



APAT
Agenzia per la Protezione dell'Ambiente e per i servizi
Tecnici

LA MICROMETEOROLOGIA
E LA DISPERSIONE
DEGLI INQUINANTI IN ARIA

RTI CTN_ACE XX/2003

Informazioni legali

L'Agenzia per la Protezione dell'Ambiente e per i servizi Tecnici o le persone che agiscono per conto dell'Agenzia stessa non sono responsabili per l'uso che può essere fatto delle informazioni contenute in questo rapporto.

Informazioni aggiuntive sull'argomento sono disponibili nel sito Internet
(<http://www.sinanet.apat.it>)

Supervisione editoriale a cura di:
xxxxxxxxxx

Riproduzione autorizzata citando la fonte

Stampato in Italia

Agenzia per la Protezione dell'Ambiente e per i servizi Tecnici
Via Vitaliano Brancati, 48
00144 Roma

Centro Tematico Nazionale – ACE

SOMMARIO

I Modelli di Simulazione della Dispersione degli inquinanti in aria sono ormai diventati uno strumento di estrema utilità per l'analisi dello stato della qualità dell'aria e per la stima preventiva dell'impatto su un territorio di sorgenti potenzialmente inquinanti. Il loro uso sempre più frequente all'interno delle ARPA ha suggerito la necessità la necessità di predisporre uno strumento didattico di base che consentisse un'adeguata e moderna attività di formazione. Questa necessità è stata ulteriormente rafforzata dal fatto che a tutt'oggi i libri disponibili (anche in lingua inglese) che potrebbero essere impiegati a tale scopo sono ben pochi, ricoprono solo porzioni limitate dell'insieme di argomenti che sono necessari al normale lavoro di un modellista e spesso presentano livelli di approfondimento disomogenei, creando non pochi problemi a chi è costretto ad utilizzarli in un ambito formativo. Questa constatazione ha motivato la realizzazione del presente documento che è il risultato del lavoro fatto nel 2003 nella task "Formazione e sperimentazione modelli" nell'ambito del CTN_ ACE. Tale documento è il primo tentativo di sintesi a scopi didattici di quelle discipline coinvolte nel lavoro di simulazione della dispersione degli inquinanti in aria. Si è scelto, inoltre, di approfondire con un buon grado di dettaglio i vari argomenti trattati per consentire successivamente una transizione morbida ad altre fonti (monografie specializzate, articoli di riviste, atti di convegni, ecc.) di ben maggiore difficoltà e complicazione formale. Sulla base dell'utilizzo di questo documento nelle varie attività di formazione delle ARPA verranno individuate le necessità di miglioramento di questo documento che, sperabilmente, potranno condurre in tempi brevi alla sua trasformazione in un libro che possa rappresentare un utile punto di riferimento nel panorama editoriale in lingua italiana.

APAT
**Agenzia per la Protezione dell'Ambiente e per i servizi
Tecnici**

**LA MICROMETEOROLOGIA
E LA DISPERSIONE DEGLI INQUINANTI IN ARIA**

Roberto Sozzi

CTN_ACE

Obiettivo Specifico 09.04

Task 09.04.03a: *Formazione e sperimentazione di modelli.*

Partecipanti:

Arpa Lazio

Arpa Basilicata

Arpa Emilia Romagna

Arpa Piemonte



*Centro Tematico Nazionale
Atmosfera Clima Emissioni*

INDICE

SOMMARIO	i
SUMMARY	i
INDICE	iii
1. INQUINAMENTO, INQUINANTI E MODELLI	1
1.1 L'inquinamento atmosferico	1
1.1.1 Un punto di vista per l'analisi dell'inquinamento atmosferico	2
1.1.2 Gli effetti dell'inquinamento atmosferico	2
1.1.3 Le cause dell'inquinamento atmosferico	3
1.1.4 Dalle cause agli effetti	4
1.1.5 Lo Stato di Qualità dell'aria	5
1.1.6 Il ruolo delle reti di monitoraggio	6
1.2 Il ruolo e le caratteristiche dei modelli di dispersione degli inquinanti in atmosfera	6
1.2.1 Il ruolo dei modelli	6
1.2.2 Caratteristiche generali di un modello di simulazione della dispersione degli inquinanti in atmosfera	7
1.3 Gli inquinanti e le emissioni	9
1.3.1 Monossido di Carbonio	10
1.3.2 Ossidi di Azoto	12
1.3.3 Idrocarburi ed Ossidanti fotochimici	13
1.3.4 Ossidi di Zolfo	15
1.3.5 Il materiale particolato	17
2. LA MICROMETEOROLOGIA E LA CAPACITÀ DISPERDENTE DELL'ATMOSFERA	21
2.1 Fondamenti fisici e fenomenologici	21
2.1.1 Concetti di base	22
2.1.1.1 Le variabili	22
2.1.1.2 Le caratteristiche dell'aria secca e dell'aria umida	23
2.1.1.3 L'equazione Idrostatica	27
2.1.1.4 La temperatura potenziale	28
2.1.1.5 La stabilità statica	30
2.1.2 Particolarità del PBL	31
2.1.2.1 Caratteristiche di un fluido viscoso	31
2.1.2.2 Il moto turbolento	33
2.1.2.3 La fenomenologia della turbolenza del PBL	37
2.1.3 Introduzione alla turbolenza del PBL	43
2.1.3.1 L'ipotesi di Reynolds e la definizione di media	47
2.1.3.2 Determinazione pratica dei momenti statistici di interesse	48
2.1.3.3 L'ipotesi di Taylor	49
2.1.3.4 L'Energia Cinetica Turbolenta	52
2.1.3.5 Flussi Cinematici e Flussi Turbolenti	53
2.1.3.6 Elementi spettrali di base	57
2.1.3.7 Parametri caratteristici della turbolenza atmosferica	60
2.2 Il modello di PBL	62
2.2.1 Le equazioni per le variabili istantanee	62
2.2.1.1 L'equazione di continuità	62

2.2.1.2	Le equazioni di Navier-Stokes	63
2.2.1.3	L'equazione di stato dei gas	63
2.2.1.4	La prima legge della termodinamica	64
2.2.1.5	La conservazione dell'umidità	64
2.2.1.6	La conservazione di una quantità scalare	64
2.2.1.7	Osservazioni	65
2.2.2	Le equazioni per le variabili medie	65
2.2.2.1	L'equazione di stato	66
2.2.2.2	L'equazione di continuità	66
2.2.2.3	La conservazione della quantità di moto	67
2.2.2.4	La conservazione del calore	68
2.2.2.5	La conservazione dell'umidità	68
2.2.2.6	La conservazione di uno scalare	69
2.2.2.7	Riepilogo delle relazioni ottenute	69
2.2.3	Le equazioni per i Momenti del Secondo Ordine	70
2.2.4	Il Problema della Chiusura	70
2.2.4.1	Chiusura Locale	71
2.2.4.2	Chiusura non locale	73
2.3	Analisi energetica del PBL	75
2.3.1	La Radiazione ad Onda corta (Solare)	75
2.3.1.1	La propagazione radiativa di energia	75
2.3.1.2	La radiazione ad onda corta	78
2.3.2	La Radiazione ad onda lunga	83
2.3.2.1	La Radiazione Atmosferica	83
2.3.2.2	La Radiazione Terrestre	84
2.3.3	Il Bilancio Radiativo e la Radiazione Netta	85
2.3.4	Il flusso di calore nel terreno	87
2.3.5	Bilancio energetico superficiale	91
2.4.	La Teoria della Similarità	93
2.4.1	La Teoria della Similarità di Monin-Obukhov	93
2.4.1.1	Il profilo verticale della velocità media del vento	94
2.4.1.2	Il profilo della temperatura potenziale virtuale e dell'umidità	95
2.4.1.3	Il profilo verticale della deviazione standard delle componenti del vento	96
2.4.1.4	Il profilo verticale della deviazione standard della temperatura potenziale e dell'umidità	98
2.4.1.5	Relazione di Similarità per il tasso di dissipazione di energia cinetica turbolenta ...	99
2.4.2	La Teoria della Similarità per l'intero PBL	99
2.4.2.1	Il profilo verticale del vento	100
2.4.2.2	Il profilo verticale della temperatura potenziale	101
2.4.2.3	Il profilo verticale della varianza delle componenti del vento	101
2.4.2.4	Il profilo verticale della varianza della temperatura potenziale	102
2.4.2.5	Il profilo verticale della dissipazione di energia cinetica turbolenta	103
2.4.2.6	Considerazioni conclusive	103
2.5	Il PBL in condizioni di omogeneità superficiale	103
2.5.1	Lo Strato Superficiale	103
2.5.1.1	La rugosità superficiale	103
2.5.1.2	La ripartizione superficiale dell'energia disponibile	106
2.5.2	Il PBL convettivo	107
2.5.3	Il PBL stabile	112
2.6.	Situazioni Superficiali Eterogenee	115
2.6.1	Il PBL Marino	115
2.6.2	Il PBL e le discontinuità superficiali	118

2.6.3	Superficie coperta dalla vegetazione	120
2.6.4	L'ambiente urbano	123
2.7	Tecniche per l'osservazione del PBL	129
2.7.1	Sistemi di Misura micrometeorologici	130
2.7.2	Architettura di una Stazione Meteorologica	131
2.7.3	Sensori per le Stazioni al suolo	139
2.7.3.1	Misure del vento	139
2.7.3.2	Misura della temperatura dell'aria	145
2.7.3.3	Misura dell'umidità dell'aria	149
2.7.3.4	Misura della pressione atmosferica	151
2.7.3.5	Misura delle precipitazioni	151
2.7.3.6	Misura della radiazione solare e terrestre	151
2.7.3.7	Misura di flusso di calore nel suolo	153
2.7.3.8	Criteri di localizzazione dei sensori	154
2.7.4	Sondaggi in quota	156
2.7.4.1	Palloni pilot	157
2.7.4.2	Radiosonde	157
2.7.4.3	Pallone frenato	157
2.7.5	Sistemi Remote sensing	158
2.7.5.1	SODAR	158
2.7.5.2	RASS	158
2.7.5.3	WIND PROFILER	158
2.8	ELABORAZIONE DI BASE DEI DATI	159
2.9	Stima della turbolenza atmosferica	163
2.9.1	Stima dei parametri di rugosità superficiale	163
2.9.1.1	Stima della lunghezza di rugosità	164
2.9.1.2	Determinazione del zero-plane displacement height	165
2.9.2	Stima della turbolenza atmosferica	165
2.9.2.1	Metodo Eddy-Covariance	165
2.9.2.2	Metodo del Bilancio Energetico Superficiale	170
2.9.2.3	Metodo del gradiente	172
2.9.2.4	Metodi Flux-Variance	173
2.9.4	Determinazione dell'altezza del PBL	174
2.9.4.1	Determinazione dell'estensione verticale del PBL convettivo	174
2.9.4.2	Determinazione dell'estensione verticale del PBL stabile	176
2.10	Modelli numerici di PBL	177
2.10.1	Modelli prognostici	177
2.10.2	Modelli diagnostici	179
2.10.2.1	Ricostruzione del campo di vento a divergenza nulla	180
2.10.2.2	Ricostruzione dei parametri caratteristici del PBL	183
2.10.2.3	Ricostruzione diagnostica dei campi scalari di interesse	183
2.10.3	Meteorologia per i modelli stazionari di dispersione degli inquinanti in atmosfera	184
2.10.3.1	La turbolenza atmosferica per i modelli stazionari	184
2.10.3.2	Il profilo verticale del vento e della temperatura	187
3.	TEORIA DI BASE DELLA DISPERSIONE DEGLI INQUINANTI IN ATMOSFERA	189
3.1	I fondamenti della teoria euleriana	190
3.1.1	La formulazione istantanea di base	191
3.1.2	Gli effetti della turbolenza	193
3.1.3	L'equazione euleriana per la concentrazione media	194

3.1.4 La relazione analitica gaussiana	197
3.1.4.1 La formulazione gaussiana puff	197
3.1.4.2 La formulazione gaussiana plume	198
3.1.4.3 La sorgente continua lineare	200
3.2 L'approccio lagrangiano	200
3.2.1 La formulazione di base	200
3.2.2 Le equazioni della concentrazione media in un fluido turbolento	202
3.2.3 La concentrazione media da sorgenti continue	204
3.3 La teoria statistica di Taylor	205
3.4 Osservazioni conclusive	209
4. MODELLI DI TIPO STAZIONARIO	211
4.1 Il modello gaussiano plume	211
4.1.1 Formulazione base del Modello Gaussiano Plume	212
4.1.2 I parametri di dispersione	220
4.1.2.1 Il termine derivante dal galleggiamento	221
4.1.2.2 Il termine derivante dalla turbolenza atmosferica	221
4.1.3 Innalzamento del pennacchio (Plume Rise)	231
4.1.3.1 Introduzione	231
4.1.3.2 Relazioni matematiche generali	232
4.1.3.3 Innalzamento in un PBL adiabatico e convettivo	236
4.1.3.4 Innalzamento nel PBL stabile	240
4.1.3.5 Penetrazione di inversioni in quota	242
4.1.3.6 Un semplice algoritmo per la stima dell'innalzamento del pennacchio	243
4.1.4 Perturbazione indotta dalla scia degli edifici	246
4.1.4.1 Struttura del flusso attorno agli edifici	246
4.1.4.2 Modellizzazione delle perturbazioni indotte sulle concentrazioni	248
4.1.5 Sorgenti non puntuali	252
4.1.5.1 Sorgenti lineari	253
4.1.5.2 Sorgenti Area	256
4.1.5.3 Sorgenti Volume	257
4.1.6 Codici di Calcolo Gaussiani Stazionari	258
4.2 Modelli Stazionari di tipo Ibrido	262
4.2.1 Il PBL convettivo e le variabili di controllo	264
4.2.2 Alcune considerazioni teoriche e sperimentali	266
4.2.2.1 Considerazioni statistiche	266
4.2.2.2 Considerazioni sperimentali	268
4.2.3 Dispersione di pennacchi passivi nel PBL Convettivo	272
4.2.3.1 Convettività elevata	272
4.2.3.2 Convettività moderata	280
4.2.4 Dispersione di pennacchi con galleggiamento nel PBL Convettivo	280
4.2.4.1 Le variabili meteorologiche efficaci	282
4.2.4.2 Il fattore di penetrazione	283
4.2.4.3 Il contributo della sorgente diretta	283
4.2.4.4 Il contributo della sorgente indiretta	286
4.2.4.5 Il contributo della sorgente penetrata	287
4.2.4.6 Osservazioni	288
4.2.5 Considerazioni conclusive	288
5. MODELLO EULERIANO	291
5.1 Le basi teoriche	291
5.1.1 Le equazioni	291

5.1.2 Il dominio di calcolo e le coordinate	292
5.1.3 La concentrazione in termini di mixing ratio	294
5.1.4 Le condizioni iniziali	294
5.1.5 Le condizioni al contorno	295
5.2 Metodi numerici di risoluzione	296
5.2.1 Il termine di sorgente	298
5.2.2 Il Trasporto in direzione x	298
5.2.3 Il Trasporto nelle direzioni y e z	299
5.2.4 La diffusione nella direzione x	299
5.2.4 La diffusione nelle direzioni y e z	299
5.2.5 Considerazioni conclusive	299
6. MODELLI DI DISPERSIONE DI TIPO PUFF	303
6.1 La Filosofia generale di un modello puff	303
6.2 La Struttura logica di un modello puff	305
6.3 La Traiettoria di un puff	306
6.4 La dispersione turbolenta del puff	307
6.5 Puff splitting e merging	309
6.6 Il plume rise	311
6.7 La concentrazione al suolo	313
6.8 Modelli puff di nuova generazione	315
6.9 Osservazioni conclusive	317
7. MODELLO LAGRANGIANO A PARTICELLE	319
7.1 Aspetti preliminari	319
7.2 La teoria di un processo stocastico markoviano	
Monodimensionali	321
7.2.1 Il processo markoviano	321
7.2.2 L'equazione di Langevin	323
7.2.3 L'Equazione di Fokker-Planck	325
7.3 Modello monodimensionale del moto di una particella	327
7.3.1 Determinazione del coefficiente di diffusione	329
7.3.2 Determinazione del coefficiente di drift	329
7.3.2.1 Turbolenza gaussiana	330
7.3.2.2 Turbolenza non gaussiana	331
7.4 Il modello tridimensionale del moto di una particella	334
7.5 Il galleggiamento delle particelle	336
7.5.1 Il metodo "macroscopico"	336
7.5.2 Il metodo "microscopico"	338
7.6 Le condizioni alla frontiera del dominio di calcolo	339
7.7 Il calcolo della concentrazione di inquinante ed	
il problema del Kernel	340
7.8 La discretizzazione delle equazioni di Langevin	344
7.9 Il termine di sorgente	345
7.9.1 Sorgenti di tipo puntuale	346
7.9.2 Sorgenti di tipo area	346
7.9.3 Sorgente volume	347
7.9.4 Sorgente linea	348
7.10 Realisticità di un modello a particelle	348
7.11 Architettura tipica di un modello a particelle	351

8. DEPOSIZIONE SECCA ED UMIDA E PROCESSI DI TRASFORMAZIONE CHIMICA	355
8.1 I processi di deposizione	355
8.1.1 La deposizione secca	355
8.1.1.1 La velocità di deposizione secca per un gas	356
8.1.1.2 La velocità di deposizione secca per il particolato	358
8.1.1.3 La velocità di sedimentazione gravitazionale delle particelle	360
8.1.1.4 Modello per il calcolo della velocità di deposizione secca	361
8.1.1.5 Introduzione della deposizione secca nei modelli stazionari	366
8.1.1.6 Introduzione della deposizione secca nei modelli puff	372
8.1.1.7 Introduzione della deposizione secca sui modelli euleriani	373
8.1.1.8 Introduzione della deposizione secca nei modelli lagrangiani a particelle	373
8.1.2 Deposizione umida	375
8.1.2.1 Rapporto di dilavamento	375
8.1.2.2 Rapporto di washout	377
8.1.2.3 Introduzione della deposizione umida nei modelli stazionari	378
8.1.2.4 Introduzione della deposizione umida nei modelli puff	379
8.1.2.5 Introduzione della deposizione umida nei modelli euleriani	379
8.1.2.6 Introduzione della deposizione umida nei modelli lagrangiani a particelle	379
8.2 Processi di trasformazione chimica	379
8.2.1 La chimica dell'atmosfera ed i modelli	380
8.2.2 Soluzione numerica delle equazioni chimiche	382
9. MODELLI PER SITUAZIONI PARTICOLARI	383
9.1 Inquinamento in un "canyon" urbano	383
9.1.1 Modelli complessi di dispersione degli inquinanti	391
9.1.2 Modelli semplificati di dispersione degli inquinanti	392
9.1.2.1 Il modello STREET	392
9.1.2.2 Il modello di Hotchkiss e Harlow	393
9.1.2.3 Il modello CPBM	394
9.1.2.4 Il modello OSPM	396
9.2 Dispersione in zone marine e costiere	404
9.2.1 A grande distanza dalla costa	404
9.2.2 Vicino alla costa	404
9.2.3 Zone costiere	406
9.3 Dispersione in orografia complessa	410
9.3.1 Il metodo semplificato CTDMPLUS	411
9.3.1.1 Il Modello WRAP	414
9.3.1.2 Il Modello LIFT	416
9.3.2 Il metodo AERMOD	419
9.3.2.1 Determinazione dell'altezza di scala per un ricettore	420
9.3.2.2 Determinazione della dividing streamline height	421
9.3.2.3 Determinazione della frazione di pennacchio sotto la dividing streamline	422
9.3.2.4 Determinazione del peso orografico	423
9.3.2.5 Verifica della bontà del metodo	423
BIBLIOGRAFIA	425

1. INQUINAMENTO, INQUINANTI E MODELLI

1.1 L'INQUINAMENTO ATMOSFERICO

L'Atmosfera è quell'involucro gassoso che circonda la Terra, in cui l'uomo nasce, cresce, vive, si muove e lavora. L'Atmosfera sovrintende anche alla vita animale e vegetale ed in essa sono *immersi* i manufatti e le opere d'arte che testimoniano in vario modo la storia umana passata ed il livello di civiltà attualmente raggiunto. Se vogliamo essere più precisi, la maggior parte delle attività umane si svolgono in uno strato di Atmosfera relativamente limitato, a diretto contatto col suolo e caratterizzato da connotazioni chimico-fisiche che lo rendono facilmente distinguibile dal resto dell'Atmosfera.

La lenta evoluzione del pianeta, durata milioni di anni, ha progressivamente trasformato l'Atmosfera, fino a renderla l'ambiente ideale per la vita umana, animale e vegetale. Tuttavia la repentina rivoluzione industriale degli ultimi secoli, se da un lato ha prodotto un'accelerazione straordinaria nelle conoscenze scientifiche e tecnologiche e nelle attività industriali, dall'altro ha determinato profondi cambiamenti nello stato dell'Atmosfera, cambiamenti tuttora in atto che destano non poche preoccupazioni. Le attività umane, infatti, hanno fatto sì che venissero immesse in Atmosfera (più precisamente proprio in quello strato in cui si sviluppa la vita dell'uomo) sostanze non presenti nella sua costituzione originaria e che alcune sostanze, naturalmente presenti in essa, aumentassero pericolosamente la propria presenza. Tutto ciò sta determinando non solo un progressivo cambiamento dello stato dell'Atmosfera, ma sta mettendo in pericolo la vita stessa del pianeta. Questo fenomeno di *contaminazione* dell'ambiente atmosferico viene indicato generalmente col termine di *inquinamento atmosferico* e costituisce ovviamente il paradosso del mondo attuale: la civiltà tecnologica, nata per migliorare l'esistenza dell'uomo, sta diventando un pericolo per l'uomo stesso e per l'intero pianeta. E' evidente come l'orologio della civiltà non possa tornare indietro e che il processo di industrializzazione non possa venire arrestato. Ma si può cambiare, ci si può rendere conto dei danni prodotti all'ambiente, si può risanare le situazioni compromesse e soprattutto si può capire come si debba operare per conciliare lo sviluppo sociale, tecnologico ed economico con la sostenibilità ambientale. Per raggiungere questo obiettivo è necessario capire:

- cos'è effettivamente l'inquinamento atmosferico,
- perché ha luogo e quali ne sono le cause,
- quali sono i meccanismi che lo producono,
- quali sono gli effetti che ne derivano.

L'inquinamento atmosferico è quindi la situazione per cui in Atmosfera sono presenti sostanze (gas di vario genere, aerosol e particelle di varia granulometria) a concentrazioni tali da essere superiori a quelle *naturalmente* presenti in aria e tali da poter produrre potenziali effetti nocivi sulla salute umana, sulla qualità della vita, sulla flora, sulla fauna, sul paesaggio, sui materiali, sui manufatti e sulle opere d'arte.

La causa dell'inquinamento è ovvia. Se si escludono gli eventi naturali, come per esempio le eruzioni vulcaniche esplosive, la maggior parte delle sostanze emesse (gli *inquinanti* appunto) sono il risultato delle attività umane ed in particolare delle attività industriali (in cui i processi di combustione rivestono un ruolo molto importante) e dei mezzi di trasporto (autoveicoli ed aerei) usati dall'uomo durante la vita quotidiana. Ovviamente, se si azzerassero queste emissioni, si annullerebbe completamente la causa antropica di questo processo degenerativo che affligge

l'Atmosfera, ma ciò è ben poco probabile visto che l'uomo non è certo disposto a rinunciare ai benefici di cui attualmente gode (almeno nel mondo industrializzato)! Non sarebbe comunque possibile eliminare le cause naturali dell'inquinamento atmosferico, in particolare quelle legate ai fenomeni eruttivi esplosivi che si sono presentati durante la lunga vita del pianeta, anche in tempi molto recenti. Molto più realistico è pensare ad una *riduzione* delle emissioni derivanti dalle attività umane che consenta di raggiungere un compromesso tra lo sviluppo industriale ed un benessere ambientale (in sostanza raggiungere una *sostenibilità ambientale*).

Le sostanze emesse dall'uomo sono le più varie. I processi di combustione che hanno luogo nelle industrie e nei mezzi di trasporto sono i principali responsabili delle emissioni di ossidi di zolfo, di carbonio e di azoto. Le attività industriali, dal canto loro, si incaricano di far arrivare all'Atmosfera una schiera molto numerosa e molto varia di sostanze inorganiche (ossidi di zolfo, di azoto, di carbonio, polveri, ecc.) ed organiche. L'industria nucleare, poi, rilascia in aria radionuclidi di varia natura ed il trasporto aereo si incarica, infine, di far arrivare anche nelle parti di Atmosfera lontane dalle normali attività umane i prodotti della combustione.

1.1.1 Un punto di vista per l'analisi dell'inquinamento atmosferico

Prima di procedere nella discussione, è importante definire un punto di vista, cioè un sistema di riferimento logico e culturale, con cui analizzare e studiare l'inquinamento atmosferico. Oggigiorno il punto di vista più frequentemente adottato è un punto di vista decisamente androcentrico, secondo cui è l'uomo l'unico soggetto di primaria importanza nell'universo (spesso l'uomo cui si fa riferimento in realtà è l'uomo del mondo industrializzato). Da questo punto di vista diciamo che si ha inquinamento atmosferico se l'atmosfera viene a trovarsi in uno stato chimico-fisico tale da interferire direttamente o indirettamente con la vita dell'uomo: direttamente, se questo stato di cose può danneggiare la salute umana, indirettamente se tale stato di cose può disturbare le attività umane o danneggiare manufatti di interesse umano o modificare l'habitat in modo da peggiorare la qualità della vita dell'uomo. Più o meno esplicitamente, un danno alla flora, alla fauna ed al paesaggio lo si ritiene generalmente importante solo se può abbassare il grado di vivibilità del territorio in cui risiediamo. Ovviamente questo non è necessariamente il miglior punto di vista possibile (non ci vuol molto per rendersene conto), comunque costituisce pur sempre un importante punto di partenza. Seguendo questo punto di vista, possiamo definire chiaramente le *cause* e gli *effetti* dell'inquinamento atmosferico.

1.1.2 Gli effetti dell'inquinamento atmosferico

Seguendo questo punto di vista, gli *effetti* dell'inquinamento atmosferico sono i danni reali o potenziali, immediati o differiti nel tempo, che derivano agli organismi umani, alla flora, alla fauna e alle superfici di interesse (manufatti, opere d'arte, ecc.) a causa dell'esposizione alle sostanze inquinanti (o meglio alla loro concentrazione in aria). Il lavoro di chi si dedica allo studio degli effetti dell'inquinamento atmosferico (epidemiologi, tossicologi, ecofisiologi, ecc.) si può sintetizzare nel determinare il risultato (negativo) derivante ai vari soggetti esaminati dall'esposizione ad una data concentrazione di un certo inquinante. Il risultato *concettuale* del loro lavoro è una serie di *modelli* che richiedono in *input* l'evoluzione temporale della concentrazione dei vari inquinanti in un punto e che forniscono come *output* il danno previsto sugli organismi umani, la flora, la fauna, ecc. presenti nel punto considerato. Il loro lavoro può avere anche una valenza *pianificatrice* se i loro modelli, invece di essere applicati a situazioni realmente in atto, vengono impiegati per valutare scenari ipotetici conseguenti a differenti tipi di progetti di risanamento ambientale, dato che l'*output* di questi modelli potrebbe contribuire alla scelta di quale piano di risanamento ambientale adottare in un'ottica di sostenibilità ambientale.

In sintesi, se si è in grado di fornire a tali modelli l'andamento spazio-temporale della concentrazione dei vari inquinanti di interesse, essi saranno poi in grado di stimarne le conseguenze. Tali conseguenze saranno reali se l'*input* è reale oppure saranno prevedibili se il loro *input* è il risultato di uno scenario di risanamento ambientale da valutare.

1.1.3 Le cause dell'inquinamento atmosferico

Le *cause* dell'inquinamento atmosferico (per lo meno quelle che vengono prese in considerazione con la speranza di poter agire attivamente su di esse) sono le emissioni derivanti dalle attività umane. Chi si occupa di tale tematica è interessato a individuare le emissioni dalle diverse sorgenti esistenti sul territorio, a quantificarle e a contabilizzarle, in modo da definire qualitativamente e quantitativamente il *nemico* con cui si sta combattendo. Ciò, tuttavia, non esaurisce l'attività di questi professionisti. Ad essi si affida anche un compito *progettuale-pianificatorio*. Infatti dal loro lavoro, almeno concettualmente, devono generarsi anche in questo caso *modelli* in grado di associare ad una situazione ben definita di sorgenti emittenti (*scenari*) le emissioni dei vari inquinanti da esse dovute. Se lo scenario è quello attuale, il risultato dovrà coincidere con la contabilizzazione delle emissioni attuali, se lo scenario è una realtà ipotetica derivante dall'introduzione di variazioni nella distribuzione e nella consistenza delle sorgenti di emissione (cambio di combustibile, cambio di tecnologia, eliminazione di sorgenti, ecc.) il risultato sarà una nuova contabilizzazione delle emissioni che ci porterà a dire se il piano di intervento in studio è effettivamente un piano di risanamento o meno.

1.1.4 Dalle cause agli effetti

Per comprendere quanto sia veramente efficace un piano di risanamento è necessario che sia possibile stabilire quale sia la distribuzione nello spazio e nel tempo della concentrazione dei vari inquinanti emessi. Se si riesce ad ottenere ciò, i modelli che descrivono gli effetti saranno in grado di valutare il danno che in un tale scenario può essere atteso per l'uomo, la flora, la fauna e gli altri elementi di interesse umano. Se, rispetto alla situazione attuale, tali danni risultassero inferiori, il piano di risanamento in esame sarebbe effettivamente tale e questi modelli riuscirebbero anche a determinarne il peso. Il passaggio logico tra emissioni e concentrazioni non è banale, come spesso si vorrebbe far credere. Lo sarebbe se l'atmosfera fosse un contenitore ideale in cui fosse possibile un rimescolamento istantaneo ed omogeneo delle differenti specie inquinanti. In effetti in una tale atmosfera irreali, detta E ($\text{g}\cdot\text{s}^{-1}$) l'emissione di un generico inquinante, C ($\text{g}\cdot\text{m}^{-3}\cdot\text{s}^{-1}$) la sua concentrazione in aria e V (m^3) il volume dell'atmosfera, tra E e C esisterebbe la semplicissima relazione di proporzionalità diretta $C=E/V$. Nulla di più lontano dalla realtà! Le emissioni vengono affidate alle masse d'aria in movimento rapido e turbolento e ne seguono le evoluzioni nello spazio e nel tempo. Vengono da esse trasportate e disperse ed in esse spesso hanno luogo complesse reazioni chimiche e fotochimiche, nonché passaggi di fase, capaci di alterare profondamente le caratteristiche chimiche dell'atmosfera nello spazio e nel tempo. Tutto ciò, che è poi la realtà che quotidianamente si osserva, porta a distruggere la proporzionalità diretta e semplice tra emissioni e concentrazioni che ci si era illusi di considerare, facendoci cogliere immediatamente la complessità del problema. Ed è proprio a questa problematica che dedichiamo il resto dell'esposizione, con l'intenzione dichiarata di presentare ordinatamente, pazientemente (e non pedantemente) ed anche operativamente questa realtà complessa, per tanti versi affascinante.

Risulta evidente come la capacità di stimare le concentrazioni derivanti da un dato scenario di emissioni sia un elemento chiave nella comprensione dell'inquinamento atmosferico e nella messa a punto di qualsiasi politica di risanamento. Questa capacità è quindi il collegamento essenziale tra il lavoro di chi si occupa di emissioni ed il lavoro di chi studia i danni (in ultima

analisi l'unico elemento importante per quantificare l'inquinamento dell'aria, almeno seguendo il punto di vista androcentrico). Questa disciplina può essere indicata col termine generico di *Modellizzazione della Dispersione degli Inquinanti in Aria* e costituisce l'obiettivo di questa esposizione. L'esperienza maturata in questi ultimi decenni nella modellizzazione della dispersione degli inquinanti in aria ha evidenziato una realtà affascinante e complessa che ha resistito ad ogni forma di semplificazione e di banalizzazione. Il problema che ci si accinge ad affrontare è complesso e non semplificabile oltre un certo limite e dal saperlo affrontare dipende la possibilità di essere in grado di simulare realisticamente scenari differenti di risanamento ambientale e quindi di supportare attivamente gli interventi miranti alla sostenibilità ambientale.

Questa esposizione, dedicata a chi desidera operare professionalmente nella modellizzazione della dispersione degli inquinanti in aria, si divide in due parti concettualmente distinte:

- la prima parte è totalmente dedicata allo studio dell'ambiente atmosferico in cui ha luogo l'emissione, il trasporto e la dispersione degli inquinanti. Come sottolineato, ciò ha luogo normalmente nei pressi della superficie terrestre ed interessa una porzione relativamente limitata di atmosfera. Lo studio delle caratteristiche fisiche di tale strato (indicato come *Planetary Boundary Layer, PBL*) normalmente non rientra negli interessi della Meteorologia Generale e costituisce attualmente una disciplina autonoma denominata Micrometeorologia. La difficoltà insita nello studio del *PBL* deriva dal fatto che l'elemento che sovrintende al suo comportamento dinamico è la *turbolenza* dell'aria, concetto molto sfuggente, ma essenziale per comprendere perché e come gli inquinanti si diffondano nell'aria e perché la loro distribuzione spaziale e temporale sia tanto *bizzarra* e per certi versi imprevedibile. In questa parte presenteremo con un buon grado di dettaglio:
 - la descrizione fenomenologica del *PBL*,
 - il suo modello matematico concettuale,
 - i modelli numerici in grado di descriverlo operativamente e di fornire allo studio della dispersione degli inquinanti in aria le informazioni fondamentali per la determinazione della loro distribuzione spazio-temporale,
 - i metodi di misura e di stima delle variabili e dei parametri di interesse meteorologico e micrometeorologico.
- Il resto dell'esposizione è dedicata completamente alla presentazione dei differenti modelli con cui si può stimare la dispersione degli inquinanti nel *PBL*. I modelli più realistici sono anche i più complessi in generale, e ciò potrebbe scoraggiare, tuttavia l'esperienza maturata in questi ultimi decenni ha consentito di definire alcune classi di modelli di dispersione di varia complessità adatti ad analizzare con differenti gradi di dettaglio la realtà. Cercheremo di fornire per ogni classe di modelli tutte le informazioni necessarie affinché sia possibile capire quali siano le loro basi fisiche, quali le approssimazioni fatte e quali le limitazioni d'uso. In pratica ogni modello di simulazione della dispersione degli inquinanti in aria, di qualsiasi tipo si tratti, concettualmente è un *algoritmo* che, presi come *input*:
 - la struttura geografica del territorio,
 - le emissioni da considerare,
 - le caratteristiche fisiche del *PBL*

fornisce in *output* la distribuzione spazio-temporale della concentrazione dei vari inquinanti oggetto dello studio. Dato che le caratteristiche fisiche del *PBL* (in pratica le caratteristiche micrometeorologiche) sono un *ingrediente essenziale* per ogni modello di simulazione di questo tipo, sfrutteremo in questa esposizione tutte le conoscenze acquisite nella prima parte, in modo da essere in grado di alimentarli con informazioni micrometeorologiche adeguate,

pena la non realistica dei loro risultati.

Dato che il *PBL* è un enorme reattore chimico, non sarà possibile tralasciare di descrivere i processi chimici e chimico-fisici che ivi hanno luogo, evidenziando con maggior attenzione tutti gli aspetti di tipo modellistico. Questa area di indagine è enorme e si complica costantemente col progredire delle attività di ricerca. Ci accosteremo ad essa *timidamente* con l'intento di coglierne solo gli aspetti essenziali, rimandando alla letteratura specializzata (frequentemente, purtroppo, di difficile comprensione) per i necessari approfondimenti.

1.1.5 Lo Stato di Qualità dell'aria

La tutela dell'ambiente nel suo complesso ed in particolare la corretta gestione della qualità dell'aria, che ne rappresenta uno degli aspetti principali, sono problematiche che sono sensibilmente cresciute di interesse in questi ultimi tempi. Se dapprima erano argomento di discussione per un ristretto gruppo di esperti della materia, con il tempo hanno coinvolto sempre più l'opinione pubblica, le autorità competenti e gli operatori industriali. La corretta gestione di tali problematiche, divenuta una realtà non ulteriormente procrastinabile, ha richiesto la predisposizione di adeguati strumenti di intervento in diversi settori, che vanno dalla normativa, alla strumentazione, alla modellistica. Prima di qualsiasi altra considerazione, è necessario tentare, se possibile, di definire in maniera più precisa alcuni concetti di base, come il concetto di *inquinata*, di *inquinamento* e di *qualità dell'aria*. Facendoci aiutare dal DPR 203/1988, dal DL. 351/1999 e dal DM 60/2002 si può definire col termine **inquinamento dell'aria**

"ogni modificazione della normale composizione o stato fisico dell'aria atmosferica, dovuta alla presenza nella stessa di una o più sostanze in quantità e con caratteristiche tali da alterare le normali condizioni ambientali e di salubrità dell'aria; da costituire pericolo ovvero pregiudizio diretto o indiretto per la salute dell'uomo; da compromettere le attività ricreative e gli altri usi legittimi dell'ambiente; alterare le risorse biologiche e gli ecosistemi ed i beni pubblici e privati ".

