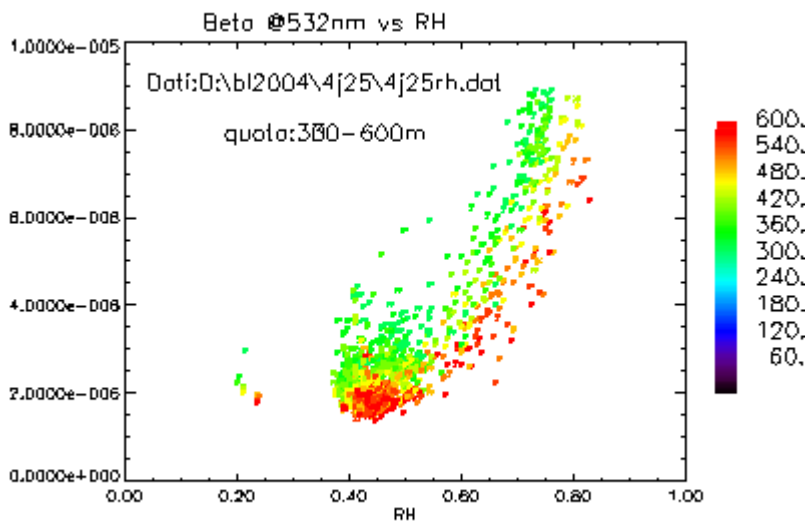


Fig. 5.17
Andamento del coefficiente di retrodiffusione fra 300 e 600 m per evitare di considerare dipendenza nascosta dalla quota.
I colori sono ben distribuiti sui vari valori di f , per cui si esclude una dipendenza intrinseca dalla quota.
In a) si nota come i dati da radiosondaggio non siano attendibili.

a)



b)



c)

Per questi dati valgono le stesse considerazioni fatte per i dati del 21 Ottobre, salvo notare che i dati da radiosondaggio in questa occasione non sono attendibili affatto. Il prossimo grafico mostra il fit per questo insieme di dati secondo le stesse modalità discusse prima.

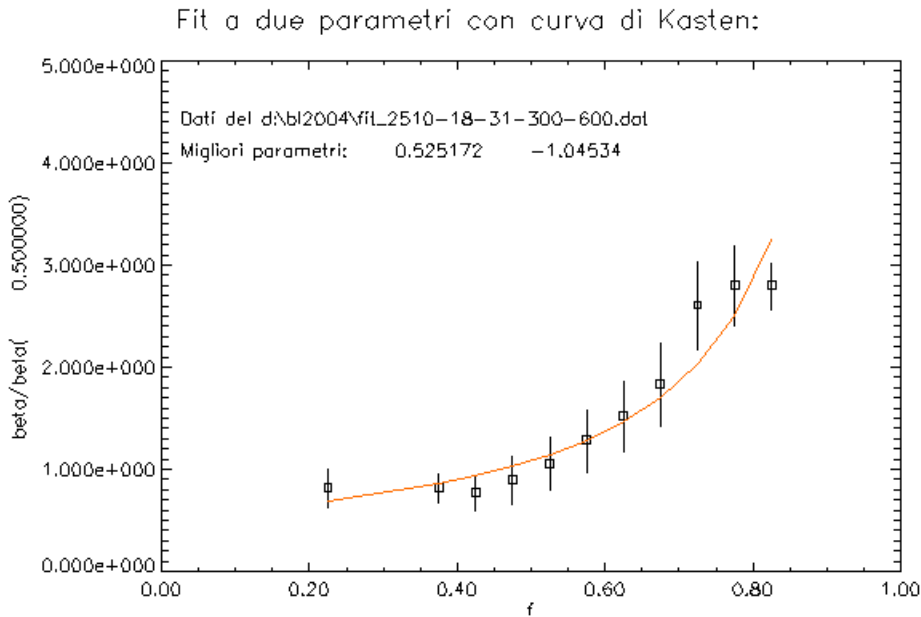


Fig. 5.18

Fit con la funzione di Kasten dei dati del 25 ottobre.

L'esponente che risulta dal fit è pari a -1.04 . Ciò fa supporre quindi che l'aerosol presente in questo periodo sia più sensibile alla presenza di umidità.

Può essere interessante confrontare il grafico ottenuto con i dati di Ming and Russell (Ming, Russell, 2001) per l'accrescimento di particelle di sale marino: seppur riferito al solo accrescimento geometrico, questo grafico può parzialmente spiegare il comportamento dei dati sopra esposti per alti valori di umidità. Le loro previsioni si basa su calcoli termodinamici e chimici riguardo all'interazione tra elettroliti dei sali marini e sostanze organiche disciolte in acqua.

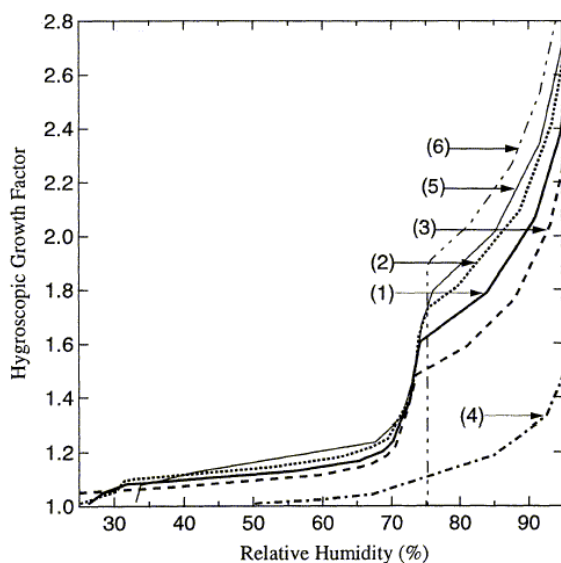


Fig. 5.19

Fattore di ingrandimento per sale marino (curva 6) secondo Ming and Russell. Si nota la variazione di pendenza attorno al 75% di umidità relativa. Tale strano comportamento è attribuito alle interazioni organico-elettroliti all'interno delle particelle acquose. Le curve (1),(2),(3) e (5) si riferiscono a diverse concentrazioni di sostanza organica ed inorganica (30%, 50%, 10%, 100% inorganico oceanico rispettivamente). (4) è la curva relativa al 100% di materiale organico.

Dati 1 novembre

Anche il 1 Novembre le masse d'aria provenivano dal Sahara, come si nota dalla figura 5.20.

In questo caso, però, il moto è più diretto e veloce, anche per le masse di aria a basse quote. Questo può far presupporre una diversa composizione dell'aerosol presente rispetto ai due insiemi di dati sopra descritti.

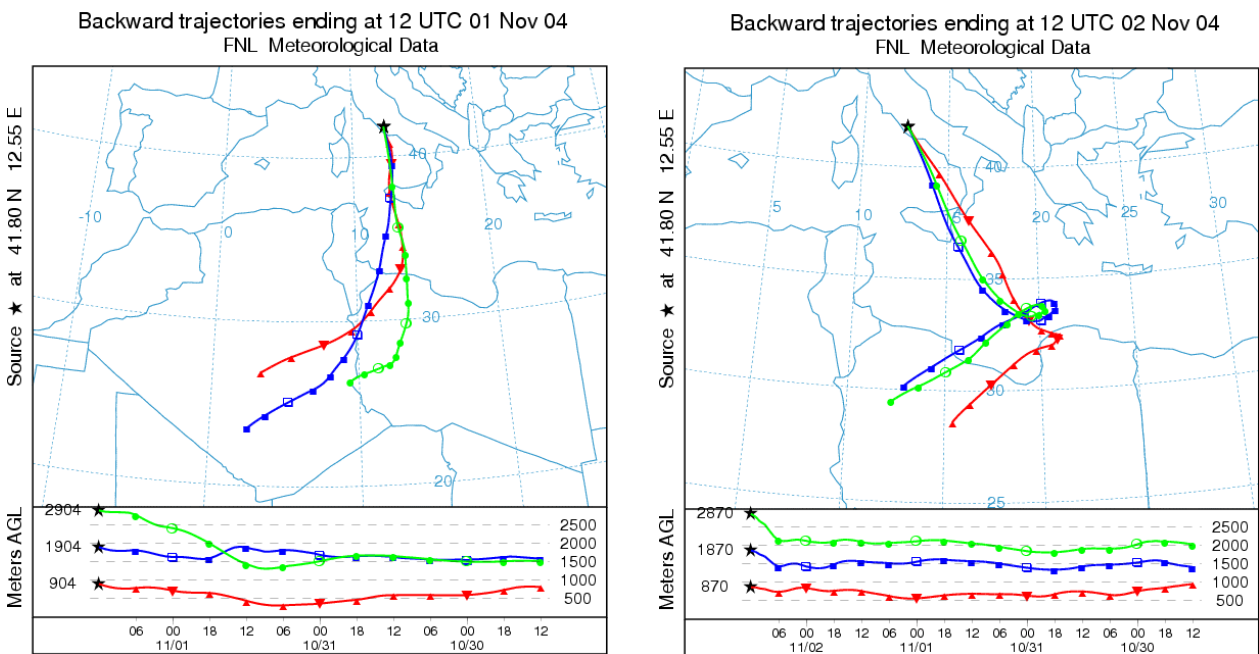


Fig 5.20

Moto delle masse d'aria presenti su Roma alle 12:00 del 1/11 ed alle 12:00 del 2/11 2004.