Questa definizione è inevitabilmente basata sugli effetti che la concentrazione delle varie sostanze chimiche ha nei confronti della salute, delle attività umane, della vita degli altri esseri viventi e della conservazione dei monumenti e delle bellezze naturali. Il pregio di una tale definizione è la sua non polarizzazione su un particolare effetto (non prevale infatti l'aspetto sanitario come nel passato). Il lato negativo è la sua genericità che rende tale definizione di per sé non operativa. Se la si prende comunque come riferimento, si deduce immediatamente che gli **inquinanti** altro non sono che quelle sostanze che concorrono a questa opera di alterazione del normale stato chimico-fisico dell'aria, anche se è molto vago l'aggettivo *normale*. Viene in soccorso a questo insieme di concetti difficilmente applicabili nella pratica corrente, il concetto di **stato di qualità dell'aria**. In pratica con questo termine si indica la quantizzazione del concetto di inquinamento. E' proprio lo stato di qualità dell'aria il tema delle norme che si riferiscono al controllo dell'inquinamento dell'aria ed al suo risanamento e per la sua definizione si parte da una serie di ipotesi *a priori* che l'edificio normativo, tipico di ogni nazione, pone all'inizio di tutto. La definizione di qualità dell'aria parte dalla definizione di un elenco di sostanze chimiche che vengono definite come inquinanti. L'*osservabile* che costituirà l'elemento base della definizione di qualità dell'aria è la *misura* della concentrazione di tale elemento nell'aria. Una volta definite le metodologie necessarie per realizzare in pratica la misura di tali concentrazioni, devono venire definiti degli indicatori statistici e dei riferimenti temporali ad essi correlati (es. il valore medio nel periodo invernale, ecc.) per ogni singolo inquinante considerato ed infine degli *standard di qualità*, cioè dei valori soglia, che se superati, determinano uno stato di qualità dell'aria inaccettabile, cioè un episodio di inquinamento. A questo punto i concetti vaghi di inquinante e di inquinamento vengono concretizzati attraverso il

concetto di standard di qualità dell'aria.

1.1.6 Il ruolo delle reti di monitoraggio

La prima e prevedibile risposta all'acuirsi del fenomeno dell'inquinamento atmosferico (o comunque della sua percezione da parte dell'opinione pubblica) è stata una accresciuta spinta alla installazione di nuove reti di monitoraggio o al potenziamento delle esistenti (nel senso di estendersi del numero di postazioni). In pratica, di fronte all'allarme ambientale che iniziava a manifestarsi, si è ritenuto che la prima azione da fare fosse conoscere l'entità e l'estensione del problema (come era ovvio) e lo strumento scelto per tale indagine è stato la *misura* (cosa decisamente meno ovvia). Tuttavia tali reti controllano un numero definito e limitato di punti del territorio e non è sempre garantito che essi rappresentino effettivamente la realtà di un territorio, soprattutto quando questo è una città di grandi dimensioni o una zona ad orografia complessa. Frequentemente, infatti, la localizzazione delle poche e costose centraline ha dovuto necessariamente seguire criteri di tipo *sanitario* (le si mette dove abita più gente), in pratica privilegiando cioè il monitoraggio della *dose* di inquinanti assorbita dalla popolazione, cosa non sempre coincidente con la lettera e lo spirito della normativa vigente.

Il criterio degli Standard di Qualità dell'Aria richiede un ulteriore passo di valorizzazione dei dati rilevati dalle reti di monitoraggio: le postazioni di misura dovranno essere considerate anche come punti di "campionamento" di un fenomeno fisico complesso che si vuole studiare e iniziare a controllare nella sua globalità. L'inventario delle sorgenti inquinanti, l'impiego di modelli matematici di simulazione della diffusione degli inquinanti e la conoscenza precisa della meteorologia locale diventano strumenti essenziali a questo scopo. La stessa localizzazione iniziale delle postazioni della rete di monitoraggio potrebbe essere rimessa in discussione in un processo di *feed-back* alimentato dal confronto tra dati misurati ed elaborazioni modellistiche che punta a massimizzare il contenuto informativo della strumentazione installata sul territorio.

1.2 IL RUOLO E LE CARATTERISTICHE DEI MODELLI DI DISPERSIONE DEGLI INQUINANTI IN ATMOSFERA

1.2.1 Il ruolo dei modelli

La norma prevede che gli standard di qualità dell'aria non vengano superati in alcun punto del territorio. Tuttavia, se si ipotizza che l'unico mezzo conoscitivo sia la misura diretta delle concentrazioni, in pratica il controllo della qualità dell'aria può essere effettuato solo in un numero finito di punti coincidenti con le postazioni di misura delle varie reti di rilevamento presenti sul territorio nazionale. Tale numero, estremamente esiguo, non consente certo di ottenere una fotografia, anche se approssimata, della distribuzione spazio-temporale della concentrazione dei vari inquinanti di interesse. Per poter fare un passo in avanti è necessario l'impiego di modelli matematici di simulazione della dispersione degli inquinanti in atmosfera.

In generale un modello matematico è uno strumento matematico/informatico che cerca di ricostruire il più fedelmente possibile lo stato della concentrazione dei vari inquinanti in un dominio di calcolo spazio-temporale di interesse. Di per sé non ha limitazioni nel fornire indicazioni in ogni punto del territorio, tuttavia il problema è quanto la previsione del modello sia realistica. E' evidente che il modello, in quanto tale, sarà sempre una approssimazione della realtà e quindi le sue previsioni saranno sempre in disaccordo con quanto misurato. Questo

disaccordo può essere quantificato in termini statistici e tali indicatori statistici possono essere utili per confrontare le *performances* di modelli differenti applicati alla medesima realtà. Va comunque rilevato che praticamente ogni modello presenta un maggiore o minore grado di calibrabilità (*tuning*) che gli consente in qualche modo di adattarsi alle misure. Da ciò deriva una possibile strategia di impiego dei modelli:

- si applichi ad una data realtà il modello che si intende esaminare senza alcun tipo di *tuning*;
- si confrontino i risultati ottenuti con le misure effettuate da una rete di rilevamento presente nel territorio o con i risultati di opportune campagne sperimentali;
- si effettui la taratura del modello in modo tale che le discrepanze tra modello e misure per il dominio spazio temporale considerato scenda al di sotto di un livello prestabilito.

A questo punto il modello può considerarsi tarato per quella realtà e può essere realistico vedere le sue previsioni come una rappresentazione abbastanza realistica della realtà stessa.

Va rilevato, inoltre, che le operazioni di pianificazione richiedono la stima preventiva dell'impatto ambientale di nuove installazioni energetiche ed industriali. E' evidente che non si possono effettuare questi studi *a posteriori*, pertanto è giocoforza effettuare simulazioni modellistiche che consentano di ottenere una base conoscitiva oggettiva per un confronto tra differenti strategie operative con l'obiettivo di individuare la strategia che può essere considerata a minimo impatto.

1.2.2 Caratteristiche generali di un modello di simulazione della dispersione degli inquinanti in atmosfera

Una sostanza (inquinante o meno), una volta immessa nell'atmosfera, per effetto dei numerosi fenomeni quali il trasporto dovuto all'azione del vento, la dispersione per effetto dei moti turbolenti dei bassi strati dell'atmosfera, la deposizione ecc., si distribuisce nell'ambiente circostante, diluendosi in un volume di aria di dimensioni più o meno grandi in funzione delle particolari condizioni atmosferiche presenti. Ciò significa, in altri termini, che se una sostanza viene immessa nell'atmosfera in un determinato punto del territorio (*sorgente*) ad un dato istante e con determinate modalità di emissione, è possibile ritrovarla in altri punti del territorio dopo un tempo più o meno lungo, con un diverso valore di concentrazione in funzione della diluizione che ha subito lungo il suo tragitto. La valutazione dei valori assunti dalla concentrazione in tutti i punti dello spazio ed in ogni istante o, in altri termini, la previsione dell'evoluzione nel tempo del campo di concentrazione $C(x,y,z;t)$ di una determinata sostanza costituisce l'obiettivo dei modelli di simulazione della dispersione degli inquinanti in atmosfera.

Per valutare con un adeguato grado di approssimazione tale campo di concentrazione, è necessario prendere in considerazione e schematizzare un considerevole numero di fenomeni specifici che hanno luogo durante il trasporto della sostanza in atmosfera. Detti fenomeni specifici, che si prestano ad essere modellizzati con maggiore o minore grado di difficoltà, sono di diversa natura:

- fisici (trasporto, diffusione, innalzamento del pennacchio, ecc.),
- chimico-atomici (reazioni chimiche di trasformazione, decadimento radioattivo, ecc.)
- fisico-chimici (deposizione, ecc.).

Con queste premesse è facile intuire come le attività di ricerca e sviluppo in questo settore non siano state orientate verso la progettazione di un modello in grado di soddisfare le differenti esigenze di accuratezza e completezza, ma siano state bensì articolate in diversi filoni che hanno

condotto alla realizzazione di altrettante classi e/o categorie di modelli. Questo stato di fatto comporta in molti casi un attento vaglio dei modelli suggeriti dalla letteratura, prima dell'adozione di uno di essi per soddisfare una specifica esigenza. Per agevolare questo compito sono stati condotti numerosi tentativi di rassegna ragionata e di razionale categorizzazione. Presupposto essenziale di tali attività è l'individuazione degli elementi caratteristici che sono alla base dei vari modelli, mediante i quali è possibile suddividere i modelli stessi in classi, categorie, tipologie, ecc.. Detti elementi, peraltro, possono essere spesso sintetizzati in altrettante *Keyword* che sono di grande utilità nelle attività di ricerca bibliografica, specialmente se si ha la possibilità di consultare banche dati informatizzate.

Un primo elemento utile a tal fine è l'approccio analitico di base impiegato, mediante il quale i modelli si possono suddividere in:

- *modelli statistici*
- *modelli deterministici*

Nonostante entrambi siano indicati col termine modello, le differenze li contraddistinguono li sono abissali.

Per quanto riguarda i *modelli statistici* (o meglio *stocastici*), essi non prevedono la concentrazione di inquinanti sulla base di relazioni fisiche di causa-effetto, ma sulla base dei dati misurati dalla rete nel passato. Essi sono in grado di fornire il valore futuro della concentrazione di inquinante nei soli punti di misura della rete. La loro possibilità di utilizzo è quindi circoscritta alla previsione dei valori che le stazioni della rete registreranno nel futuro, ma, limitatamente a tale obiettivo, forniscono in genere risultati migliori dei modelli deterministici. Tuttavia da quanto detto, risulta che essi sono del tutto inadeguati a studiare i fenomeni in atto o a prevedere situazioni che non siano controllate da una rete di rilevamento. Vista la loro particolarità e la loro limitazione d'uso, non verranno più presi in considerazione in questa trattazione.

Per quanto riguarda, invece, i *modelli deterministici*, va detto che tale categoria è composta da un numero enorme di modelli differenti, tutti accomunati dal fatto di avere alla base delle relazioni di causa-effetto tra le emissioni delle sorgenti e la meteorologia da un lato (cause) e le concentrazioni degli inquinanti nel dominio di calcolo (effetti). E' di essi che ci si occuperà in questa trattazione.

Il primo elemento che consente di discriminare tra i vari modelli deterministici è il metodo con cui si descrive l'evoluzione nel tempo del fenomeno dell'inquinamento. Da questo punto di vista si modelli possono essere stazionari o dinamici.

Nei primi, l'evoluzione temporale di un fenomeno di inquinamento è trattata come una sequenza di stati quasi-stazionari, cosa che semplifica notevolmente il modello, diminuendone però la generalità e l'applicabilità. I secondi, viceversa, trattano l'evoluzione del fenomeno in modo dinamico. Va rilevato che i modelli stazionari sono molto utilizzati per la loro semplicità e per l'economicità d'impiego ed in genere costituiscono un valido strumento per un'analisi di primo tentativo di realtà non particolarmente complesse. Un altro importante elemento di distinzione dei modelli è costituito dalla *scala spaziale*, ovvero dalla distanza dalla sorgente entro cui il modello è in grado di descrivere il fenomeno. In relazione a questo parametro si distinguono le seguenti classi di modelli:

- *a scala locale (short range)* modelli, cioè, che descrivono la dispersione degli inquinanti fino a distanze dell'ordine della decina di chilometri;

- *a mesoscala*, cioè modelli che trattano domini spaziali dell'ordine dei cento chilometri;
- a grande distanza o *sinottici (long range)* che descrivono fenomeni che possono interessare aree molto vaste fino a migliaia di chilometri dalla sorgente.

I modelli possono essere distinti anche in funzione del loro livello di complessità o, in altri termini, del numero di fenomeni di cui tengono conto nel determinare il campo di concentrazione. Usualmente si fa riferimento alle seguenti tre tipologie:

- modelli complessi
- modelli di media complessità
- modelli semplici

L'elenco degli elementi di distinzione dei diversi modelli deterministici è ben più ampio di quello sin qui enunciato; si ritiene comunque che questi siano sufficienti a fornire un'idea sufficientemente adeguata della complessità della materia e che costituiscano quelli più comunemente impiegati per enunciare le caratteristiche di ciascun modello. Altri elementi impiegati a tal fine quando la descrizione del modello scende in un dettaglio maggiore sono:

- l'algoritmo matematico impiegato per valutare un determinato fenomeno (differenze finite, metodo Montecarlo, metodo gaussiano, ecc.)
- la modalità di descrizione spaziale del fenomeno (Euleriano, Lagrangiano, bidimensionale, tridimensionale, ecc.)
- la trattazione di aspetti di particolare importanza (orografia, chimica, fotochimica, ecc.)

1.3 GLI INQUINANTI E LE EMISSIONI (da Finzi e Brusasca, 1991)

Come detto, per inquinamento atmosferico si intende l'alterazione chimico-fisica dell'aria nelle sue condizioni di purezza naturale. Bisognerebbe, a questo punto, che fosse definibile in modo preciso ed univoco il concetto di *aria pura*, ma ciò non è possibile perché la composizione dell'aria viene spesso alterata dagli stessi fenomeni naturali, non solo da quelli di una certa entità (come le attività vulcaniche, gli incendi dei boschi, ecc.), ma anche dal semplice metabolismo e dalla decomposizione vegetale e animale, localizzati in maniera disomogenea sulla superficie terrestre. Per fissare le idee, nella *Tab. 2.1* si presenterà la composizione *tipica* dell'aria secca a livello del mare da cui emerge come il 78% è costituita da Azoto, il 21% da Ossigeno ed il restante 1% è ripartito in una miriade di sostanze chimiche presenti sostanzialmente in tracce. Agli *inquinanti naturali* si aggiungono poi altre sostanze provenienti dalle attività umane che, se uniformemente distribuite, non porterebbero particolari modifiche della composizione dell'aria. Ma il problema dell'inquinamento di origine antropica deriva proprio dal fatto di essere altamente concentrato in piccole aree (soprattutto urbane ed industriali) e di non essere in grado di diffondersi nell'intera atmosfera per la presenza o di barriere geomorfologiche naturali o create dall'uomo che ne limitano la diffusione laterale. Si assiste, quindi, ad un vero e proprio accumulo, accentuato in alcuni giorni anche da particolari condizioni meteorologiche. Tradizionalmente si distingue tra *inquinanti primari* ed *inquinanti secondari*. Una possibile loro definizione è la seguente:

- gli *inquinanti primari* sono quelle sostanze presenti nelle emissioni e che intervengono direttamente sulla salute umana. Essi sono: Monossido di Carbonio, Monossido di Azoto, Idrocarburi, Biossido di Zolfo, Particolato.
- gli *inquinanti secondari*, invece, sono le sostanze frutto di reazioni tra inquinanti primari o tra inquinanti primari e i componenti naturali dell'atmosfera.

In Tab.1.1 (Finzi e Brusca, 1991) sono presentati, per i diversi inquinanti, le principali sorgenti di origine antropica e naturale, i tempi di persistenza (notare che la maggior parte degli inquinanti permangono nell'atmosfera solo pochi giorni, ad eccezione dei composti carboniosi come CO₂, CO e HC) ed i possibili meccanismi che portano alla loro rimozione naturale.

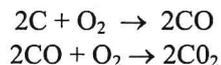
<i>Inquinante</i>	<i>Sorgente antropica</i>	<i>Sorgenti naturali</i>	<i>% Emissione antropica</i>	<i>Tempo di persistenza</i>	<i>Rimozione naturale</i>
SO ₂	Combustione	Vulcani	100	4 giorni	ossidazione in SO ₄ e rimozione da parte della pioggia
H ₂ S	Trattamento fanghi industriali	Vulcani Azione biologica	3	2 giorni	Ossidazione in SO ₂
NO _x	Combustione ad alta temperatura	Azione batterica nel suolo	0.5	5 giorni	ossida in NO ₃ ⁻
NH ₃	Trattamento rifiuti	Decomposizione biologica	0.3	7 giorni	reazione con SO ₂ per formare (NH) ₄ SO ₄
CO ₂	Combustione	Depurazione. Decomposizione. Oceani	1.4	2-4 anni	fotosintesi, oceani
CO	Combustione	Incendi di foreste Oceani	79	< 3 anni	nessuna prova
HC	Combustione Industria chimica	Processi biologici	7.6	3 anni	reazione fotochimica con NO-H ₂ O

Tab. 1.1: *Sorgenti, tempi di persistenza, rimozioni* (da Finzi, Brusca, 1991)

1.3.1 Monossido di Carbonio

Il monossido di carbonio (Finzi, Brusca, 1991) è un componente inodore, incolore, insapore, gassoso a temperature superiori a -192°C, non apprezzabilmente solubile in acqua e con peso pari al 96.5% del peso dell'aria. La formazione di ossidi di carbonio può avvenire secondo tre processi:

Processo 1: combustione incompleta di Carbonio o di composti contenenti Carbonio. Le reazioni coinvolte sono essenzialmente le seguenti:

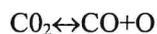


La prima è molto più veloce (circa 10 volte) della seconda. Si avrà quindi CO presente o come prodotto intermedio o come prodotto finale, qualora l'O₂ non sia sufficiente o sufficientemente miscelato con il combustibile.

Processo 2: reazione a elevata temperatura tra CO₂ e composti contenenti Carbonio.



Processo 3: dissociazione ad elevate temperature di CO₂ in CO e O.
Nelle combustioni ad alte temperature l'equilibrio:



si sposta a destra, ad esempio a 1745°C l'1% della CO₂ prodotta dalla combustione, si dissocia in CO e O, mentre a 1940°C se ne dissocia il 5%. Se i fumi vengono poi bruscamente raffreddati, l'equilibrio non riesce a spostarsi verso sinistra tanto rapidamente, così la CO₂ rimane dissociata.

E' ormai noto come la sorgente più importante sia costituita dai mezzi di trasporto (91.4%) in generale e dagli autoveicoli a benzina in particolare, dato che le emissioni di CO dai motori dipendono:

- dal rapporto aria-combustibile (più è ricca la miscela, più CO viene emesso. Si spiega così perché il diesel, che utilizza miscele molto povere, ha emissioni di CO molto ridotte);
- dalla temperatura dell'acqua di raffreddamento del motore;
- dalle caratteristiche tecniche della camera di combustione;
- dallo stato di usura del motore;
- dalle condizioni di marcia (al diminuire della velocità di marcia le emissioni di CO aumentano raggiungendo valori massimi con il motore al minimo).

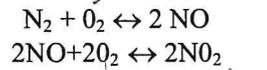
Le emissioni industriali di CO (2.76%) sono dovute essenzialmente ai processi siderurgici che consistono nell'arricchimento dei minerali in impianti di sinterizzazione, nella produzione della ghisa in altoforno e nell'attività di fonderia ed in parte alle raffinerie di petrolio soprattutto a causa della rigenerazione dei catalizzatori usati nei processi di trasformazione del petrolio. Si hanno poi le emissioni di CO dovute alla combustione in impianti fissi con l'impiego di carbone, olio combustibile, legno, mentre la combustione di gas naturale produce delle emissioni di CO in quantitativi pressoché trascurabili.

Fin qui le emissioni di CO di origine antropica. Per un bilancio più corretto bisognerebbe considerare anche le emissioni dovute a processi geofisici e biologici come le attività vulcaniche, le emissioni naturali di gas, le scariche elettriche nel corso di temporali, il metabolismo eduse nei mari, la germinazione dei semi e sviluppo di piante, la produzione di metano, ma tali quantitativi sono del tutto trascurabili nelle zone urbane, se confrontate con l'apporto di CO dalle attività umane.

Le emissioni complessive di CO ed il lungo tempo di persistenza nell'aria, sarebbero sufficienti a raddoppiare ogni 4-5 anni la concentrazione atmosferica mondiale, ma dato che ciò non si verifica si è ipotizzata la capacità di alcuni microorganismi, comunemente presenti nel suolo di rimuovere molto rapidamente l'ossido di carbonio presente nell'atmosfera; pare che tale tipo di rimozione sia preponderante rispetto all'adsorbimento da parte delle piante e all'ossidazione del CO in atmosfera in presenza di ossigeno. Purtroppo il CO viene soprattutto prodotto dai motori delle autovetture in zone urbane, dove il terreno è asfaltato e quindi inadatto all'adsorbimento. Ciò porta all'impossibilità da parte dei microorganismi di procedere all'opera di rimozione del CO. L'inquinamento di ossido di carbonio è quindi un inquinamento tipicamente urbano e la sua concentrazione in aria è determinata soprattutto dal grado di emissione del gas in atmosfera da parte delle autovetture, dal grado di rimozione del terreno (nella città molto basso) e, come per ogni inquinamento atmosferico, dal grado di dispersione nell'atmosfera. La presenza di CO in atmosfera porta alla diminuzione della capacità dei batteri di fissare l'azoto nelle radici delle piante. Perché il CO possa danneggiare però le piante deve raggiungere concentrazioni superiori ai 100 ppm per lunghi periodi (mesi), ma le condizioni attuali sono ben lontane da questi livelli. Non si sono riscontrati particolari effetti del CO sui materiali. Per quanto riguarda, invece, l'effetto sugli uomini, è noto che inalazioni d'aria ad alta concentrazione (superiori a 100 ppm) possono portare alla morte, ma l'inquinamento non giunge a concentrazioni così elevate.

1.3.2 Ossidi di Azoto

In termini di inquinamento atmosferico, gli ossidi di azoto (*in forma gassosa*) che destano più preoccupazione sono l'NO e l'NO₂ provenienti dalla reazione tra due gas (N₂ e O₂) comunemente presenti nell'aria nelle percentuali di circa 80% e 20% rispettivamente. I due gas reagiscono, però, solo ad elevate temperature (più di 1210°C) formando monossido di azoto che, ossidandosi a sua volta, forma biossido di azoto secondo le seguenti reazioni:



La quantità di NO prodotta dipende dalla temperatura di combustione, dal tempo di permanenza a tale temperatura dei gas durante la combustione e dalla quantità di ossigeno libero contenuto nella fiamma. La produzione di NO₂ invece, aumentando col diminuire della temperatura, ha luogo durante il raffreddamento. Essa inoltre è direttamente proporzionale alla concentrazione di O₂ ed al quadrato della concentrazione di NO. Così, poiché durante il raffreddamento la concentrazione di O₂ aumenta mentre quella di NO diminuisce, l'effetto globale porta ad una limitata produzione di NO₂, stimata pari al 10% dell'NO presente nei fumi.

Altri quantitativi di NO si convertono in NO₂ una volta giunti nell'atmosfera, per il verificarsi del ciclo fotolitico, conseguenza diretta della interazione tra la luce solare e l'NO₂. In Fig. 1.1 è possibile seguire le fasi di tale ciclo:

- NO₂ assorbe energia dal sole sotto forma di luce ultravioletta;
- l'energia assorbita scinde le molecole di NO₂ in molecole di NO ed atomi di ossigeno O; l'ossigeno atomico prodotto è molto reattivo;
- gli atomi di ossigeno atomico reagiscono con l'ossigeno atmosferico (O₂) per produrre ozono (O₃), un inquinante secondario;
- l'ozono reagisce con l'NO per dare NO₂ e O₂ e così il ciclo si chiude.

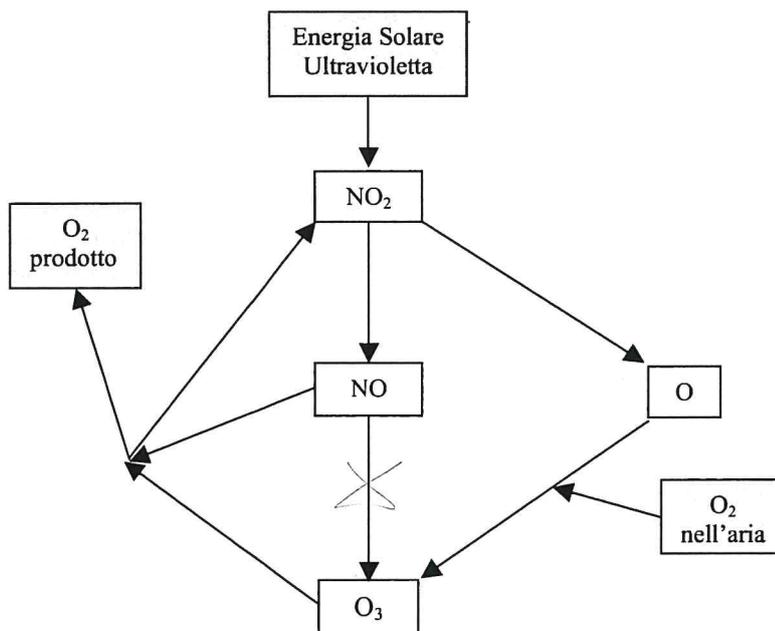


Fig.1.1: Ciclo fotolitico degli ossidi di azoto (Finzi, Brusca, 1991)

Se il ciclo avvenisse effettivamente così, l'NO₂ si convertirebbe in NO per poi convertirsi nuovamente in NO₂ senza modifiche nelle concentrazioni dei due composti. Ma gli idrocarburi presenti nell'atmosfera interferiscono nel ciclo permettendo che l'NO si converta in NO₂ più rapidamente di quanto l'NO₂ venga dissociato in NO e O, con un conseguente accumulo di NO₂ e di ozono.

La fonte principale di ossidi di Azoto (NO_x) è l'azione batterica che ne produce un quantitativo di un ordine superiore a quello di origine antropico. Quest'ultimo però ha la caratteristica di essere presente in alte concentrazioni in aree limitate. Infatti si è riscontrato che nelle città la concentrazione di NO_x è 10-100 volte maggiore che al di fuori di queste dove influisce soprattutto l'azione batterica. Dalla *Tab. 1.2* si può vedere come la maggior fonte di inquinamento di origine antropica siano i trasporti. Si è riscontrato in particolare che i motori diesel producono più ossidi di azoto dei motori a benzina, questo perché utilizzano miscele molto povere. *di ole?*

Sorgente di emissione	10 ⁶ t/anno	%
Trasporti	9.6	42.3
Impianti termoelettrici	6.3	27.8
Combustione in altri impianti	5.8	25.5
Processi industriali	0.6	2.6
Rifiuti solidi	0.2	0.9
Altre	0.2	0.9
Totale	22.7	100.0

Tab. 1.2 - Emissione di ossidi di azoto negli USA nel 1974.

Molto elevata è anche l'emissione dalla combustione in impianti fissi (53%), di cui più della metà è dovuta a impianti termoelettrici. Infine si nota come processi industriali che non contemplano combustioni, come nelle fabbriche di acido nitrico, producano quantità relativamente piccole di NO_x, ma che influiscono molto sull'ambiente in quanto sono altamente concentrate e localizzate.

Il tempo medio di permanenza degli ossidi di azoto nell'atmosfera è di circa tre giorni per l'NO₂, e di circa quattro per l'NO; ciò fa pensare che possano intervenire meccanismi di rimozione naturali tali da eliminare gli ossidi di Azoto dall'atmosfera trasformandoli in acido nitrico (HNO₃), il quale poi precipita sotto forma di nitrati o con la pioggia o con la polvere.

L'NO₂ pare essere circa quattro volte più tossico dell'NO, ma entrambi rappresentano potenziali pericoli per la salute umana in quanto l'NO è in grado di ossidarsi facilmente in NO₂ una volta nell'atmosfera. Gli effetti degli ossidi di Azoto sui materiali sono dovuti essenzialmente alla loro acidificazione una volta giunti nell'atmosfera (formazione di HNO₃), che ha portato a casi di sbiadimento di tessuti colorati, perdita di resistenza delle fibre tessili, e corrosione di leghe al nichel e ottone.

1.3.3 Idrocarburi ed Ossidanti fotochimici

Tra questi due tipi di inquinanti esiste una stretta relazione, in quanto gli idrocarburi sono inquinanti primari immessi direttamente nell'aria, mentre gli ossidanti fotochimici sono inquinanti secondari, che nascono in atmosfera da reazioni in cui gli idrocarburi sono interessati sia direttamente che indirettamente. Caratteristica fondamentale di questi composti è quella di contenere solo atomi di carbonio e di idrogeno. Il loro stato di aggregazione (gassoso, liquido o solido) dipende dalla struttura molecolare, in particolare dal numero di atomi di carbonio presenti. Si ha, infatti, che alle temperature ordinarie, se il numero di atomi di carbonio varia da

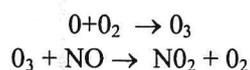
1 a 4, le molecole sono gassose mentre se è maggiore di 5 sono liquide (con tendenza allo stato solido all'aumentare di tale numero). Fra i composti noti (decine di migliaia) quelli di maggiore interesse per l'inquinamento dell'aria sono quelli allo stato gassoso alle temperature ordinarie e quelli altamente volatili alle alte temperature. Per tutti questi composti gli atomi di carbonio nella struttura molecolare sono circa 12 (o meno). In base a tale struttura molecolare si possono inoltre distinguere tre classi di idrocarburi, ciascuna caratterizzata da una certa reattività e tossicità; si hanno infatti:

- gli idrocarburi aciclici (o alifatici): la loro struttura presenta atomi di carbonio disposti a catena, con o senza ramificazioni,
- gli idrocarburi aromatici: gli atomi di carbonio sono disposti ad anello esagonale (benzenico) con ogni atomo dell'anello legato ad un solo atomo addizionale (C o H)
- gli idrocarburi aliciclici: la struttura è ad anello (ma diversa da quella benzenica).

Parte degli idrocarburi presenti nell'aria derivano da processi di origine naturale come i processi biologici di decomposizione della materia organica sulla superficie terrestre (nella maggior parte), l'attività geotermica, i processi in atto in giacimenti di carbone, il gas naturale ed il petrolio e i processi spontanei di combustione. Per quanto riguarda, invece, le emissioni dovute alle attività dell'uomo, si può notare come la fonte principale di inquinamento siano i mezzi di trasporto, fra i quali i veicoli a benzina hanno il peso più rilevante. I due meccanismi principali con cui le auto immettono idrocarburi nell'aria sono l'evaporazione della benzina e le emissioni di carburante incombusto nei gas di scarico. La seconda importante fonte di inquinamento è costituita dai processi industriali nelle fasi di produzione, lavorazione, immagazzinamento e trasporto dei prodotti contenenti idrocarburi (in particolare quelli della benzina, che evaporano durante il carico di autobotti, il riempimento dei serbatoi delle stazioni di servizio e delle automobili). Delle emissioni industriali, il 10% circa è dovuto inoltre all'evaporazione di solventi organici (ingredienti importanti di vernici, pitture, lacche, rivestimenti, ecc.) che di solito evaporano durante o dopo l'applicazione, se non nella preparazione stessa dei prodotti. Le emissioni derivanti da attività umane, però, sono concentrate in aree non molto estese in cui questi prodotti possono reagire facilmente con altri composti chimici; ad esempio gli idrocarburi insaturi del gruppo delle olefine reagiscono facilmente con gli ossidi di azoto in presenza di luce; tale processo è alla base della formazione dello smog tipico dell'ambiente urbano, la cui atmosfera presenta condizioni favorevoli all'innesco delle reazioni sopra dette.

Per quanto riguarda gli ossidanti fotochimici, essi sono prodotti in atmosfera da un processo fotochimico (vale a dire da un processo chimico che richiede luce per essere attivato) con ossidazione di inquinanti primari non facilmente ossidabili dall'ossigeno allo stato gassoso. In queste reazioni sono implicati attivamente una grande varietà di idrocarburi e le più importanti sono quelle che riguardano l'intervento degli idrocarburi nel ciclo fotolitico dell' NO_2 dove vengono prodotti due dei più noti inquinanti secondari, l'ozono e il perossiacetilnitrato. Si noti che mentre l'ozono non è un idrocarburo ma una forma di ossigeno (conseguenza diretta delle reazioni con gli idrocarburi), il perossiacetilnitrato invece è il più semplice membro della famiglia di composti detti PAN, considerati derivati degli idrocarburi. Lo studio viene in genere limitato a questi due composti, che sono i più noti sia perché prodotti in quantità maggiori rispetto agli altri ossidanti fotochimici, sia per il fatto che essendo molto simili agli altri ne possono essere assunti come traccianti. Nelle reazioni fotochimiche in cui sono coinvolti, gli idrocarburi non reagiscono direttamente con la luce solare, ma con altre sostanze prodotte fotochimicamente a loro volta. In particolare, in presenza di idrocarburi, viene modificato il ciclo fotolitico dell' NO_2 , data la capacità di certi idrocarburi di reagire sia con atomi di ossigeno che con ozono. Le reazioni interessate sono:





Come effetto finale si dovrebbe avere la formazione e la distruzione di O_3 ed NO in uguali quantità in modo da garantire un rapido ricambio di NO_2 . In realtà si ha che, essendo la reazione degli idrocarburi più veloce con l'O che con l' O_3 , essa diventa la più probabile e, malgrado sia meno veloce della reazione tra O e O_2 , risulta comunque rapida a sufficienza per arrivare ad alterare il ciclo. Il risultato finale è un composto medio molto reattivo, il radicale libero RO_2 che può reagire ulteriormente con NO , NO_2 , O_2 , O_3 e altri idrocarburi, secondo questi meccanismi:

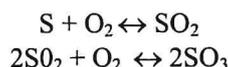
- a causa della rapida reazione dell' NO per produrre NO_2 , una volta eliminato l' NO dal ciclo, la concentrazione di O_3 nell'aria aumenta;
- dalla reazione tra O_2 e NO_2 si formano i PAN;
- dalla reazione di altri idrocarburi con l'ossigeno si formano ulteriori composti inorganici non desiderati.

Risultato finale dell'accumulo di O_3 , CO , PAN e di altri composti organici (aldeidi, chetoni, alchinitrati) è una miscela detta *smog fotochimico*. I tipici episodi da inquinamento da smog fotochimico si verificano nella stagione calda e soleggiata, con un evidente ciclo giornaliero caratterizzato da valori massimi attorno a mezzogiorno e prossimi allo zero durante la notte; questi valori estremi sono da collegarsi all'attività urbana e all'irradiazione solare variabile nell'arco delle 24 ore. Gli effetti degli idrocarburi e degli ossidanti fotochimici sulle piante sono stati tra i primi ad essere rilevati e mentre dall'inizio era stato individuato solo l'ozono come causa principale, attualmente si sta scoprendo anche l'importanza dei PAN. Per quanto riguarda l'ozono, il suo effetto nocivo è rilevabile da macchie bianche o piccoli punti (necrosi di gruppi di cellule) sulla superficie superiore delle foglie e dall'apparizione di bruciature alle estremità dei germogli; si noti che le piante più ricche di zuccheri sono le più resistenti all'ozono. La famiglia dei PAN, in particolare il perossiacetilnitrate, causa invece sulla superficie inferiore delle foglie (specie le più giovani) una colorazione traslucida e bronzea. In alcuni casi il tessuto della foglia muore. Generalmente i PAN non danneggiano le piante non esposte in precedenza alla luce ed i livelli di danneggiamento possono essere molto diversi a seconda delle ore di esposizione e della concentrazione. Fra gli idrocarburi, infine, l'etilene (C_2H_4) sembra essere il solo a provocare effetti negativi (inibizioni dello sviluppo, cambiamento del colore delle foglie, morte dei fiori) per concentrazioni ambiente di circa 1 ppm. Altri idrocarburi, quali l'acetilene e il propilene, hanno invece dato effetti tossici solo per concentrazioni da 60 a 500 volte più alte di quelle dell'etilene. Gli effetti prodotti, per esempio sulla gomma, sono di due tipi: il primo è dovuto alla rottura della catena degli atomi di carbonio (per cui il materiale diventa più fluido e perde resistenza alla tensione), mentre il secondo causa una minore elasticità ed una maggior fragilità per la formazione di nuovi legami tra catene di carbonio parallele. L'attacco dell'ozono riguarda anche le fibre tessili, in funzione della luce e dell'umidità, che sembrano elementi necessari perché abbia luogo un'apprezzabile alterazione della resistenza delle fibre. Gli effetti dannosi sono risentiti in modo via via più intenso, nell'ordine, da cotone, acetato, nailon, poliestere.