a)

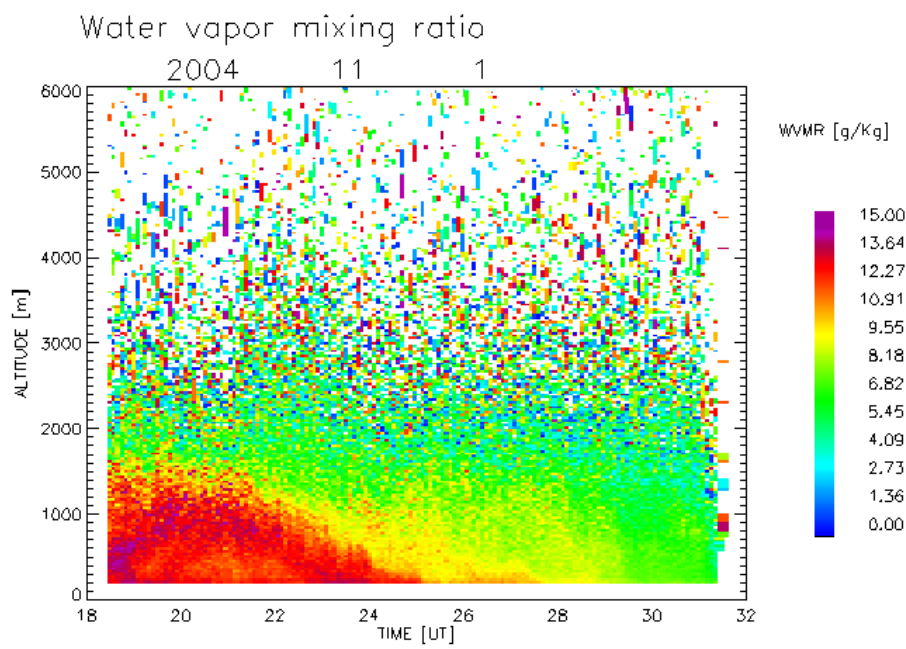
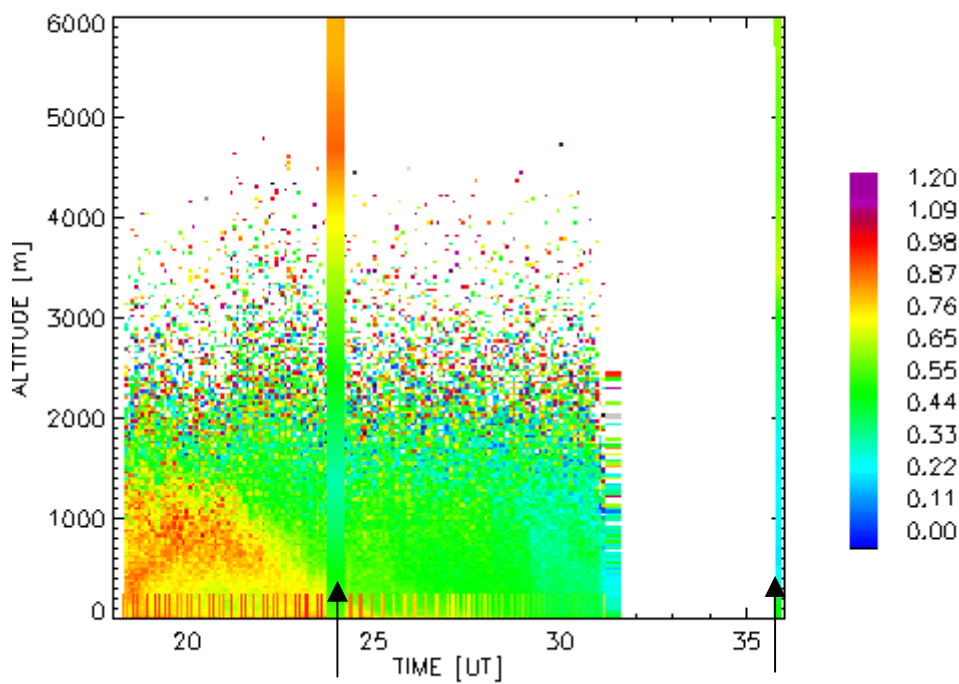


Fig. 5.21

In questa occasione è evidente l'errore dei dati da radiosondaggio. All'inizio della misura si perdono gli alti valori di umidità relativa.

b)



c)

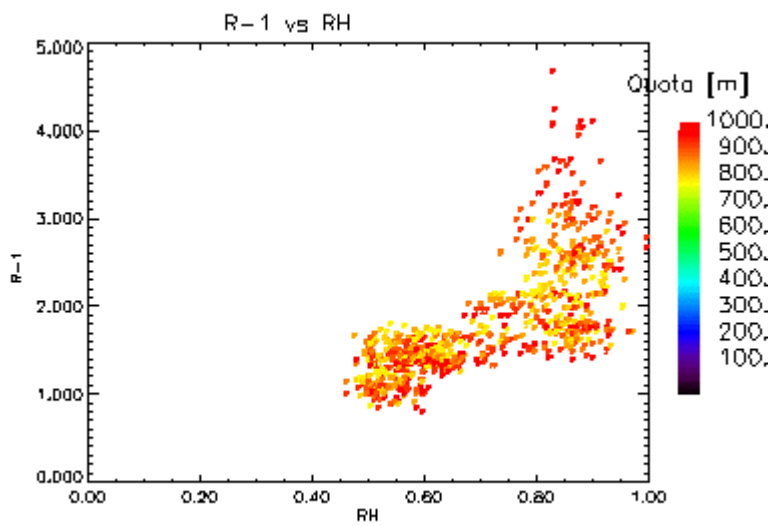
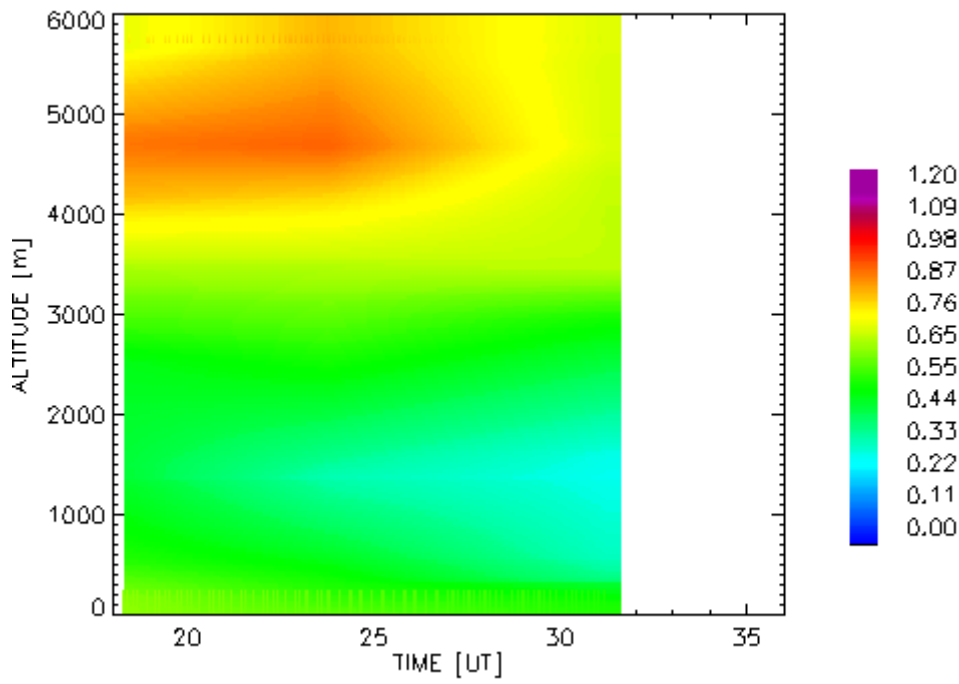


Fig 5.22

Grafico di β in funzione di f per i dati del 1 Novembre.