1.3.4 Ossidi di Zolfo

Dalla combustione di ogni materiale contenente zolfo si producono particolari tipi di ossidi di questo elemento: l'anidride solforosa (SO_2) e l'anidride solforosa (SO_3). Lo zolfo può inoltre essere immesso in atmosfera come H_2S , H_2SO_3 e H_2SO_4 (oltre a diversi altri solfati). I due composti SO_2 e SO_3 (indicati con il termine generale di SO_x) sono i principali imputati dell'inquinamento atmosferico da ossidi di zolfo e le loro caratteristiche più importanti sono l'assenza di colore, l'odore pungente, il fatto che l' SO_2 non brucia nell'aria e l'elevata reattività

dell' SO₃. Il meccanismo semplificato della formazione degli SO_x è rappresentato da due equilibri:



La piccola quantità di SO₃ generalmente prodotta è determinata da due fattori: il primo è la velocità della reazione ed il secondo è la concentrazione di SO₃ nel miscuglio in equilibrio risultante dalla reazione. Poiché alle elevate temperature la velocità è alta, si ha che l'equilibrio viene raggiunto rapidamente e quindi che la concentrazione di SO₃ nella miscela è bassa; viceversa alle basse temperature la reazione è più lenta e la quantità prodotta nella miscela in equilibrio è maggiore. Si ha però che in realtà la reazione è così lenta che le condizioni di equilibrio non vengono mai raggiunte per cui la concentrazione di SO₃ tende comunque a rimanere bassa. Inoltre l'SO₃ gassosa può essere presente nell'aria solo se la concentrazione di vapore è bassa. In caso contrario infatti accade che l'SO₃, combinandosi con il vapore dell'acqua, porta alla formazione di goccioline di acido solforico, secondo la seguente reazione:



E' questo il motivo per cui in atmosfera è più facile trovare H₂SO₄ che SO₃. La quantità di acido solforico in atmosfera non deriva unicamente dalla produzione primaria di SO₃; infatti una volta in atmosfera, l'SO₂ parzialmente si converte in SO₃ e quindi in H₂SO₄ per processi fotolitici e catalitici. Questa conversione è influenzata da numerosi fattori tra cui l'umidità dell'aria, l'intensità, la durata e la distribuzione spettrale della luce solare, la presenza in maggiori o minori quantità di materie catalizzatrici, assorbenti e alcaline. E' questo il motivo per cui alla luce del giorno e a bassa umidità sono molto importanti per l'ossidazione le reazioni fotochimiche che coinvolgono SO₂, NO₂ e idrocarburi (dato l'effetto catalitico degli ossidi di azoto sull'ossidazione dell'SO₂). Di notte invece, in condizioni di umidità, nebbia o pioggia, l'SO₂ viene assorbita dalle gocce di acqua alcalina presenti in atmosfera e reagisce con essa con conseguente formazione, a velocità apprezzabili, di solfati come l'ammonio e il solfato di calcio.

Lo zolfo presente nell'atmosfera proviene per circa due terzi da fonti naturali (tipicamente i vulcani) e per la restante parte dall'attività dell'uomo. Il problema principale è legato al fatto che il secondo tipo di emissioni, essendo concentrato in aree urbane industriali abbastanza ristrette, non è distribuito equamente.

Sorgente di emissione	10 ⁶ t/anno	%
Trasporti	0.7	2.3
Impianti tennoelettrici	19.1	61.8
Combustione in altri impianti	5.2	16.8
Processi industriali	5.7	18.5
Rifiuti solidi	0.1	0.3
Altre	0.1	0.3
Totale	30.9	100.0

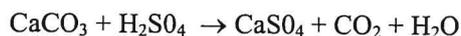
Tab. 1.3 - Stima delle emissioni di ossido di zolfo negli USA (1974)

Come si può osservare dalla Tab. 1.3, le maggiori fonti di inquinamento da SO_x prodotti in tali aree sono gli impianti di combustione fissi; una parte infatti proviene dalla combustione di carbone e la restante dall'uso di oli combustibili (lo zolfo è infatti presente come impurità nei combustibili fossili, carbone e petrolio, data la sua resistenza al processo di fossilizzazione dei materiali originali). Il traffico non è quindi la fonte principale in questo caso. Le fonti che emettono ossidi di zolfo sono le centrali elettriche in primo luogo, seguite dagli impianti

industriali, tra i quali i più importanti sono le fonderie, le raffinerie di petrolio, gli impianti di produzione di acido solforico e gli impianti per la conversione del carbon fossile in coke. Il contributo delle fonderie è poi doppio essendo molti dei metalli utili (rame, zinco, piombo, mercurio, ecc.) presenti in natura sotto forma di solfuri nei minerali. L'SO₂ è infatti un sottoprodotto abituale nelle normali operazioni metallurgiche dato che, essendo lo zolfo un'impurità non desiderata nei metalli, è più facile ed economico eliminarlo dai minerali piuttosto che dal metallo finito. Per questo la maggior parte dei minerali di zolfo viene concentrata e quindi arrostita in presenza di aria con conseguente passaggio di SO₂ in atmosfera in una certa quantità.

La gravità dei danni arrecati alle piante dipende dalle concentrazioni di SO₂ e dalla durata di esposizione. Per brevi esposizioni ad alte concentrazioni si sono rilevati danni acuti, caratterizzati da zone di necrosi delle foglie che scoloriscono e si seccano assumendo una tinta avio-marrone. Questa fenomenologia è in relazione alla capacità delle piante di trasformare l'SO₂ assorbita in H₂SO₄ e quindi in solfati, depositati sulle regioni apicali o ai margini delle foglie. I solfati depositati si uniscono a quelli assorbiti dalle radici per cui, a concentrazioni sufficientemente alte, si manifestano sintomi cronici con caduta di foglie. A causa di esposizioni prolungate ma a concentrazioni più basse, si hanno invece danni cronici, caratterizzati da graduale ingiallimento delle foglie, dovuto ad un blocco nel meccanismo di formazione della clorofilla. Un'altra causa di formazione di macchie sulle foglie è la presenza di vapori di acido solforico, che si posano sulle foglie già bagnate da bruma o rugiada. L'SO₂ sembra inoltre interferire negativamente anche sullo sviluppo e produttività delle piante. Si può notare infine che, a seconda delle specie, la reattività delle piante varia grandemente e che in alcune aree urbane si raggiungono concentrazioni di SO₂ abbastanza alte da provocare danneggiamento alle piante più sensibili per durate di esposizione di circa 8-10 ore.

I materiali che sono maggiormente danneggiati dall'SO₂ sono le vernici, i metalli e i materiali da costruzione. Per le vernici si ha che il loro tempo di essiccazione ed indurimento aumenta dopo esposizione a SO₂, per cui alcune pellicole di vernici diventano più molle ed altre più fragili se essiccate in presenza di SO₂, fatto questo che influisce sulla loro durata. Nei metalli invece la velocità di corrosione viene accelerata notevolmente in ambienti inquinati da SO₂ quali sono le zone industriali e quelle con emissioni dovute all'uso di combustibili per il riscaldamento. Conferma di questo è che la velocità di corrosione si presenta più alta in autunno e in inverno, quando appunto gli inquinanti sotto forma di particelle e di anidride solforosa sono più concentrati. I metalli più attaccati sono il ferro, l'acciaio e lo zinco. Ma i danni maggiori causati dall'SO_x sono quelli dovuti all'acido solforico prodotto dalla reazione dell'SO₃ con il vapor d'acqua atmosferico. I materiali da costruzione (e specialmente quelli contenenti carbonati come il calcare, il marmo, l'ardesia e la malta) vengono attaccati dalle alte concentrazioni di acido solforico con conseguente conversione dei carbonati in solfati. Poiché questi sono solubili in acqua e quindi asportabili dalla pioggia ne consegue una diminuzione della resistenza meccanica del materiale. La reazione che avviene è la seguente:



1.3.5 Il materiale particolato

I particolati consistono in particelle solide e liquide di diametro variabile fra i 100 e 0.1 μm. Le particelle più grandi di 10 μm sono in genere polveri o ceneri volatili derivanti da processi industriali ed erosivi. Attorno a tale dimensione si hanno particolati che restano più a lungo sospesi in aria, mentre attorno ai 5 μm si hanno particelle che costituiscono quell'insieme denominato comunemente con *fumi e nebbie*. Gli aerosol sono invece caratterizzati da

dimensioni inferiori a 1 μm . Questo insieme di particelle solide e di goccioline liquide volatili costituisce, il più delle volte, un serio problema di inquinamento atmosferico. Le sostanze chimiche che possono essere presenti in atmosfera come particolati sono molto numerose ed anche per prodotti provenienti da una sola fonte di emissione, la variabilità è elevata.

<i>Componenti</i>	<i>Percentuale di ceneri volatili</i>
Carbonio	0.37-36.2
Ferro	2.0-26.8
Magnesio	0.06-4.77
Calcio	0.12-14.73
Alluminio	9.81-58.4
Zolfo	0.12-24.33
Titanio	0-2.8
Carbonati	0-2.6
Silice	17.3-63.6
Fosforo	0.07-47.2
Potassio	2.8-3.0
Sodio	0.2-0.9
Indeterminati	0.08-18.9

Tab. 1.4 - Composizione delle ceneri volatili (combustione di carbone)

In *Tab. 1.4* si è presa in considerazione ad esempio la combustione di carbone e la conseguente emissione di ceneri volatili. Le proprietà di interesse predominante sono:

- la dimensione delle particelle,
- la capacità delle particelle di agire da centro di addensamento o di assorbimento,
- le proprietà ottiche.

Il periodo in cui le particelle rimangono in sospensione varia da pochi secondi a molti mesi (il tempo di permanenza in troposfera è di solo pochi giorni mentre, in stratosfera, possono girare attorno al globo terrestre anche per parecchi anni ed avere così un consistente impatto sul clima). La seconda proprietà è invece da mettere in relazione all'area superficiale, grande in generale per la maggior parte delle molecole. Con il termine assorbimento si indica il fenomeno per cui una molecola, urtandone un'altra, si incorpora con essa. Ciò può avvenire in tre modi diversi:

1. la molecola incidente viene fisicamente attratta, aderendo alla particella (adsorbimento);
2. avviene un'interazione chimica tra le due molecole (assorbimento chimico);
3. la molecola incidente si dissolve nella particella senza che avvengano reazioni chimiche (assorbimento).

Le proprietà ottiche, infine, sono legate agli effetti delle particelle volatili sulle radiazioni solari e sulla visibilità. In particolare se il diametro è inferiore a 0.1 μm , le particelle sono così piccole rispetto alla lunghezza d'onda della luce visibile da reagire in maniera simile alle molecole (con effetto di ritrazione della luce). Se invece il diametro è molto maggiore di 1 μm le particelle obbediscono alle stesse leggi degli oggetti macroscopici, intercettando o disperdendo la luce approssimativamente in proporzione alla loro sezione trasversale.

I particolati presenti in atmosfera provengono in buona parte anche da processi naturali, quali le

eruzioni vulcaniche e l'azione del vento sulla polvere e sul terreno, processi che non sono comunque la causa dell'inquinamento da particolati (a meno di fenomeni di concentrazione locale elevata). La causa è infatti da ricercarsi nelle ceneri volatili e nei processi di combustione incompleta (fumi). In particolare sia la combustione in impianti fissi che i processi industriali sono responsabili ciascuno di quasi un terzo del totale. Per quanto riguarda gli impianti fissi, il maggior contributo è fornito dalle centrali termoelettriche, mentre tra i processi industriali quelli metallurgici occupano il primo posto nella emissione di polveri inquinanti, seguiti dalle industrie di lavorazione delle pietre e del cemento; al terzo posto si ha l'industria della lavorazione e stoccaggio del grano. Un fatto curioso da notare è che il traffico urbano contribuisce all'inquinamento dell'aria da particolati attraverso la lenta polverizzazione della gomma dei pneumatici. E' stato infatti dimostrato, ad esempio, che ogni giorno a Los Angeles si logorano 50 tonnellate di gomma, la maggior parte sotto forma di particolati. Il diametro delle particelle in sospensione è indicativamente così correlato alla fonte di provenienza:

- diámetro > 10 μm : processi meccanici (es. erosione del vento, macinazione e diffusione), polverizzazione di materiali da parte di veicoli;
- 1 μm < diámetro < 10 μm : provenienza da particolari tipi di terreno, da polveri e prodotti di combustione di determinate industrie e da sali marini in determinati località;
- 0.1 μm < diámetro < 1 μm : combustione e aerosol fotochimici,
- diámetro < 0.1 μm : particelle non sempre identificabili chimicamente, originate apparentemente quasi del tutto da processi di combustione.

Infine è importante notare che, sempre in relazione alle dimensioni delle particelle, sono stati effettuati studi sui tempi di permanenza nell'aria e sul meccanismo di rimozione dei parti colati da parte delle piogge. Questo meccanismo, noto con il termine *washout*, è efficace per le particelle di dimensioni non inferiori a circa 2 μm . Esso consiste nel fatto che le piogge possono avere un effetto ripulente dell'atmosfera poiché le nubi negli alti livelli della troposfera si formano più facilmente per la presenza di piccole particelle che agiscono da nuclei di condensazione. Le gocce così formatesi, cadendo, inglobano anche altre particelle ingrandendosi man mano che scendono nei livelli più bassi.

Le ricerche finora effettuate riguardano solo effetti da polveri specifiche. E' stato comunque possibile rilevare da studi riguardanti le polveri di forni per cemento che tali polveri, mescolandosi con nebbia leggera o pioggia, formano una spessa crosta sulla superficie superiore delle foglie che può essere rimossa solo con forza, non essendo sufficiente il lavaggio con acqua. Tale incrostazione, facendo da scudo alla luce solare, interferisce con la fotosintesi e sconvolge il processo di scambio della CO_2 con l'atmosfera, oltre a inibire lo sviluppo della pianta. Inoltre il danneggiamento della foglia per abrasione meccanica rende le piante più suscettibili agli attacchi da parte di insetti. Non ultimo è da rilevare il danno indiretto recato agli animali che usano le piante come alimento, poiché i parti colati depositatisi sulle piante possono contenere componenti chimici dannosi.

Relativamente agli effetti sull'uomo, il sistema maggiormente attaccato dai particolati è l'apparato respiratorio e il fattore di maggior rilievo è probabilmente la dimensione delle particelle, in quanto da esse dipende l'estensione della penetrazione nelle vie respiratorie. Prima di raggiungere i polmoni, i particolati devono oltrepassare delle barriere naturali, predisposte dall'apparato respiratorio stesso. Tali barriere sono innanzitutto costituite dai peli delle narici, che agiscono da filtro per le particelle più grosse; quelle più piccole sono invece fermate dalle mucose (a cui le particelle aderiscono) che rivestono l'apparato respiratorio. In alcune parti si hanno inoltre dei minuti peli (ciglia) che ondeggiano avanti e indietro fra le mucose in una corrente che convoglia le particelle intrappolandole verso la gola (dove vengono inghiottite). Alcuni particolati sono efficacemente bloccati dalle dimensioni e dalla forma dei passaggi

dell'aria. Si può ritenere che le particelle con dimensione superiore a 5. μm siano fermate e depositate nel naso e nella gola Il pericolo è invece rappresentato dalla parte che raggiunge gli alveoli, dai quali viene eliminata in modo meno rapido e completo, dando luogo ad un possibile assorbimento nel sangue con conseguente intossicazione. Il materiale che permane nei polmoni può o avere intrinseca tossicità, a causa delle sue caratteristiche fisiche o chimiche, o interferire con l'eliminazione di altri materiali più pericolosi o causare fenomeni di assorbimento oppure adsorbimento sulle particelle (per cui possono essere convogliate molecole di gas irritante nei polmoni ad es. il carbone sotto forma di fuliggine può incorporare per adsorbimento molte molecole di gas sulla sua superficie). Come già sopra accennato si hanno diversi particolati tossici i cui effetti sulla salute sono tuttora oggetti di studio. Ad eccezione dell'aerosol dell'acido solforico, è difficile trovare in atmosfera particolati intrinsecamente tossici ad alte concentrazioni. L'interesse è volto piuttosto a determinare particelle tossiche, come ad esempio alcuni metalli presenti nell'aria in tracce e in continuo aumento a causa delle attività umane.

I danni sui materiali sono legati soprattutto alla composizione chimica e allo stato fisico dell'inquinante. Un primo tipo di danno indiretto è causato dall'annerimento dei materiali, dovuto alla sedimentazione dei parti colati; la pulitura necessaria indebolisce il materiale (sempre che ancor prima le particelle non siano anche di per sé corrosive veicolino sostanze corrosive adsorbite o assorbite). Gli edifici (case, monumenti, strutture, ecc.) vengono sporcati e danneggiati da particelle solitamente catramose, collose ed acide, le quali aderiscono alle superfici fungendo da serbatoi di acidi per la corrosione (fatto questo che si verifica soprattutto in città, dove vengono usate grandi quantità di carbone ed oli a base di zolfo). Anche le superfici con verniciature fresche o già asciutte subiscono l'attacco dei particolati; ne sono un esempio le condizioni delle auto parcheggiate nei pressi di impianti industriali o in aree urbane fortemente inquinate. In aria asciutta e pulita i metalli resistono bene alla corrosione che però aumenta in velocità all'aumentare dell'umidità.

2. LA MICROMETEOROLOGIA E LA CAPACITÀ DISPERDENTE DELL'ATMOSFERA

2.1 FONDAMENTI FISICI E FENOMENOLOGICI

Lo Strato Limite Planetario o *Planetary Boundary Layer (PBL)* è quella porzione di Troposfera a diretto contatto con la superficie terrestre prevalentemente interessata dall'Inquinamento Atmosferico. Essa può anche essere definita come quella *porzione di Troposfera direttamente influenzata dalla superficie terrestre, che risponde all'immissione di energia da essa proveniente con scale temporali dell'ordine dell'ora* (Stull, 1989). L'attrito subito dalle masse d'aria in movimento, le distorsioni indotte al loro flusso dall'orografia, l'evapotraspirazione, il trasferimento di calore dal suolo all'aria e l'emissione di inquinanti in prossimità del suolo causata dalle attività umane o dai fenomeni naturali (es. eruzioni vulcaniche, ecc.) rappresenta nel complesso l'influenza determinata dalla superficie terrestre sul *PBL*.

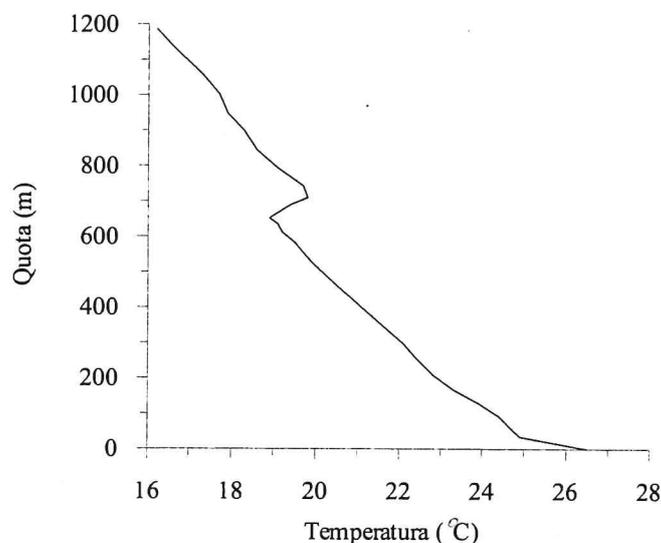


Fig. 2.1: profilo verticale di temperatura (28/7/2000, 12GMT, Milano Linate).

Se, per esempio, si considera il profilo verticale della temperatura dell'aria rilevato in un radiosondaggio di un'ora centrale della giornata, il limite superiore del *PBL* può essere individuato nella base dell'inversione termica in quota in esso presente (Fig.2.1). Normalmente l'estensione verticale del *PBL* presenta una notevole variabilità temporale ed un pronunciato ciclo diurno, cosa che evidenzia come il *PBL* possa essere considerato (Sorbian, 1989) come un'enorme macchina termica che trasforma l'energia solare in movimento delle masse d'aria.

Mentre la Meteorologia Generale studia l'Atmosfera nel suo complesso e la Troposfera in particolare (i principali riferimenti bibliografici a questo proposito sono Stull, 1995, Dutton, 1995 e Holton, 1992), la disciplina che studia le proprietà e l'evoluzione del *PBL* prende il nome di Micrometeorologia. Per dettagli maggiori si rimanda a Sozzi e al., (2002).

2.1.1 Concetti di base

2.1.1.1 Le variabili

Il PBL è un fluido continuo, il cui stato è completamente definito da un insieme di variabili di tipo macroscopico. Prima di introdurle, è necessario presentare due concetti fondamentali: il volume di controllo ed il sistema di riferimento. Ad ogni posizione nel PBL è associabile un volume di controllo (o particella), cioè un volume d'aria di dimensioni finite, tanto piccolo da avere dimensioni trascurabili rispetto alle dimensioni caratteristiche del dominio di indagine, ma sufficientemente grande da contenere una porzione d'aria con caratteristiche chimico-fisiche omogenee. Per descriverne il movimento nello spazio e nel tempo, è necessario adottare un adeguato sistema di coordinate. Dato che nella maggior parte delle applicazioni pratiche si considera un dominio di indagine con un'estensione verticale ridotta (dell'ordine di 1÷2 km) ed una estensione orizzontale dell'ordine delle centinaia di chilometri, non è normalmente necessario tener conto esplicitamente della curvatura terrestre e quindi è sufficiente un normale sistema di riferimento cartesiano ortogonale. A priori tale sistema potrebbe essere qualsiasi, tuttavia è comodo adottarne uno tale che:

- l'asse x sia orientato nella direzione Est - Ovest (positivo verso Est),
- l'asse y sia orientato nella direzione Nord - Sud (positivo verso Nord),
- l'asse z sia orientato nella direzione Alto - Basso (positivo verso l'alto).

Questa scelta non è unica ed in certe situazioni risulteranno più comode scelte differenti.

In questo contesto, un fluido risulta essere un'entità continua per la quale, in ogni punto $\underline{X}(x,y,z;t)$ dello spazio-tempo, è definibile un vettore $\underline{U}(x,y,z;t)$, cioè un campo di velocità. Nel caso del PBL la velocità del fluido (variabile vettoriale) prende il nome di vettore vento, definita in modo univoco dalle componenti rispetto agli assi coordinati (indicate come v_x, v_y, v_z oppure u, v, w). In moltissime situazioni, però, il vento viene anche descritto attraverso:

- il modulo del vettore \underline{U} (o più spesso della sua proiezione sul piano orizzontale), che prende il nome di velocità del vento. In pratica si ha che la velocità del vento è definita come:

$$U = \sqrt{(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)} \cong \sqrt{(v_x^2 + v_y^2)} \quad [2.1]$$

E' normale trascurare nei pressi del suolo la componente verticale visto che spesso, ma non sempre, tale componente è di molto inferiore alle componenti orizzontali, specialmente quando si considerano valori medi su tempi sufficientemente lunghi. Dal punto di vista delle unità di misura, si adotta sia per le singole componenti del vettore vento che per la sua velocità l'unità ($m \cdot s^{-1}$).

- secondo le convenzioni aeronautiche si definisce direzione del vento la direzione da cui spira il vento. Essa è 0° quando la direzione di provenienza è il Nord e questo angolo cresce fino a 360° , in particolare è 90° quando il vento proviene da Est, 180° quando proviene da Sud e 270° quando proviene da Ovest. Matematicamente la direzione del vento si ottiene dalle componenti cartesiane nel modo seguente:

$$D = 90^\circ - \frac{360^\circ}{2\pi} \tan^{-1} \left[\frac{v_y}{v_x} \right] + \alpha_0 \quad [2.2a]$$

dove:

$$\alpha_0 = \begin{cases} 0^\circ & \text{se } v_x < 0 \\ 180^\circ & \text{altrimenti} \end{cases} \quad [2.2b]$$

Un generico volume di controllo, posizionato nel punto $P(x,y,z)$, contiene un elevato numero di molecole in continua agitazione termica e quindi è definibile ad ogni istante una temperatura dell'aria T , cioè la funzione $T(x,y,z;t)$ (normalmente misurata in gradi Kelvin). Va sottolineato che nella descrizione del *PBL* vengono spesso impiegate anche definizioni differenti di temperatura, come si vedrà nel seguito.

Per un generico volume di controllo si definisce *pressione* p la forza per unità di superficie che agisce perpendicolarmente alla superficie esterna del volume stesso. L'unità di misura più usata in Micrometeorologia è il *chiloPascal* (kPa) e l'*ectoPascal* (hPa, numericamente equivalente ai mbar). In condizioni standard e al livello del mare, la pressione atmosferica è pari a 1013.25 hPa. In atmosfera la pressione è isotropica, cioè in un dato punto essa è uguale in ogni direzione ed è la conseguenza del peso dell'aria sovrastante: più ci si innalza, meno numerose sono le molecole presenti nella colonna d'aria sovrastante il punto in considerazione, cosa che determina una *diminuzione della pressione* con la quota pressoché esponenziale e dipendente dalla temperatura. Una relazione approssimata che esprime tale variazione è la seguente:

$$p = p_0 \cdot \exp[-(0.0342/T) \cdot z] \quad [2.3]$$

in cui p_0 è la pressione al livello del mare, T è la temperatura in (K) e z è la quota in metri. Come ordine di grandezza per calcoli rapidi ed approssimati, si ricordi che nel *PBL* si ha una riduzione di pressione con la quota pari a circa 10 hPa per ogni innalzamento di 100 metri.

⊃ (F)
lineare?

2.1.1.2 Le caratteristiche dell'aria secca e dell'aria umida

Quando nel *PBL* è assente il vapor d'acqua, si è in presenza di *aria secca*. Essa è una miscela di vari costituenti gassosi la cui composizione è in continuo cambiamento nello spazio e nel tempo. Questa affermazione, vera in generale, ha comunque bisogno di alcune spiegazioni. Nell'aria sono presenti alcuni gas (*gas permanenti*) la cui concentrazione non cambia apprezzabilmente nel tempo. I principali gas di questo tipo sono l'*Azoto* (N_2), che rappresenta in volume il 78% dell'intera aria secca, e l'*Ossigeno* (O_2), che rappresenta circa il 21% dell'aria secca. In pratica l'aria secca è rappresentata dalla miscela di questi due gas a cui si affiancano altri costituenti gassosi come i gas nobili *Argon* (Ar), *Neon* (Ne), *Elio* (He) e *Xeno* (Xe) e *Idrogeno* (H_2). Dato che la quasi totalità dell'aria secca è rappresentata dalla miscela di un numero ridotto di gas permanenti, non ci si aspetta che la sua composizione vari significativamente nello spazio e nel tempo. Tuttavia, se si considera la sua composizione con maggior attenzione, si nota come in essa siano presenti numerose altre sostanze chimiche che, sebbene in concentrazioni estremamente ridotte, possono influenzare notevolmente la vita del pianeta. In genere, tali sostanze sono il risultato delle attività umane, soprattutto di quelle industriali, e spesso la loro presenza più o meno marcata nei vari punti del globo viene indicata genericamente come inquinamento atmosferico.

(F)
Azoto molecolare
oss. molecolare

Un'importante famiglia di queste sostanze è costituita dai gas responsabili dell'assorbimento della radiazione ad onda lunga emessa dalla superficie terrestre, noti come *gas serra*, il cui rappresentante principale è il Biossido di Carbonio (CO_2), anche se svolgono un'azione rilevante il Metano (CH_4), l'Ossido Nitroso (N_2O) ed in misura minore l'Ozono (O_3).

(F)
Azoto è
molecolare

Un'altra importante famiglia è quella dei *Clorofluorocarburi* (CFC) che svolge un ruolo determinante nei processi di distruzione della fascia di Ozono stratosferico: tali sostanze, per la

loro scarsa reattività, hanno tempi di residenza in atmosfera molto lunghi (dell'ordine delle decine o centinaia di anni) che permettono loro di raggiungere la stratosfera e di entrare in complesse reazioni chimiche che portano alla distruzione delle molecole di Ozono, con conseguente diminuzione dell'effetto schermante nei confronti della radiazione ultravioletta.

Componente	Simbolo	Peso Molecolare	Concentrazione (% in volume)
Azoto	N ₂	28.01	78.084
Ossigeno	O ₂	32.00	20.946
Argon	Ar	39.95	0.934
Biossido di Carbonio	CO ₂	44.01	0.030
Neon	Ne	20.18	2.821 · 10 ⁻³
Elio	He	4.00	0.524 · 10 ⁻³
Metano	CH ₄	16.04	0.150 · 10 ⁻³
Kripton	Kr	83.80	0.114 · 10 ⁻³
Idrogeno	H ₂	2.02	0.050 · 10 ⁻³
Xeno	Xe	132.30	0.009 · 10 ⁻³
Ozono	O ₃	48.00	0.007 · 10 ⁻³
Ammoniaca	NH ₃	16.04	0.001 · 10 ⁻³
Iodio	I ₂	253.81	0.001 · 10 ⁻³
Biossido di Azoto	NO ₂	46.01	0.0001 · 10 ⁻³
Biossido di Zolfo	SO ₂	64.06	0.00002 · 10 ⁻³
Monossido di Azoto	NO	30.00	0.00002 · 10 ⁻³
Acido Solfidrico	H ₂ S	34.08	0.00002 · 10 ⁻³
Monossido di Carbonio	CO	28.01	tracce

Tab. 2.1: Costituenti principali dell'aria secca.

Accanto a queste famiglie di inquinanti, responsabili di fenomeni a scala planetaria e capaci di influire sui processi fisici che regolano i meccanismi di equilibrio atmosferico, vanno ricordati tutti gli inquinanti presenti in quantità rilevanti in prossimità del suolo, importanti soprattutto per gli effetti diretti sulla salute degli organismi viventi, animali e vegetali: ossidi di azoto, ossidi di zolfo, composti del carbonio (soprattutto Monossido di Carbonio, CO), e tutta la classe degli idrocarburi, oltre a sostanze presenti in fase solida o liquida, solitamente indicata col termine di Particolato o Aerosol, caratterizzati dalle loro dimensioni fisiche e dalla loro composizione chimica, entrambe estremamente variabili nello spazio e nel tempo. Tutte queste sostanze sono presenti a concentrazioni assolute estremamente piccole, tali da non essere rilevanti nei processi fisici atmosferici (tranne che in qualche misura sulla sua trasparenza, che va ad alterare i bilanci energetici radiativi), ma importanti per la già ricordata azione dannosa sugli organismi viventi. In Tab.2.1 è presentata una sintesi di quanto detto. Mentre per i gas permanenti le concentrazioni indicate sono sicuramente rappresentative di una generica aria secca, per tutte le altre sostanze i valori di concentrazione riportati devono essere visti come un ordine di grandezza indicativo.

L'aria secca (Matveev, 1965) soddisfa la legge dei gas perfetti come un gas con peso molecolare medio di circa 28.96. Tenendo conto di ciò, l'equazione di stato dell'aria secca è:

$$p = R_d \rho T \quad [2.4]$$

dove ρ è la densità dell'aria e R_d è la costante universale dei gas (287.053 J·K⁻¹·kg⁻¹ oppure 2.8705 hPa·K⁻¹·m³·kg⁻¹ se la pressione è in hPa). Dalla (2.4) si ottiene una relazione per la densità dell'aria secca (kg·m⁻³), nota la pressione (in hPa) e la temperatura (K):

$$\rho = 0.3484 p/T$$

[2.5]

da cui risulta come la densità dell'aria sia inversamente proporzionale alla temperatura e direttamente proporzionale alla pressione. A livello del mare, con p pari a 1013.25 hPa e T pari a 288.15K, la densità dell'aria secca ρ_a vale 1.225 kg m⁻³

Il calore specifico a pressione costante (C_p) è dato da (Garratt, 1992):

$$C_p = 1005 + (T - 250)^2 / 3364$$

[2.6]

con C_p in (J·kg⁻¹·K⁻¹) e T in (K). Da essa si vede quanto poco questa variabile dipenda dalla temperatura, per cui il valore 1005 J·kg⁻¹·K⁻¹ è praticamente sempre corretto. Come sarà evidente nel seguito, ha una notevole importanza nella pratica il prodotto ρC_p , espresso come:

$$\rho C_p = 350.14 \cdot p/T$$

[2.7]

Nella realtà, l'aria del PBL non è mai secca: la presenza di nubi alla sua sommità ne è un indizio evidente. La maggior parte dell'acqua allo stato gassoso entra nel PBL attraverso l'*evaporazione* e la *traspirazione*. Il fenomeno dell'evaporazione ha luogo quando una singola molecola di acqua, presente allo stato liquido sopra una superficie liquida, acquista (per esempio a causa della radiazione solare incidente) sufficiente energia cinetica da rompere il legame esistente tra le varie molecole presenti. Quest'iniezione di energia conferisce alla molecola un moto che, se diretto verso l'alto, le consente di lasciare lo specchio d'acqua e di mescolarsi con gli altri componenti gassosi dell'aria. Per quanto riguarda, invece, la traspirazione, il meccanismo è differente e riguarda l'acqua presente negli organismi viventi vegetali. Durante le ore diurne, gli stomi delle foglie si aprono in risposta alla presenza di energia solare incidente; se la tensione di vapore dell'acqua nelle foglie supera la tensione di vapore dell'acqua presente nell'aria, le molecole di acqua si muoveranno dalla zona ad alta tensione di vapore (le foglie appunto) a quella a minore tensione di vapore (l'atmosfera). Questi due processi spesso vengono indicati collettivamente col termine *evapotraspirazione*.

Per quantizzare il vapor d'acqua in aria, si ipotizzi di eseguire un esperimento (in realtà è ciò che avviene in uno strumento chiamato psicrometro). Si ponga una piccola quantità di acqua liquida a diretto contatto con l'aria: la quantità di aria è tanto grande che la sua temperatura, la sua umidità (cioè la concentrazione di vapor d'acqua) e la sua pressione rimarranno praticamente inalterate durante le trasformazioni che avverranno nel sistema. Si assuma inoltre che tali trasformazioni abbiano luogo in modo adiabatico. Se l'aria e l'acqua sono inizialmente alla stessa temperatura, l'evaporazione dell'acqua abbasserà la temperatura dell'acqua stessa, creando così un gradiente termico e di conseguenza un flusso di calore dall'aria all'acqua. La temperatura dell'acqua quindi si abbasserà finché il calore trasmesso dall'aria non eguaglierà il flusso di calore di cui essa ha bisogno per la transizione di fase. All'equilibrio, l'acqua avrà una temperatura $T_{w(e)}$ (temperatura di bulbo umido) mentre l'aria avrà ancora la sua temperatura originaria T_a (temperatura di bulbo secco).

(F)
Se $T_{w(e)}$
è alla stessa T
ci vuole
in meno
costo

La tensione di vapore (e), è la pressione parziale (hPa) posseduta dal vapor d'acqua. Ad una data temperatura la tensione di vapore non può normalmente superare un valore di soglia, la tensione di saturazione (e_s), che dipende dalla temperatura dell'aria. Sono state proposte molte relazioni empiriche che legano e_s alla temperatura dell'aria T_a (a bulbo secco); una delle più usate è la seguente (Iribarne e Godson, 1981):

$$e_s = \begin{cases} \exp[-6763.6/T_d - 4.9283 \cdot \ln(T_d) + 54.23] & T_d > 273.15K \\ \exp\{-6141/T_d + 24.3\} & T_d \leq 273.15K \end{cases} \quad [2.8]$$

Normalmente il vapor d'acqua è presente in aria ad una concentrazione inferiore al valore massimo consentito; in tal caso la tensione di vapore attuale e dipende dalla pressione p (hPa) e da T_d e T_w (K) secondo la relazione:

$$e = e_{s,w} - 0.00066 \cdot [1 + 0.00115T_w] \cdot p \cdot (T_d - T_w) \quad [2.9]$$

dove $e_{s,w}$ è calcolata con la (2.8) sostituendo T_d con la temperatura a bulbo umido T_w .

La tensione di vapore saturo e_s e la pressione di vapore effettiva e caratterizzano quindi il contenuto di vapor d'acqua in aria. In pratica, può essere utile impiegare anche altre grandezze che quantificano il vapor d'acqua in una massa d'aria:

- l'umidità relativa (RH), cioè il rapporto tra la massa di vapor d'acqua presente e quella alla saturazione, che può essere calcolata nel modo seguente (espressa in %):

$$RH = 100 \cdot e/e_s \quad [2.10]$$

- l'umidità assoluta (a) è la massa di vapor d'acqua (espressa in grammi) presente in 1 m³ di aria umida. Espressa in ($\frac{g_{acqua}}{m^3_{aria}}$) si ottiene dalla relazione seguente:

$$a = 216.7 e/T_d \quad [2.11]$$

- l'umidità specifica (q) è l'ammontare di vapor d'acqua (in grammi) per ogni grammo di aria umida ($\frac{g_{acqua}}{g_{aria}}$). La relazione che ne permette il calcolo è:

$$q = 0.622 \cdot e/(p - 0.378 \cdot e) \quad [2.12]$$

- il rapporto di mescolanza (r) è definito come il rapporto tra la massa di vapor d'acqua in un dato volume di aria e la massa di aria secca presente nello stesso e si calcola (riferendosi sempre alle solite unità di misura) con la relazione seguente:

$$r = 0.622 \cdot e/(p - e) \quad [2.13]$$

- la temperatura di rugiada ($T_{d,w}$), cioè la temperatura a cui l'aria deve essere raffreddata a pressione costante perché diventi satura, data da (in cui la tensione di vapore è in hPa):

$$T_{d,w} = 273.15 + \frac{237.3 \cdot \log_{10}[e/6.1078]}{7.5 - \log_{10}[e/6.1078]} \quad [2.14]$$

Nelle condizioni reali del PBL, la tensione di vapore d'acqua in aria umida è molto inferiore ai valori critici e quindi anche l'aria umida può essere considerata molto simile ad un gas perfetto. In queste condizioni si può derivare un'equazione di stato molto simile a quella dei gas perfetti che lega tra loro la pressione, la temperatura e la densità dell'aria umida:

$$p = R_d \rho T \cdot (1 + 0.608q) \quad [2.15]$$

in cui si nota la presenza di un fattore addizionale derivante dal vapor d'acqua presente in aria.

16.74

18.49

Per semplicità è consuetudine introdurre la temperatura virtuale (T_v) definita come:

$$T_v = T(1 + 0.608q) \quad [2.16]$$

con cui l'equazione di stato dell'aria umida diventa formalmente identica all'equazione di stato dell'aria secca:

$$p = R_d \rho T_v \quad [2.17]$$

Per l'aria umida, la densità è ancora data dalla (2.5), a patto di sostituire alla temperatura normale la temperatura virtuale.

Nel caso del calore specifico a pressione costante, detto C_p^{dry} il valore che si avrebbe in assenza di umidità, la relazione seguente determina la variazione di tale parametro con la concentrazione di vapor d'acqua:

$$C_p = C_p^{dry} (1 + 0.8r) \quad [2.18]$$

In pratica, l'influenza dell'umidità sul prodotto ρC_p è praticamente trascurabile.

Inoltre, una caratteristica di primaria importanza dell'aria umida è il calore latente di vaporizzazione λ , espresso in ($J \cdot kg^{-1}$) e che dipende da T secondo la relazione seguente:

$$\lambda = 2.50 \cdot 10^6 - 2250(T - 273.15) \quad [2.19]$$

2.1.1.3 L'equazione Idrostatica

In un PBL in quiete, la forza di gravità bilancia esattamente la forza dovuta al gradiente verticale di pressione. Da questa constatazione, esprimendo in termini matematici tale bilancio di forze, si giunge facilmente (Sozzi, 2002 e al.) alla relazione seguente:

$$\frac{dp}{dz} = -g\rho \quad [2.21]$$

cioè all'equazione idrostatica dell'atmosfera, secondo cui la pressione decresce con la quota. Nonostante sia stata ottenuta per un PBL in quiete, questa relazione conserva la propria validità anche nelle situazioni reali. Un'importante applicazione dell'equazione idrostatica è la seguente. Se si considera la equazione di stato dell'aria, dalla (2.21) si ha che:

$$dp/p = -g/(R_d \cdot T_v) dz \quad [2.22]$$

relazione molto usata per interpretare le misure raccolte durante un radiosondaggio. Noti, infatti, il profilo verticale di temperatura virtuale e di pressione, considerando uno strato d'aria tra il livello a pressione p_i ed il livello p_{i+1} e se è nota la quota *i-esima* (z_i), ipotizzando che in questo strato la temperatura virtuale sia pari alla media delle temperature virtuali misurate ai due livelli, l'integrazione della (2.22) porta alla conoscenza della quota z_{i+1} :

$$z_{i+1} = z_i + (R_d/g) \cdot (T_{v_i} + T_{v_{i+1}})/2 \cdot \ln(p_i/p_{i+1}) \quad [2.23]$$

L'impiego di questa relazione a partire dal suolo, consente di ricostruire molto fedelmente la corrispondenza tra quote e pressioni.

2.1.1.4 La temperatura potenziale

Per una particella di aria secca di massa unitaria il *Primo Principio della Termodinamica* può essere espresso nella forma seguente:

$$dQ = dU + dW \quad [2.24]$$

dove dQ è l'energia acquisita da tutte le sorgenti di calore esterne, cui la particella *risponde* incrementando (o decrementando) la propria energia interna dU ed il lavoro subito (o realizzato) dW . Considerazioni termodinamiche consentono di riformulare il Primo Principio della Termodinamica nella più semplice forma seguente (Sozzi e al., 2002):

$$dQ = C_p dT - 1/\rho \cdot dp \quad [2.25]$$

Ciò si applica ad una particella di aria secca in moto o a riposo nel *PBL*. Se, in particolare, tale particella possiede un moto ascensionale, nella sua ascesa incontrerà pressioni esterne progressivamente inferiori, espandendosi di conseguenza a spese dell'energia cinetica posseduta dalle molecole contenute, con una conseguente diminuzione della propria temperatura. *Quindi una particella di aria in salita entro il PBL si espande e si raffredda ed analogamente una particella in discesa si comprime e si riscalda*. La salita o la discesa della particella potrebbe essere realizzata in modi differenti, anche se il più interessante è un *moto di tipo adiabatico*. In tal caso, dalla (2.25) e dall'equazione idrodinamica (2.21) si ha che:

$$\left[\frac{dT}{dz} \right]_{ad} = -\Gamma_d = -\frac{g}{C_p} = -0.0098 \text{ K/m} \quad [2.26]$$

dove Γ_d (0.0098 K/m) è denominato *gradiente adiabatico dell'aria secca*. In pratica, una particella in salita adiabatica si raffredda di 0.98 K per ogni 100 m di incremento di quota.

Un importante parametro termodinamico caratterizzante il *PBL* è la temperatura potenziale θ , cioè la temperatura che assume una particella di aria secca, originariamente alla temperatura T , dopo essere stata spostata adiabaticamente da una quota cui corrisponde una pressione p , ad una quota di riferimento (approssimativamente il livello del mare) cui corrisponde una pressione di 1000 hPa. Per ottenere una relazione di pratico interesse tra θ a T , si procede ipotizzando che il processo subito dalla particella sia di tipo *adiabatico*. In questo caso, impiegando ancora una volta la relazione (3.25) e la legge dei gas perfetti (Sozzi e al., 2002), il legame tra la temperatura potenziale θ e la temperatura normale T risulta essere:

$$\theta = T [1000/p]^{R/C_p} \quad [2.27]$$

dove R/C_p è pari a 0.286 e p è espresso in hPa. Al di là del suo significato termodinamico, la (2.27) può essere vista semplicemente come una nuova definizione di temperatura che, per la sua utilità, è ampiamente impiegata nella modellizzazione del *PBL*. Naturalmente, se nella (2.27) si sostituisce la temperatura T con T_v , quello che si ottiene è la temperatura potenziale virtuale θ_v . Differenziando la (2.27), utilizzando l'equazione di stato dei gas e la definizione di Γ_d (2.31) ed operando alcune semplificazioni, si giunge alla fine alla relazione seguente:

$$\frac{d\theta}{dz} = \frac{dT}{dz} + \frac{g}{C_p} = \frac{dT}{dz} + \Gamma_d \quad [2.28]$$

che mette in relazione il gradiente di temperatura normale col gradiente di temperatura potenziale. Da questa relazione è immediato verificare che:

- se $dT/dz < -0.0098$ ($^{\circ}\text{K/m}$), $d\theta/dz < 0$
- se $dT/dz = -0.0098$ ($^{\circ}\text{K/m}$), $d\theta/dz = 0$
- se $dT/dz > -0.0098$ ($^{\circ}\text{K/m}$), $d\theta/dz > 0$

(F)
Kelvin
con patho
o Kelvin
senza patho?

L'integrazione della (2.28) porta alla relazione semplificata per la temperatura potenziale:

$$\theta \cong T + 0.0098 \cdot z \quad [2.29]$$

molto usata nella pratica corrente.

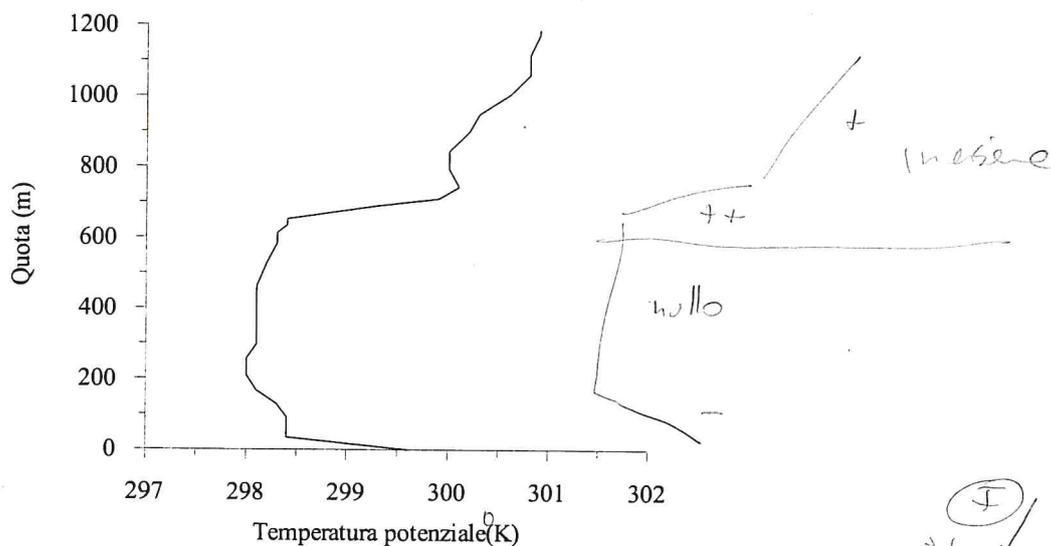


Fig. 2.2: profilo verticale di temperatura potenziale (30/9/2000, 12GMT, Milano Linate).

Per illustrare l'importanza del concetto di temperatura potenziale nello studio del PBL, è conveniente riconsiderare il profilo verticale di temperatura di Fig.2.1. Applicando la (2.27) o la (2.29) per trasformare T in θ , si ottiene il profilo di temperatura potenziale riportato in Fig.2.2. La trasformazione è sorprendente! Mentre nel profilo verticale della temperatura normale si notava solo una lieve, ma inequivocabile, irregolarità che indicava la presenza di uno strato atmosferico distinto, la trasformazione in temperatura potenziale fa emergere una complessa stratificazione termica che suggerisce un'analisi ancora più accurata, questa volta basata sul gradiente di temperatura potenziale. In effetti, mentre in Fig.2.1 il PBL (mostrato in un'ora a forte soleggiamento) presentava un gradiente di T sempre positivo, tranne nella parte superiore dello strato dove era presente una spiccata inversione ($dT/dz > 0$), nella Fig.2.2 sono evidenti almeno 4 zone distinte:

(J)
~~costante~~
d.
F. 2.1?
sic
alla

- una zona, nelle immediate vicinanze del suolo, con $d\theta/dz$ fortemente negativo,
- una zona intermedia con $d\theta/dz$ circa nullo,
- un'altra zona con $d\theta/dz$ fortemente positiva,

- la zona superiore con $d\theta/dz$ positiva, ma inferiore alla precedente, che continua con gradiente circa uguale fino alla sommità della troposfera.

2.1.1.5 La stabilità statica

Come si potrebbe comportare una particella di aria ad una quota z se subisse un piccolo spostamento verticale senza con ciò disturbare l'ambiente circostante? La legge fisica utilizzata per studiare questo problema è la legge di Archimede (Dutton, 1995). Tralasciando i dettagli analitici, da essa si ottiene la seguente equazione per ζ , la variazione della posizione verticale della particella rispetto alla sua posizione originale:

$$\frac{d^2\zeta}{dt^2} + \left(\frac{g}{\theta} \cdot \frac{d\theta}{dz} \right)_0 \zeta = 0 \quad [2.30]$$

Come si può notare, la variazione temporale di ζ dipende dal valore di θ e dal relativo gradiente nella posizione iniziale della particella, o meglio dalla variabile N^2 definita come:

$$N^2 = \left[\frac{g}{\theta_0} \left(\frac{\partial\theta_0}{\partial z} \right) \right] \quad [2.31]$$

La soluzione generale di questa equazione differenziale è la seguente:

$$\zeta = Ae^{jNt} + Be^{-jNt} \quad [2.32]$$

dove $j = \sqrt{-1}$, A e B sono costanti dipendenti dalle condizioni iniziali. N può assumere valori reali o immaginari, a seconda del segno di $d\theta/dz$. Quando il gradiente verticale della temperatura potenziale è positivo, N è reale e viene indicato con il nome di frequenza di Brunt-Vaisala. Con la condizione iniziale $\zeta = 0$ e $d\zeta/dz = w_0$, si ha che:

$$\zeta = w_0 / (2jN) \cdot [e^{jNt} - e^{-jNt}] \quad [2.33a]$$

Si possono avere i tre casi seguenti:

- se $(d\theta/dz) > 0$ (inversione della temperatura potenziale) la relazione precedente diventa:

$$\zeta = z - z_0 = w_0 / N \sin(Nt) \quad [2.33b]$$

che è l'equazione dell'oscillatore armonico. Pertanto, se il gradiente di temperatura potenziale è positivo, nell'atmosfera immobile la particella oscilla con frequenza N . Con una formulazione più rigorosa del problema, si otterrebbe una soluzione sempre oscillante, ma con smorzamento. Tutto ciò porta ad affermare che una particella in un'atmosfera a gradiente di temperatura potenziale positivo, se allontanata dalla propria posizione iniziale, tende a ritornarci con un moto oscillante smorzato. In pratica la particella è in equilibrio statico stabile.

- se invece $(d\theta/dz) < 0$, non è definibile la frequenza di Brunt-Vaisala e N è un numero immaginario. In questo caso la (2.33a) si riduce a:

$$\zeta = z - z_0 = \frac{w_0}{2} \left[\exp\left(\left|\frac{g}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial z}\right|^{1/2} t\right) - \exp\left(-\left|\frac{g}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial z}\right|^{1/2} t\right) \right] \left(\left|\frac{g}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial z}\right|\right)^{-1/2} \quad [2.33c]$$

che indica come una particella, spostata dalla sua posizione di equilibrio, proceda in un moto di allontanamento inarrestabile. La particella si trova quindi in una situazione di equilibrio statico instabile.

- E' facile vedere che quando il gradiente della temperatura potenziale è nullo, la particella si trova in un equilibrio statico indifferente (neutro o adiabatico), cioè spostata dalla sua posizione di equilibrio procederà con moto uniforme.

Si è quindi arrivati alla determinazione dei criteri di stabilità statica:

- $\Rightarrow d\theta_0/dz > 0$ il PBL risulta staticamente *Stabile*,
- $\Rightarrow d\theta_0/dz = 0$ il PBL risulta staticamente *Neutro*,
- $\Rightarrow d\theta_0/dz < 0$ il PBL risulta staticamente *Instabile*

Questi concetti di stabilità, tipici della meteorologia generale, pur costituendo un utile punto di riferimento da soli non sono sufficienti a descrivere quanto avviene nel PBL, a causa della presenza della turbolenza atmosferica che nel PBL rappresenta l'elemento più importante e caratterizzante. E' interessante sottolineare, però, che il gradiente verticale di temperatura potenziale influenza in maniera determinante il tipo di moto di una particella entro il PBL.

2.1.2 Particolarità del PBL

2.1.2.1 Caratteristiche di un fluido viscoso

Teoricamente, i fluidi possono essere raggruppati in due categorie: *fluidi viscosi* e *fluidi non viscosi*. Il moto di un **fluido non viscoso** è estremamente regolare e ordinato e può essere visto come un insieme di strati adiacenti di dimensione infinitesima che *scorrono liberamente* gli uni su gli altri senza attrito e ciò avviene anche tra il fluido e una frontiera solida. In questo tipo di moto non ci può quindi essere rimescolamento e tantomeno trasferimento di quantità di moto, di calore o di massa tra gli strati mobili del fluido. L'unica possibilità di scambio la si ha solo lungo la direzione del moto (*streamline*) e solo per *avvezione*. L'osservazione sperimentale del PBL evidenzia immediatamente quanto poco ci sia in comune tra questo tipo di moto e quello dell'atmosfera nei pressi del suolo.

Al contrario, nello studio del PBL è indispensabile considerare l'aria come un **fluido viscoso**, un fluido cioè il cui moto è condizionato da una resistenza interna alla deformazione, proprietà di tipo molecolare che prende il nome di *viscosità*. Un'importante manifestazione degli effetti della viscosità è il fatto che *le particelle di fluido aderiscano alla superficie solida* con cui si trovano in contatto e di conseguenza non si ha alcun moto relativo tra il fluido e quest'ultima. Questa è la ben nota "*no-slip condition*", facilmente riscontrabile nel moto delle masse d'aria sopra la superficie terrestre. La viscosità del fluido è quindi la causa dello *sforzo di taglio* tra strati adiacenti di fluido, definito come quella *forza per unità di superficie* che determina una variazione di velocità tra strati adiacenti (*shear*).

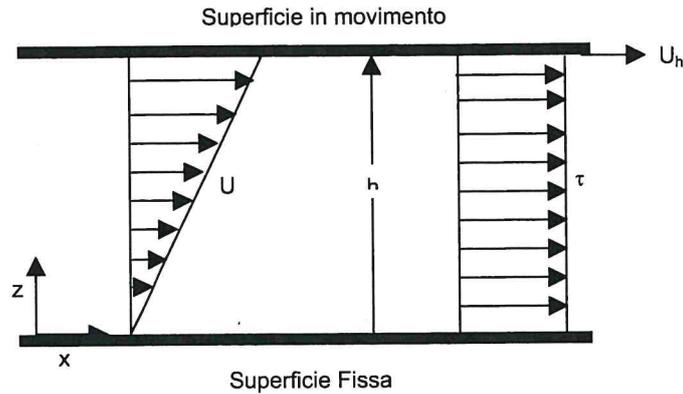


Fig. 2.3: moto unidirezionale di un fluido viscoso (Flusso di Couette).

Per rendersi conto di ciò, si consideri il *Flusso di Couette* (Fig.2.3), cioè il moto di un fluido viscoso tra due superfici piane distanti h , parallele ed infinite, una fissa e l'altra in *lento* movimento alla velocità U_h . In questo caso il fluido si muove in modo ordinato e regolare (*laminare*), ma dovendo aderire ad entrambe le superfici, le particelle di fluido a contatto con la superficie in movimento possiedono una velocità U_h , mentre quelle a contatto con la superficie fissa hanno velocità nulla. Nel fluido si viene a creare una variazione lineare di velocità proporzionale alla distanza dalla superficie fissa, con gradiente $dU/dz = U_h/h$ costante in tutto il fluido. Osservando questo tipo di moto, Newton scoprì la proporzionalità tra lo sforzo (*stress*) τ ed il gradiente della velocità del fluido:

$$\tau = \mu \frac{\partial u}{\partial z} \quad [2.34]$$

dove μ è chiamato *viscosità dinamica* del fluido (per l'aria, $2.789 \cdot 10^{-5} \text{ kg} \cdot \text{m}^{-1} \text{ s}^{-2}$). In pratica è più frequente l'uso della *viscosità cinematica* $\nu = \mu/\rho$ (per l'aria, $2.460 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$). Tutti i fluidi con tale proprietà vengono detti *fluidi Newtoniani*. La reazione del fluido allo *stress viscoso* è dunque una *deformazione*. La (2.34) a rigore è valida solo per un moto unidirezionale come quello in Fig.2.3. Il moto di un fluido reale è in generale molto più complesso e la variazione spaziale della velocità del fluido dà luogo a *shear stress in differenti direzioni*. Tralasciando i dettagli (Sozzi e al., 2002), in questo caso lo *sforzo di taglio* τ è un'entità *tensoriale*, definito dalla matrice seguente:

$$\tau = \begin{bmatrix} \tau_{11} & \tau_{12} & \tau_{13} \\ \tau_{21} & \tau_{22} & \tau_{23} \\ \tau_{31} & \tau_{32} & \tau_{33} \end{bmatrix} \quad [2.35]$$

in cui elemento rappresenta un *vettore*. Se, per esempio, si considera la superficie rappresentata in Fig.2.4 (con la normale lungo l'asse z), si nota come τ_{zx} e τ_{zy} siano sforzi che tendono a *stirare in orizzontale* tale superficie, mentre τ_{zz} è una forza perpendicolare alla superficie stessa. Analoghe considerazioni possono essere fatte per le altre componenti della matrice (2.35).

Sinteticamente il *tensore degli sforzi* può essere indicato come τ_{ik} , $i,k=1,2,3$ ($1 = x, 2 = y, 3 = z$) dove il primo pedice indica la direzione normale alla superficie (la sua orientazione, quindi) ed il secondo la direzione lungo cui agisce lo sforzo stesso.

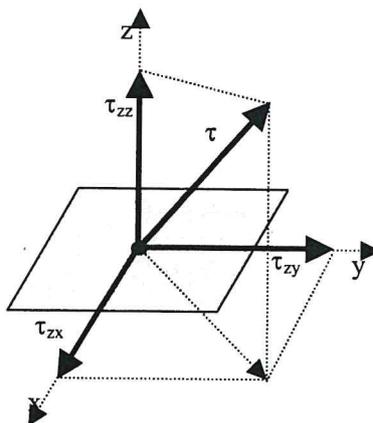


Fig. 2.4: decomposizione dello sforzo su una superficie nelle relative componenti cartesiane.

Un'importante proprietà dello sforzo è che la somma dei 3 elementi diagonali della matrice che lo rappresenta è una quantità scalare invariante ad ogni rotazione degli assi. Ovviamente ci si aspetta che tale somma abbia un significato fisico; in effetti si può vedere come tale somma sia legata alla pressione presente nel fluido in quel punto dalla relazione seguente:

$$p = -(\tau_{11} + \tau_{22} + \tau_{33})/3 \quad [2.36]$$

Senza entrare nei dettagli, lo sforzo in un fluido viscoso fa sì che il moto di una particella di fluido possa sempre essere visto come la sovrapposizione di una traslazione rigida (che non ne cambia né la forma né il volume), di una rotazione attorno ad un asse definito (che non cambia né forma né volume), di una deformazione (che ne cambia la forma) e di una espansione (che ne cambia il volume). Il tensore degli sforzi viscosi rappresenta quindi la causa della deformazione subita dalla particella e, com'è evidente, dipende direttamente dalla viscosità propria del fluido.

Un altro effetto importante dovuto alla viscosità è la dissipazione di energia cinetica che, durante il moto del fluido, viene costantemente convertita in calore. Perciò, per mantenere il moto, è necessario fornire continuamente energia al fluido oppure ci deve essere una conversione di energia potenziale, presente sotto forma di gradienti di pressione e densità. Prima di proseguire è interessante notare come un valore tipico per il *PBL* di *shear* del vento sia dell'ordine di 0.5 s^{-2} . Se, per semplificare la valutazione, si prende a riferimento la (2.34), risulta che τ/ρ (*sforzo in forma cinematica*) è circa $7.3 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$, valore trascurabile rispetto agli altri tipi di sforzo presenti nel *PBL*. Pertanto la situazione reale del *PBL* sarà decisamente più complessa di quella tipica di un fluido viscoso Newtoniano.

2.1.2.2 Il moto turbolento

Il moto di un fluido viscoso può essere classificato in moto laminare e moto turbolento. Un moto laminare è un moto ordinato di strati adiacenti di fluido che scorrono gli uni sugli altri con piccolo rimescolamento e con trasferimento reciproco di proprietà fisiche e chimiche esclusivamente a scala molecolare. I vari campi associati al fluido (velocità, temperatura e concentrazione) sono altamente regolari e solo gradualmente variabili nello spazio e nel tempo, niente di più lontano da ciò che accade nel *PBL*. Un aspetto interessante di un fluido viscoso in moto laminare è il suo comportamento in prossimità di un confine rigido, come si può vedere nel caso illustrato in Fig.2.5.

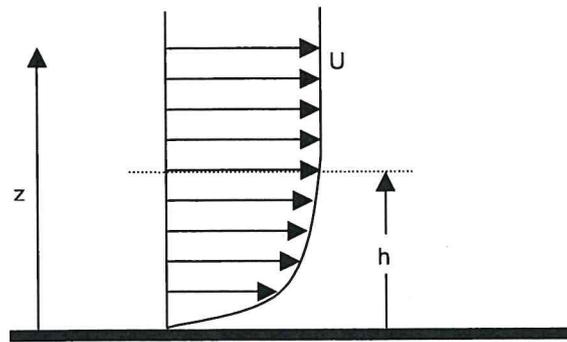


Fig. 2.5: moto di un fluido viscoso su una superficie e sviluppo di uno strato limite.

L'analisi del profilo di velocità del fluido evidenzia come la *no-slip condition* faccia sì che il profilo di velocità sia nullo alla superficie ed aumenti fino a raggiungere un *valore di equilibrio* lontano dalla superficie stessa. Si può quindi individuare uno strato di spessore h in cui è presente un *disturbo* al moto del fluido, determinato dalla presenza della superficie rigida e dalla sua interazione col fluido viscoso, disturbo costituito dal gradiente verticale di velocità che diminuisce progressivamente con l'allontanarsi dalla superficie. Nell'esempio considerato, sia entro lo strato di spessore h che al di sopra, il moto del fluido continua ad essere di tipo laminare, cioè ordinato. Questa evidenza sperimentale in tutti i fluidi reali (in movimento a velocità estremamente basse) fu scoperta da Prandtl nel 1905 e lo spessore h viene ancora oggi definito *Strato Limite* (*Boundary Layer*).

(X)

Questa situazione ideale è quasi sempre lontana dalla realtà dei fluidi di interesse geofisico e può essere riprodotta in laboratorio solo con fluidi ad elevata viscosità, in un moto estremamente lento su superfici molto lisce. Sperimentale si nota che, quando le superfici sono rugose (come lo sono le superfici naturali su cui scorrono le masse d'aria), la velocità di traslazione del fluido è considerevole e la viscosità è bassa, il moto cambia drasticamente d'aspetto e si presenta altamente disordinato ed irregolare sia nello spazio che nel tempo. Per comprendere ciò, è conveniente rifarsi agli studi di Reynolds, prendendo a riferimento la situazione sperimentale descritta in Fig.2.5. Si supponga di realizzare in laboratorio una situazione come quella descritta in figura (un fluido che scorre parallelamente ad una superficie piana rigida, in cui sia evidente la presenza di un *Boundary Layer* di spessore h e che, lontano dalla frontiera rigida, sia caratterizzato da una velocità U). Si supponga, poi, di poter variare a piacimento U . Prima di condurre l'esperimento è conveniente definire uno o più parametri che lo possano descrivere, anche se sinteticamente. Sicuramente un parametro è U , tuttavia per poter descrivere anche la natura fisica della frontiera rigida risulta spontaneo considerare anche h come un parametro di interesse. Ovviamente si avranno diversi comportamenti del fluido (in particolare tanti profili di velocità diversi) a seconda del tipo di fluido considerato e quindi è necessario tenerne in considerazione la viscosità cinematica ν . Effettivamente questi sono anche i parametri che Reynolds prese in considerazione nei suoi storici esperimenti. In particolare, invece di considerarli separatamente, Reynolds costruì con essi un *indicatore sintetico adimensionale* noto come *numero di Reynolds* e definito come:

X sperimentale

$$Re = Uh/\nu \quad [2.37]$$

Si inizi l'esperimento e si aumenti gradualmente U a partire da $U = 0$. Una volta realizzato un piccolo incremento di U , se ne registri il valore, si individui h e si calcoli il relativo valore di Re . L'esperimento evidenzierà la situazione seguente:

- a bassi valori di Re (inferiori a circa 10^3) il moto si mantiene regolare (cioè laminare);
- sopra tale valore critico, variabile a seconda di molti fattori, come la rugosità della frontiera, la geometria della stessa, ecc., ma comunque dell'ordine di 10^3 , si iniziano a notare i primi sintomi di cambiamento nel moto del fluido. Infatti, (Tennekes e Lumley, 1972) il moto laminare del fluido progressivamente presenta instabilità *bidimensionali*, che si possono manifestare con ondeggiamenti verticali che evolvono con l'aumentare di Re fino a diventare *tridimensionali*. A questo punto, il moto del fluido, ancora sostanzialmente ordinato, comincia ad evidenziare *disturbi intensi e localizzati* di tipo tridimensionale che si presentano casualmente nello spazio e nel tempo;
- con l'aumentare di Re , i disturbi tridimensionali, apparentemente *casuali*, aumentano di numero, di frequenza e di intensità, si mischiano tra loro, si rompono, fino a coinvolgere tutto il fluido presente nel *Boundary Layer*. A questo punto il moto del fluido è lontano dal suo stato originale: si individua ancora un moto di traslazione cui però si vanno a sovrapporre perturbazioni, all'apparenza senza senso e casuali, più o meno intense a seconda del valore di Re e della distanza dalla frontiera rigida. Nel *Boundary Layer* si viene ad instaurare quindi un moto sostanzialmente disordinato e caotico (*casuale*) cui diamo il nome di *moto turbolento*.

Ciò ha riscontri oggettivi nel moto di tutti i fluidi di interesse geofisico (oceani e atmosfera). E' difficile dare una definizione precisa della turbolenza (Tennekes e Lumley, 1972; Monin e Yaglom, 1971a) anche se è possibile indicarne alcune proprietà generali:

- l'irregolarità: la caratteristica più evidente della turbolenza in un fluido è l'irregolarità del campo delle principali variabili che ne descrivono il moto, irregolarità con caratteristiche proprie di un *fenomeno stocastico*;
- la diffusività: tale irregolarità comporta un *rimescolamento* di vaste porzioni di fluido a caratteristiche differenti e quindi un incremento del tasso di trasferimento di massa, quantità di moto e calore;
- l'alto numero di Reynolds: la turbolenza si instaura solo ad Re elevati. Come spiegato in Monin e Yaglom (1971a), il numeratore della (2.37) rappresenta le *forzanti inerziali*, che dipendono dal gradiente di velocità ed agiscono nel senso di destabilizzare il moto del fluido, mentre il denominatore risulta proporzionale alle forze viscosi che ne regolarizzano il moto. Alti valori di Re comportano che l'azione destabilizzante delle forzanti inerziali prevale sull'effetto regolarizzante dei termini viscosi;
- la sua tridimensionalità: anche se nel moto dei principali fluidi geofisici sono spesso evidenti *perturbazioni bidimensionali*, esse non sono mai turbolente (un esempio sono i cicloni); l'impronta della turbolenza è data, invece, dalla presenza di strutture irregolari *tridimensionali*;
- è un fenomeno dissipativo: i flussi turbolenti sono sempre dissipativi. Gli sforzi viscosi compiono lavoro di deformazione che aumenta l'energia interna a spese dell'energia cinetica posseduta dal fluido stesso; per mantenersi, la turbolenza richiede quindi una continua fornitura di energia per compensare le perdite dovute all'azione degli sforzi viscosi. In caso contrario, essa decade rapidamente;
- è un fenomeno continuo: la turbolenza è un fenomeno di tipo macroscopico, governato

quindi dalle leggi della Fluidodinamica. Questa affermazione parrebbe in contraddizione con la prima delle caratteristiche elencate, tuttavia così non è. Come sarà più chiaro nel seguito, effettivamente è possibile presentare un apparato teorico che descriva il moto turbolento di un fluido impiegando le leggi della Meccanica dei Fluidi, tuttavia la presenza di non linearità in tali leggi da un lato spiega la *caoticità* del moto turbolento e dall'altro evidenzia come un tale costruito teorico non sia in grado di produrre un *modello* praticamente utilizzabile. Pertanto, il trattare la turbolenza come un fenomeno più o meno stocastico, più che essere dettata da una necessità teorica, è dettata dalla *disperazione* nel trattare nella pratica moti di questo genere.

Per quanto riguarda il *PBL*, dalla Fig.2.2, si può individuare in 10^3 m l'estensione tipica del *Boundary Layer*. Con valori tipici di velocità del vento di $5 \div 10 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, Re risulta dell'ordine di $10^8 \div 10^9$, valore estremamente elevato che dovrebbe comportare un moto di tipo turbolento, cosa effettivamente confermata dalle osservazioni sperimentali, come si può vedere in Fig.2.6 in cui è presentata l'evoluzione temporale delle tre componenti del vento rilevati a 10 m dal suolo con uno strumento a bassa inerzia.

Analizzando la Fig.2.6, ciò che incuriosisce è *l'estrema irregolarità delle misure*, non dovuta a disturbi della strumentazione impiegata, ma propria dell'aria del *PBL*. Le irregolarità si riscontrano in tutte le componenti del vento e ciò è un'impronta inequivocabile della tridimensionalità di un fenomeno turbolento. In quanto turbolento, il *PBL* non presenta, in condizioni nominalmente stazionarie, un campo di velocità veramente costante nel tempo, ma piuttosto un andamento irregolare, anche se non completamente casuale. La varietà di fluttuazioni di differenti periodi e ampiezze osservate nei tre andamenti di Fig.2.6 illustrano la complicata struttura della turbolenza che è la responsabile della elevata capacità da parte di un fluido turbolento di trasferire quantità di moto e calore, di rimescolare specie chimiche differenti e di propagare reazioni chimiche.

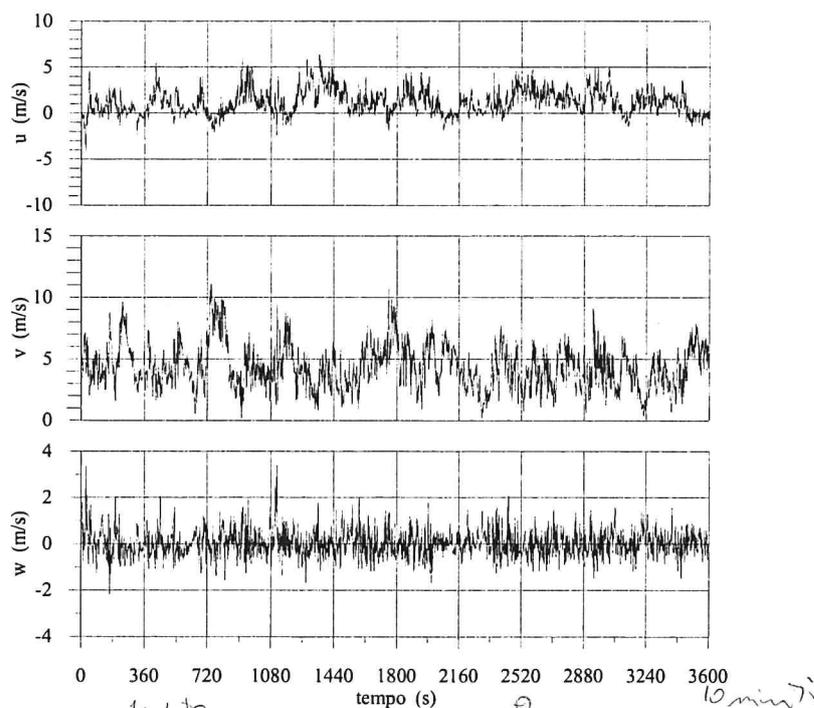


Fig. 2.6: andamento temporale delle componenti del vento (frequenza di campionamento di 1Hz, Città del Messico, 14 Settembre 1993)

aerodinamica dovuta all'incremento di dimensione fanno sì che la velocità di ascesa del *thermal* diminuisca progressivamente fino ad arrestarsi completamente.

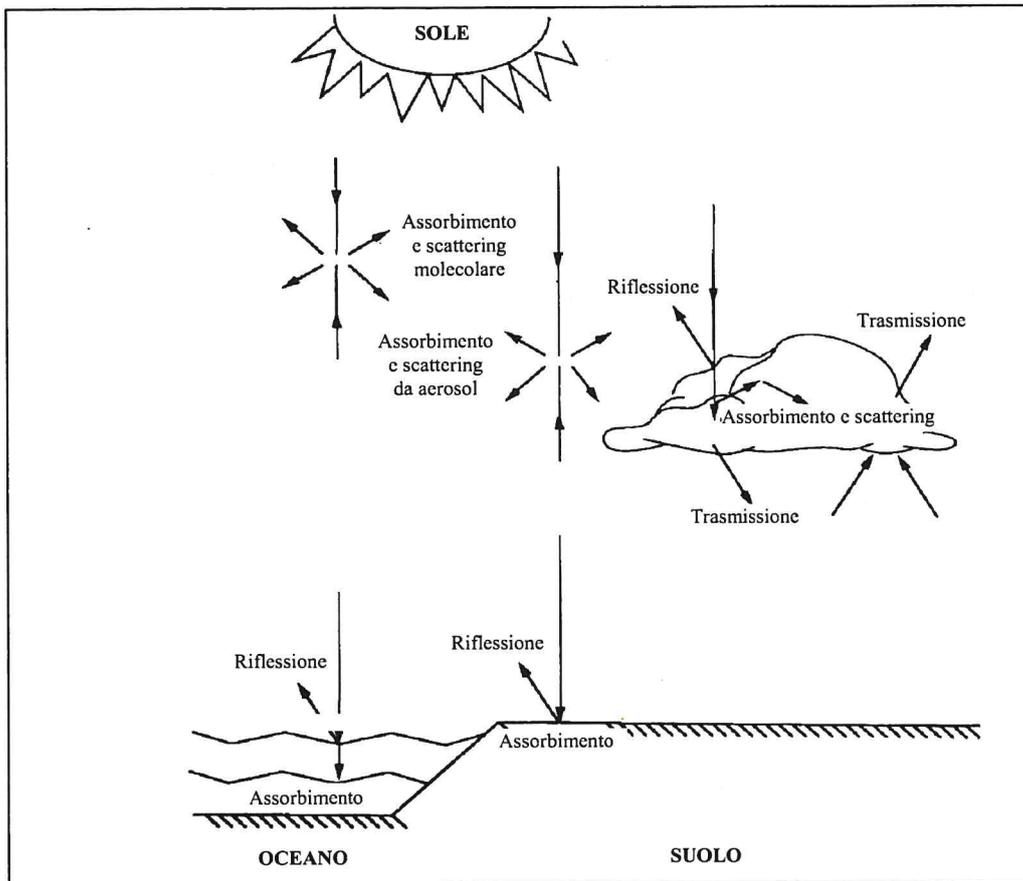


Fig.2.7: la destinazione della radiazione solare (Sozzi e al., 2002).