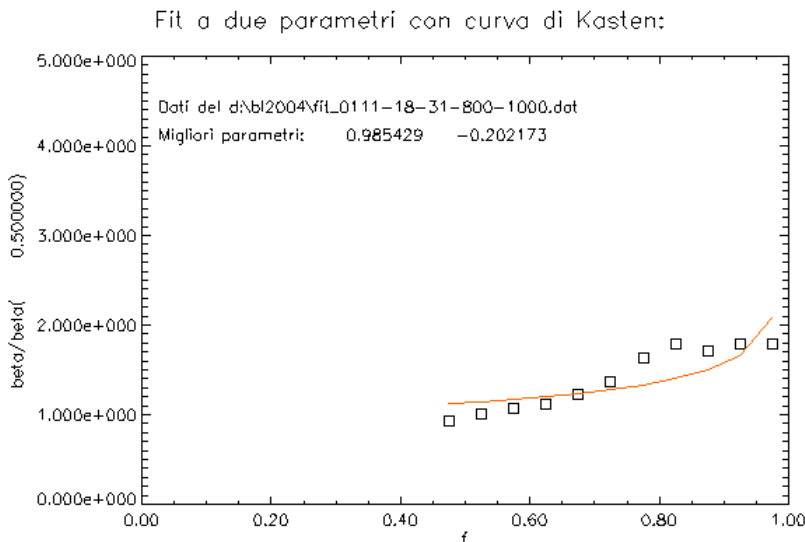


Fig 5.23
Fit dei dati del 1 Novembre.

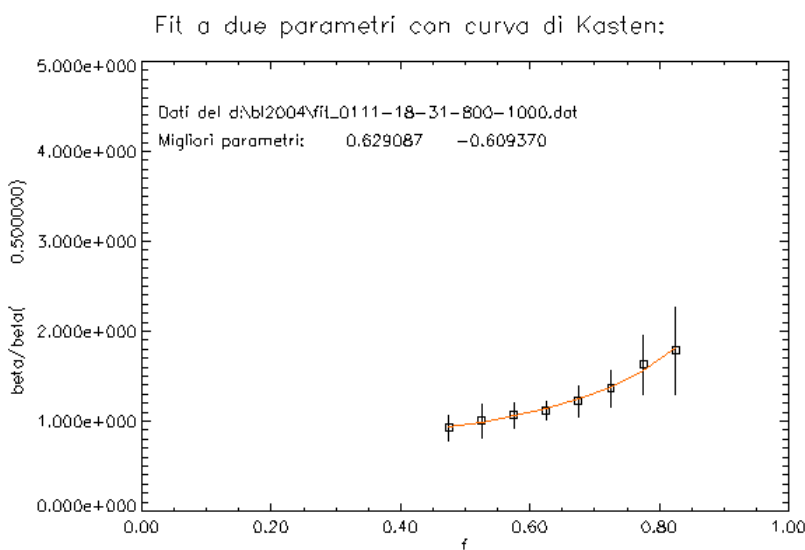


Fig. 5.24
Fit dei dati del 1 Novembre,
escludendo i valori più alti di f .

Dal risultato del fit mostrato qui sopra si può evincere il diverso comportamento igroscopico dell'aerosol del 1 Novembre rispetto a quello delle misure precedenti. Per l'insieme completo di dati si ottiene $b=-0.20$.

Anche volendo escludere i valori di f maggiori dell'80%, che pure sembrano giustificati dai dati di Ming e Russell come detto sopra, si ottiene un valore dell'esponente pari a 0.61, decisamente minore rispetto ai valori degli altri casi. Questo risultato dimostra la minore igroscopicità dell'aerosol desertico rispetto all'aerosol di origine marina.

Comparazione risultati

Si può a questo punto tentare un confronto tra i dati ottenuti in questo lavoro ed altri studi simili. In letteratura non si trovano molti valori di riferimento, perché tutti gli studi sono stati fatti in condizioni diverse.

Tardif (Tardif 2002) ha utilizzato dati di retrodiffusione da lidar a 532 nm con dati di umidità provenienti da una torre meteorologica ed un modello di atmosfera ben mescolata. I dati sono stati presi a Boulder, Colorado, il 3 Aprile 1998. Il risultato è un esponente di -0.7 come illustrato in figura 5.25.

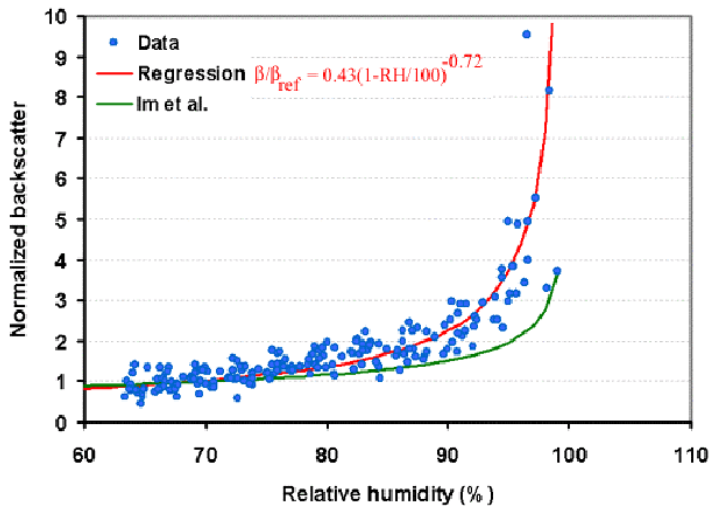


Fig. 5.25

Dati ottenuti da Tardif a Boulder nel 1998. Il valore dell'umidità relativa è stato ricavato da dati a Terra con un modello di atmosfera ben mescolata. Inoltre i dati sono presi al variare della quota, il che nasconde sicuramente una intrinseca dipendenza di β con la quota.

Kasten (Kasten 1969) ha viceversa proposto dei valori relativi al solo accrescimento delle dimensioni della particella, come illustrato nel cap. 2. I valori proposti sono variabili tra -0.18 e -0.285. L'ultimo valore si riferisce ad aerosol urbano.

Im (Im et al. 2001) ha misurato la variazione di diffusione totale di aerosol marino, continentale inquinato e continentale non inquinato. I valori dell'esponente dichiarati sono rispettivamente -0.38, -0.38 e -0.37. Non è facile fare un confronto con questi dati perché come detto si riferiscono al coefficiente di diffusione totale, cioè integrato su tutto l'angolo solido, mentre i dati misurati con lidar permettono di calcolare solo il coefficiente di retrodiffusione.

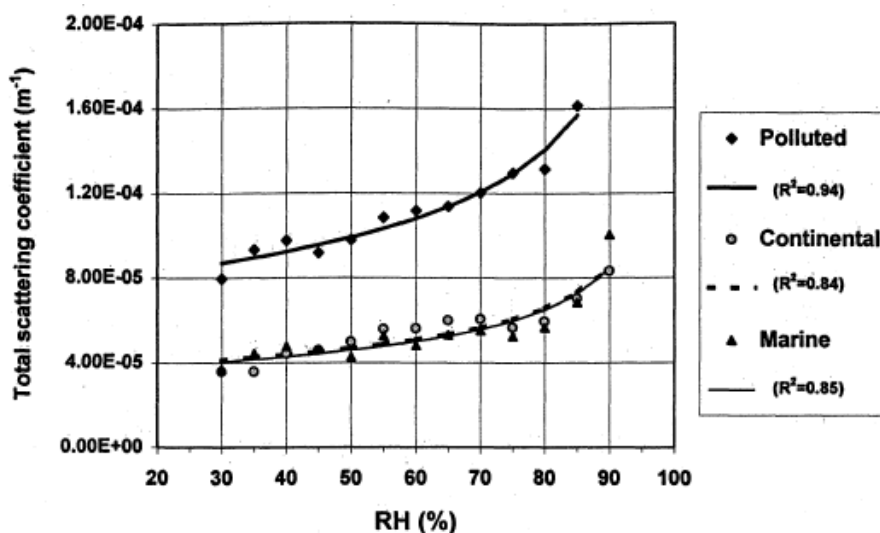


Fig. 5.26
 Dati di Im. Gli
 esponenti
 ricavati sono,
 per i diversi
 tipi di aerosol
 considerati, in
 ordine:
 -0.38, -0.37 e -
 0.38.
 Si ricorda che
 si riferiscono a
 dati di sezione
 d'urto di
 diffusione
 totale.

Anche Kotchenruther (Kotchenruther 1999) calcola la sezione d'urto totale di diffusione, e tra l'altro non fornisce il valore dell'esponente ma il rapporto tra $\Sigma d(80\%)$ e $\Sigma d(30\%)$, il che ancora una volta rende difficile il confronto. Nella tabella 5.1 sono riportati i suoi risultati. Si può notare il valore della sezione d'urto di diffusione all'80% di umidità, indicato con il valore f , riscalato rispetto al valore al 30% per molti campioni di aerosol misurati. Sono indicate anche le composizioni di ogni campione.

Feingold e Wulfmeyer (Wulfmeyer and Feingold, 2000) hanno utilizzato un lidar Dial per calcolare l'umidità ed un lidar elastico per misurare β . Anche nei loro dati è nascosta la dipendenza naturale di β dalla quota. Essi inoltre confrontano i dati ottenuti direttamente con un modello di Mie senza effettuare il fit con la funzione di Kasten, per cui ancora una volta non è possibile comparare i dati.

Carrico (Carrico 2003) ha invece analizzato una grande varietà di eventi con aerosol di diversa natura. Anche egli ha effettuato misure con nefelometri che non rendono possibile un confronto.

Tab. 5.1

Table 2. Physical Data on Aerosol Samples

Sample Code	$\log_{10}[\text{VMD}]$ of Aerosol, μm	Width of lognormal Aerosol Volume Distribution ($=2\sigma$)	Aerosol Mass Concentration, $\mu\text{g m}^{-3}$	Carbon Mass As Percentage of Total Aerosol Mass	Sulfate Mass As Percentage of Total Aerosol Mass	$f(80\%, 550 \text{ nm})$	Standard Deviation of $f(80\%, 550 \text{ nm})$	$\chi^2(\text{Model 2})$ $\chi^2(\text{Model 3})$
1723a*	-0.509	0.198				1.73	0.18	1.11
1723b*	-0.500	0.191				1.44	0.13	1.02
1723c*	-0.573	0.248	11	42	41	2.47	0.04	2.39
1724a						2.10	0.02	1.12
1724b	-0.503	0.168	6.1	64	42	1.95	0.03	1.47
1724c	-0.494	0.146	33	25	37	2.13	0.02	2.91
1726a	-0.513	0.188				1.92	0.02	1.23
1726b	-0.513	0.133				2.68	0.03	0.84
1727b	-0.516	0.154	26	34	58	2.46	0.03	2.00
1727c	-0.498	0.120	14	50	2	2.32	0.01	12.23
1727d	-0.518	0.177				2.46	0.03	2.50
1728a*	-0.535	0.171				2.46	0.23	1.16
1728b	-0.534	0.178	8.1	61	57	2.41	0.02	2.51
1728c	-0.534	0.182	14	47	44	2.07	0.02	2.08
1728d	-0.489	0.143	55	17	33	2.12	0.01	2.72
1729a*	-0.508	0.195				1.61	0.21	1.04
1730a	-0.493	0.186	3.9	51	7	1.77	0.64	1.05
1730e	-0.474	0.194	1	137	11	1.26	0.04	1.03
1730d	-0.496	0.160	7	34	27	2.10	0.03	1.51
1731a*						1.44	0.14	1.00
1731b	-0.571	0.293				1.57	0.02	1.01
1731c	-0.513	0.188				1.52	0.14	1.10
1731d	-0.504	0.165	6.1	10	10	1.62	0.04	1.07
1731e	-0.588	0.349	6.7	28	15	1.77	0.02	1.17
1732a	-0.580	0.269	3	78	27	1.73	0.07	1.08
1732b	-0.478	0.138	15	45	58	2.58	0.23	2.04
1733a	-0.523	0.159				2.16	0.03	2.58
1733b	-0.515	0.142				2.42	0.02	7.19
1734a	-0.501	0.202	11	42	48	2.13	0.02	2.07
1734b			26	32	58	2.38	0.02	1.17
1734c	-0.507	0.134	38	23	51	2.26	0.02	4.32
1735b	-0.475	0.135	26	38	58	2.09	0.01	7.37
1735c			27	22	44	2.31	0.02	5.77
1736a	-0.512	0.186	1.6	98	42	1.44	0.06	1.39
1736b	-0.483	0.116	10	51	53	2.14	0.02	3.63
1737a	-0.494	0.104				2.52	0.03	1.38
1737b						2.41	0.07	1.59
1737c	-0.514	0.149				2.29	0.02	3.70
1737d	-0.550	0.264	2.1	99	67	2.30	0.14	1.53
1737e			13	35	17	2.57	0.03	3.30
1737f	-0.557	0.197	8.8	39	43	2.76	0.05	1.50
1738a	-0.509	0.153				2.24	0.04	1.36
1738b	-0.497	0.136				2.04	0.02	0.79
1738c	-0.510	0.132	2.1	93	54	2.65	0.03	0.94
1739b*	-0.518	0.169				1.58	0.16	1.48
1739e*	-0.500	0.140				1.89	0.09	1.63

* Data were adjusted for particle losses in the Velostat bag.

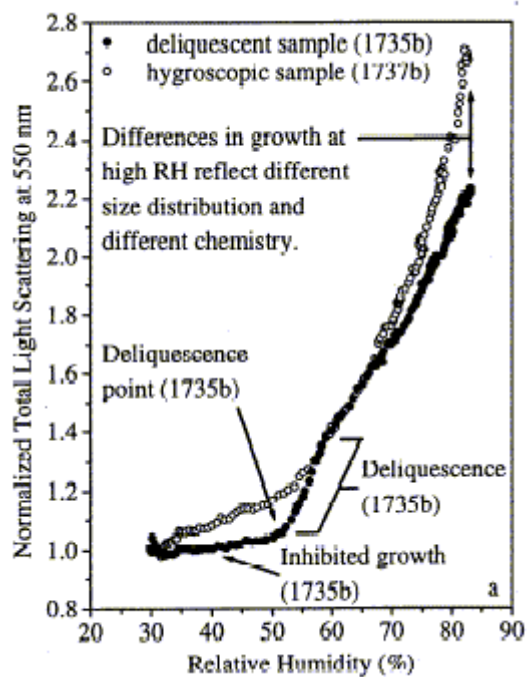


Fig. 5. 27

Risultati di Kotchenruther per aerosol ed igroscopici. Egli ha proposto vari modelli per aerosol *deliquescenti*.

Infine, Hegg (Hegg et al.) ha trovato valori compresi tra 0.2 e 0.85, ma anche egli ha studiato il coefficiente di diffusione totale, in quanto le sue misure sono state effettuate con nefelometri.

5.3 Conclusioni

Gli effetti dell'attività umana sulla meccanica del clima e dell'atmosfera sono argomento di grande attualità. Studi sull'influenza antropica sul clima, sia teorici che sperimentali, sono d'altra parte molto difficili poiché vari meccanismi si sovrappongono concorrendo a realizzare una dinamica assai complessa. Questo è vero in particolare per lo studio dell'atmosfera urbana, dove si concentrano molte sorgenti di aerosol, di calore e di umidità, ad intervalli spaziali e temporali molto irregolari.

L'incompletezza congenita delle misure atmosferiche, inoltre, che non sono ripetibili né possono essere condotte in condizioni controllate, rende allora ancora lontana la piena comprensione del funzionamento della macchina climatica. La soluzione non può che venire dallo sforzo di misurare contemporaneamente quante più variabili entrano in gioco nel sistema. Così temperatura, pressione, concentrazione di gas secondari e di aerosol, nonché la distribuzione dimensionale e le proprietà chimiche e fisiche di questi ultimi devono essere conosciute tutte assieme per non lasciare spazio a diverse congetture che non possono condurre ad una conoscenza completa. Lo studio delle proprietà ottiche degli aerosol urbani ha avuto questa linea di condotta, in quanto si è cercato di misurare direttamente quante più grandezze possibile. Come dimostrato, le proprietà ottiche degli aerosol urbani variano con l'umidità relativa e ciò comporta una diversità di fenomeni legati alla microfisica dell'atmosfera e al forzante radiativo sulla città.

Seppure molto lavoro resta ancora da fare per condurre l'*esperimento completo*, che consenta cioè di misurare tutte le variabili necessarie alla caratterizzazione di un fenomeno atmosferico, l'utilizzo simultaneo degli strumenti qui descritti ha permesso un esperimento capace di evidenziare diversi aspetti degli aerosol investigati; in particolare è stato possibile dimostrare la diversa igroscopicità di aerosol marino rispetto all'aerosol desertico, evidenziando comportamenti ben più complessi di quelli modellizzabili con le approssimazioni e semplificazioni consuetamente adottate in letteratura.