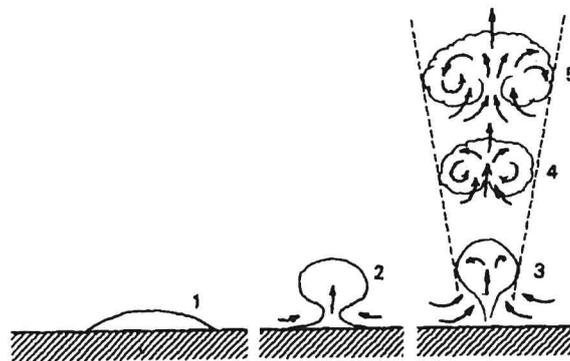


Fig. 2.8: modello semplificato dello sviluppo dei vortici convettivi (Oke, 1987).

La generazione di bolle calde o *thermals* ed il loro innalzamento nella *PBL* fa sì che il profilo verticale della temperatura potenziale media in situazioni convettive abbia una forma ben precisa, come quella riportata in Fig.2.9.

2.1.2.3 La fenomenologia della turbolenza del PBL

L'aria del *PBL* è un fluido viscoso in moto su una frontiera rigida e rugosa (il suolo) e ciò comporta che la velocità media del fluido decresca con l'avvicinarsi al suolo, fino ad annullarsi in corrispondenza di questa barriera rigida rispettando la *no-slip condition*. Si produce quindi un gradiente nella velocità dell'aria (*shear*), tanto più marcato quanto minore è la distanza dal suolo. Oltre a ciò, il moto dell'aria è altamente turbolento, tranne che per un piccolo strato a contatto con il suolo ed estremamente sottile (dell'ordine di v/U) in cui è sostanzialmente laminare. Nella maggior parte del *PBL* quindi la turbolenza è presente con strutture più o meno irregolari e tridimensionali normalmente indicate col termine di vortici (eddies). L'osservazione del *PBL* ha evidenziato come le situazioni diurne con forte soleggiamento differiscano profondamente da quelle notturne, anche se in entrambe è presente la turbolenza, rappresentando di fatto due regimi completamente differenti. Il primo caso prende normalmente il nome di situazione convettiva, mentre il secondo caso viene normalmente indicato come situazione stabile.

2.1.2.3.1 Il PBL Convettivo

Dal punto di vista geometrico, il *PBL* è in una situazione del tutto simile ad altri fluidi confinati da una frontiera rigida, come l'oceano per esempio. Ciò che rende il *PBL* unico nelle situazioni convettive è che su di esso agisca una *fonte di calore ciclica*. In effetti (Fig.2.7), alle medie e basse latitudini, il sole è una presenza diurna costante con un suo ciclo giornaliero e stagionale. Senza entrare nel dettaglio, la radiazione elettromagnetica emessa dal sole attraversa tutta l'atmosfera, perdendo solo una parte della propria energia, e raggiunge il suolo dove subisce una riflessione più o meno rilevante a seconda del tipo di suolo. L'atmosfera è quindi praticamente trasparente alla radiazione solare e non riceve, se non in misura ridotta, energia direttamente, mentre è il suolo che ne riceve la maggior parte e la restituisce all'aria sovrastante, realizzando un efficiente trasferimento energetico. Infatti il calore assorbito dal suolo viene reintrodotta con vari meccanismi all'interfaccia suolo-atmosfera. L'atmosfera si trova quindi nelle condizioni di una *enorme pentola* (generalmente animata da un moto di traslazione orizzontale) piena di aria posta al di sopra di una intensa fonte di calore.

All'interfaccia suolo-atmosfera si stabiliscono due sorgenti di turbolenza completamente differenti. La prima è di tipo meccanico, comune a tutti i fluidi viscosi in moto su una superficie rigida e rugosa e che dà luogo a vortici di dimensione relativamente limitata. La seconda è di tipo convettivo e quindi di origine termica, che produce vortici (*thermals*) di dimensione decisamente maggiore sui quali agisce la forza di Archimede dovuta alla differenza di densità dell'aria contenuta nei vortici rispetto alla densità dell'aria circostante. La loro forza motrice è quindi il galleggiamento (buoyancy) e le loro dimensioni sono ben maggiori di quelle di origine meccanica, raggiungendo anche molte centinaia di metri.

Un possibile meccanismo per la loro formazione ed evoluzione è quello illustrato in Fig.2.8. L'aria sopra superfici particolarmente calde si riscalda in maniera prevalente, dando origine ad una *bolla* molto più calda dell'aria circostante, appiattita al suolo (stadio 1) e che possiede un'instabilità interna che non si manifesta immediatamente, ma solo dopo che la bolla ha catturato sufficiente calore. A questo punto (stadio 2) essa inizia a contrarsi e ad assumere una forma sempre più sferica finché inizia a staccarsi dal suolo ed ad iniziarsi entro il *PBL*, mossa dalla forza di galleggiamento (stadio 3). Inizialmente la velocità di ascesa è elevata, tuttavia, durante l'ascesa, la bolla inizia il processo d'*inglobamento (entrainment)* dell'aria fredda circostante (a temperatura inferiore) che, da un lato, produce un aumento dimensionale della stessa e dall'altro un abbassamento della sua temperatura media e quindi della spinta di galleggiamento. La diminuzione della spinta di galleggiamento e l'aumento della resistenza

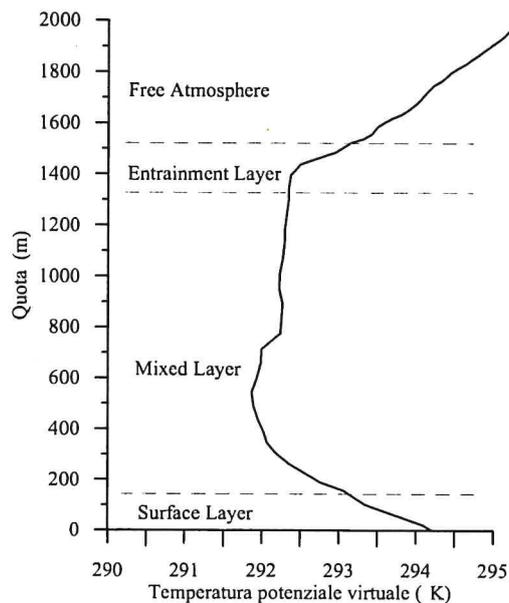


Fig. 2.9: profilo verticale diurno di temperatura potenziale virtuale (Città del Messico 20/5/1992, 12LT)

Come si nota, sono distinguibili alcuni *strati tipici*. Il primo strato, relativamente sottile, si estende dal suolo ad una quota di circa un centinaio di metri e prende il nome di *Strato Superficiale (Surface Layer, SL)*. In esso la temperatura potenziale diminuisce con la quota, evidenziando uno stato di instabilità statica. È questo lo strato in cui si ha la formazione e la prima evoluzione delle strutture termiche coerenti ed in cui sono concentrati la maggior parte degli effetti di *shear*. Ricordando quanto detto, in presenza di un gradiente negativo di temperatura potenziale, una particella d'aria (in questo caso un *thermal*), liberata nei pressi del suolo con una data velocità iniziale, abbandona la propria posizione iniziale acquisendo un moto ascensionale sempre più veloce. Questo strato rappresenta quindi una specie di catapulta per il flusso verso l'alto di particelle di aria e quindi di quantità di moto, di calore, di umidità e di inquinamento.

Al di sopra è presente un ulteriore strato caratterizzato da una temperatura potenziale praticamente costante, corrispondente ad una situazione di adiabaticità statica. Tale strato prende il nome di *Strato Rimescolato (Mixed Layer, ML)*. È questo lo strato in cui le strutture coerenti hanno il loro massimo sviluppo. Una particella che raggiunge il *ML* dal *SL* non incontra ostacoli al proprio moto ascensionale, salvo la resistenza aerodinamica.

Al di sopra del *ML*, però, i vortici cominciano a perdere energia e contemporaneamente inizia un processo di infiltrazione dell'aria proveniente dagli strati superiori che partecipa alla rapida dissoluzione dei vortici convettivi. Lo strato di *PBL* in cui ciò avviene è indicato come *Strato di Entrainment* ed è caratterizzato da un forte gradiente positivo di temperatura potenziale. Una particella d'aria che lo raggiunge dopo essere partita dal *SL* ed aver attraversato il *ML*, si trova in uno stato di stabilità statica che ne frenerà il moto fino ad arrestarla. A questo punto, la particella verrà inglobata in un vortice discendente, raggiungerà con esso il suolo e verrà nuovamente catapultata verso l'alto in un ciclo che avrà fine solo quando verrà meno l'apporto di radiazione solare. A questo punto risulta più chiaro perché il *PBL* sia il luogo in cui è praticamente confinato l'inquinamento atmosferico e quindi risulta evidente come per studiare l'inquinamento atmosferico sia necessario studiare le caratteristiche del *PBL*. Infatti, un profilo

di temperatura potenziale come quello di Fig.2.9 evidenzia come il *PBL* sia una *trappola* per le particelle che, una volta emesse, non riescono più a sfuggirgli. Al suo termine, la troposfera presenta i suoi tratti caratteristici con un incremento pressoché costante della temperatura potenziale (*Free Atmosphere*). Per *PBL* si intende, quindi, l'insieme dello Strato Superficiale, dello Strato Rimescolato e di quello di Entrainment e spesso il profilo verticale della temperatura potenziale rilevato nelle ore a grande insolazione lo individua in maniera estremamente chiara.

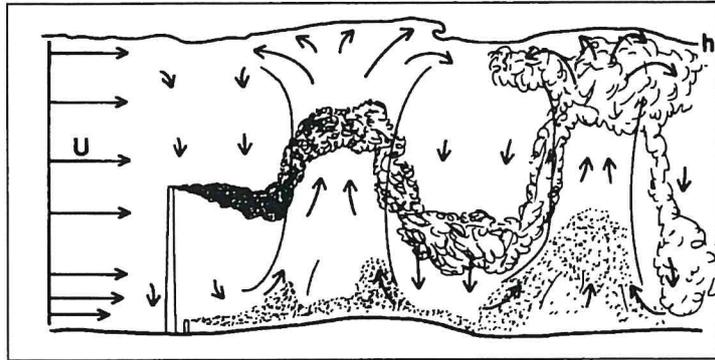


Fig. 2.10: comportamento dei pennacchi di fumo in un PBL convettivo (Briggs, 1988)

I pennacchi di inquinanti emessi a varie quote nel *PBL* sono in balia dei moti ascendenti e discendenti che vi si instaurano e, prima di disperdersi, presentano i tipici *ondeggiamenti (looping)* rappresentati in Fig.2.10. In Fig.2.11 si ripropone una celebre rappresentazione grafica realizzata da Wyngaard (1990) per illustrare questi concetti fenomenologici. Da essa risulta che nel *PBL* si può individuare:

- un **flusso ascendente** (*updraft*) che consiste in vortici di grandi dimensioni che hanno origine nei pressi del suolo, salgono nel *SL* ed nel *ML* arrivando fino allo strato di *entrainment* dove si mescolano con una parte di aria dell'atmosfera libera;
- un **flusso discendente** (*downdraft*) che lentamente scende verso il suolo.

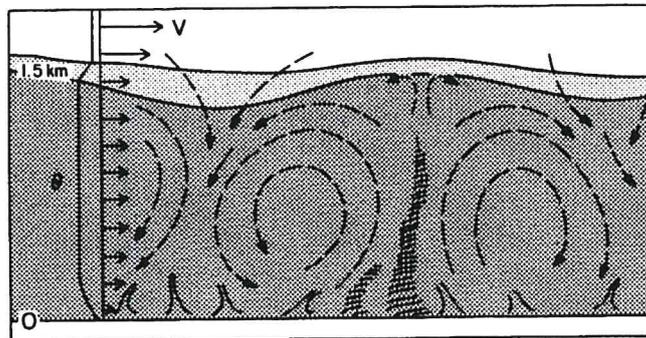


Fig.2.11: rappresentazione pittorica del PBL convettivo realizzata da Wyngaard (1990).

Gli inquinanti tendono ad accumularsi nel *ML* mentre sopra il *PBL* la loro concentrazione è molto bassa; sono trasportati dai *thermals*, perciò l'incapacità di questi ultimi a superare la sommità del *ML* porta di conseguenza l'intrappolamento degli inquinanti e ciò spiega perché

l'inquinamento atmosferico è prevalentemente localizzato nel *PBL*. Tuttavia il meccanismo di *entrainment* non solo immette aria della *Free Atmosphere* nel *PBL*, ma immette nella *Free Atmosphere* anche aria del *PBL*. Se in questa aria è presente dell'inquinante, esso si propagherà ben poco disperso (la turbolenza della *Free Atmosphere* è estremamente limitata) per grandi distanze ed anche ad alta velocità se avrà la sventura di raggiungere quote dove è presente una corrente a getto di forte intensità.

L'umidità del *PBL* ha come sorgente principale la superficie terrestre, sia per evaporazione dagli specchi d'acqua (oceani, laghi e fiumi) che per traspirazione della vegetazione. Essa tende a *diminuire con la quota* con un tasso relativamente elevato entro il *SL*, mantenendosi pressoché costante nel *ML*. In corrispondenza dello *Strato di Entrainment* si assiste ad una sua rapida diminuzione fino praticamente ad annullarsi nella *Free Atmosphere* (questo non è vero in generale, soprattutto quando si è in presenza di nubi *sinottiche*). Questo comportamento molto netto spesso viene utilizzato per identificare la sommità del *ML* dai radiosondaggi. La struttura fisica del *PBL* costituisce anche per l'umidità dell'aria una trappola da cui è difficile sottrarsi.

Per quanto riguarda il profilo verticale della velocità del vento, la condizione di *no-slip* determina una velocità nulla in prossimità del suolo (non proprio al suolo, come si vedrà nel seguito, ma in corrispondenza ad una quota piccola, ma variabile a seconda delle dimensioni verticali tipiche degli elementi presenti al suolo che ne determinano la rugosità). Col crescere della quota, la velocità del vento aumenta in maniera circa logaritmica entro il *SL* in cui la presenza di *shear* è una chiara indicazione della turbolenza meccanica sempre presente in un fluido viscoso come l'atmosfera. Entro il *ML* la velocità del vento si mantiene circa costante e lo *shear* è ridotto, chiaro indice del fatto che nello strato rimescolato la produzione di turbolenza meccanica è ridotta. Viceversa nell'*entrainment* la velocità del vento presenta brusche variazioni adeguandosi rapidamente, con l'aumentare della quota, alla situazione a mesoscala dettata dai gradienti di pressione a grande scala (*vento geostrofico*).

Durante il giorno l'estensione verticale del *PBL* non è costante, ma continua ad aumentare con l'immissione nel sistema di energia solare. E' minima nelle prime ore della mattina, quando è prevalente l'influenza della pura turbolenza meccanica, ed aumenta proporzionalmente all'integrale di energia solare fino al tramonto quando decade molto rapidamente in corrispondenza dell'interruzione di apporto energetico solare. A questo punto il *PBL* convettivo inizia a distruggersi: prima si dissolve nel *SL* il profilo a gradiente di temperatura potenziale negativo e progressivamente anche una parte del profilo nel *ML*, cui si sostituisce un profilo di temperatura potenziale a gradiente positivo tipicamente notturno. Il profilo termico nella parte alta del *PBL* viene invece *abbandonato ad un lento decadimento* e spesso risulta ancora visibile il giorno successivo (*Residual Layer, RL*).

2.1.2.3.2 Il *PBL* Stabile

Considerando una tipica situazione notturna, si nota come essa risulti molto meno definita e chiara di quella diurna. L'aria continua ad essere turbolenta, tuttavia tale turbolenza non ha origini convettive, essendo assente l'apporto energetico solare, ma è solo di tipo meccanico ed è indotta dallo *shear* del vento. Essa in parte viene inibita e contrastata da un intenso fenomeno di raffreddamento dell'atmosfera, più intenso negli strati più vicini al suolo.

Dalla Fig. 2.12 si nota come il *PBL* notturno (*Stabile*) sia sede di una turbolenza caratterizzata da vortici di piccola dimensione localizzati nelle immediate vicinanze del suolo. Più ci si allontana dalla superficie, più diminuisce il livello di turbolenza. Il moto è intrinsecamente instabile e favorevole all'instaurarsi di effetti ondosi, come per esempio le tipiche onde di gravità.

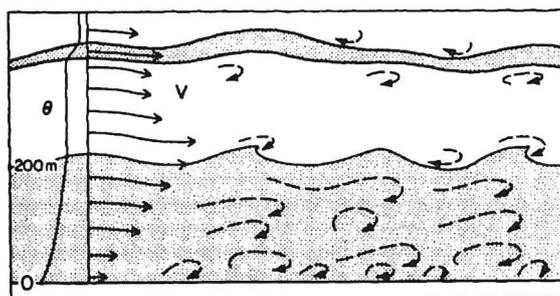


Fig.2.12: rappresentazione pittorica del PBL stabile (Wyngaard, 1990)

Un tipico profilo di temperatura potenziale in una situazione notturna è quello di Fig.2.13, in cui il PBL può essere individuato, almeno in prima approssimazione, nello strato più vicino al suolo sede di un profilo termico a maggior gradiente termico. Durante la notte si forma vicino al suolo uno *Strato Stabile* (SBL) con debole e sporadica turbolenza. Sebbene il vento al suolo diventi frequentemente molto debole, in quota può diventare addirittura *supergeostrofico*, con un *low level nocturnal jet*. In questo strato stabile la turbolenza tende a venire soppressa anche se il jet produce uno *shear* che, a sua volta, genera turbolenza. Il risultato di tutto ciò sono improvvisi *scoppi di turbolenza* che possono rimescolare l'intero SBL. Al contrario del ML ^X *smooth*. In pratica la sommità dello SBL viene definita come quella quota in cui l'intensità della turbolenza è inferiore ad una piccola frazione del valore assunto in superficie o come lo strato di atmosfera con il maggior gradiente termico. non definito

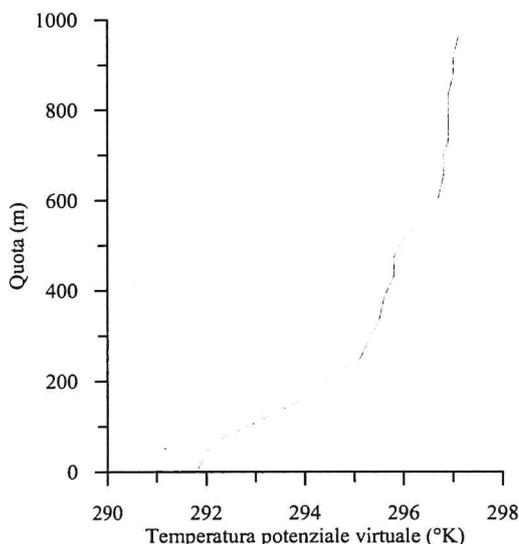


Fig.2.13: profilo notturno di temperatura potenziale (alba del 29/06/1999, Milano Linate).

Gli inquinanti emessi nello SBL si disperdono relativamente poco in verticale e maggiormente in orizzontale, dando luogo in situazioni di vento debole a tipiche *oscillazioni orizzontali* chiamate *meandering*. La ridotta estensione verticale del SBL può produrre fenomeni particolari e spesso pericolosi. Se la ciminiera da cui fuoriescono i fumi emette al di sopra del SBL (o, che è lo stesso, i fumi per la spinta di galleggiamento superano tale quota), si ha una situazione per cui

il pennacchio di fumo *galleggia* al di sopra del *SBL* senza essere in grado di raggiungere il suolo e quindi producendo al suolo livelli di concentrazione praticamente nulli. Al contrario, se la sorgente emittente è molto vicina al suolo, la ridotta capacità disperdente dello *SBL* determina l'instaurarsi di fenomeni di forte inquinamento atmosferico. A volte due ciminiere vicine con caratteristiche di emissione molto differenti (una con fumi poco galleggianti e l'altra con fumi molto galleggianti), possono avere ripercussioni profondamente differenti sul livello di inquinamento al suolo. Lo sviluppo del *SBL* non è limitato alle sole ore notturne, ma lo si trova anche di giorno ogni qualvolta il suolo è più freddo dell'aria sovrastante, situazione spesso presente durante avvezioni di aria calda sul suolo freddo (fronti caldi) o nei pressi delle coste.

2.1.3 Introduzione alla turbolenza del *PBL*

In Fig.2.14 è presentato l'andamento temporale della velocità del vento rilevato in una situazione fortemente convettiva da un anemometro a risposta rapida. Analizzando questa figura è possibile fare le riflessioni seguenti:

- la velocità del vento varia irregolarmente e questa è proprio una manifestazione tipica della turbolenza. E' infatti questa caoticità che la rende differente da altri tipi di moto.
- è possibile definirne un valore tipico (in questo caso una velocità media di $4.8 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$).
- la velocità varia in un intervallo limitato, in altre parole c'è un'intensità della turbolenza definibile e misurabile che nel grafico è data dallo *spread* verticale. Sempre dal grafico, si può notare come tale variabilità cambi col tempo. Queste caratteristiche portano alla consapevolezza che si possa usare il concetto di varianza o di deviazione standard per quantificare l'intensità della turbolenza (in questo caso la deviazione standard è pari a circa $2.7 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$).
- è visibile una gran varietà di scale temporali sovrapposte. Si nota infatti come il periodo tra due picchi piccoli di velocità sia dell'ordine del minuto. Picchi più elevati si notano ogni 5 minuti circa. Altre variazioni indicano un periodo di 10 minuti. La più piccola variazione di velocità misurabile è di circa 10 secondi. Se si trasforma ciascuna *scale temporali* nelle equivalenti scale spaziali rappresentative dei vortici turbolenti più significativi (come meglio sarà chiaro, una volta introdotta l'ipotesi di Taylor), si può concludere che sono visibili vortici di dimensione compresa tra 48 e 2880 metri.

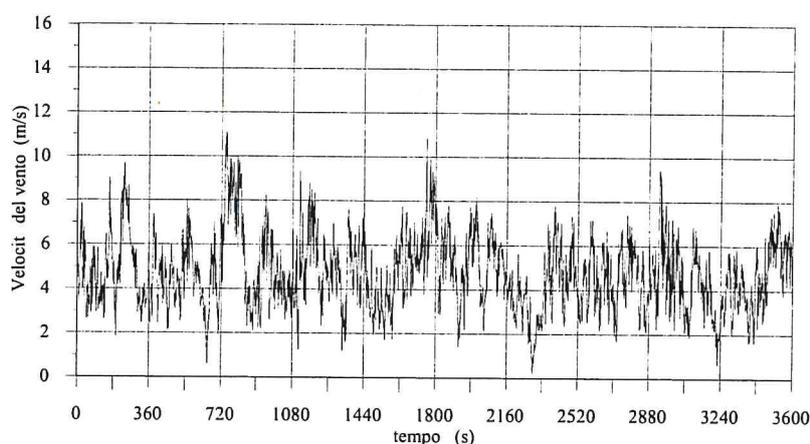


Fig.2.14: andamento della velocità del vento (Città del Messico, 14/9/1993 12LT, anemometro triassiale meccanico).

Tutte le osservazioni sperimentali delle variabili meteorologiche ci spingono ad adottare una visione statistica della turbolenza del *PBL*, cioè a ritenere che i campi delle variabili

meteorologiche (le tre componenti della velocità del vento, la temperatura potenziale, la pressione, ecc.) siano *variabili stocastiche*. Se si adotta una tale visione si ha che:

- in un punto generico del *PBL* ed in un istante temporale qualsiasi, non è possibile definire esattamente il valore che assumeranno queste variabili, ma è possibile solo individuare la probabilità con cui è possibile osservarne un determinato valore;
- la probabilità di osservazione di una variabile non è a priori indipendente dall'analoga probabilità di osservazione delle altre variabili: esse non sono quindi statisticamente indipendenti, dato che tra loro devono comunque sempre valere le leggi di conservazione della fluidodinamica;
- quanto è visibile in un istante temporale, a priori, può non essere indipendente da quanto si è visto agli istanti precedenti e da quanto si vedrà nei successivi, dato che le relazioni della fluidodinamica cui devono necessariamente ubbidire le variabili sono relazioni differenziali nello spazio e nel tempo.

Ci aspetta l'impresa titanica di dover individuare l'evoluzione spazio-temporale di variabili stocastiche tra loro dipendenti! Per iniziare, si consideri una generica variabile meteorologica che, ad un istante t e in un punto dello spazio, assume il valore U . Tale valore si riferisce ad un *PBL* in una condizione ben precisa, determinata dall'evoluzione fino al tempo attuale delle forzanti a livello locale e a mesoscala. Se fosse possibile riottenere le medesime condizioni per il *PBL* e si fosse ancora in grado di osservare questa variabile, si noterebbe come il nuovo valore assunto nel medesimo punto nello stesso istante in generale possa differire da U . Se la variabile che si sta considerando è una variabile stocastica (e questa è l'ipotesi di lavoro), per essa sarà definibile una *funzione di densità di probabilità* $p(u)$ con il seguente significato: *la probabilità P che per la variabile U si osservi un valore compreso tra u e $u+du$ è pari a $p(u) \cdot du$* . Ovviamente, dato che in un dato istante e in un dato punto la variabile U dovrà pure avere un valore, quale che sia, sarà necessario che:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} p(u) \cdot du = 1 \quad [2.38a]$$

ed è pure altrettanto ovvio che, ripetendo l'osservazione un numero enorme di volte, emergerà un valore caratteristico che rappresenta il *comportamento medio* di U , cioè:

$$\bar{U} = \int_{-\infty}^{+\infty} u \cdot p(u) \cdot du \quad [2.38b]$$

L'osservazione del valore u in un punto dello spazio-tempo è quindi una *realizzazione della variabile stocastica U* cui è associata una densità di probabilità $p(u)$ ed un valore medio (*media di insieme*) \bar{U} , completamente definita da $p(u)$ e data dalla (2.38b).

Questa visione è estremamente parziale, dato che porterebbe a ritenere che ciò che capita in un dato punto dello spazio-tempo sia indipendente da quanto sta capitando negli altri punti. La natura tridimensionale della turbolenza evidenzia, invece, come il valore di U in un dato punto dello spazio-tempo *sia correlato con ciò che accade negli altri punti dello spazio-tempo*. Quindi, se U_1 è il valore osservato in $M_1 = (x_1, y_1, z_1; t_1)$ e U_2 è il valore in $M_2 = (x_2, y_2, z_2; t_2)$, le osservazioni sperimentali ed il fatto che si debbano rispettare le relazioni di conservazione della fluidodinamica ci assicura che è necessario che esista una *densità di probabilità bidimensionale* p_{M_1, M_2} tale che la probabilità P che U sia compresa tra u_1 e u_1+du_1 a M_1 e $u_2 \div u_2+du_2$ a M_2

valga $p_{M_1, M_2}(u_1, u_2) du_1 du_2$. Ciò consente di tener conto, almeno parzialmente, della tridimensionalità della turbolenza, ma non della sua *continuità temporale*. A tal proposito, se si considerano i punti $M_1 = (x_1, y_1, z_1; t_1)$, $M_2 = (x_2, y_2, z_2; t_2)$, ..., $M_n = (x_n, y_n, z_n; t_n)$ dovrà esistere una *funzione di densità di probabilità tale da consentire di definire la probabilità di U nell'intero spazio tempo*.

Sempre per la natura tridimensionale della turbolenza del *PBL*, una data variabile non può essere indipendente dalle altre variabili e quindi devono essere definibili anche *densità di probabilità congiunte* che leghino tra loro le realizzazioni delle singole variabili. La formulazione matematica di tali densità di probabilità congiunte è piuttosto complessa e la tralasciamo; l'importante è comprendere a quale conclusione si sia giunti. Una visione stocastica della turbolenza del *PBL* porta alla definizione di densità di probabilità congiunte che consentono di definire *la probabilità che in un dato punto dello spazio-tempo le variabili che descrivono la turbolenza del PBL assumano dati valori*. Dato che il *PBL* è un fluido viscoso che, come tale, deve rispettare le leggi di conservazione della fluidodinamica, questa visione di fatto cerca di *riscrivere* (almeno concettualmente) le relazioni di conservazione in termini di funzioni di densità di probabilità congiunta. Trattare direttamente tali funzioni di densità di probabilità non è comodo e cerchiamo quindi una via più semplice per affrontare lo studio della turbolenza. Se ci si limita a considerare una sola variabile U nel punto M_i dello spazio-tempo, si definisce *momento di ordine n la grandezza seguente*:

$$\overline{u^n} = \int_{-\infty}^{+\infty} u^n(M_1) \cdot p(u) \cdot du \quad [2.39a]$$

Si nota immediatamente come *il momento del primo ordine* coincida con la media sopra definita. Una volta nota la media, è possibile definire i *momenti centrali* nel modo seguente:

$$\overline{M(u)^n} = \int_{-\infty}^{+\infty} [u(M_1) - \bar{u}]^n p(u) \cdot du \quad [2.39b]$$

Il momento centrale più importante dopo la media è il *momento centrale del secondo ordine*, detto *varianza* e definito come:

$$\sigma_u^2 = \int_{-\infty}^{+\infty} [u(M_1) - \bar{u}]^2 p(u) \cdot du \quad [2.39c]$$

la cui radice quadrata σ viene chiamata *deviazione standard* e rappresenta la dispersione media attorno al valor medio della variabile U .

La statistica assicura che la conoscenza di tutti i momenti (centrali o no) è del tutto equivalente alla conoscenza della densità di probabilità $p(u)$, cosa che non esaurisce il problema, vista la necessità di conoscere anche l'interdipendenza tra i valori di una stessa variabile misurati in punti diversi dello spazio-tempo. A tale scopo, dati due punti M_1 e M_2 dello spazio-tempo, è possibile definire anche in questo caso dei momenti, in particolare centrali, anche se la loro espressione risulta relativamente complessa. Di essi, però, sicuramente il più interessante è il momento del secondo ordine, detto *autocovarianza*, definita come:

$$\overline{M(u_1, u_2)^2} = \int_{-\infty}^{+\infty} [(U(M_1) - \bar{u}_1) \cdot (U(M_2) - \bar{u}_2)] \cdot p(u_1, u_2) \cdot du_1 du_2 \quad [2.39d]$$

spesso scritto come:

$$\overline{M(u_1, u_2)}^2 = \sigma^2 \rho(M_1, M_2) \quad [2.39e]$$

dove $\rho(M_1, M_2)$ è la *funzione di autocorrelazione*, che esprime la *memoria che la variabile U in M_1 ha del valore assunto in M_2* . Quando M_1 coincide con M_2 , ρ ha valore unitario (la memoria è ovviamente perfetta) e nel caso della turbolenza del *PBL* dove gli *eddies* sono di varie dimensioni ma localizzati, quando la distanza tra M_1 e M_2 diventa molto grande, ρ tende a zero (più aumenta la distanza tra i punti di osservazione, più i valori assunti in queste posizioni da U sono tra loro non correlati).

Per descrivere statisticamente la dipendenza tra una variabile e l'altra (U e V per esempio) sono definibili anche in questo caso dei momenti centrali. Nel caso particolare del momento secondo per due variabili osservate nello stesso punto M_1 dello spazio-tempo, si può così definire la loro *covarianza* come:

$$Cov(U, V)_{M_1} = \int_{-\infty}^{+\infty} \left[(U(M_1) - \bar{u}_1)^n (V(M_1) - \bar{v}_1)^m \right] \cdot p(u_1, v_1) \cdot du_1 dv_1 \quad [2.39f]$$

Come nel caso dell'autocovarianza, anche per la covarianza è possibile una definizione alternativa:

$$Cov(U, V)_{M_1} = \sigma_U \sigma_V \rho(U, V) \quad [2.39g]$$

dove ρ è la funzione di correlazione tra U e V nel medesimo punto dello spazio-tempo.

La conoscenza di tutti i tipi di momenti di tutti gli ordini, per tutti i punti dello spazio-tempo e per tutte le variabili responsabili della turbolenza del *PBL* è del tutto equivalente alla descrizione statistica realizzata mediante le funzioni di densità di probabilità congiunte o meno. Ovviamente la difficoltà pratica di una tale descrizione non è cambiata, è solo cambiato il *formalismo impiegato*. In realtà, l'introduzione dei momenti centrali al posto delle funzioni di densità di probabilità può portare ad alcune interessanti e promettenti considerazioni di interesse pratico. In effetti, dovendo comunque tener conto le relazioni della fluidodinamica che, come si vedrà, si presentano in *forma prognostica*, cioè in un dato istante t legano il *tasso di variazione temporale* di una generica variabile alla *variazione spaziale* di un sottoinsieme delle variabili rilevanti nell'istante considerato, si può scegliere di lasciare alla fluidodinamica la descrizione delle variazioni nel tempo e nello spazio, prendendo però come variabili di riferimento non direttamente le variabili meteorologiche, ma i relativi indicatori statistici (cioè i momenti). La seconda considerazione che si può fare è che è pensabile (e sperabile) che i momenti realmente coinvolti nella descrizione della turbolenza siano un numero ridotto e quindi, di tutta la infinità di momenti che a rigore sarebbero necessari, ci si possa limitare a considerarne un numero esiguo. Queste due considerazioni rendono ora il panorama decisamente più ottimistico! Tuttavia si deve ancora superare la difficoltà che deriva dal fatto che i momenti centrali sono dei candidati ideali per la trattazione statistica delle variabili meteorologiche che dipendono, però, in maniera inscindibile dalla definizione di *media*, che a questo punto diventa il problema cruciale. La relazione data in precedenza è una definizione univoca e non ambigua, tuttavia è bene analizzare in dettaglio le implicazioni legate a tale definizione.

2.1.3.1 L'ipotesi di Reynolds e la definizione di media

Lo stato del *PBL* è quello tipico di un fluido viscoso turbolento in cui le variabili fisiche che lo caratterizzano presentano evoluzioni prevedibili e di chiaro aspetto deterministico a cui si sovrappone un *rumore* tipicamente stocastico e disordinato. E' quindi logico supporre che questa possa essere una chiave interpretativa promettente e fu proprio questo il modo con cui Reynolds affrontò lo studio della turbolenza dei fluidi in generale e del *PBL* in particolare, formulando un'*ipotesi di lavoro (Ipotesi di Reynolds)* secondo cui il valore di una variabile U in un punto dello spazio-tempo è data dalla relazione seguente:

$$U(\underline{x}; t) = \bar{U}(\underline{x}; t) + u'(\underline{x}; t) \quad [2.40]$$

dove \bar{U} è il *valore medio*, \underline{x} è un punto dello spazio e u' è la *fluttuazione turbolenta* (a media nulla). L'ipotesi di Reynolds altro non è che la formalizzazione della metodologia statistica presentata, in cui $\bar{U}(\underline{x}; t)$ è naturale che coincida con la definizione (2.38b). In realtà Reynolds postulò che date due variabili U e V , la media introdotta nella (2.40) avesse le proprietà seguenti (note come *condizioni di Reynolds*) (Monin e Yaglom, 1971a):

$$\overline{U + V} = \bar{U} + \bar{V} \quad [2.41a]$$

$$\overline{aU} = a\bar{U}, \quad a = \text{costante} \quad [2.41b]$$

$$\bar{a} = a \quad [2.41c]$$

$$\frac{\partial \bar{U}}{\partial x_i} = \frac{\partial U}{\partial x_i}, \quad x_i = x, y, z, t \quad [2.41d]$$

$$\overline{UV} = \bar{U} \cdot \bar{V} \quad [2.41e]$$

Le prime quattro condizioni sono soddisfatte da molte definizioni di media (per esempio la media spaziale e la media temporale). Più complessa è la condizione (2.41e) che a rigore non è soddisfatta né dalla media spaziale né dalla media temporale, ma solo dalla media di insieme. Sembra quindi che le condizioni di Reynolds inducano ad adottare la *media di insieme*, ma è realistico usare tale definizione nella pratica? Se il *PBL* fosse un laboratorio, non ci sarebbero problemi: si potrebbe ripetere l'esperimento ogni volta lo volessimo e si potrebbe stimarla agevolmente. Ma il *PBL* non è un laboratorio e ciò che si osserva in un dato istante non si ripeterà mai più, quindi anche se la scelta della media di insieme è teoricamente ottimale, in pratica non è praticabile. Al contrario, le misure che è realistico fare nel *PBL* allo stato attuale della tecnologia sono costituite prevalentemente da misure realizzate in un dato punto dello spazio (prevalentemente nei pressi del suolo) protratte nel tempo e quindi risulta semplice definire una *media temporale* nel modo seguente:

$$\langle U \rangle = 1/T \cdot \int_0^T U(t) dt \quad [2.42]$$

dove T è il tempo di mediazione. Essa è realisticamente realizzabile nella pratica, ma non rispetta tutte le condizioni di Reynolds. E' necessario quindi stendere un ponte tra le due definizioni di media, la seconda operativamente semplice da realizzare, la prima fondamentale nella teoria del *PBL*. A tal proposito è opportuno fare alcune osservazioni:

- la turbolenza è stazionaria se le proprietà statistiche del sistema sono indipendenti dal tempo; la stazionarietà implica quindi l'invarianza statistica alla traslazione rispetto all'asse dei tempi. Le caratteristiche della turbolenza nel *PBL* sono generalmente *non stazionarie*,

soprattutto perché la principale forzante del sistema è il sole, col suo caratteristico ciclo giornaliero. L'ipotesi di stazionarietà per funzioni casuali non stazionarie quali sono le variabili meteorologiche del *PBL* è talvolta accettabile se si considerano intervalli temporali di breve durata (inferiori all'ora) durante i quali i cambiamenti sembrano avvenire per stati quasi stazionari;

- la *turbolenza è omogenea* se il campo è statisticamente invariante rispetto alla traslazione degli assi coordinati nella spazio;
- la *turbolenza è isotropa* se il campo è indipendente dalla traslazione, rotazione e riflessione degli assi coordinati.

Nel caso in cui la turbolenza abbia tutte queste caratteristiche, allora si è in condizioni di *ergodicità* ed in questo caso la *media temporale è equivalente alla media di insieme*. Anche se la turbolenza del *PBL* è ben lontana dalla condizione di ergodicità, operativamente non si può fare altro che usare la media temporale al posto della media di insieme ogni volta che vengono applicate nella pratica le equazioni base che descrivono l'evoluzione del *PBL*. Questo è evidentemente un'approssimazione molto forte, tuttavia inevitabile.

2.1.3.2 Determinazione pratica dei momenti statistici di interesse

Nella realtà, ciò che si misura non è l'evoluzione continua nel tempo di una variabile U , dato che i sistemi di misura attuali permettono di conoscere la variabile meteorologica in esame solo in una sequenza più o meno fitta di istanti temporali successivi. Quindi, è realmente disponibile solo una sequenza di misure U_i , ottenute ad istanti t_i , normalmente regolari. Se l'intervallo tra una misura e l'altra è costante e pari a Δt , si dice che la *frequenza di campionamento* della misura è $f = 1/\Delta t$ (se Δt è in secondi, f è in Hz). La *media temporale di U* (che da questo momento si indica come \bar{U}) tra l'istante t_1 e l'istante $t_2 = N \cdot \Delta t$ è :

$$\bar{U} = 1/N \cdot \sum_{i=1}^N U_i \quad [2.43]$$

buon stimatore della vera media temporale se il numero di *campioni* N è sufficientemente elevato. Si definisce *periodo di mediazione* l'intervallo temporale $T = t_2 - t_1$. Il periodo di mediazione potrebbe essere qualsiasi, in pratica, mediando le differenti variabili meteorologiche di interesse su un periodo variabile tra 30 minuti ed 1 ora, si evidenziano, come sarà più chiaro nel seguito, i moti a grande scala ed in pratica il valor medio \bar{U} .

Per quanto riguarda gli altri momenti di interesse, le definizioni operative risultano essere le seguenti:

- la *varianza*, misura della *dispersione* dei dati sperimentali attorno ad un valore medio, è data dalla relazione seguente:

$$\sigma_U^2 = 1/(N-1) \cdot \sum_{i=1}^N (U_i - \bar{U})^2 \quad [2.44a]$$

Direttamente derivata dalla precedente è la *deviazione standard*, definita come:

$$\sigma_U = (\overline{u^2})^{1/2} \quad [2.44b]$$

- l'andamento irregolare nello spazio e nel tempo di ogni variabile meteorologica può essere vista come la *sovrapposizione* di fluttuazioni oscillanti a varie lunghezze d'onda. Se il segnale meteorologico è una funzione qualsiasi, l'Analisi Matematica assicura che tale funzione è scomponibile in serie di armoniche (*Teorema di Fourier*). Ciò porta, da un lato, all'analisi spettrale del segnale e, dall'altro, al concetto di *funzione di autocorrelazione*, che misura *quanto il segnale resta correlato con sé stesso in un intervallo temporale prefissato*. D'altro canto, quando l'autocorrelazione si annulla, c'è una chiara indicazione del fatto che il fenomeno si comporta in maniera totalmente casuale. Si ipotizzi di disporre di una serie di misure A_j , distanti temporalmente una dall'altra di un intervallo temporale Δt . Se N è elevato, la *funzione di autocorrelazione* è definita come:

$$R_{AA}(j\Delta t) = \frac{\overline{A'_k \cdot A'_{k+j}}}{\sigma_A^2} \quad [2.44c]$$

dove A'_k è la fluttuazione all'istante t_k e σ_A^2 è la varianza di A . Dalla relazione precedente è evidente come si abbia un valore di autocorrelazione per ogni valore del *time lag* $j\Delta t$. Se si prendono in considerazione infiniti valori di *time lag*, si otterrà una stima della funzione di autocorrelazione. Per *time lag* nulli, tale funzione presenta il valore unitario. Più aumenta il *time lag*, più diminuisce la autocorrelazione del segnale e quindi più il segnale si *dimentica della storia passata*.

- molto spesso è importante stabilire quanto due grandezze meteorologiche che evolvono nel tempo varino in maniera concorde, in particolare, se le due variabili crescono o diminuiscono insieme o se al crescere dell'una si assiste al diminuire dell'altra. Per quantificare ciò, vengono impiegati i momenti di ordine n tra variabili differenti nello stesso punto dello spazio. Il più celebre e più usato di tali momenti è sicuramente la *covarianza* tra due variabili A e B , definita, nel caso discreto, come:

$$Cov(A, B) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N [(A_i - \bar{A}) \cdot (B_i - \bar{B})] = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N a' b' = \overline{a' b'} \quad [2.44d]$$

La covarianza indica quindi il grado di "*parentela*" tra due variabili A e B . Se è positiva, le due variabili variano nella stessa direzione, mentre è negativa se variano in direzioni diverse. A volte è di interesse la *covarianza normalizzata* o *coefficiente di correlazione lineare* definito come:

$$r_{AB} = \overline{a' b'} / (\sigma_A \sigma_B) \quad [2.44e]$$

variabile tra -1 e +1. Per due variabili perfettamente correlate $r = +1$. Per due variabili perfettamente negativamente correlate $r = -1$ e per due variabili non sono correlate $r = 0$.

2.1.3.3 L'ipotesi di Taylor

La descrizione del *PBL* richiede la conoscenza della distribuzione spazio-temporale dei vortici per determinare le densità di probabilità congiunte o, alternativamente, i momenti centrali corrispondenti. Sfortunatamente, allo stato attuale della tecnologia, è praticamente impossibile *fotografare* la struttura turbolenta del *PBL*. Di fatto è più difficile misurare ad un certo istante le caratteristiche di una vasta porzione del *PBL* piuttosto che fare misure protratte nel tempo in un punto preciso dello spazio. Se, per esempio, si installa una torre meteorologica dotata a varie

quote di un anemometro e di un termometro e si collegano tutti questi sensori ad un sistema di acquisizione dati, si è in grado di fotografare, in quella ristretta porzione di spazio, l'andamento temporale delle variabili meteorologiche rilevate (in questo caso vento e temperatura). La tecnologia disponibile è tale che l'intervallo temporale tra una misura e la successiva può essere ridotto a frazioni di secondo con costi e sforzi organizzativi, nel complesso, accettabili. Il passo verso una descrizione spaziale risulta possibile solo nel senso di un incremento dei punti di misura, fino a ricondursi ad un reticolo tridimensionale di postazioni di misura sufficientemente fitto. Il limite a ciò è l'aumento esponenziale dei costi e l'esplosione combinatoriale dei problemi organizzativi e logistici. L'introduzione attuale di *sensori remote sensing* come il *RADAR* per la misura della pioggia e del vento radiale, il *SODAR* per la misura del vettore vento ed il *RASS* per la misura della temperatura, pur avendo indotto sensibili miglioramenti in questa problematica, non ha comunque risolto tutte le difficoltà.

Da sempre l'impossibilità di misurare ha prodotto, per reazione, un notevole sforzo intellettuale volto alla costruzione di modelli o allo sviluppo di teorie con cui aggirare le difficoltà sperimentali stesse. Proprio in tale direzione deve essere inquadrato il lavoro di *G.I. Taylor* che, nel 1938, formulò la celebre *ipotesi di congelamento della turbolenza*, secondo cui la turbolenza dei vari vortici poteva essere considerata congelata durante il loro transito nelle vicinanze di un sensore. Così era possibile impiegare la velocità media del vento per trasformare la variazione temporale della turbolenza in una corrispondente variazione spaziale. Tale ipotesi non è vera in generale, ma lo diventa in tutti quei casi in cui i vortici turbolenti evolvono con una scala temporale maggiore del tempo da loro impiegato nel transitare per il sensore. Se un vortice di dimensione caratteristica λ è trasportato da un vento medio orizzontale U , il tempo che intercorre tra l'istante in cui il sensore inizia a sentire il vortice e l'istante in cui ciò si esaurisce sarà P , legato al modulo della velocità del vento ed alla dimensione caratteristica del vortice dalla relazione:

$$P = \lambda/U \quad [2.45]$$

In concreto, si consideri la temperatura come variabile caratteristica del vortice. Durante il transito del vortice nei pressi del termometro, si noterà una sua variazione misurata dal termometro. Si ipotizzi che la dimensione caratteristica del vortice sia $\lambda=100$ m e che, nel momento in cui il vortice lambisce il termometro, la temperatura misurata sia 10°C , mentre quando il vortice lascia il termometro sia di 5°C , evidenziando una variazione di -5°C . Se U è pari a 10 m/s, in 10 s tutto il vortice è passato per il termometro e, se non ha subito evoluzioni, la variazione di temperatura misurata coincide col gradiente termico del vortice. Localmente si è misurata una variazione temporale $\partial T/\partial t = -0.5$ ($\text{K}\cdot\text{m}^{-1}$) per il passaggio del vortice caratterizzato da un gradiente termico spaziale pari a $\partial T/\partial x = 5\text{K}/100\text{m} = 0.05$ $\text{K}\cdot\text{m}^{-1}$, dove x è misurata parallelamente alla direzione del vento medio. E' quindi immediato constatare che:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -U \frac{\partial T}{\partial x} \quad [2.46]$$

L'ipotesi di Taylor può essere ritenuta valida quando si è sicuri che il vortice non subisca cambiamenti significativi nel transito per il sensore e quindi quando l'intensità della turbolenza è piccola rispetto alla velocità del vento. Quantitativamente, tale ipotesi risulta valida quando $\sigma_U < 0.5 U$, dove σ_U è la deviazione standard della velocità del vento.

La (2.46) probabilmente non evidenzia a sufficienza la *potenza applicativa* dell'ipotesi di Taylor, pertanto è opportuno completare quanto si è detto con una formulazione meno rigorosa, ma più orientata alle applicazioni pratiche. Si consideri a tal proposito una serie di temperature

T_i ($i = 1, 2, \dots, N$) rilevate in un punto del *PBL* vicino al suolo. Tali rilevazioni siano state fatte agli istanti t_i ($i = 1, 2, \dots, N$) equidistanti nel tempo ($\Delta t = t_{i+1} - t_i = \text{costante}$ per ogni i). Si ipotizzi, inoltre, che durante la misura la velocità media del vento sia pari a U e che siano soddisfatte, inoltre, le condizioni di applicabilità dell'Ipotesi di Taylor. Per essere concreti, in *Fig. 1.15a* è riportato un esempio tipico di una serie temporale di temperature rilevate durante una situazione convettiva con velocità media del vento di $5.7 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. Come si può vedere, nel segnale di temperatura sono evidenti le caratteristiche rampe tipiche delle situazioni convettive. La temperatura è stata rilevata con una frequenza di campionamento di 10 Hz .

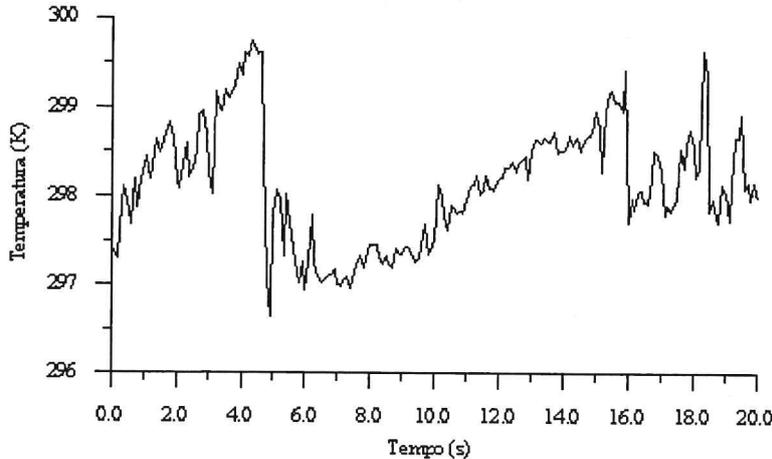


Fig. 1.15a: andamento nel tempo della temperatura in una situazione convettiva.

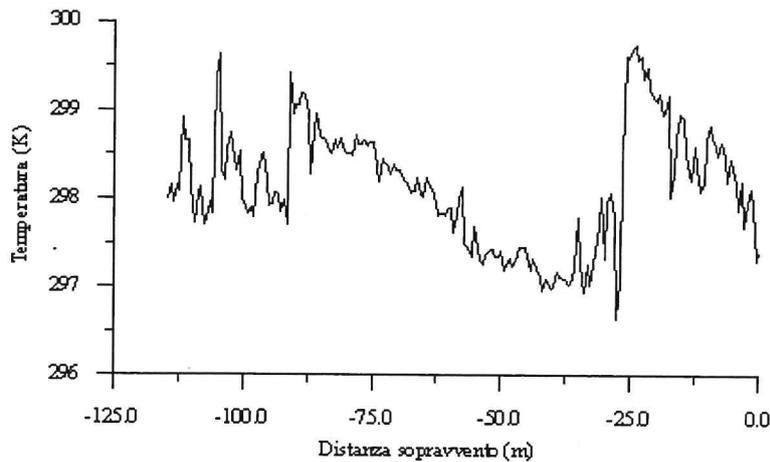


Fig. 1.15b: trasformazione della struttura termica di Fig. 1.15a operata dall'ipotesi di Taylor.

Si consideri ora la (2.46) e se ne realizzi una discretizzazione nello spazio e nel tempo:

$$(T_{i+1} - T_i) / \Delta t = -U \cdot (T_{k+1} - T_k) / (x_{k+1} - x_k) \quad [2.47a]$$

Va rilevato che la posizione del vortice al tempo t_i è x_i e quindi $T_i = T_k = T_{ik}$. Dalla relazione precedente si ha che:

$$T_{k+1} = T_{ik} - \frac{x_{k+1} - x_k}{U \cdot \Delta t} \cdot (T_{i+1} - T_{ik}) \quad [2.47b]$$

Se è valida l'ipotesi di Taylor, a quale distanza x_{k+1} si viene a trovare la porzione di vortice avente una temperatura $T_{k+1} = T_{i+1}$ (cioè pari alla temperatura rilevata dalla postazione fissa di misura all'istante t_{i+1})? E' facile verificare che:

$$x_{k+1} = x_k - U \cdot \Delta t \quad [2.47c]$$

quindi ad una distanza *sopravvento* alla postazione pari a $U \cdot \Delta t$. Nel caso specifico mostrato in Fig. 1.2a1, se si pone $x_i = 0$, si ha quanto riportato in Fig. 1.15b. E' facile rendersi conto che se si facesse transitare questa struttura termica senza deformarla (*congelata*, quindi) alla velocità media del vento attraverso il punto di misura, ciò che verrebbe rilevato è effettivamente quanto mostrato in Fig. 1.15a.

2.1.3.4 L'Energia Cinetica Turbolenta

Per ogni particella d'aria dotata di velocità propria è definibile l'*energia cinetica* corrispondente che, se ci si riferisce ad una massa unitaria, è data da:

$$e = 1/2 [u^2 + v^2 + w^2] \quad [2.48a]$$

dove le componenti del vento considerate sono le *componenti istantanee*. Se si considera un intervallo di tempo di osservazione, è definibile un'*energia cinetica media* come:

$$\bar{e} = 1/2 [\overline{u^2 + v^2 + w^2}] \quad [2.48b]$$

Applicando l'ipotesi di Reynolds, dalle relazioni precedenti risulta che:

$$\bar{e} = 1/2 \left\{ \left[\overline{u^2} + \overline{v^2} + \overline{w^2} \right] + \left[\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2} \right] \right\} \quad [2.48c]$$

Il primo dei due addendi è l'*energia cinetica media* della particella, proprietà derivante dal moto medio della particella stessa, mentre il secondo addendo:

$$TKE = E = 1/2 [\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}] \quad [2.48d]$$

prende il nome di *energia cinetica turbolenta* e rappresenta l'energia cinetica che la particella incorpora a causa della turbolenza caratteristica del *PBL*. Questa grandezza, come si vedrà nel seguito, riveste una notevole importanza nella modellizzazione matematica del *PBL*. Va rilevato come i tre addendi nella (2.48d) altro non siano che le varianze delle tre componenti del vento.

L'energia cinetica turbolenta varia nel tempo in accordo con una opportuna legge prognostica. E' però importante fin da subito fare alcuni commenti in proposito. Il suo tasso di variazione in un generico istante ed in un punto qualsiasi del *PBL* deriva dalla somma di alcuni termini:

- un termine di produzione meccanica legato agli stress di Reynolds ed allo *shear* del vento,
- un termine di trasporto turbolento,
- un termine derivante dovuto al gradiente delle fluttuazioni di pressione
- un termine dovuto al galleggiamento
- un termine che rappresenta la dissipazione viscosa di energia cinetica in calore.

Questo ultimo termine, normalmente denominato tasso di dissipazione dell'energia cinetica turbolenta ed indicato col simbolo ε , riveste un ruolo estremamente rilevante nello studio del *PBL*, come sarà chiaro nel seguito.

2.1.3.5 Flussi Cinematici e Flussi Turbolenti

In un punto $P(x,y,z)$ del *PBL* e ad un istante t si stabiliscono dei flussi di quantità di moto, di calore, di vapor d'acqua e di specie chimiche, conseguenza non solo dei moti medi delle masse d'aria ma anche dei moti turbolenti. Si consideri inizialmente il flusso di calore. Se in $P(x,y,z)$ si considera una superficie infinitesima dS la cui normale è diretta lungo l'asse x , il calore che attraversa tale superficie nell'intervallo di tempo dt dipende dal valore di temperatura T posseduto dall'aria in P e dal valore della componente u del vento nel punto P e nell'istante considerato secondo la relazione:

$$dQ = \rho C_p \cdot T \cdot u \cdot dS \cdot dt \quad [2.49]$$

Quindi, il *flusso istantaneo di calore* lungo la direzione x in P all'istante t risulta pari a:

$$Q_x(P, t) = \rho C_p \cdot u \cdot T \quad [2.50a]$$

Analogamente si ottengono le relazioni seguenti per i flussi istantanei nelle direzioni y e z :

$$Q_y(P, t) = \rho C_p \cdot v \cdot T \quad [2.50b]$$

$$Q_z(P, t) = \rho C_p \cdot w \cdot T \quad [2.50c]$$

Il *flusso di calore istantaneo* è quindi una *quantità vettoriale* che, in P ed a t , risulta pari a:

$$\underline{Q}(P, t) = (Q_x, Q_y, Q_z) = (\rho C_p u T, \rho C_p v T, \rho C_p w T) \quad [2.50d]$$

Normalmente il flusso di calore istantaneo è di ben poca utilità pratica, variando in modo pressoché casuale nel tempo col variare delle tre componenti del vento e della temperatura. Di interesse molto maggiore è invece il *flusso di calore medio* in un intervallo temporale τ . Anche tale flusso è un'entità vettoriale e per ottenere le tre componenti cartesiane si può considerare ancora una volta la superficie infinitesima dS orientata lungo l'asse x : il flusso di calore istantaneo lungo tale direzione è dato dalla (2.50a). Se si considerano due istanti successivi t_1 e $t_2 = t_1 + \tau$, il valor medio di Q_x sarà pari a:

$$\overline{Q_x}(P) = \frac{\rho C_p}{\tau} \int_{t_1}^{t_1+\tau} u(t) \cdot T(t) \cdot dt \quad [2.51a]$$

Se si adotta l'ipotesi di Reynolds e se si ricorda che il valor medio delle fluttuazioni è nullo, la (2.51a) si trasforma nella relazione seguente:

$$\overline{Q_x}(P) = \overline{Q_{x_cin}}(P) + \overline{Q_{x_turb}}(P) = \rho C_p \overline{U} \cdot \overline{T} + \rho C_p \overline{u' T'} \quad [2.51b]$$

da cui si nota come la componente media lungo x del flusso di calore in P sia la somma di $\overline{Q_{x_cin}}$ (*flusso cinematico di calore* dovuto al trasporto medio di calore) e $\overline{Q_{x_turb}}$ (il *flusso*

turbolento di calore causato dai moti turbolenti). Sorprendentemente, si nota che, *in assenza* di un movimento medio delle masse d'aria lungo la direzione x , la sola turbolenza è comunque in grado di trasferire calore. Analogamente, considerando sia la direzione y che la z , si ha che:

$$\overline{Q_y}(P) = \overline{Q_{y_cin}}(P) + \overline{Q_{y_turb}}(P) = \rho C_p \overline{V} \cdot \overline{T} + \rho C_p \overline{v' T'} \quad [2.51c]$$

$$\overline{Q_z}(P) = \overline{Q_{z_cin}}(P) + \overline{Q_{z_turb}}(P) = \rho C_p \overline{W} \cdot \overline{T} + \rho C_p \overline{w' T'} \quad [2.51d]$$

Nel caso particolare del flusso verticale di calore ($\overline{Q_z}$), se il terreno è piatto e se si considera un punto P molto vicino al suolo (entro il SL , in particolare), per la *no-slip condition* \overline{W} è nullo e quindi il flusso medio verticale di calore coincide col flusso turbolento. Ciò sta a significare che il flusso verticale di calore sensibile responsabile della generazione e dell'evoluzione degli enormi vortici che spazzano l'intero PBL è esclusivamente di origine turbolenta! Dato che questa circolazione di vortici è l'elemento vitale di tutto il PBL , risulta evidente come la turbolenza sia il meccanismo principale presente nel PBL e quindi anche il meccanismo più efficace di rimescolamento degli inquinanti in esso emessi.

Considerazioni del tutto analoghe possono essere fatte per il vapor d'acqua. Se si utilizza il concetto di umidità assoluta a , adottando ancora una volta l'ipotesi di Reynolds e seguendo la metodologia precedente, si giunge facilmente alla determinazione del flusso medio di vapor d'acqua in un punto P :

$$\overline{F_{H_2O}}(P) = (\overline{F_{H_2Ox}}, \overline{F_{H_2Oy}}, \overline{F_{H_2Oz}}) \quad [2.52a]$$

dove

$$\overline{F_{H_2Ox}}(P) = \overline{F_{H_2Ox_cin}}(P) + \overline{F_{H_2Ox_turb}}(P) = \overline{a} \cdot \overline{U} + \overline{a' u'} \quad [2.52b]$$

$$\overline{F_{H_2Oy}}(P) = \overline{F_{H_2Oy_cin}}(P) + \overline{F_{H_2Oy_turb}}(P) = \overline{a} \cdot \overline{V} + \overline{a' v'} \quad [2.52c]$$

$$\overline{F_{H_2Oz}}(P) = \overline{F_{H_2Oz_cin}}(P) + \overline{F_{H_2Oz_turb}}(P) = \overline{a} \cdot \overline{W} + \overline{a' w'} \quad [2.52d]$$

Anche in questo caso, se il punto di osservazione sta nel SL ed il terreno è piatto, il flusso cinematico verticale di vapor d'acqua è nullo e quindi l'intero flusso verticale di umidità (l'*evapotraspirazione* del suolo) è totalmente dovuto alla turbolenza. Naturalmente, perché sia presente del vapor d'acqua in aria è necessario che venga speso del calore di evaporazione. Se ci si limita a considerare il solo flusso verticale di vapor d'acqua, ad esso sarà associato un *flusso verticale di calore latente* che, indicando con λ il calore latente di vaporizzazione, sarà pari a:

$$\overline{Q_{Lz}}(P) = \overline{Q_{Lz_cin}}(P) + \overline{Q_{Lz_turb}}(P) = \lambda \cdot \overline{a} \cdot \overline{W} + \lambda \cdot \overline{a' w'} \quad [2.52e]$$

Nel SL e con terreno piatto, la componente cinematica del flusso latente verticale è nulla e tutto il flusso di calore latente verticale è dovuto al solo effetto della turbolenza.

Da quanto detto, si nota come la *parte turbolenta del flusso* medio in una delle direzioni cardinali sia *proporzionale* alla *covarianza* della variabile considerata con la componente del vento lungo la direzione cardinale stessa. Ciò sta a significare che il vettore delle covarianze tra uno scalare c (temperatura o vapor d'acqua) ed il vento ($c' u', c' v', c' w'$) coincide, a meno di una costante di proporzionalità, col vettore dei flussi turbolenti medi. Se il punto P in cui si determina il flusso sta entro il SL ed il terreno è piatto, risultano di estrema importanza nello studio del PBL i flussi seguenti:

- il flusso verticale di calore H_0 , normalmente indicato come Flusso Turbolento di Calore Sensibile, definito come:

$$H_0 = \rho C_p \overline{w'\theta'} \quad [2.53a]$$

- il flusso di calore latente H_E , dato da:

$$H_E = \lambda a' \overline{w'} \quad [2.53b]$$

- l'evapotraspirazione E , data da:

$$E = \overline{a'w'} \quad [2.53d]$$

Un'altra proprietà di cui è dotata una particella d'aria in movimento è la *quantità di moto*. Essa è un'entità vettoriale che, nel caso di una particella con volume unitario, è pari a:

$$\underline{p} = (p_x, p_y, p_z) = (\rho u, \rho v, \rho w) \quad [2.54a]$$

dove ρ è la densità dell'aria e quindi della particella considerata. Dato che le componenti u , v e w sono valori istantanei, il vettore \underline{p} nel punto P dovrà essere considerato istantaneo e varierà irregolarmente nel tempo per la turbolenza presente nel *PBL*. Non è immediato definire il flusso istantaneo di quantità di moto che è presente in un punto P dello spazio ad un istante t . Si consideri una superficie infinitesima dS con normale parallela all'asse delle x . Attraverso tale superficie sono definibili tre *flussi istantanei*: il flusso di p_x , p_y e p_z , cioè:

$$F_{p_x}^x = \rho \cdot u \cdot u \quad [2.54b]$$

$$F_{p_x}^y = \rho \cdot v \cdot u \quad [2.54c]$$

$$F_{p_x}^z = \rho \cdot w \cdot u \quad [2.54d]$$

Mentre nel caso del flusso di una variabile scalare in P lungo la direzione x , il flusso era uno scalare, nel caso della quantità di moto il *flusso è un vettore*. Analoghe considerazioni possono essere fatte per il flusso di quantità di moto in direzione y ed in direzione z ed in entrambi i casi si giunge alla conclusione che questi flussi direzionali sono entità vettoriali. Pertanto, il *flusso (non direzionale)* in P all'istante t sarà un *tensore* così definito:

$$F_p = \left(\underline{F_p^x}, \underline{F_p^y}, \underline{F_p^z} \right) = \rho \cdot \begin{vmatrix} uu & vu & wu \\ uv & vv & wv \\ uw & vw & ww \end{vmatrix} \quad [2.54e]$$

Finora si è considerato il *flusso istantaneo di quantità di moto*. Viceversa, in generale si è interessati al *Flusso Medio di Quantità di Moto*. Se inizialmente si considera solo F_{py}^x dato dalla (2.54c), e se ne fa la media tra l'istante t_1 e l'istante $t_2 = t_1 + \tau$, utilizzando l'ipotesi di Reynolds si ottiene:

$$\overline{F_{py}^x} = \frac{\rho}{\tau} \cdot \int_{t_1}^{t_1+\tau} [\overline{U} + u'(t)] \cdot [\overline{V} + v'(t)] \cdot dt = \rho \cdot [\overline{U} \cdot \overline{V} + \overline{u'v'}] \quad [2.55a]$$

La stessa metodologia può essere applicata a tutte le 9 componenti del *tensore* che rappresenta il flusso di quantità di moto, giungendo alla definizione seguente di *Flusso Medio di Quantità di Moto* in un punto *P* del *PBL* :

$$\overline{F_p} = \rho \cdot \begin{vmatrix} \overline{U \cdot U} & \overline{V \cdot U} & \overline{W \cdot U} \\ \overline{U \cdot V} & \overline{V \cdot V} & \overline{W \cdot V} \\ \overline{U \cdot W} & \overline{V \cdot W} & \overline{W \cdot W} \end{vmatrix} + \rho \cdot \begin{vmatrix} \overline{u'u'} & \overline{v'u'} & \overline{w'u'} \\ \overline{u'v'} & \overline{v'v'} & \overline{w'v'} \\ \overline{u'w'} & \overline{v'w'} & \overline{w'w'} \end{vmatrix} \quad [2.55b]$$

in cui il primo termine del membro di destra rappresenta il *Flusso Cinematico della Quantità di Moto* ed il secondo il *Flusso Turbolento* . A questo punto è possibile fare alcune considerazioni:

- il *Flusso Turbolento Medio di Quantità di Moto* , a meno di una costante pari alla densità dell'aria, coincide con la *matrice di varianza-covarianza* delle 3 componenti del vento;
- è possibile dimostrare che esiste una corrispondenza tra il *tensore degli sforzi viscosi* (Sforzi di Reynolds) ed il *Flusso Turbolento di Quantità di Moto* . In particolare, detto τ il tensore degli sforzi di Reynolds, si ha che $F_p = -\tau$;
- in un punto *P* nel *SL* e con terreno piatto, lo *Sforzo Verticale di Taglio* si riduce a due sole componenti ($\tau_{xz} = -\rho \overline{u'w'}$), ($\tau_{yz} = -\rho \overline{v'w'}$) ed il modulo di tale vettore è pari a:

$$|\tau_{Reynolds}| = \sqrt{\tau_{xz}^2 + \tau_{yz}^2} \quad [2.56a]$$

Storicamente è stata definita una *velocità di scala u_** , nota come *friction velocity* come:

$$u_* = [\tau_{xz}^2 + \tau_{yz}^2]^{1/4} \quad [2.56b]$$

da cui si ha ovviamente che:

$$|\tau_{Reynolds}| = \rho \cdot u_*^2 \quad [2.56c]$$

Prima di concludere questa discussione sui flussi cinematici e sui flussi turbolenti, si ritorni a considerare il *Flusso Turbolento di Calore Sensibile H_0* , durante una *giornata non perturbata* (senza temporali, pioggia, ecc.). Tale variabile presenta delle situazioni tipiche:

- nelle situazioni convettive, cioè nelle ore diurne soleggiate, quando l'apporto di energia solare garantisce il trasferimento al *PBL* dell'energia necessaria per la generazione di vortici convettivi, è necessario che $H_0 > 0$. Quindi $\overline{w'\theta'} > 0$.
- nelle situazioni stabili, cioè nelle ore notturne poco ventose, H_0 è negativo e ciò implica che $\overline{w'\theta'} < 0$. La turbolenza è quindi di origine meccanica con vortici di dimensione estremamente limitata;
- nelle situazioni adiabatiche, corrispondenti alla transizione da situazioni convettive a situazioni stabili (e viceversa) o a ore con velocità del vento elevate, $H_0 = 0$ e quindi $\overline{w'\theta'} = 0$.

La convettività è quindi presente solo quando esiste un adeguato apporto energetico solare, mentre la turbolenza meccanica lo è sempre e costituisce l'unico contributo durante le situazioni adiabatiche e stabili. Per questo ed anche per come è stata definita, la *friction velocity* u_* risulta sempre positiva.

Per concludere, non si può dimenticare un aspetto fondamentale che soggiace alla definizione di Flusso Medio: il periodo di mediazione. La sua scelta deve essere fatta in modo che i Flussi Medi abbiano significato micrometeorologico.

2.1.3.6 Elementi spettrali di base

Invece di ritenere un generico segnale meteorologico un insieme caotico di valori, è anche possibile pensare che tale segnale sia il risultato *della sovrapposizione di una moltitudine di segnali armonici (seni e coseni) caratterizzati da periodi differenti*. In questo caso l'analisi non prenderà le mosse da una visione esclusivamente statistica, ma al contrario da una visione prevalentemente ondulatoria. Se si immagina che passino attraverso un sensore schiere di vortici equispaziati e che ogni schiera regolare di vortici possieda una ben precisa dimensione (per fissare le idee, si immaginino vortici sferici con diametro costante) e che le diverse schiere di vortici passino contemporaneamente, il sensore vedrà un segnale risultante dalla somma di tante sinusoidi di ampiezza proporzionale alla dimensione tipica di ciascuna schiera. Questa visione è congruente con l'adozione del *Teorema di Fourier* secondo cui un generico segnale x_n , campionato a istanti successivi equispaziati $t_i = t_0, t_1, t_2, \dots, t_{N-1}$, può essere visto come la somma di tante funzioni armoniche cioè come:

$$x_n = a_0 + \sum_{k=1}^{N-1} a_k \cos\left(\frac{2\pi kn}{N}\right) + \sum_{k=1}^{N-1} b_k \sin\left(\frac{2\pi kn}{N}\right) \quad [2.57a]$$

dove $k=1, 2, \dots, N-1$ determina la frequenza di ciascuna armonica ($f_k = k/N\Delta t$). I coefficienti presenti in questa relazione sono dati da:

$$a_0 = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N-1} x_n \quad [2.57b]$$

$$a_k = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N-1} x_n \cos\left(\frac{2\pi kn}{N}\right) \quad [2.57c]$$

$$b_k = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N-1} x_n \sin\left(\frac{2\pi kn}{N}\right) \quad [2.57d]$$

Interessante è notare come la (2.57b) sia la media del segnale nel periodo di mediazione e quindi questa nuova visione della turbolenza *comunque* separa il segnale in un valor medio e in fluttuazioni: secondo l'ipotesi di Reynolds le fluttuazioni erano totalmente stocastiche, secondo la visione spettrale, invece, tali fluttuazioni sarebbero prevalentemente armoniche. L'analisi spettrale del segnale x_n risponde molto semplicemente alla domanda: *quanto pesano le differenti armoniche nel perturbare il segnale rispetto al suo valor medio?* Per rispondere a questa domanda e senza entrare nei dettagli, si può dire che un buon indicatore di questo *peso* è la *densità spettrale*, definita in prima approssimazione come:

$$P_k = 2 \cdot (a_k^2 + b_k^2)^{1/2} \quad [2.57e]$$

e l'insieme di tutti i coefficienti P_k rappresenta quello che viene indicato come *spettro* del

segnale x_n . Maggiore è il valore di P_k , più il segnale assomiglierà ad un segnale periodico di frequenza f_k . L'analisi spettrale da sola, non è in grado tuttavia di dire *perché* una frequenza pesa più di un'altra. La (2.57a) è espressa in termini di frequenze, ma l'ipotesi di Taylor consente di trasformare le frequenze (l'inverso di un tempo) in distanze e quindi, dal nostro punto di vista un po' semplicistico, in dimensioni di vortici.

Quest'analisi può essere applicata ai vari segnali meteorologici rilevati nei pressi del suolo. Se la variabile considerata è la velocità del vento e se il tempo di osservazione è abbastanza lungo, lo spettro che si ottiene è simile a quanto raffigurato in Fig.2.16 in cui l'ordinata rappresenta la porzione di energia associata ad un vortice di una particolare dimensione, mentre in ascissa è riportata la dimensione del vortice stesso in termini di frequenza. I vortici più piccoli hanno periodi più corti. I picchi nello spettro mostrano quali vortici contribuiscono di più all'energia complessiva vista in un punto P . Il picco più a sinistra, con periodo di circa 100 ore, si riferisce a variazioni di velocità del vento associate al passaggio di fronti. Il picco più a destra è quello più interessante; esso è dovuto ai vortici a microscala della durata variabile tra 10 secondi e 10 minuti, quelli in effetti già visti esaminando la Fig.2.14. Dalla Fig.2.16 emerge una circostanza singolare. Sono visibili variazioni nella velocità del vento o dell'ordine di alcune ore (derivanti dai moti a mesoscala) o dell'ordine dei minuti e dei secondi (dovuti alla turbolenza). Non si notano variazioni con periodi intermedi. Tale fenomeno è del tutto generale ed è noto col termine *spectral gap* ed è molto evidente nella figura (la valle tra i due picchi principali). Non era quindi arbitrario definire il *PBL* come *quella porzione di troposfera che risponde alle forzanti su una scala temporale dell'ordine dell'ora* (Stull, 1989); implicito era il fatto che la turbolenza fosse la principale forza motrice agente nel *PBL*. Lo *spectral gap* è quindi un mezzo per separare le influenze turbolente sul *PBL* da quelle influenze che turbolente non sono. Da queste considerazioni si può concludere che il periodo di mediazione da adottare nella stima della media e degli altri momenti di interesse dovrebbe essere di 15÷60 minuti.

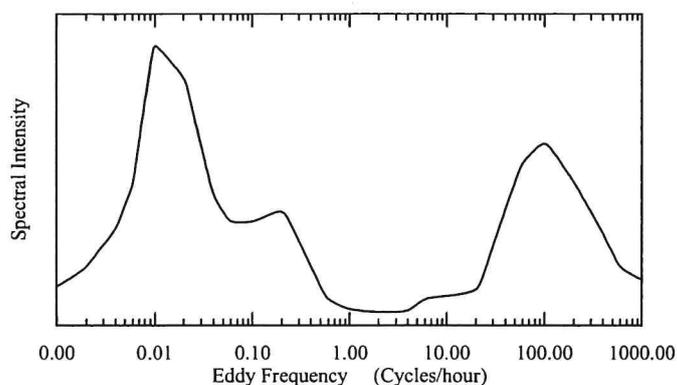


Fig.2.16: spettro della velocità del vento al suolo.