Appendici

Appendice A: Approssimazione di Rayleigh-Jeans per la funzione di Planck

Il limite superiore della radianza della potenza emessa da un corpo è stabilito dalla legge di Planck:

$$I(\lambda, \theta, \varphi, T) \leq B(\lambda, T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5 \left(e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1 \right)}.$$

La potenza emessa in un intervallo di frequenza è allora $B(\lambda, T)d\lambda$ oppure $B(f, T)df$ ove $df = 1/\lambda^2 d\lambda$.

Un corpo per il quale si abbia $I(f, \theta, \varphi, T) = B(f, T)$ è detto *corpo nero*. Per hf molto piccolo rispetto a kT possiamo approssimare l'esponenziale $e^x \sim 1+x$ ed ottenere:

$$B(\lambda, T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5 \frac{hc}{\lambda kT}} = \frac{2ckT}{\lambda^4}. \text{ Si può anche scrivere, tenendo conto che } \lambda\nu=c \text{ e } B(\lambda)d\lambda=B(f)df:$$

$$B(\lambda, T)d\lambda = \frac{2ckT}{\lambda^4} d\lambda = \frac{2ckT}{\lambda^4} \frac{c}{f^2} df = \frac{2ckT}{\lambda^4} \frac{c}{c^2/\lambda^2} df = \frac{2kT}{\lambda^2} df = \frac{2f^2 kT}{c^2} df = B(f, T)df.$$

In realtà si usa spesso la quantità $B(f, T)$ scritta in funzione della lunghezza d'onda, per cui spesso si dice che la B scala con il quadrato della lunghezza d'onda, anche se poi occorre considerare il differenziale appropriato: $dE = B_f(T) df = 2kT/\lambda^2 df$.

Storicamente questa relazione venne derivata prima della proposta di Planck. Se fosse vera per tutto lo spettro un corpo nero emetterebbe energie sempre maggiori al crescere della frequenza. La potenza totale emessa, derivante dal contributo di tutte le frequenze, risulterebbe infinita. Questo paradosso era noto col nome di "*catastrofe ultravioletta*".

Il ragionamento classico è il seguente: se un corpo all'equilibrio termodinamico è composto di una serie di oscillatori possiamo calcolare l'energia emessa pesando l'energia di ogni oscillatore con la statistica di Boltzmann.

La densità di energia classicamente corrispondente ad un insieme di oscillatori è data da

$$B(\nu, T) = 2\pi c^{-2} \nu^2 \langle E \rangle,$$

ove ν^2 è l'energia irradiata da un oscillatore classico di frequenza ν , mentre $\langle E \rangle$ rappresenta la media delle energie disponibili in funzione della temperatura. Per l'equipartizione classica

dell'energia $\langle E \rangle = \frac{\int E e^{-\frac{E}{kT}} dE}{\int e^{-\frac{E}{kT}} dE} = kT$, quindi la densità di energia risulterebbe allora data dalla

relazione di R-J: $B \propto \nu^2 kT$, il che dà chiaramente origine ad un paradosso in quanto l'energia totale, cioè integrata su tutto lo spettro, sarebbe infinita.

Planck risolse il problema passando dall'integrale ad una sommatoria su un insieme discreto di energie possibili, multipli interi di una energia di base $E_0 = h\nu$, scelta per accordarsi con la legge di

Wien. Con questi accorgimenti l'energia media risulta $\langle E \rangle = \frac{E_0}{e^{\frac{E_0}{kT}} - 1}$, per cui si ottiene:

$B = c^{-2} \nu^2 \langle E \rangle$, quindi $B(\nu, T) = \frac{2h\nu^3}{c^2 \left(e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1 \right)}$, che è appunto la formula di Planck scritta nel dominio

della frequenza. Ricordando ancora che $\lambda\nu = c$ e che deve essere $B(\lambda)d\lambda = B(\nu)d\nu$ si ritrova l'espressione iniziale.

Come è giusto che sia, nel limite ν piccolo si riottiene la formula di Rayleigh-Jeans.

Appendice B: Integrazione dell'equazione del trasporto radiativo in assenza di scattering

Si consideri un'equazione differenziale lineare del primo ordine della forma seguente:

$$\frac{dy}{dx} + p(x)y(x) = q(x).$$

La soluzione generale è data da:

$$y(x) = \frac{C + \int u(x)q(x)dx}{u(x)},$$

in cui si è posto

$$u(x) = \exp\left(\int p(x)dx\right),$$

detto *fattore integrante*. Le condizioni iniziali o al contorno determinano la costante C .

Se l'equazione di partenza è

$$dI(r)/dr + k_e(r) I(r) = k_e(r) J(r)$$

La soluzione è allora:
$$I(r) = \frac{I(0) + \int_0^r e^{\int_0^{r'} k(r'')dr''} k(r')J(r')dr'}{e^{\int_0^r k(r')dr'}}$$
, da cui discende facilmente la (3).

Appendice C: Origine dei battimenti in un sistema non lineare

Un sistema è detto lineare se, data una combinazione lineare di due segnali in entrata, l'uscita è proporzionale *alla stessa combinazione lineare* dei due segnali in uscita. Una definizione alternativa ed equivalente può essere data a partire dalla sovrapposizione di segnali puramente armonici.

Supponiamo di porre all'ingresso del sistema due segnali sinusoidali di frequenza diversa e fase arbitraria:

$$V_1(t) = A \sin(2\pi f_1 t)$$

$$V_2(t) = B \sin(2\pi f_2 t + \varphi)$$

Se il sistema è lineare, in uscita avremo semplicemente la somma dei due segnali, per cui la sua trasformata di Fourier (per linearità dell'integrale) sarà semplicemente data da due righe alle due frequenze originali.

Se si ha a disposizione un sistema non lineare, l'uscita non sarà più allora proporzionale alla somma dei segnali in entrata, ma vi saranno in generale termini contenenti il loro prodotto. Consideriamo infatti un sistema non ohmico che lasci passare una corrente proporzionale al quadrato della tensione applicata (qualsiasi funzione non lineare può, per serie, essere espressa come somma di potenze, e pertanto contenere termini di ordine superiore al primo).

Supponiamo che in entrata si abbia la sovrapposizione dei due segnali a frequenze diverse:

$$V(t) = A \sin(2\pi f_s t + \varphi) + B \sin(2\pi f_o t)$$

Visto che l'elemento considerato ha una equazione $I = C V^2$, in uscita si origina una intensità di corrente contenente il prodotto dei due termini a diverse frequenze (che è un battimento a bassa frequenza), più i termini quadratici oscillanti al doppio delle frequenze in entrata:

$$I(t) = C A^2 \sin^2(2\pi f_s t + \varphi) + C B^2 \sin^2(2\pi f_o t) + C A B \sin(2\pi f_s t + \varphi) \sin(2\pi f_o t),$$

in cui il doppio prodotto si può riscrivere nella forma

$$\sin(2\pi f_s t + \varphi) \sin(2\pi f_o t) = \frac{1}{2} [\cos(2\pi(f_s - f_o)t + \varphi) - \cos(2\pi(f_o + f_s)t + \varphi)]$$

mediante le formule di Werner.

Si originano così una componente ad altissima frequenza ($f_o + f_s$) ed una a bassa frequenza ($f_o - f_s$), che può essere analizzata con elettronica comune (fenomeno dei battimenti).

Il segnale all'uscita dello strumento è allora proporzionale al segnale di entrata ma alla frequenza voluta.

Appendice D: Dettagli sull'uso dei software:

D1: Programma di acquisizione in Basic del barometro Vaisala PTB 200A

```
'          ===== Programma ptb200a =====
'          -----
' Ver. 2.3   Federico Angelini 20 Jul 2004

CLS
COM(1) ON
i = 0

'dieci secondi per consentire l'uscita dal programma!!
PRINT , "Hai dieci secondi per uscire dal programma."
PRINT , "Per uscire premi INVIO, anche durante l'acquisizione"

sec0$ = MID$(TIME$, 7, 2)
sec0 = VAL(sec0$)

IF sec0 < 50 THEN
  DO UNTIL sec = sec0 + 10
    IF INKEY$ = CHR$(13) GOTO 1000
    sec$ = MID$(TIME$, 7, 2)
    sec = VAL(sec$)
    LOCATE 3, 3
    PRINT , 10 - sec + sec0
  LOOP
END IF

IF sec0 > 50 THEN
  DO UNTIL sec = sec0 - 50
    IF INKEY$ = CHR$(13) GOTO 1000
    sec$ = MID$(TIME$, 7, 2)
    sec = VAL(sec$)
    LOCATE 3, 3
    PRINT , 10 - sec + sec0
  LOOP
END IF

CLS

OPEN "COM1:1200,e,7,1,CD0,CS0,DS0,OP0,RS,TB2048,RB2048" FOR RANDOM AS #1
100 oraold = 0
i = i + 1
CLS

'estrargo la data per il file di uscita:
  aa$ = MID$(DATE$, 9, 2)
  mm$ = MID$(DATE$, 4, 2)
  gg$ = MID$(DATE$, 1, 2)
```

```

fileout$ = "c:\ptb200a\data\" + gg$ + mm$ + aa$ + ".ptb"
OPEN fileout$ FOR APPEND AS #7

'Imposto schermo VGA
SCREEN 12
'INPUT ; x, y

'imposto lunghezze degli assi e origine
assex = 576
assey = 400
x0 = 40
y0 = 440

'=====subroutine disegno assi e griglia=====
LINE (x0, y0 - (assey / 4))-(x0 + assex, y0 - (assey / 4)), 8
LINE (x0, y0 - (assey / 2))-(x0 + assex, y0 - (assey / 2)), 8
LINE (x0, y0 - (assey * .75))-(x0 + assex, y0 - (assey * .75)), 8

LINE (x0 + (assex / 4), y0)-(x0 + (assex / 4), y0 - assey), 8
LINE (x0 + (assex / 2), y0)-(x0 + (assex / 2), y0 - assey), 8
LINE (x0 + (assex * .75), y0)-(x0 + (assex * .75), y0 - assey), 8

'disegno assi
LINE (x0, y0)-(x0 + assex, y0), 15
LINE (x0, y0)-(x0, y0 - assey), 15
LINE (x0, y0 - assey)-(x0 + assex, y0 - assey), 15
LINE (x0 + assex, y0)-(x0 + assex, y0 - assey), 15

'Scrivo etichette assi
LOCATE 1, 1
PRINT USING "&"; ""
PRINT USING "&"; "Roma, Universit... 'La Sapienza'"
PRINT USING "&"; "1030"
PRINT USING "&"; "hPa"
PRINT USING "&"; ""
PRINT USING "&"; ""
PRINT USING "&"; ""
PRINT USING "&"; "1020"
PRINT USING "&"; ""
PRINT USING "&"; ""
PRINT USING "&"; ""
PRINT USING "&"; ""
PRINT USING "&"; ""
PRINT USING "&"; "1010"
PRINT USING "&"; ""
PRINT USING "&"; ""
PRINT USING "&"; ""
PRINT USING "&"; ""
PRINT USING "&"; "1000"

```

```

PRINT USING "&"; ""
PRINT USING "&"; ""
PRINT USING "&"; ""
PRINT USING "&"; ""
PRINT USING "&"; ""
PRINT USING "&"; "990"
PRINT USING "&"; "    0:00          6:00          12:00          18:00          24:00"

```

```
DO UNTIL INKEY$ = CHR$(13)
```

```

INPUT #1, p, a$
IF p < 1000 THEN
INPUT #1, zero
IF zero > 0 THEN
INPUT #1, a$
END IF
END IF

```

```

' LET p = 1005.1 - .03 * i
' i = i + 1

```

```

anno$ = MID$(DATE$, 7, 4)
mese$ = MID$(DATE$, 1, 2)
giorno$ = MID$(DATE$, 4, 2)

```

```

PRINT #7, USING "&"; giorno$;
PRINT #7, USING "&"; "-";
PRINT #7, USING "&"; mese$;
PRINT #7, USING "&"; "-";
PRINT #7, USING "&"; anno$;
PRINT #7, USING "&"; " "; TIME$; " ";
PRINT #7, USING "####.###"; p;
PRINT #7, USING "&"; " ";
PRINT #7, USING "&"; a$

```

```
'trovo l'ascissa del punto da tracciare
```

```

ora$ = MID$(TIME$, 1, 2)
ora = VAL(ora$)
min$ = MID$(TIME$, 4, 2)
min = VAL(min$)
sec$ = MID$(TIME$, 7, 2)
sec = VAL(sec$)
tempo = (ora * 60 + min)
xpos = INT(x0 + tempo / 2.5)

```

```
'Trovo l'ordinata
```

```

ypos = y0 - INT((p - 990) * 10) - 16
'PRINT , ypos

```

```
'disegno il punto
```

```

colore = 13 + i MOD 15
PSET (xpos, ypos), colore      'disegno in colore diverso per ogni giorno
LOCATE 1, 1
PRINT , p, a$, TIME$, DATE$
IF ora = 0 AND oraold = 23 THEN CLOSE #7: GOTO 100
IF ora = 0 AND oraold = 24 THEN CLOSE #7: GOTO 100
oraold = ora
LOOP

1000 STOP
      END

```

D2: Memorandum sull'uso dei programmi di acquisizione e analisi del lidar

Raman:

- 1) L'acquisizione avviene in fotoconteggio mediante schede multicanale Turbo MCS della EG&G ORTEC. Il programma di acquisizione è 'raman.job' che deve essere lanciato dal menu 'SERVICES' oppure postponendo il nome del file job dopo il comando di lancio del programma di acquisizione: 'turbomcs.exe -raman.job'. Per creare il job corretto (contenente il nome esatto del giorno, PC, DT, ecc.), si usa il programma 'creajob.for', che a partire dai dati letti in 'creajob.inp' crea il file job con le impostazioni del giorno corrente. Viene pertanto creata una cartella di nome 'amgg' (v. oltre), e vengono aggiornati i nomi dei files e tutto il resto. E' possibile creare cartelle con altri nomi modificando il file di input, seguendo le istruzioni in esso contenute. Una volta lanciato il programma MCS è subito visibile il profilo acquisito istante per istante. Viene subito creato un primo file di 100 spari e salvato col nome di 'prova.mcs' per verificare se ci sono problemi nel salvataggio. Attendere quindi qualche secondo per verificare che sia tutto a posto.
- 2) I files binari memorizzati dalle schede Turbo MCS hanno nomi del tipo: 'amggc???.MCS', in cui per a si intende l'ultima cifra dell'anno, per m la lettera corrispondente al mese in corso (a=gennaio, b= febbraio, ecc.)gg il numero del giorno, c il canale (H=acqua, $\lambda=407$ nm; O=ossigeno, $\lambda=375$ nm), e ??? un numero progressivo di tre cifre. Non è possibile ricavare l'ora dal nome del file, occorre leggere la data di creazione oppure all'interno del file (l'ora è una delle poche informazioni leggibili anche nel file binario).
- 3) Il programma per convertire i files binari in files formattati è 'readmcs4.for', che legge in input (dal file raman1.inp) la directory in cui sono contenuti i dati e il numero di files da sommare. Esempio di 'Raman1.inp':

```

=====
FILE DI INPUT PER L'ANALISI DI DATI RAMAN (READMCS4 E RAMAN1)
directory entrata
radice files
directory uscita
file meteo
media numero di files
quota min fit   quota max fit       ris. vert.   )   Solo per analisi con
numero files           )           Raman2.pro
*****
D:\bl2004\4j25\
4j25
D:\bl2004\4j25\
c:\fede\hiresmet\251004.met
2
700  1500  30.
139
=====

```

In ultima riga viene scritto il numero di files mediati che viene creato da readmcs4.

- 4) Dopo la lettura con readmcs4 vengono creati i files formattati 'amgg???.dat', che contengono ambedue i canali di acquisizione in due distinte colonne.
- 5) Il programma IDL Raman3.pro legge lo stesso file di input 'Raman1.inp' e calcola il rapporto di mescolamento profilo per profilo, creando in uscita il file 'amggMR.dat'. Necessita di un file meteorologico per calcolare il molecolare. Viene creato contemporaneamente il file 'amgg.log' in cui sono indicati per ogni file processato le quantità: "Ora, Cost.Lidar, Z(overlap), Alfa.tot, Estinz, Max.cont(O2), Quota max(O2), Costcal-MR, FondoO2, FondoH2O, sigmaO2, sigmaH2O, nome del file". Il programma necessita di un file meteo da cui calcolare il molecolare per la correzione dell'estinzione e per la costante di calibrazione per il rapporto di mescolamento.
- 6) Il programma Raman3 crea oltre al file di MR anche un file con l'estinzione aerosolica mediata tra le lunghezze d'onda 355 e 375 nm. I dati sono contenuti nel file di uscita 'amggA.dat'.
- 7) Il file meteo, specificato nel file di input, deve essere della forma:

```

=====
M-MSL
16245 LIRE Pratica Di Mare Observations at 12Z 27 Oct 2004
-----

```

PRES	HGHT	TEMP	DWPT	RELH	MIXR	DRCT	SKNT	THTA	THTE	THTV
hPa	m	C	C	%	g/kg	deg	knot	K	K	K
1006.0	32	18.2	15.1	82	10.84	10	7	290.9	321.6	292.8
1000.0	87	17.6	14.3	81	10.34	0	9	290.8	320.1	292.6
[...]										

endrws

L'etichetta M-MSL serve per stabilire qual è il radiosondaggio da utilizzare per calcolare il molecolare (non è molto importante). E' invece importante selezionare nel programma la variabile 'orasondaggio', perché il programma calcolerà la costante di calibrazione all'ora scelta: se tale ora non esiste il programma dà errore. L'ora letta è quella della prima riga mostrata sopra, seguita dalla Z. In genere si utilizza il radiosondaggio delle 24, perché il rumore è più basso e i dati della mezzanotte ci sono sempre.