L'evidenza sperimentale ha mostrato come il *PBL*, specialmente se convettivo, sia sede di vortici di varie dimensioni (da vortici dell'ordine del chilometro a vortici dell'ordine del millimetro). Nel 1926 Richardson notò che i moti a scala più piccola hanno sempre origine dall'instabilità dei moti a scala maggiore e perciò ipotizzò l'esistenza di un processo di *energy cascade* in cui i vortici di dimensioni maggiori si frammentavano in vortici sempre più piccoli fino a giungere a dimensioni talmente limitate da dissipare tutta l'energia cinetica turbolenta disponibile in calore. Per quantificare questi concetti, si immagini di poter disporre di una fotografia spaziale della meteorologia in un dato istante. Se si immagina un'atmosfera omogenea, il coefficiente di correlazione R spaziale più che dipendere da due punti distinti dello spazio, dipende dalla loro distanza r . Una misura della distanza entro cui il segnale resta correlato con sé stesso è la *lunghezza integrale di scala* L , definita come:

$$L = \int_0^{\infty} R(r)/R(0) dr \quad [2.58a]$$

interpretabile come la *lunghezza caratteristica dei vortici dominanti* che trasportano la maggior parte dell'energia cinetica turbolenta e determinano la turbolenza atmosferica. In linea di principio, tale lunghezza di scala è tipica di ogni proprietà del flusso e, in generale, dipende dalla distanza dal suolo, dalla stabilità, e dalla direzione adottata per il suo calcolo.

Se E è l'energia cinetica turbolenta, ε il suo tasso di dissipazione (cioè la variazione nel tempo di E a causa della viscosità) e ν la viscosità cinematica, è possibile ottenere un'importante lunghezza di scala η , detta *microscala di Taylor*, così definita:

$$\eta = (\nu E / \varepsilon)^{1/2} \quad [2.58b]$$

che rappresenta la *dimensione in corrispondenza della quale gli effetti viscosi diventano significativi*. Con E pari a $2 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$, ν pari a $2.5 \cdot 10^{-5}$ ed ε di circa $3 \cdot 10^{-3}$, η vale circa 0.1 m.

Il *PBL* non è mai né omogeneo né isotropo per la presenza del suolo su cui scorrono le masse d'aria, anche se può essere considerato *localmente omogeneo ed isotropo* in piccole sottoregioni abbastanza distanti dal suolo. Misure fatte hanno mostrato come tale ipotesi sia soddisfatta dai vortici di piccole dimensioni che non riescono ad essere influenzati dalla superficie terrestre e presentano le medesime proprietà in ogni direzione. L'omogeneità ed isotropia locale era stata predetta nel 1941 da *Kolmogorov*, che introdusse *due ipotesi*.

La prima ipotesi di Kolmogorov dice che:

le proprietà medie dei vortici di piccola scala di ogni flusso ad elevato numero di Reynolds sono dissipate unicamente dalla viscosità cinematica del fluido ν e dalla dissipazione di energia cinetica turbolenta ε .

Tale ipotesi si applica in un intervallo (*equilibrium range*) determinato dalla disuguaglianza $L \gg l \gg \mu$, dove l è la dimensione tipica del vortice e μ è la *microscala di Kolmogorov*:

$$\mu = (\nu^3 / \varepsilon)^{1/4} \quad [2.58c]$$

che definisce la *dimensione dei vortici che dissipano energia a causa della viscosità del fluido*. Nel caso di un *PBL* convettivo, μ vale circa 0.001 m.

La seconda ipotesi di Kolmogorov dice che:

per numeri di Reynolds sufficientemente grandi, esiste un sottointervallo del range di equilibrio in cui le proprietà medie del flusso sono determinate solo dalla dissipazione di energia turbolenta ε .

Tale intervallo, definito dalla disequazione $L \gg l \gg \eta$, è noto come *inertial subrange*, poiché è dominato dalle forze inerziali la cui azione porta alla redistribuzione dell'energia tra i vortici di dimensioni differenti. In questo subrange non c'è dissipazione, ma solo *energy cascade*. Per questa ragione il regime fluidodinamico nell'*inertial subrange* deve essere stazionario ed avere un carattere universale.

La *Fig.2.17* riassume graficamente tutto ciò ed in essa si nota come i vortici convettivi vengano

generati con dimensioni ragguardevoli ed evolvano fino a raggiungere una dimensione pari ad L (100 metri, per esempio, è un valore tipico). A questo punto la loro dimensione diviene compatibile con l'*inertial subrange* e la loro riduzione dimensionale dipende solo dall'azione della dissipazione di energia cinetica turbolenta. Prima erano asimmetrici ed anisotropi, ora sempre più tendono alla simmetria ed all'isotropia finché, raggiunta la dimensione η (nel caso esempio 0.1 m), sono preda delle forze viscosi. Diminuiscono ancora di dimensione e quando raggiungono una scala dimensionale dell'ordine di μ (0.001 m), si dissipano in calore. Lo spettro dimensionale dei vortici di un PBL turbolento copre quindi almeno cinque decadi!

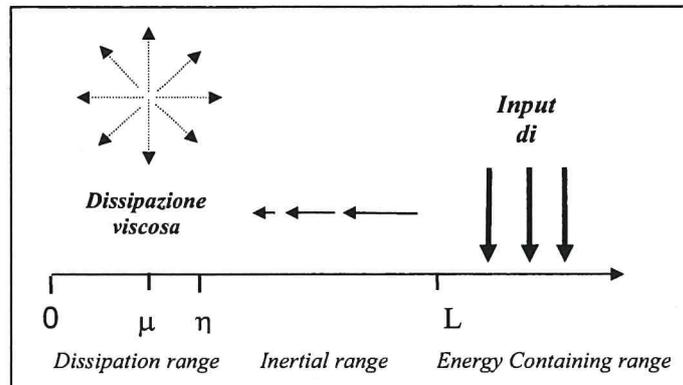


Fig.2.17: distribuzione schematica dell'energia nel PBL.

2.1.3.7 Parametri caratteristici della turbolenza atmosferica

Il parametro che descrive la forzante convettiva del PBL è sicuramente il flusso turbolento di calore sensibile definito come:

$$H_0 = \rho C_p \overline{w' \theta'} \quad [2.59a]$$

Il parametro che descrive lo scambio di vapor d'acqua tra il suolo ed il PBL è il Flusso Turbolento di Calore Latente H_E , dato da:

$$H_E = \lambda \cdot \overline{a' w'} \quad [2.59b]$$

La turbolenza meccanica, derivante dallo *shear* del vento, è parametrizzata dalla *friction velocity* u_* (*velocità di scala dello Strato Superficiale*), definita come:

$$u_* = \left[\overline{u' w'}^2 + \overline{v' w'}^2 \right]^{0.25} \quad [2.59c]$$

Questi parametri sono necessari e sufficienti per descrivere completamente le forzanti convettiva e meccanica nel SL, tuttavia è consuetudine definire altri parametri caratteristici:

- la *temperatura di scala* T_* : essa nasce dalla constatazione che H_0 diviso per ρC_p ha le dimensioni di una velocità per una temperatura. Da ciò deriva la definizione della temperatura di scala seguente:

$$T_* = -\overline{w'\theta'}/u_* \quad [2.59d]$$

- l'*umidità di scala* q_* : tale parametro viene definito nel modo seguente:

$$q_* = -\overline{a'\theta'}/u_* \quad [2.59e]$$

- la *lunghezza di Monin–Obukhov* L : essa è stata introdotta dai due ricercatori russi per definire una *lunghezza di scala* per il SL . Essa è definita come:

$$L = -\frac{\overline{T}}{kg} \frac{u_*^3}{\overline{w'\theta'_v}} \quad [2.59f]$$

dove T è la temperatura media del SL , g è l'accelerazione di gravità e k è la costante di von Karman (pari a 0.4). L , in valore assoluto, è la quota in cui si ha il bilancio tra la turbolenza meccanica e la turbolenza termica e quindi tale valore è in pratica dello stesso ordine dell'estensione verticale della SL . E' interessante osservare come le situazioni convettive presentino valori di L negativi, mentre le situazioni stabili valori positivi. E' poi immediato vedere come in modulo L aumenti all'avvicinarsi dell'adiabaticità, tendendo a $+\infty$ se l'avvicinamento avviene da situazioni stabili e a $-\infty$ se da situazioni convettive. Questo bizzarro comportamento di L ne fa un parametro scomodo nella pratica; come si vedrà nel seguito, verrà più spesso utilizzato il parametro $1/L$ o meglio z/L con z la quota di misura.

Riassumendo quanto si è detto, risulta che:

- la velocità di frizione u_* è sempre positiva, e ciò è la diretta conseguenza del fatto che la turbolenza meccanica è sempre presente e deriva dallo *shear* del vento,
- nelle situazioni convettive, $H_0 > 0$ e $L < 0$,
- nelle situazioni stabili, $H_0 < 0$ e $L > 0$,
- nelle situazioni adiabatiche $H_0 = 0$ e $|L| = \infty$.

Quelli sopra elencati sono i parametri caratteristici della turbolenza entro il SL . Ad essi si devono affiancare altri parametri che completano il quadro della turbolenza dell'intero PBL .

Nelle situazioni convettive, la *lunghezza di scala dell'intero PBL* è la sua estensione verticale z_i . Oltre a ciò si definisce anche una *velocità di scala convettiva* w_* , definita come:

$$w_* = \left(g/\overline{T} \cdot \overline{w'\theta'_v} \cdot z_i \right)^{1/3} \quad [2.59g]$$

A tale variabile (ovviamente non definibile nelle situazioni stabili e normalmente posta arbitrariamente a zero in tali situazioni) si può attribuire il significato di velocità ascensionale caratteristica degli *eddy* entro il ML . Questa velocità è normalmente piuttosto rilevante; in effetti se si considera una tipica situazione altamente convettiva caratterizzata da $T = 300K$, $H_0 = 150 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$ e $z_i = 1000$, w_* risulta pari a $2.6 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$. Ciò comporta che un vortice turbolento che si forma al suolo impiega un tempo pari a circa 10 minuti per raggiungere la sommità del PBL ! Questa considerazione rafforza ulteriormente la scelta di un periodo di mediazione di 15÷60 minuti per le variabili meteorologiche.

Per quanto riguarda invece il PBL stabile, la velocità di scala caratteristica è solo la *friction velocity* e come scala spaziale caratteristica può essere considerata solo la sua estensione verticale h_m .

2.2 IL MODELLO DI PBL

Per definire un modello matematico di *PBL* è necessario individuare le relazioni matematiche che descrivono l'evoluzione nello spazio e nel tempo le principali variabili che ne caratterizzano lo stato, cioè la dipendenza della componente longitudinale della velocità del vento u , della componente trasversale v e verticale w , della densità ρ , della temperatura T , della pressione p e dell'umidità specifica dalla coordinate spaziali x , y e z e dalla coordinata temporale t . Per conseguire tale obiettivo, è giocoforza utilizzare l'apparato teorico della Fluidodinamica basato:

- sulla legge di *conservazione della quantità di moto*,
- sulla legge di *conservazione della massa*,
- sulla legge di *conservazione dell'energia*,
- sull'*equazione di stato dei gas*,
- sulla legge di *conservazione del vapor d'acqua*

L'impiego di tali leggi e la loro applicazione al caso del *PBL* è finalizzato all'individuazione di relazioni di tipo *prognostico* per ogni variabile fisica descrittrice dello stato di questo sistema fisico. Va ricordato che una relazione tipo prognostico è una *relazione differenziale* tra la variazione temporale di una variabile (per esempio una componente del vento) e la variazione spaziale della stessa variabile e di altre variabili rilevanti. Qui di seguito viene presentato in modo sintetico il modello fluidodinamico del *PBL*, tralasciando la deduzione delle varie relazioni che lo costituiscono. Per una discussione più dettagliata si rimanda a Mateev (1965), Holton (1992), Dutton (1995), Wallace e Hobbs (1977). Riferimenti più specifici alle problematiche del *PBL* sono Arya (1987), Blackadar (1997), Nieuwstadt e van Dop (1982), Stull (1988), Garratt (1992), Sorbjan (1989) e Sozzi e al., (2002).

2.2.1 Le equazioni per le variabili istantanee

Da un punto di vista teorico risulta ragionevole iniziare la discussione prendendo come *riferimento* il *valore istantaneo* che le diverse variabili assumono nello spazio e nel tempo. Ciò quindi equivale ad ignorare la natura stocastico/caotica di tali variabili e a focalizzare completamente l'attenzione sulle relazioni fisiche che comunque debbono legarle insieme, nello spazio e nel tempo.

2.2.1.1 L'equazione di continuità

La prima legge fisica considerata è la *conservazione della massa* che, in generale, può essere espressa dalla relazione prognostica seguente:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial (u\rho)}{\partial x} + \frac{\partial (v\rho)}{\partial y} + \frac{\partial (w\rho)}{\partial z} = 0 \quad [2.60a]$$

Dato che nel *PBL* è ragionevole considerare l'aria del *PBL* come un *fluido incompressibile* in cui le variazioni di densità possono essere considerate trascurabili, l'equazione di continuità si può semplificare come segue:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad [2.60b]$$

Quando si assume valida questa semplificazione (**approssimazione di incomprimibilità**), la legge di conservazione della massa non porta ad un'equazione di tipo prognostico, bensì ad un'equazione diagnostica per le componenti del vento (la divergenza del vento deve essere ovunque nulla) condizione che tali componenti dovranno *sempre* rispettare durante la loro evoluzione temporale.

2.2.1.2 Le equazioni di Navier-Stokes

Le equazioni di Navier-Stokes (dal nome di coloro che per primi le hanno derivate) esprimono matematicamente la seconda legge di Newton per la conservazione della quantità di moto. La loro forma generale risulta essere la seguente:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \sum_{j=1}^3 u_j \frac{\partial u}{\partial x_j} = f_c v - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \sum_{j=1}^3 \frac{\partial^2 u}{\partial x_j^2} \quad [2.61a]$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + \sum_{j=1}^3 u_j \frac{\partial v}{\partial x_j} = -f_c u - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \nu \sum_{j=1}^3 \frac{\partial^2 v}{\partial x_j^2} \quad [2.61b]$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + \sum_{j=1}^3 u_j \frac{\partial w}{\partial x_j} = -g - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \nu \sum_{j=1}^3 \frac{\partial^2 w}{\partial x_j^2} \quad [2.61c]$$

dove $\nu = \mu/\rho$ è la viscosità molecolare cinematica, g è l'accelerazione di gravità e f_c è il parametro di Coriolis che tiene conto della rotazione terrestre ($f_c = 1.45 \cdot 10^{-4} \sin\Phi$ (s^{-1}) dove Φ è la latitudine). Nelle relazioni seguenti si è utilizzata una notazione compatta secondo cui:

- la generica coordinata x_i è x se $i=1$, y se $i=2$ e z se $i=3$;
- la generica componente del vento u_j è u se $j=1$, v se $j=2$ e w se $j=3$.

In queste equazioni ogni termine riveste un significato specifico. Il membro di sinistra è la variazione lagrangiana complessiva della componente u_i della velocità del fluido (del vento quindi), dovuta ai fenomeni descritti dai membri di destra dell'equazione che hanno il significato seguente:

- il primo termine permette alla gravità di agire verticalmente;
- il secondo termine descrive l'influenza della rotazione terrestre (effetto di Coriolis) e, come si vede, tale influenza è limitata alle sole componenti orizzontali;
- il terzo termine descrive le forze legate al gradiente di pressione;
- il quarto termine rappresenta l'influenza dello sforzo viscoso.

2.2.1.3 L'equazione di stato dei gas

Il sistema di quattro equazioni differenziali costituito dall'equazione di continuità e dalle equazioni di Navier-Stokes contiene 5 incognite (ρ , p , u , v , w), quindi non è chiuso. D'altro canto, finora sono state considerate solo relazioni fisiche di tipo meccanico, senza tener conto in alcun modo delle leggi della termodinamica. La prima legge termodinamica presa in considerazione è l'equazione di stato di un gas perfetto che abbiamo visto valere anche per la PBL. La sua espressione è la seguente:

$$p = \rho RT \quad [2.62]$$

p è la pressione, R la costante dei gas ($R=287 \text{ J}\cdot\text{K}^{-1} \text{ kg}^{-1}$) e T la temperatura assoluta. Tale relazione varrebbe rigorosamente solo nel caso in cui nel *PBL* fosse assente l'umidità. In sua presenza, come si è visto, l'equazione di stato vale ancora a patto di sostituire T_v a T .

2.2.1.4 La prima legge della termodinamica

L'impiego del primo principio della Termodinamica e della legge di conservazione dell'energia ad una particella di aria porta all'equazione prognostica per la temperatura potenziale istantanea:

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + \sum_{j=1}^3 u_j \frac{\partial \theta}{\partial x_j} = v_{\theta} \sum_{j=1}^3 \frac{\partial^2 \theta}{\partial x_j^2} - \frac{1}{\rho C_p} \sum_{j=1}^3 \frac{\partial Q_j^*}{\partial x_j} - \frac{L_p E}{\rho C_p} \quad [2.63]$$

in cui v_{θ} è la diffusività termica molecolare, L_p il calore latente associato alla massa E di vapor d'acqua per unità di volume e di tempo creata dal cambiamento di fase (si veda il paragrafo successivo) e Q_j^* la componente della radiazione netta nella direzione j . Il primo termine della relazione precedente rappresenta il tasso di variazione di temperatura potenziale, il secondo l'avvezione. Il terzo termine è la diffusione molecolare, il quarto termine è associato alla divergenza di radiazione, mentre l'ultimo è associato al calore latente liberato durante i cambiamenti di fase.

2.2.1.5 La conservazione dell'umidità

Dato che nella conservazione del calore è presente anche un termine che tiene conto della trasformazione di fase dell'acqua presente nell'aria umida, per chiudere il sistema di equazioni non basta solo la definizione di temperatura potenziale, ma occorre anche la relazione di bilancio dell'acqua in atmosfera.

Pertanto, sia q_T l'umidità specifica dell'aria, cioè la massa di acqua (in qualsiasi stato fisico) per unità di massa dell'aria umida. La sua conservazione, assumendo valida l'ipotesi di incomprimibilità, può essere scritta nel modo seguente:

$$\frac{\partial q_T}{\partial t} + \sum_{j=1}^3 u_j \frac{\partial q_T}{\partial x_j} = v_q \sum_{j=1}^3 \frac{\partial^2 q_T}{\partial x_j^2} + \frac{S_{q_T}}{\rho_{aria}} \quad [2.64]$$

dove v_q è la diffusività molecolare del vapore d'acqua in aria ed S_{q_T} è il termine netto di sorgente.

2.2.1.6 La conservazione di una quantità scalare

La conservazione di una quantità scalare, come per esempio la concentrazione in aria di una specie chimica, si ottiene allo stesso modo in cui si è ricavata l'equazione di continuità. Definendo c la concentrazione di una quantità scalare, l'equazione che ne esprime la conservazione è la seguente:

$$\frac{\partial c}{\partial t} + \sum_{j=1}^3 u_j \frac{\partial c}{\partial x_j} = v_c \sum_{j=1}^3 \frac{\partial^2 c}{\partial x_j^2} + S \quad [2.65]$$

dove v_c è la diffusività molecolare di c e S è la somma dei processi non rappresentati

esplicitamente nell'equazione, come ad esempio le reazioni chimiche. In S , a rigore, sarebbero contenuti anche gli effetti dell'interazione tra la presenza della specie chimica considerata ed i parametri meteorologici determinando un accoppiamento molto stretto tra parametri chimici e parametri meteorologici. Questi fenomeni non sono la normalità e quindi spesso è possibile trascurarne l'effetto sulla meteorologia del *PBL*. Va rilevato che la (2.65) costituisce il punto di partenza logico di ogni modello matematico dedicato alla descrizione della dispersione degli inquinanti in aria. Da essa si nota come l'evoluzione spazio-temporale della concentrazione di uno scalare non sia indipendente, in linea di principio, dall'evoluzione spazio-temporale delle variabili micrometeorologiche.

2.2.1.7 Osservazioni

Il sistema di equazioni differenziali individuato costituisce un sistema chiuso, essendo costituito da sei equazioni differenziali nelle sei variabili $(\rho, u, v, w, p, \theta, q)$. Si stanno considerando, però, delle variabili istantanee e le equazioni individuate ci dicono semplicemente che per esse valgono le leggi di conservazione della Fluidodinamica. In teoria, un sistema di equazioni differenziali chiuso, una volta definite opportune condizioni iniziali ed al contorno, dovrebbe essere risolubile, ma finora non è nota alcuna soluzione analitica di questo sistema in situazioni reali. Se si abbandonasse l'idea di una risoluzione analitica e si propendesse per una soluzione numerica, la difficoltà non diminuirebbe. In effetti vale la pena di sottolineare una circostanza importante. Si immagini pure di possedere le tecniche di risoluzione numerica per questo sistema di equazioni: esiste un uomo (o più uomini) in grado di dire con certezza quali siano le condizioni iniziali ed al contorno di un sistema così complesso, che si presenta all'osservazione con marcati tratti stocastici? Si tratterebbe di dare, per esempio, ad un dato istante iniziale i campi *istantanei certi* delle diverse variabili di interesse in un dominio spaziale reale. La non linearità di tanti termini presenti nelle equazioni di bilancio fa sospettare che piccoli errori nella determinazione delle condizioni iniziali ed al contorno possano avere effetti drammatici sui risultati ottenibili dall'integrazione del sistema. In effetti il comportamento *caotico* delle equazioni di bilancio è stato ampiamente evidenziato nelle sperimentazioni numeriche (Sorbian, 1989). Pur supponendo di poter superare queste difficoltà, la risoluzione di tale sistema è proibitiva anche da un punto di vista numerico, infatti la difficoltà sta nel fatto che risolvere in maniera corretta tale sistema di equazioni differenziali significa *risolvere* (cioè descrivere esplicitamente) tutte le scale spazio-temporali caratteristiche della turbolenza del *PBL*. Ricordando che lo spettro tipico della turbolenza si estende per oltre cinque decadi, è immediato constatare quanto questo problema sia ben al di là delle attuali capacità degli strumenti di calcolo disponibili. Pertanto il modello istantaneo, pur avendo il pregio teorico di descrivere in modo naturale, esauriente e corretto l'evoluzione spazio-temporale del *PBL*, risulta totalmente inapplicabile allo stato attuale della tecnologia.

2.2.2 Le equazioni per le variabili medie

Invece di considerare le variabili istantanee, si adotti la visione stocastica illustrata in precedenza, secondo cui le variabili che definiscono l'evoluzione spazio-temporale del *PBL* sono *variabili stocastiche* definibili mediante gli infiniti momenti centrali. A questo punto il ruolo della Fluidodinamica è quello di definire dei *vincoli* che devono rispettare le variazioni spazio-temporali delle differenti variabili. Come si è visto, la piramide dei momenti ha come vertice la media su cui si fonda qualsiasi definizione di momento centrale, ma il termine media non è un termine univoco e già si è visto come la scelta naturale (dal punto di vista teorico) della *media di insieme* non sia in pratica applicabile. Da qui la necessità di adottare una definizione di media più vicina alle possibilità sperimentali e la *media temporale* pare attualmente la scelta più

adeguata. L'adozione di una visione stocastica del fenomeno non è senza inconvenienti. Infatti alla difficoltà di dover dare condizioni iniziali e al contorno per le variabili istantanee e a risolvere vortici le cui dimensioni si estendono su cinque decadi (difficoltà della *visione istantanea*), si contrappone l'impresa ancor più ardua di scrivere infinite equazioni di bilancio per gli infiniti momenti che descrivono il *PBL*. L'intuizione ci dice che le varie distribuzioni di probabilità probabilmente potranno essere descritte in maniera soddisfacente con un numero ridotto di momenti.

Ciò premesso, rivisitiamo ora le relazioni di bilancio alla luce di queste considerazioni con l'obiettivo di costruire un *nuovo* modello matematico del *PBL* riferito non tanto alle variabili istantanee, quanto piuttosto alla previsione dell'evoluzione media delle stesse ed eventualmente dei principali momenti di interesse. Per prima cosa è opportuno formulare dettagliatamente l'ipotesi proposta nel 1895 da Reynolds, secondo cui:

$$\begin{aligned} \rho &= \bar{\rho} + \rho' & u &= \bar{u} + u' & v &= \bar{v} + v' & w &= \bar{w} + w' \\ p &= \bar{p} + p' & \theta &= \bar{\theta} + \theta' & q &= \bar{q} + q' \end{aligned} \quad [2.66a]$$

Prima di procedere, è interessante calcolare il valor medio del prodotto di due variabili istantanee A e B . In pratica si ha che:

$$\begin{aligned} \overline{(A \cdot B)} &= \overline{(A + a') \cdot (B + b')} = \overline{(A \cdot B + Ab' + a'B + a'b')} \\ &= \overline{(A \cdot B)} + \overline{(Ab')} + \overline{(a'B)} + \overline{(a'b')} \\ &= \bar{A} \cdot \bar{B} + 0 + 0 + \overline{a'b'} = \bar{A} \cdot \bar{B} + \overline{a'b'} \end{aligned} \quad [2.66b]$$

La covarianza $\overline{a'b'}$ tra le due variabili, non è necessariamente nulla: la principale differenza tra le equazioni per le variabili istantanee e quelle per le variabili medie sta proprio nella presenza in queste ultime dei momenti di secondo ordine del tipo $\overline{u'_i u'_j}$ (*Reynolds stress*) o $\overline{u'_i \theta'}$ (*flusso di calore turbolento*), che *non possono essere trascurati*.

2.2.2.1 L'equazione di stato

Utilizzando l'ipotesi di Reynolds e le proprietà della media d'insieme, dall'equazione di stato espressa in forma istantanea è semplice ottenere la relazione seguente:

$$\bar{p}/R = \bar{\rho} \cdot \bar{T}_v \quad [2.67]$$

che mette in relazione il valor medio della pressione con il valor medio della densità e della temperatura virtuale dell'aria.

2.2.2.2 L'equazione di continuità

Per semplicità, con l'equazione di continuità nella forma incomprimibile, l'impiego dell'ipotesi di Reynolds e delle proprietà della media comporta che:

$$\sum_{j=1}^3 \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_j} = \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} = 0 \quad [2.68]$$

Quanto ottenuto sta a significare che, in questo caso, la forma matematica con cui si presenta

l'equazione di continuità scritta per le variabili medie è del tutto identica all'analogha equazione scritta per le variabili istantanee; ciò è ovviamente vero *solo* se si assume valida l'ipotesi di incomprimibilità. In questo caso, inoltre, è interessante notare come l'equazione di continuità rappresenti anche una *relazione diagnostica* per le componenti medie del vento.

2.2.2.3 La conservazione della quantità di moto

Dalle equazioni prognostiche per le componenti istantanee u e v , una volta trascurati i termini dipendenti dalla viscosità del tutto irrilevanti nel *PBL*, è possibile ottenere le seguenti relazioni:

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \sum_{j=1}^3 \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}}{\partial x_j} = f_c \bar{v} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} - \sum_{j=1}^3 \frac{\partial (\bar{u}'_i \bar{u}'_j)}{\partial x_j} \quad [2.69a]$$

$$\frac{\partial \bar{v}}{\partial t} + \sum_{j=1}^3 \bar{u}_j \frac{\partial \bar{v}}{\partial x_j} = -f_c \bar{u} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial y} - \sum_{j=1}^3 \frac{\partial (\bar{u}'_i \bar{u}'_j)}{\partial x_j} \quad [2.69b]$$

In esse, accanto ai valori medi delle componenti orizzontali del vento, sono comparsi anche gli elementi della matrice di varianza-covarianza delle tre componenti del vento stesso (cioè i flussi di quantità di moto), cosa che costituisce una novità importante. In queste relazioni:

- il primo termine rappresenta il guadagno di quantità di moto media;
- il secondo descrive l'avvezione della quantità di moto media causata dal vento medio;
- il terzo termine permette alla gravità di agire verticalmente;
- il quarto termine descrive l'influenza della rotazione terrestre (effetto di Coriolis);
- il quinto termine descrive l'effetto delle forze legate al gradiente di pressione medio;
- il sesto termine rappresenta l'influenza del Reynolds stress sul movimento medio. Può anche essere visto come la divergenza del flusso turbolento di quantità di moto.

La presenza di quest'ultimo termine implica che la *turbolenza deve sempre essere considerata*, anche quando si è interessati solo alle variabili medie, essendo questo termine dello stesso ordine di grandezza (a volte anche maggiore) di molti altri termini presenti nell'equazione. La cosa non è imprevedibile e ci sottolinea il fatto che il valore medio di una componente del vento non dipende solo dal valore medio delle altre, ma anche dalla loro covarianza.

La componente \bar{w} , normalmente indicata col termine *subsidenza*, in un *PBL* non interessato da fenomeni meteorologici particolarmente violenti è molto piccola, soprattutto se confrontata con le fluttuazioni w' . E' consuetudine trascurare tale componente media, ragion per cui sparirà dal modello del *PBL* l'intera equazione prognostica ad essa relativa.

Ritornando alle equazioni relative alle componenti orizzontali, è consueto introdurre le componenti del *vento geostrofico* \bar{u}_g e \bar{v}_g definite come:

$$f_c \bar{u}_g = -\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial \bar{p}}{\partial y} \quad f_c \bar{v}_g = +\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} \quad [2.69c]$$

In conclusione, dall'applicazione dell'operatore media alle relazioni di conservazione della quantità di moto, dopo l'adozione di alcune semplificazioni compatibili con le caratteristiche tipiche del *PBL*, quello che si ottiene sono le relazioni seguenti:

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \sum_{j=1}^3 \bar{u}_j \cdot \frac{\partial \bar{u}}{\partial x_j} = -f_c \cdot (\bar{v}_g - \bar{v}) - \sum_{j=1}^3 \frac{\partial \overline{u'_j u'}}{\partial x_j} \quad [2.69d]$$

$$\frac{\partial \bar{v}}{\partial t} + \sum_{j=1}^3 \bar{u}_j \cdot \frac{\partial \bar{v}}{\partial x_j} = +f_c \cdot (\bar{u}_g - \bar{u}) - \sum_{j=1}^3 \frac{\partial \overline{u'_j v'}}{\partial x_j} \quad [2.69e]$$

E' importante sottolineare ancora una volta che l'applicazione dell'operatore media alle equazioni del bilancio della quantità di moto ha generato equazioni prognostiche per i valori medi delle componenti orizzontali del vento in cui sono presenti anche i momenti secondi centrali (varianze e covarianze).

2.2.2.4 La conservazione del calore

Consideriamo ora la relazione che rappresenta, in termini istantanei, la legge di conservazione del calore. L'impiego dell'ipotesi di Reynolds porta immediatamente alla relazione prognostica per la temperatura potenziale virtuale media:

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} + \sum_{j=1}^3 \bar{u}_j \cdot \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho C_p} \sum_{j=1}^3 \frac{\partial \bar{Q}_j^*}{\partial x_j} - \frac{L_v E}{\rho C_p} - \sum_{j=1}^3 \frac{\partial (\overline{u'_j \theta'})}{\partial x_j} \quad [2.70]$$

dove, anche in questo caso, si è trascurato il termine viscoso. Si può notare che:

- il primo termine rappresenta il guadagno di calore medio;
- il secondo termine descrive l'avvezione del calore medio a causa del vento medio;
- il terzo termine è la sorgente di radiazione netta associata alla divergenza di radiazione;
- il quarto termine è la sorgente di radiazione associata al rilascio di calore latente;
- il quinto termine rappresenta la divergenza del flusso turbolento di calore.

Anche il bilancio di calore ripropone la situazione vista nella conservazione della quantità di moto, solo che in questo caso la relazione ottenuta sottolinea il fatto che vento e temperatura non sono affatto disaccoppiati, anzi sono strettamente legati dalle covarianze componente del vento-temperatura, cioè dai flussi di calore sensibile, presenti nell'ultimo termine.

2.2.2.5 La conservazione dell'umidità

Se si opera in modo analogo sull'equazione del bilancio di umidità specifica totale, trascurando ancora una volta il termine viscoso, si giunge alla relazione prognostica seguente:

$$\frac{\partial \bar{q}}{\partial t} + \sum_{j=1}^3 \bar{u}_j \cdot \frac{\partial \bar{q}}{\partial x_j} = \frac{S_{qr}}{\rho_{aria}} - \sum_{j=1}^3 \frac{\partial \overline{u'_j q'}}{\partial x_j} \quad [2.71]$$

dove :

- il primo termine rappresenta la variazione temporale di umidità totale media;
- il secondo termine descrive l'avvezione di umidità totale media a causa del vento medio;
- il terzo termine è il termine netto di sorgente per l'umidità totale media;
- il quarto termine rappresenta la divergenza della umidità totale media.

L'equazione precedente afferma un concetto estremamente interessante: la presenza di vapor d'acqua in atmosfera è influenzata ed influenza a sua volta le altre variabili meteorologiche con un effetto di *controreazione* non facilmente immaginabile. La mutua interazione è rappresentata dalle covarianze tra l'umidità specifica e le componenti del vento, cioè dai flussi di umidità.

2.2.2.6 La conservazione di uno scalare

Per la conservazione di ogni specie chimica presente vale la relativa legge di conservazione in termini istantanei. L'introduzione dell'ipotesi di Reynolds e l'applicazione dell'operatore media conducono ad un'equazione prognostica per la concentrazione media \bar{c} che, una volta trascurato il termine viscoso, diventa:

$$\frac{\partial \bar{c}}{\partial t} + \sum_{j=1}^3 \bar{u}_j \frac{\partial \bar{c}}{\partial x_j} = S_c - \sum_{j=1}^3 \frac{\partial \overline{u'_j c'}}{\partial x_j} \quad [2.72]$$

dove S_c rappresenta collettivamente i termini di sorgente (emissioni, processi chimici e chimico-fisici). La (2.72) è veramente il punto di partenza effettivo per ogni modello (di tipo euleriano) per la dispersione degli inquinanti in aria e da essa è immediatamente visibile il fatto che, per poter essere utilizzata, richiede sia la conoscenza dei campi meteorologici medi che del campo dei flussi turbolenti. Questa è la dimostrazione più evidente di quanto sia importante la micrometeorologia nello studio della dispersione degli inquinanti entro il *PBL*.

2.2.2.7 Riepilogo delle relazioni ottenute

L'impiego della legge dei gas e delle leggi di conservazione (massa, quantità di moto, calore, umidità), l'adozione delle ipotesi di Reynolds e l'applicazione dell'operatore media, hanno condotto, dopo alcuni ragionevoli semplificazioni, al modello prognostico seguente:

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \sum_{j=1}^3 \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}}{\partial x_j} = -f_c (\bar{v}_g - \bar{v}) - \sum_{j=1}^3 \frac{\partial \overline{u' u'_j}}{\partial x_j} \quad [2.73a]$$

$$\frac{\partial \bar{v}}{\partial t} + \sum_{j=1}^3 \bar{u}_j \frac{\partial \bar{v}}{\partial x_j} = +f_c (\bar{u}_g - \bar{u}) - \sum_{j=1}^3 \frac{\partial \overline{u' u'_j}}{\partial x_j} \quad [2.73b]$$

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} + \sum_{j=1}^3 \bar{u}_j \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho C_p} \cdot \left(L_v E + \frac{\partial \overline{Q_3^*}}{\partial z} \right) - \sum_{j=1}^3 \frac{\partial \overline{u'_j \theta'}}{\partial x_j} \quad [2.73c]$$

$$\frac{\partial \bar{q}_T}{\partial t} + \sum_{j=1}^3 \bar{u}_j \frac{\partial \bar{q}_T}{\partial x_j} = \frac{S_{qT}}{\rho} - \sum_{j=1}^3 \frac{\partial \overline{u'_j q'_T}}{\partial x_j} \quad [2.73d]$$

$$\frac{\bar{p}}{R} = \bar{\rho} \cdot \bar{T}_v \quad [2.73e]$$

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} = 0 \quad [2.73f]$$

Non è difficile accorgersi che questo sistema di equazioni *non è un sistema chiuso*, dato che il numero di equazioni è inferiore al numero di variabili presenti.

2.2.3 Le equazioni per i Momenti del Secondo Ordine

Nelle equazioni prognostiche delle variabili medie compaiono i momenti del secondo ordine che non sono noti a priori e, in generale, non sono nemmeno trascurabili. Anche per essi è possibile ricavare delle equazioni prognostiche che si derivano (operazione algebrica semplice, ma estremamente laboriosa) dalle equazioni di conservazione per le variabili istantanee e dall'introduzione dell'ipotesi di Reynolds. Se queste nuove equazioni non contenessero ulteriori incognite, il sistema risulterebbe chiuso. Sfortunatamente si dimostra che in esse sono presenti i momenti del terzo ordine, innestando quindi un processo degenerativo secondo cui più elevato è il grado del momento considerato, maggiore è il numero di nuove incognite coinvolte, tutte costituite da momenti di ordine superiore al momento desiderato. Questo è il ben noto *problema della chiusura* che per primi misero in evidenza Keller e Friedmann nel 1924 e che porta alla conclusione che *il sistema di equazioni fluidodinamiche descrittive del PBL non può essere mai chiuso* congruentemente con la visione stocastica del PBL. Ciò non significa che tale apparato matematico non possa portare ad un modello operativo per la previsione dell'evoluzione spazio-temporale del PBL. Per ulteriori dettagli si rimanda a Stull (1989) e Sorbjan (1989).