8) Programmi correlati a Raman3:

```
Raman3.pro
Read_mol.pro
Alfainit.pro
Mrinit.pro
Extinct5.pro
Rwsfit2.pro
```

9) Per calcolare l'umidità relativa si utilizza il programma 'umidrel3.pro' e correlati, che leggono i radiosondaggi del giorno richiesto e li interpolano sullo stesso grigliato dei dati Raman. Dopo di ciò, a partire da Temperatura, pressione e MR calcola l'umidità relativa nel tempo e per ogni quota. Associati a umidrel3 ci sono i programmi:

```
tempinit.pro
presinit.pro
rhinit.pro
read_molrh.pro
```

I primi tre inizializzano i grafici di pressione, temperatura e umidità relativa. Read_molrh invece legge il file meteorologico specificato nel programma principale e legge i radiosondaggi da interpolare. L'etichetta di inizio è 'startrws' posta prima dell'intestazione come per 'M-MSL', mentre l'etichetta di fine lettura è 'endrws', posta subito sotto gli ultimi dati dell'ultimo radiosondaggio utile. In uscita viene creato il file 'amggRH.DAT'

10) Per creare i grafici in formato PS ci sono i programmi 'alfa_graph.pro', 'mr_graph.pro' e 'rh_graph.pro'. In essi va specificato il file di input e qualche altra grandezza, dopo di che il

programma crea un file ps con il grafico della intera giornata. Per il grafico di RH allo stesso modo si utilizza rh_graph.pro.

- 11) Per confrontare i dati di umidità relativa con i dati di retrodiffusione da lidar elastico si usa il programma 'beta_RH_2.pro'. Esso apre i files processati dai dati del lidar elastico ed acquisisce i valori di beta ed R sul grigliato spazio temporale. Dopo viene aperto il file di uscita di umidrel contenente i valori di f sullo stesso grigliato e disegna i valori di β o R in funzione del valore di f rivelato nello stesso punto. Possono essere scelti vari filtri per considerare solo alcuni dati.
- 12) Il programma 'fit4.pro' permette infine di effettuare il fit sui dati scelti da 'beta_rh_2.pro' con la funzione di Kasten. Si può scegliere se mediare i dati su intervalli scelti oppure fare il fit su tutti. In questo modo si pesa la curva in maniera differente a seconda di quanti punti si hanno in ogni cella.

D3: Programmi di gestione del radiometro Attex MTP-5

Il radiometro è gestito dal software fornito dalla casa costruttrice Attex inc..

Il programma di acquisizione è mtp5.exe che permette al PC di acquisizione di comunicare con lo strumento tramite porta RS232 (seriale a 9 pin).

Poiché il software è stato concepito per i modelli più recenti, c'è da correggere qualche valore tra le impostazioni di partenza, a causa del diverso passo dello stepping motor utilizzato.

Appendice E: Pressione di vapor saturo dell'acqua

Esistono molte formule per equazioni per il calcolo della pressione di vapor saturo del vapore acqueo su una superficie piana di acqua pura. Sarà ora illustrata una piccola rassegna delle più utilizzate. (cfr Vomel: <http://cires.colorado.edu/~voemel/vp.html>)

□ Equazione di Goff-Gratch

(*Smithsonian Tables, 1984, after Goff and Gratch, 1946*):

$$\begin{aligned} \text{Log}_{10} e_s = & -7.90298 (373.16/T-1) \\ & + 5.02808 \text{Log}_{10}(373.16/T) \\ & - 1.3816 \cdot 10^{-7} (10^{11.344 (1-T/373.16)} - 1) \\ & + 8.1328 \cdot 10^{-3} (10^{-3.49149 (373.16/T-1)} - 1) \\ & + \text{Log}_{10}(1013.246) \end{aligned}$$

con T in [K] e p_w in [hPa]

□ WMO

(*Goff, 1957*):

$$\begin{aligned} \text{Log}_{10} e_s = & 10.79574 (1-273.16/T) \\ & - 5.02800 \text{Log}_{10}(T/273.16) \\ & + 1.50475 \cdot 10^{-4} (1 - 10^{(-8.2969*(T/273.16-1))}) \\ & + 0.42873 \cdot 10^{-3} (10^{(+4.76955*(1-273.16/T))} - 1) \\ & + 0.78614 \end{aligned}$$

con T in [K] ed e_s in [hPa]

(Nota: Il WMO basò la raccomandazione su un lavoro di Goff (1957). La formula pubblicata dal WMO (1988) è però affetta da errori tipografici, per cui se ne sconsiglia l'uso. La correzione del 2000 mostra infatti il termine

$+0.42873 \cdot 10^{-3} (10^{(-4.76955*(1-273.16/T))} - 1)$ nella quarta riga, coerentemente con la pubblicazione di Goff 1957 e l'edizione precedente del WMO (1984).

□ Hyland and Wexler

(*Hyland and Wexler, 1983*):

$$\begin{aligned} \text{Log} e_s = & -0.58002206 \cdot 10^4 / T \\ & + 0.13914993 \cdot 10^1 \\ & - 0.48640239 \cdot 10^{-1} T \\ & + 0.41764768 \cdot 10^{-4} T^2 \\ & - 0.14452093 \cdot 10^{-7} T^3 \\ & + 0.65459673 \cdot 10^1 \text{Log}(T) \end{aligned}$$

con T in [K] ed e_s in [hPa]

□ Buck

(*Buck 1981-1996*):

$$p_w = 6.1121 e^{(18.678 - t/234.5) t / (257.14 + t)} \quad [1996]$$

$$p_w = 6.1121 e^{17.502 t / (240.97 + t)} \quad [1981]$$

con T in [°C] ed e_s in [hPa]

□ Sonntag

(Sonntag, 1994):

$$\begin{aligned}\text{Log } p_w = & -6096.9385 / T \\ & + 16.635794 \\ & - 2.711193 \cdot 10^{-2} * T \\ & + 1.673952 \cdot 10^{-5} * T^2 \\ & + 2.433502 * \text{Log}(T)\end{aligned}$$

con T in [K] ed e_s in [hPa]

□ Magnus Teten

(Murray, 1967):

$$\text{Log}_{10} p_w = 7.5 t / (t+237.3) + 0.7858$$

con T in [°C] ed e_s in [hPa]

□ Bolton

(Bolton, 1980):

$$p_w = 6.112 e^{17.67 * t / (t+243.5)}$$

con T in [°C] ed e_s in [hPa]

Bibliografia

Cap 1

Charlson, R. J., S. E. Schwartz, J. M. Hales, R. D. Cess, J. A. Coakley, J. E. Hansen, and D. J. Hoffmann: Climate forcing by anthropogenic aerosols, *Science*, vol. 255,423-430, 1992.

Christopher and Zhang(2004): Cloud Free shortwave aerosol radiative effect over oceans:strategies for identifying anthropogenic forcing from Terra satellite, *Geoph. Res. Lett.*, vol. 31, L18101.

D'Almeyda G.A., P. Koepke, and E. P. Shettle, *Atmospheric aerosols, global climatology and radiative characteristics*, A. Deepak Publishing, Hampton, Virginia USA 1991.

Dufour L., Dafay R., *Thermodynamics of clouds*, Int Geophys. Ser, vol. 6, Academic Press, New York (1963).

Fiocco G., *Il pianeta Terra*, Dispense del Corso di Fisica Terrestre, Dip. Di Fisica, Università di Roma "La Sapienza" (2002).

Hanel G., The properties of atmospheric aerosol particles as functions of the relative humidity at thermodynamic equilibrium with the surrounding moist air, *Adv. Geophys.* **19** (1976), 73-188.

Haywood, J. M., V. Ramaswamy, and B. J. Soden (1999), Tropospheric aerosol climate forcing in clear-sky satellite observations over the oceans, *Science*, 283, 1299–1303.

- Herbert F., A reexamination of the equilibrium conditions in the theory of water drop nucleation, *Tellus* **27** (1975), 406-413.
- Hofmann (1992), Climate forcing by anthropogenic aerosols, *Science*, 255, 423– 430.
- Im, J-S, V. K. Saxena and B. N. Wenny, 2001: An assessment of hygroscopic growth factors for aerosols in the surface boundary layer for computing direct radiative forcing, *J. Geophys. Res.*, **106** (D17), 20213-20224.
- Junge C.E., Die Konstitution des atmosphärischen Aerosols, *Ann. Meteorol.* **5** (1952), beiheft.
- Junge C.E., Das Grössenwachstum der Aitkenkerne, *Be. Dtsch. Wetterdienstes* **38** (1952), 264-267.
- Kasten F., Visibility in the phase of pre-condensation, *Tellus* **21** (1969), 631-635.
- Kaufman and Holben: Hemispherical backscattering by biomass burning and sulfate particles derived from sky measurements, *J. Geophys. Res.*, 1995,
- Koehler H., The nucleus in and the growth of hygroscopic droplets, *Trans. Faraday Soc.* **32** (1936), 1152.
- Low R.D.H., A theoretical study of nineteen condensation nuclei, *J. Rech. Atmos.* **4** (1969), 65-78.
- Mason B.J., The physics of clouds, Oxford Univ. Press (Clarendon), London and New York (1963).
- Penner, Dickinson and O’Neil: Effects of aerosol from biomass burning on the global radiation budget, *Science*, 256, 1432-1434, 1992
- Pope, A. C., et al. (1995), Particulate air pollution as a predictor of mortality in a prospective study for US adults, *Am. J. Respir. Critical Care Medicine*, 151, 6– 669.
- Pruppacher and Klett, *Microphysics of clouds and precipitation II ed.*, Kluwer Academic Press 1997

Randles et al. 2004 : Hygroscopic and optical properties of organic sea salt aerosol and consequences for climate forcing, *Geoph. Res. Lett.*, Vol. 31, L16108.

Sokolik, Winker, Bergametti, Gillette, Carmichael, Kaufman, Gomes, Schuetz, and Penner : Introduction to special section on mineral dust : outstanding problems in quantifying the radiative impacts of mineral dust, *J. Geophys. Res.*, vol. 106, no. D18, 18.015-18028, 2001.

Tang and Munkelwitz, Water activities, densities, and refractive indices of aqueous sulfates and sodium nitrate droplets of atmospheric importance, *J. Geoph. Res.*, vol. 99, No D9, pp. 18801-18808, Sept. 20, 1994

Tardif, R. 2002: Boundary layer aerosol backscattering and its relationship to relative humidity from a combined Raman-elastic backscatter lidar, *class project for ATOC 5235 Remote Sensing of the Atmosphere and Oceans*

Twomey, S.: Pollution and planetary albedo, *Atmos. Environ.*, 8, 1251–1256, 1974.

Twomey 1977: The Influence of Pollution on the Shortwave Albedo of Clouds, *J. Atmos. Sci.* 34: 1149-1152.

Wall E., Zur Physik deer Wasserdampfkondensation an Kernen, *Z. Angew. Meteorol.* **59** (1942), 106-125.

Zebel G., Über Wachstum und Wachemstumsgeschwindigkeit von Aerosolen aus wasserloslichen Substanzen in Abhangigkeit von der relativen Luftfeuchtigkeit, *Z. Aerosol-Forsch. Ther.* **5** (1956), 264-288.

Zuev V.E., *Laser Beam in the Amosphere*, Consultants Bureau, New York and London (1982).

Cap 2

AA.VV.: Tecniche e strumenti per il telerilevamento ambientale, Monografie scientifiche CNR serie scienze della Terra, a cura di A. Galati e A. Giardini.

Ansmann A., Riebesell M, and Weitkamp C: "Measurement of atmospheric extinction profiles with a Raman lidar", *Opt. Lett.* 15, n.13, 746-748 1990

Klett J.D.: Stable analytical inversion solution for processing lidar returns, *Appl. Opt.*, 20, 211-220, 1981

Russell , Swisler and McCormick: Methodology for error analysis and simulation of lidar aerosol measurements, *Appl. Opt.*, vol. 18, no. 22, 15 Nov 1979

Cap 3

AA.VV.: Tecniche e strumenti per il telerilevamento ambientale, CNR

Attex corp. Moscow: "MTP-5 handbook"

Tikhonov A., Arsénine V., *Méthodes de résolution de problèmes mal posés*, MIR 1976

Troistsky A.V., Gajkovich K.P., Gromov V. D., Kadygrov E.N., and Kosov A.S.: "Thermal sounding of the atmospheric boundary layer in the Oxygen absorption band center at 60 GHz", *IEEE transactions in geoscience and remote sensing* 31, n.1, Jan 1993

Cap 4

Bernardini, *Fisica e strumenti matematici*, Ed. Riuniti 1979, pagg. 37-41.

Ghedina, *Ottica fotografica, fotometria, illuminazione*, Hoepli 1964

Klobuchar R.L., Ahumada J.J., Michale J.V., and Karol P,J: "Details of dead time losses in scaling and multiscaling", *Rev. sci. instrum.* 45, n.9, Sep 1974

Loreti, *Teoria degli errori e fondamenti di statistica*, Zanichelli 1998

"PMT's handbook", Hamamatsu

“Technical notes on fast-timing discriminators”, EG&G Ortec

Lot Oriel Instrumentation Handbook

Handbook of optics, Opt. Soc. Am., 1995

Cap 5

Carrico, Kus and Rood, Quinn and Bates: Mixtures of pollution, dust, sea salt, and volcanic aerosol during ACE-Asia: Radiative properties as a function of relative humidity, *J. Geophys. Res.*, vol. 108, no. D23, 8650, 2003

Draxler, R.R. 1996, Boundary layer isentropic and kinematic trajectories during the August 1993 North Atlantic Regional Experiment Intensive, *J. Geophys. Res.*, Vol 101, No. D22, pp. 29255-29268

Draxler, R.R. 1996, Trajectory Optimization for Balloon Flight Planning, *Weather and Forecasting*, Vol 11, March, pp. 111-114.

Draxler, R.R. and G.D. Hess, 1998, An Overview of the Hysplit_4 Modeling System for Trajectories, Dispersion, and Deposition, *Aust. Met. Mag.*, 47, 295-308

Draxler, R.R. 2003: Evaluation of an ensemble dispersion calculation, *Journal of Applied Meteorology*, Vol. 42, February, 308-317

Feingold and Wulfmeier : On the relationship between relative humidity and particle backscattering coefficient in the marine boundary layer determined with differential absorption lidar, *J. Geophys. Res.*, vol 105, no D4, pp. 4729-4741, Feb. 2000

Hegg, D. A., D. S. Covert, M. J. Rood, and P. V. Hobbs, “Measurements of aerosol optical properties in marine air”, *J. Geophys. Res.*, 101, 12,893–12,903, 1996.

Im, J-S, V. K. Saxena and B. N. Wenny, 2001: An assessment of hygroscopic growth factors for aerosols in the surface boundary layer for computing direct radiative forcing, *J. Geophys. Res.*, **106** (D17), 20213-20224.

Kotchenruther, Peter V. Hobbes, and Dean A. Hegg (1999): Humidification factors of the atmospheric aerosol off the mid-Atlantic coast of the United States, *J. Geoph. Res.*, Vol 104, No D2, 2239-2251.

Appendici

A:

Mencuccini Silvestrini: Fisica generale 2, Liguori

B:

Apostol T., Calculus vol. 3, Bollati Boringhieri

Cfr. anche www.sosmath.com

C:

Luise M., Vitetta G. M., Teoria dei segnali, Mc Graw Hill 2003

E:

Buck 1981-1996 : Buck Research Manual (1996); updated equation from Buck, A. L., New equations for computing vapor pressure and enhancement factor, *J. Appl. Meteorol.*, 20, 1527-1532, 1981

Hyland, R. W. and A. Wexler, Formulations for the Thermodynamic Properties of the saturated Phases of H₂O from 173.15K to 473.15K, *ASHRAE Trans*, 89(2A), 500-519, 1983

World Meteorological Organization, General meteorological standards and recommended practices, Appendix A, *WMO Technical Regulations*, WMO-No. 49, 1988

Bolton, D., The computation of equivalent potential temperature, *Monthly Weather Review*, 108, 1046-1053, 1980 - equation (10)

Sonntag, D., Advancements in the field of hygrometry, *Meteorol. Z.*, N. F., 3, 51-66, 1994

Murray, F. W., On the computation of saturation vapor pressure, *J. Appl. Meteorol.*, 6, 203-204, 1967