2.2.4 Il Problema della Chiusura

Sono stati presentati due modi per descrivere matematicamente l'evoluzione spazio-temporale del PBL, entrambi basati sulle equazioni della fluidodinamica: il primo riferito ai valori istantanei delle variabili meteorologiche, il secondo ai momenti centrali delle stesse. Il risultato ottenuto è che mentre il primo metodo risulta costituito da un insieme chiuso di equazioni tra le variabili istantanee, il secondo invece, che utilizza variabili meteorologiche medie, non lo è. Tuttavia, l'unico metodo che si può ragionevolmente pensare di impiegare nelle applicazioni pratiche è l'integrazione numerica delle equazioni differenziali relative alle variabili meteorologiche medie, anche se all'apparenza non è chiaro come fare. Per renderlo *trattabile*, l'approccio seguito è quello di *considerare un numero limitato di equazioni prognostiche* (in generale solo quelle che descrivono le variabili medie) ed *approssimare le rimanenti incognite* (i momenti di ordine superiore) con relazioni di fatto semiempiriche basate sulla conoscenza delle variabili di cui sono considerate le relative relazioni prognostiche. *Questa operazione è chiamata la chiusura del sistema di equazioni fluidodinamiche*. A questo punto è doveroso fare alcune considerazioni. Le equazioni sono state scritte ipotizzando come media la media di insieme, tuttavia è evidente che dal punto di vista pratico tale media non può essere presa in considerazione. I modelli normalmente impiegati adottano invece come media la media temporale ed ipotizzano che i processi meteorologici siano *processi ergodici*.

L'elemento principale che caratterizza i diversi modelli matematici di PBL è il tipo di chiusura, cioè il modo con cui vengono parametrizzate le variabili meteorologiche in esubero, responsabili della non chiusura del modello. Inizialmente si prenderà in considerazione la *chiusura di tipo locale*, secondo cui ogni singola variabile in esubero (in genere un flusso turbolento o comunque un momento di ordine superiore) viene espressa con relazioni semiempiriche basate su variabili non in esubero *relative allo stesso punto spazio-temporale*. Questo modo di procedere è molto naturale ma non sempre porta a simulazioni fisicamente corrette, specialmente nelle situazioni convettive. Successivamente, verrà illustrata brevemente una famiglia di metodi differenti di chiusura, la *chiusura non locale*, che cerca di tener conto dell'enorme scala spettrale che caratterizza i vortici turbolenti del PBL. Si abbandona quindi l'ipotesi che un momento di ordine superiore sia descrivibile in un punto dello spazio-tempo sulla base del valore assunto delle variabili non in esubero sempre nel medesimo punto dello spazio. La presenza dei vortici turbolenti di così grandi dimensioni, soprattutto nelle situazioni convettive, determina contributi in un punto che provengono da gran parte del PBL stesso. Qui

viene fatta una trattazione molto sintetica; per maggiori dettagli si rimanda a Sozzi e al. (2002).

2.2.4.1 Chiusura Locale

2.2.4.1.1 Chiusura locale del primo ordine

Per modello con *chiusura del primo ordine* (o di tipo K) si intende un modello di *PBL* basato sulle sole equazioni prognostiche relative alle variabili medie, in cui i momenti del secondo ordine (gli unici presenti direttamente) vengono parametrizzati impiegando i *gradienti locali* delle variabili medie stesse. Più precisamente, in analogia con la legge di Fourier, viene *postulata una relazione diretta e lineare tra i flussi ed i gradienti delle variabili medie*. In particolare, se consideriamo *gli sforzi di Reynolds*, questo modo di procedere ipotizza che siano valide le relazioni seguenti:

$$\overline{u'w'} = -K_m \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \quad \overline{v'w'} = -K_m \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \quad [2.74a]$$

dove K_m è il *coefficiente di diffusività turbolenta per la quantità di moto*. Analoghe ipotesi vengono fatte per il flusso turbolento di calore e di umidità, espressi dalle seguenti relazioni:

$$\overline{w'g'_v} = -K_h \frac{\partial \bar{g}_v}{\partial z} \quad \overline{w'q'} = -K_q \frac{\partial \bar{q}}{\partial z} \quad [2.74b]$$

dove K_h , K_q sono rispettivamente la diffusività termica turbolenta e la diffusività del vapor d'acqua. *A differenza del caso molecolare, la diffusività turbolenta non è una proprietà del fluido ma del suo stato di moto e può essere funzione di varie grandezze, posizione e velocità del fluido comprese*. Le sperimentazioni numeriche fatte ed alcune considerazioni teoriche portano ad affermare che questo tipo di chiusura è ragionevolmente realistico nelle situazioni stabili e neutre, in cui la scala dei meccanismi di diffusione risulta inferiore alla scala del moto medio. Nelle situazioni convettive, invece, la lunghezza di scala dei vortici dominanti è molto maggiore di quella dei moti medi e ciò rende praticamente inutilizzabile questo tipo di chiusura. Molte sono state le relazioni proposte per i differenti coefficienti di diffusività, tutte di natura prevalentemente semiempirica. Per quanto riguarda K_m , una delle formulazioni più note e più usate è la seguente:

- *situazioni stabili* (Brost e Wyngaard, 1978)

$$K_m(z) = ku_* z \cdot (1 - z/h)^{1.5} / (1 + 4.7z/L) \quad [2.75a]$$

dove h è l'altezza del *PBL* stabile.

- *situazioni convettive* (Moeng e Wyngaard, 1984)

$$K_m(z) = 2.5w_* z_i (1 - z/z_i)(z/z_i)^{1.5} \quad [2.75b]$$

Per quanto riguarda la *diffusività turbolenta per il calore*, poco è noto. Normalmente si pone:

$$K_h = K_m / \alpha_\theta \quad [2.75c]$$

dove α_θ dipende da quota e stabilità. Sperimentali si è visto che α_θ vale circa 0.74 nel *SL* neutro e stabile, mentre tale valore decresce con l'aumentare della convettività. Data la scarsità di dati sperimentali relativi all'umidità, nelle applicazioni si assume operativamente che $K_q = K_h$. Se si analizzano queste relazioni, sorgono immediate alcune considerazioni. Innanzi tutto si vede che K_m cresce nel *SL* fino a raggiungere un massimo nella parte centrale del *PBL*, per poi decrescere ed annullarsi alla sua sommità, comportamento del tutto generale e confermato dai dati sperimentali. Inoltre, non è difficile rendersi conto che i valori assunti da K_m sono piccoli (dell'ordine di 1) per le situazioni stabili, un poco superiori (dell'ordine di 10) per le situazioni neutre e molto elevati (dell'ordine delle centinaia) per le situazioni convettive. L'altra considerazione, forse più importante, è che il valore di K_m dipende a questo punto solo dalla conoscenza di parametri come u_* , L , H_0 (flusso turbolento di calore sensibile al suolo) e z_i che possono essere *misurati realmente* e quindi si vede come l'adozione di una chiusura K effettivamente porti ad un modello realmente utilizzabile.

La chiusura di tipo K , pur avendo avuto nel passato una notevole popolarità, risulta essere soddisfacente solo in condizioni adiabatiche o stabili, mentre, così come è formulata, non fornisce risultati attendibili durante le situazioni convettive. Un modo per migliorare la loro rappresentatività in queste situazioni è quello di usare per la chiusura del flusso turbolento di calore una relazione del tipo:

$$\overline{w'\theta'} = -K_h \left(\frac{\partial \theta}{\partial z} - \gamma_\theta \right) \quad [2.76]$$

dove γ_θ è detto *controgradiente*. Con valori di $\gamma_\theta \approx 0.0007$ (K/m) sono stati ottenuti risultati molto più realistici.

La notevole e in larga misura immeritata popolarità della chiusura di tipo K deriva anche dal fatto che si presta ad alcune istruttive considerazioni analitiche. Applicando infatti la semplice chiusura K alle equazioni di moto in forma stazionaria si ha:

$$\frac{d}{dz} K_m \left(\frac{d\bar{u}}{dz} \right) + f(\bar{v} - \bar{v}_g) = 0 \quad [2.77a]$$

$$\frac{d}{dz} K_m \left(\frac{d\bar{v}}{dz} \right) - f(\bar{u} - \bar{u}_g) = 0 \quad [2.77b]$$

Se si ipotizza K_m , u_g e v_g costanti con la quota, si ottiene la seguente soluzione analitica:

$$\begin{aligned} \bar{u} &= \bar{u}_g - e^{-az} \left(\bar{u}_g \cos(az) + \bar{v}_g \sin(az) \right) \\ \bar{v} &= \bar{v}_g - e^{-az} \left(\bar{v}_g \cos(az) - \bar{u}_g \sin(az) \right) \end{aligned} \quad [2.77c]$$

oppure

$$\begin{aligned} \bar{u} &= G(1 - e^{-az} \cos(az)) \\ \bar{v} &= Ge^{-az} \sin(az) \end{aligned} \quad [2.77d]$$

dove con G si è indicato il modulo del vento geostrofico. E' tipico usare queste relazioni per realizzare dei grafici aventi sull'asse x il rapporto U/G e sull'asse y il rapporto \bar{u}/G e collegando tutti i punti relativi alle quote crescenti. Il risultato è una linea a spirale che indica la progressiva rotazione della direzione del vento con la quota (*Spirale di Ekman*). In Fig.2.18 è presentato un

esempio di *spirale di Ekman* ottenuta usando il per a valore 0.001.

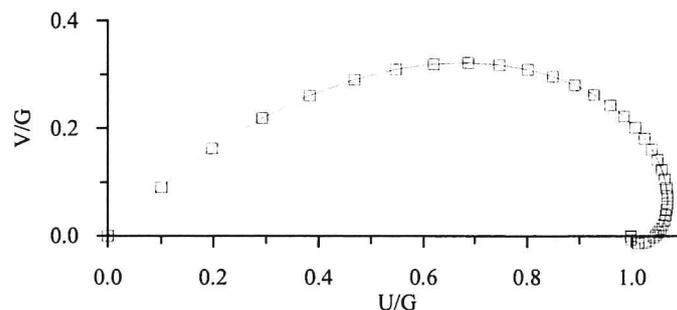


Fig.2.18: esempio di *spirale di Ekman*

2.2.4.1.2 Chiusura locale del secondo ordine

L'esagerata aggregazione con cui sono presenti in un modello con chiusura di tipo K le informazioni relative alla turbolenza atmosferica è senza dubbio la ragione del loro fallimento nella descrizione di situazioni convettive. Per evitare ciò, senza tuttavia complicare oltre misura il modello stesso, è stato proposto un metodo di chiusura che affianca alle equazioni relative alle variabili meteorologiche medie alcune delle equazioni prognostiche dei momenti del secondo ordine. Due sono le filosofie normalmente adottate. La prima utilizza come equazioni aggiuntive quella per l'energia cinetica turbolenta e quella per la varianza della temperatura potenziale virtuale. Quest'ultima può subire vari livelli di semplificazione, dando luogo a differenti schemi di chiusura. Tutti questi schemi sono noti collettivamente come *chiusura di Mellor-Yamada*. La seconda filosofia, invece, considera come equazioni aggiuntive quella dell'energia cinetica turbolenta e quella del tasso di dissipazione della stessa. Normalmente tale tipo di chiusura è indicata col nome di *chiusura k-ε*. In questa sede è impossibile trattare tale argomento data la sua notevole complessità. Per ulteriori dettagli si rimanda a Sozzi e al. (2002).

2.2.4.2 Chiusura non locale

La chiusura non locale è basata sul concetto che tutti i vortici turbolenti possono trasportare porzioni di fluido per distanze finite e quindi *che la turbolenza ha prevalentemente una natura avveviva*, come emerge dai dati sperimentali in campo (pochi) e dalle simulazioni fisiche realizzate in laboratorio da Willis, Deardorff (1974, 1976, 1978, 1981). Qui di seguito si illustrerà sinteticamente questo tipo di chiusura. Per ulteriori dettagli si rimanda a Stull (1993).

Si consideri l'equazione di conservazione di una variabile meteorologica S (uno scalare o una componente della quantità di moto). Per la sua componente media vale la relazione prognostica:

$$\frac{\partial \bar{S}}{\partial t} + u_j \frac{\partial \bar{S}}{\partial x_j} = - \frac{\partial \overline{u'_j S'}}{\partial x_j} + \dots + \dots \quad [2.78]$$

in cui il primo termine di sinistra rappresenta la variazione nel tempo, il secondo di sinistra l'avvezione dovuta al vento medio ed il primo di destra la divergenza del flusso turbolento, che deriva dal termine avvevivo e dall'ipotesi di Reynolds. Mentre la chiusura locale del primo ordine, di fatto, tenta di parametrizzare la divergenza del flusso turbolento in modo diffusivo, assimilandolo quindi alla diffusione molecolare, la chiusura non locale tenta una parametrizzazione prevalentemente *avveviva*. Per fare ciò, si consideri (Fig.2.19) una colonna

verticale di aria, suddivisa in un numero N di celle e l'intervallo temporale Δt tra il tempo t ed il tempo $t+\Delta t$. Sia $C_{ij}(t,\Delta t)$ la frazione di aria in arrivo alla cella i e proveniente dalla cella j in questo intervallo di tempo. La matrice $C(t,\Delta t)$ di tutti gli elementi C_{ij} è chiamata *Transilient Matrix (TM)*. Ogni elemento diagonale (C_{ij}) rappresenta la frazione di aria nella cella i che non contribuisce a scambi di aria con le altre celle. Se uno di questi coefficienti ha valore 1, allora non c'è scambio turbolento tra una cella e le altre e ciò significa che i vortici turbolenti presenti nella colonna d'aria sono di dimensione inferiore alle dimensioni della cella e quindi non possono essere *risolti* dalla griglia adottata. Si consideri come istante iniziale un generico istante t . Nell'intervallo Δt successivo, lo stato \bar{S}_i di una cella è alterato a causa dell'arrivo di aria proveniente da altre celle della colonna che trasmettono l'informazione delle forzanti del *PBL* localizzate al suolo (e non solo, se la variabile S rappresenta la concentrazione di un inquinante). In generale si avrà che:

$$\bar{S}_i(t + \Delta t) = \sum_{j=1}^N C_{ij}(t, \Delta t) \cdot \bar{S}_j(t) \quad [2.79a]$$

L'aria trasferita da una cella all'altra, porta con sé le caratteristiche originarie (calore, umidità, quantità di moto, concentrazione di inquinante), quindi la *TM* può essere usata per descrivere tutte le variabili di stato. Man mano che il tempo si incrementa, la *TM* cambia per i continui scambi di aria. Per soddisfare il principio di conservazione della massa è però necessario che:

$$\sum_{j=1}^N C_{ij} = 1 \quad \sum_{i=1}^N C_{ij} = 1 \quad [2.79b]$$

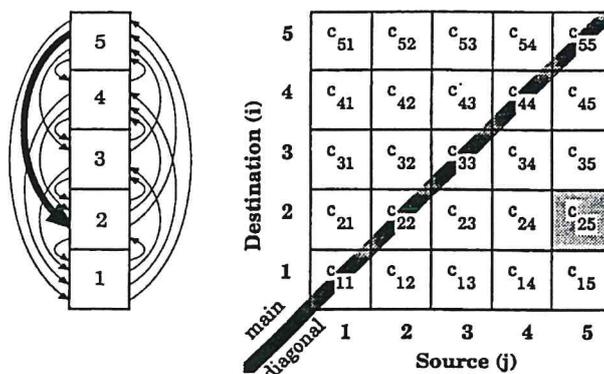


Fig.2.19: schematizzazione del modello di chiusura non locale di Stull (1991)

La somma di ogni riga è pari a 1, perché il 100% dell'aria in ogni cella deve arrivare da qualche parte. La somma di ogni colonna deve essere 1, dato che da qualche parte dovrà pur andare l'aria contenuta nella cella. Non vi sono quindi sorgenti o pozzi. Perché gli elementi della *TM* siano realistici fisicamente è necessario che non siano negativi e che ogni elemento C_{ij} non sia superiore a 1. Il problema da risolvere è l'individuazione degli elementi di questa matrice una volta noti ad un istante t i profili verticali delle principali variabili meteorologiche medie e conoscendo i flussi turbolenti che si instaurano alla superficie tra t e $t+\Delta t$. A tale scopo è stato proposto un metodo che opera come segue:

- si destabilizzano i profili verticali a causa delle forzanti (flussi) al suolo, che agiscono mutando le caratteristiche medie della cella inferiore della colonna d'aria verticale. Questo mutamento allontana il sistema dal preesistente stato di equilibrio;

- il sistema così perturbato modifica anche la propria energia cinetica turbolenta e quindi anche il valore di un opportuno potenziale da essa derivato. A tale alterazione il sistema reagisce cercando un nuovo punto di equilibrio. Da questo ritorno ad una situazione di stabilità si deduce quantitativamente la *TM*.

Si supponga che ad un certo istante arrivi alla superficie terrestre del calore di provenienza solare che riscalda il suolo e determina un allontanamento del sistema dallo stato di equilibrio raggiunto in precedenza. In risposta a ciò si svilupperà una circolazione turbolenta che muoverà dell'aria calda verso l'alto. Una volta che tale aria calda sarà salita agli strati alti del *PBL*, il sistema raggiungerà l'equilibrio e la circolazione turbolenta cesserà. In pratica, in ogni *time step* ha origine un processo destabilizzante in cui agiscono le forzanti attive costituite sia dai flussi turbolenti sia dalle altre forzanti di contorno (forzanti dinamiche) rappresentate nelle equazioni fluidodinamiche da tutti i termini esclusi quelli di diffusione turbolenta, col risultato di alterare i profili verticali di temperatura e di velocità del vento. Se tali variazioni sono sufficienti, si verrà a generare della turbolenza come risposta a tale perturbazione. Subito dopo ha luogo il secondo processo che comporta un rimescolamento verticale dell'atmosfera e quindi una parziale soppressione della turbolenza con riduzione dei gradienti. Una descrizione dettagliata dello schema di chiusura non locale è oltre gli scopi di questo lavoro. Maggiori dettagli su questo e su altri schemi di chiusura non locale si possono trovare in Sozzi e al. (2002).

2.3 ANALISI ENERGETICA DEL PBL.

Dal punto di vista energetico, il *PBL* è un'enorme macchina termica il cui combustibile è la radiazione solare. Per comprendere i complessi scambi energetici che in esso hanno luogo, è necessario studiare con i singoli termini che concorrono a definirne il *bilancio energetico*.

2.3.1 La Radiazione ad Onda corta (Solare)

2.3.1.1 La propagazione radiativa di energia

Il fatto che ogni corpo a temperatura superiore a 0K emetta energia sotto forma di radiazione elettromagnetica e che tale energia possa trasmettersi attraverso il vuoto, fa del trasferimento radiativo il meccanismo di scambio energetico principale per il *PBL*. Un'onda elettromagnetica consiste nella variazione dell'intensità di un campo elettrico e di un campo magnetico tra loro ortogonali ed è caratterizzata da una *velocità di propagazione* C_0 ($m \cdot s^{-1}$) pari alla velocità della luce ($3 \cdot 10^8 m \cdot s^{-1}$), da una *frequenza* ν ($Hz = \text{cicli} \cdot s^{-1}$) e da una *lunghezza d'onda* λ ($m \cdot \text{ciclo}^{-1}$) legata alle due variabili precedenti della relazione $\lambda \cdot \nu = C_0$. L'intero campo delle frequenze (o che è lo stesso delle lunghezze d'onda) prende il nome di *spettro*, mentre si definisce *banda* un suo intervallo che presenti caratteristiche particolari. Normalmente, lo spettro della radiazione elettromagnetica si ripartisce nel modo indicato in *Tab.2.2*, mentre in *Tab.2.3* si analizza più in dettaglio la *banda del visibile*, cioè quella della radiazione percepita dall'occhio umano, associando tipiche lunghezze d'onda ai colori principali.

Per quantificare l'energia elettromagnetica emessa da un corpo caldo è conveniente rifarsi ad un oggetto un po' particolare e molto ideale, chiamato *corpo nero*, in pratica un oggetto che emette la massima radiazione possibile compatibile con la propria temperatura.

Per un corpo nero, l'ammontare massimo di flusso radiativo monocromatico che può essere emesso (*Irradianza monocromatica di corpo nero*, $W \cdot m^{-2} \cdot \mu m^{-1}$) è dato dalla *legge di Planck* :

$$E_{\lambda}^* = \frac{c_1}{\lambda^5 [\exp(c_2/(\lambda T)) - 1]} \quad [2.80a]$$

dove c_1 e c_2 valgono rispettivamente $3.74 \cdot 10^8 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \mu\text{m}^4$ e $1.44 \cdot 10^4 \mu\text{m} \cdot \text{K}$, T è la temperatura del corpo (K) e l'asterisco indica che ci si riferisce ad un corpo nero. Nell'intervallo di temperatura tipico del PBL, la legge di Planck può così semplificarsi:

$$E_{\lambda}^* = c_1 \cdot \lambda^{-5} \cdot \exp[-c_2/(\lambda T)] \quad [2.80b]$$

BANDA	FREQUENZA (Hz)	LUNGHEZZA D'ONDA ($\mu\text{m}/\text{ciclo}$)
Onde Elettriche	$0 \div 10^4$	$\infty \div 3 \cdot 10^{10}$
Onde Radio	$10^4 \div 10^{11}$	$3 \cdot 10^{10} \div 3 \cdot 10^3$
Infrarosso	$10^{11} \div 4 \cdot 10^{14}$	$3 \cdot 10^3 \div 7.5 \cdot 10^{-1}$
Visibile	$4 \cdot 10^{14} \div 7.5 \cdot 10^{14}$	$7.5 \cdot 10^{-1} \div 4 \cdot 10^{-1}$
Ultravioletto	$7.5 \cdot 10^{14} \div 3 \cdot 10^{16}$	$4 \cdot 10^{-1} \div 10^{-2}$
Raggi X	$3 \cdot 10^{16} \div 3 \cdot 10^{20}$	$10^{-2} \div 10^{-6}$
Raggi γ	$3 \cdot 10^{20} \div 3 \cdot 10^{21}$	$10^{-6} \div 10^{-7}$

Tab.2.2: lo spettro elettromagnetico.

COLORE	TIPICA LUNGHEZZA D'ONDA λ (μm)
Violetto	0.430
Blu scuro	0.470
Blu chiaro	0.495
Verde	0.530
Giallo-Verde	0.560
Giallo	0.580
Arancio	0.600
Rosso	0.640

Tab.2.3: corrispondenza tra colori e lunghezze d'onda.

Oltre a ciò, la legge di Wien, espressa dalla relazione:

$$\lambda_{\text{max}} = a/T \quad [2.80c]$$

consente la determinazione della lunghezza d'onda (λ_{max}), funzione della sola temperatura del corpo nero, cui corrisponde il picco spettrale. La costante numerica a è pari a $2897 \mu\text{m} \cdot \text{K}$.

La temperatura del sole è di circa 5780K e quella tipica della superficie terrestre è dell'ordine di 300K . Dalla Fig.2.20 si nota come lo spettro solare presenti un picco di irradianza monocromatica in corrispondenza della banda del visibile, mentre lo spettro terrestre presenti un picco localizzato nell'infrarosso. Per questo la radiazione solare viene indicata come *radiazione ad onda corta*.

L'ammontare totale di emissione $E^*(\text{W} \cdot \text{m}^{-2})$, cioè l'integrale della distribuzione di irradianza rispetto alla lunghezza d'onda, detto *Irradianza o Flusso Radiativo* ed anch'essa funzione della sola temperatura del corpo nero, è dato dalla legge di Stefan-Boltzmann:

$$E^* = \sigma_{SB} T^4 \quad [2.80d]$$

in cui σ_{SB} (costante di Stefan Boltzmann) è pari a $5.67 \cdot 10^{-8} \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-4}$. Nel caso del sole, si ha che $E^* = 63.28 \cdot 10^6 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$: l'irradianza solare è, quindi, enorme, soprattutto se paragonata a quella terrestre che, in base alla (2.80d) e ad una temperatura media di 300 K, è di circa $459 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$.

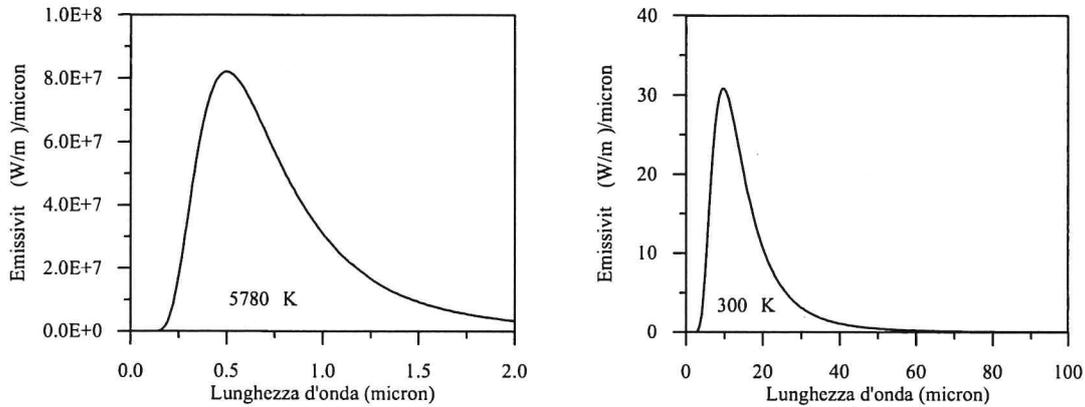


Fig.2.20: Irradianza monocromatica di corpo nero per due temperature tipiche.

Se R_1 è il raggio della sfera che emette la radiazione e R_2 è il raggio di una sfera concentrica alla prima e di dimensioni maggiori, la *legge dell'inverso del quadrato della distanza* dice che:

$$E_2^* = E_1^* \cdot (R_1/R_2)^2 \quad [2.80e]$$

Se $E_1^* = 63.28 \cdot 10^6 \text{ W m}^{-2}$ e $R_1 = 6.96 \cdot 10^5 \text{ km}$ (raggio di sole), su una sfera con $R_2 = 149.6 \cdot 10^6 \text{ km}$ (raggio dell'orbita terrestre), E_2^* è pari a 1370 W m^{-2} : si vede quindi che l'energia solare giunge alla superficie terrestre ridotta di un fattore $2.16 \cdot 10^{-5}$. Se si schematizza la propagazione della radiazione da un corpo sferico con un insieme di raggi (o percorsi luminosi rettilinei) che partono dal centro della sfera, l'irradianza è l'ammontare di energia che nell'unità di tempo attraversa una superficie di area unitaria posta perpendicolarmente al raggio stesso. Se la superficie non è perpendicolare al raggio, l'irradianza che raggiunge tale superficie risulta ridotta secondo quanto previsto dalla *legge del seno*:

$$E' = E^* \sin(\Psi) \quad [2.80f]$$

dove Ψ è l'angolo di elevazione solare.

Fin qui si sono considerati solo corpi neri, tuttavia nella PBL non si incontrano mai veri corpi neri, ma solo corpi caldi il cui comportamento si scosta più o meno dal comportamento teorico del corpo nero (*corpi grigi*). Si consideri un generico corpo reale ad una data temperatura e la radiazione da esso emessa ad una lunghezza d'onda λ . Sia E_λ^* l'irradianza prevista dalla legge di Planck e E_λ l'irradianza propria del corpo in esame. Si definisce *emissività* e_λ il rapporto:

$$e_\lambda = E_\lambda / E_\lambda^* \quad [2.80g]$$

che rappresenta la frazione di radiazione di corpo nero emessa realmente dal corpo. Si definisce, invece, *coefficiente di assorbimento* a_λ la frazione di radiazione, incidente su una superficie, che

viene assorbita dal corpo stesso ad una data lunghezza d'onda. La *legge di Kirchhoff* afferma che, per un dato corpo ed una lunghezza d'onda, il coefficiente di assorbimento è uguale alla emissività, cioè che:

$$a_\lambda = e_\lambda \quad [2.80h]$$

Per *trasparenza* di un corpo si intende il fatto che una porzione di energia incidente (al limite tutta) viene trasmessa al suo interno. E' quindi possibile definire un *coefficiente di trasmissione* t_λ come quella frazione di radiazione incidente a lunghezza d'onda λ trasmessa attraverso il corpo. Se una parte di radiazione è trasmessa attraverso il corpo, una parte viene anche riflessa dal corpo stesso. E' possibile quindi definire *riflettività* r_λ (*albedo*) la frazione di radiazione a lunghezza d'onda λ riflessa dal corpo in esame. Per la conservazione dell'energia è necessario:

$$a_\lambda + r_\lambda + t_\lambda = 1 \quad [2.80i]$$

$a_\lambda, r_\lambda, t_\lambda$ variano con λ : per esempio, la neve riflette circa il 90% della radiazione incidente nell'ultravioletto e nel visibile, ma molto poco nell'infrarosso. In pratica, invece di considerare una singola lunghezza d'onda, è anche possibile esaminare l'effetto complessivo su una banda più o meno vasta, giungendo alla definizione di un *coefficiente di emissività integrale* ed un *coefficiente di albedo integrale*. In *Tab.2.4* vengono presentati alcuni valori caratteristici di emissività integrale (a 20°C).

Tipo di Superficie	Emissività Integrale
Acqua	0.86
Ghiaccio	0.92
Neve	0.99
Vegetazione	0.94
Terreno nudo	0.97

Tab.2.4: alcuni esempi di coefficiente di emissività integrale.

2.3.1.2 La radiazione ad onda corta

2.3.1.2.1 *Alcune considerazioni astronomiche.*

La *legge di Keplero* asserisce che i pianeti del sistema solare si muovono attorno al sole su orbite ellittiche e la relazione tra il periodo Y di ciascuna orbita e la distanza media del pianeta dal sole è $Y = a \cdot R^{3/2}$ dove a vale circa 0.1996, Y è espressa in giorni terrestri e R in 10^9 m. Nel caso della Terra, con un raggio medio dell'orbita di $149.6 \cdot 10^9$ m, il periodo è di 365.2 giorni, che è appunto la durata dell'anno terrestre. Il *semiasse maggiore* a dell'orbita terrestre è $149.457 \cdot 10^9$ m, mentre la lunghezza del *semiasse minore* b è $149.090 \cdot 10^9$ m. Il centro del Sole è posto in uno dei fuochi dell'ellisse e la semidistanza tra i due fuochi c è di $2.5 \cdot 10^9$ m: come si può notare l'orbita è molto vicina ad essere un'orbita circolare.

L'asse di rotazione terrestre è inclinato rispetto al piano dell'orbita terrestre di un angolo pari a $\Phi_r = 23.45^\circ$, uguale per definizione alla latitudine del Tropico del Cancro nell'Emisfero Nord mentre il tropico del Capricorno nell'Emisfero Sud ha lo stesso valore assoluto di latitudine, ma segno negativo. L'*angolo di declinazione Solare* δ_s è l'angolo tra l'*eclittica* (il piano occupato dall'orbita del sistema Terra-Luna attorno al Sole) ed il piano equatoriale. Dato che la direzione dell'inclinazione dell'asse terrestre è circa costante rispetto alle stelle fisse, la declinazione

solare varia da 23.45° al 22 Giugno (*Solstizio d'estate* nell'emisfero Nord) a -23.45° al 22 Dicembre (*Solstizio d'inverno*). Il giorno Giuliano d il numero caratteristico del giorno corrente, contato in progressione crescente dal primo di Gennaio. Il Solstizio d'Estate, per gli anni non bisestili, corrisponde al giorno Giuliano 173 (d_r) e l'ultimo giorno dell'anno è il giorno Giuliano 365 (d_y). Premesso ciò, l'angolo di declinazione solare è dato dalla relazione approssimata seguente:

$$\delta_s = \Phi_r \cdot \cos[2\pi(d - d_r)/d_y] \quad [2.81a]$$

La Terra ruota attorno al proprio asse e l'angolo di elevazione solare locale Ψ rispetto all'orizzonte cambia durante la giornata, è nullo all'alba ed al tramonto con la dipendenza seguente dalla latitudine Φ e dalla longitudine λ_e del punto considerato sulla superficie terrestre:

$$\sin\Psi = \sin(\Phi) \cdot \sin(\delta_s) - \cos(\Phi) \cdot \cos(\delta_s) \cos[2\pi t_{UTC}/t_d - \lambda_e] \quad [2.81b]$$

dove t_{UTC} è l'ora di Greenwich e t_d è la durata del giorno pari a 24 ore. L'alba ed il tramonto geometrici si hanno quando il centro del sole ha un angolo di elevazione nullo, cioè quando:

$$t_{UTC} = \frac{t_d}{2\pi} \left\{ \lambda_e \pm \cos^{-1} \left[\frac{\sin(\Phi)\sin(\delta_s) - \sin(\Psi)}{\cos(\Phi)\cos(\delta_s)} \right] \right\} \quad [2.81c]$$

(se si usa in questa relazione il segno positivo, si ha l'alba, altrimenti il tramonto). Si hanno inoltre un'alba ed un tramonto apparenti quando la parte alta del cerchio solare scende sotto l'orizzonte, cosa che corrisponde ad un angolo di -0.267° , se visto dalla superficie terrestre. La rifrazione della luce attraverso l'atmosfera porta questo angolo ad un valore, in modulo, ancora più elevato e pari a -0.833° . A questo punto la superficie terrestre non riceve più direttamente luce del sole, anche se può ancora riceverne indirettamente, a causa dello scattering delle molecole di aria della parte alta dell'atmosfera illuminata dal sole.

2.3.1.2.2 Irradianza solare alla sommità dell'atmosfera

Il sole emette energia come un corpo nero alla temperatura di circa 6000 K. In accordo con la legge di Wien, lo spettro solare presenta il massimo ad una lunghezza d'onda di circa $0.48 \mu m$ ed un intervallo spettrale compreso tra 0.2 e $4 \mu m$ (cioè tra l'ultravioletto ed il vicino infrarosso) in cui il trasferimento di energia solare è significativo. In Fig.2.21 è presentato lo spettro solare sia fuori che dentro l'atmosfera, comparato con il corrispondente spettro di un corpo nero a pari temperatura. Solamente nell'ultravioletto la distribuzione dell'irradianza solare al di fuori dell'atmosfera devia da quella del corpo nero a 6000K, a causa delle macchie solari. Lo spettro solare entro l'atmosfera risulta abbastanza diverso da quello rilevato al di sopra di essa a causa dell'interazione tra la radiazione solare ed i alcuni dei gas che la compongono.

Alla sommità dell'atmosfera l'Irradianza solare vale 1370 Wm^{-2} , valore che non tiene conto di due fatti: il primo deriva dalla constatazione che l'orbita terrestre è ellittica e che quindi questo valore di irradianza varia col tempo, mentre il secondo fatto è legato alla rotazione terrestre attorno al proprio asse. Tenendo conto di tutto ciò, si ottiene la relazione seguente:

$$E = \begin{cases} S_0 \cdot f \cdot \sin(\Psi) & \text{se } \Psi > 0 \\ 0 & \text{se } \Psi \leq 0 \end{cases} \quad [2.81d]$$

dove S_0 è la costante solare (1370 Wm^{-2}) e f è la funzione dell'ellitticità dell'orbita terrestre:

$$f = 1.000110 + 0.034221 \cos d_0 + 0.001280 \sin d_0 + 0.000719 \cos 2d_0 + 0.000077 \sin 2d_0 \quad [2.81e]$$

con d pari al giorno giuliano e $d_0 = \pi(d-1)/365$.

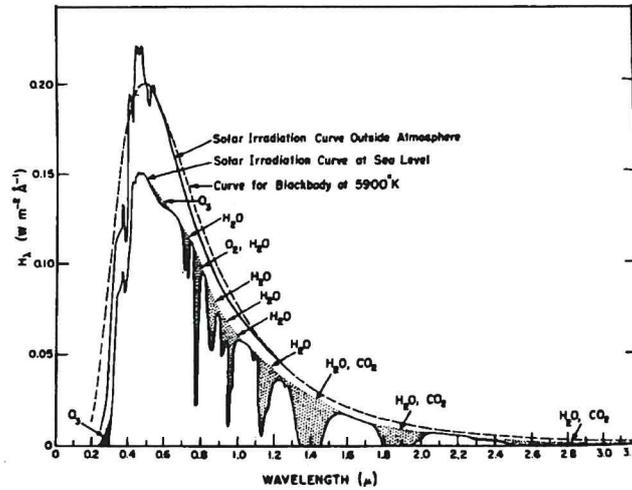


Fig.2.21: spettro solare ed emissività monocromatica di un corpo nero a 6000 K (Liou, 1992).

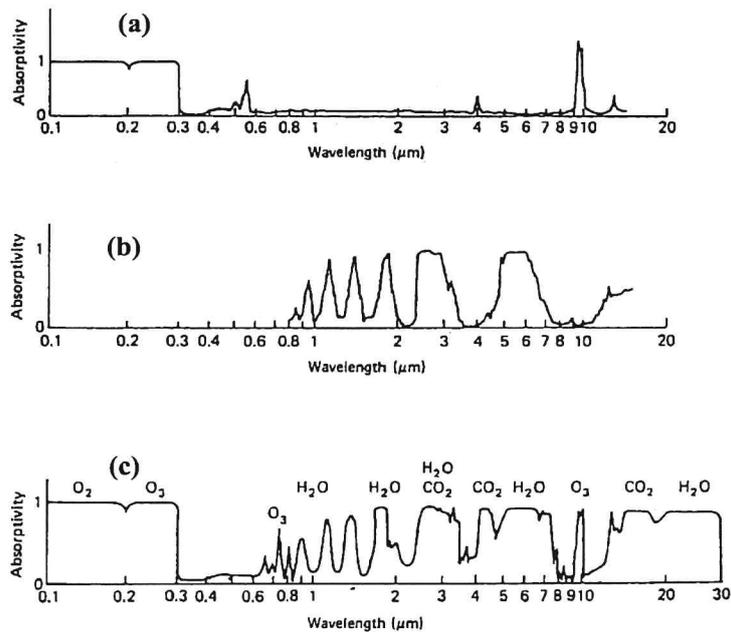


Fig.2.22: spettro di assorbimento per (a) l'ossigeno molecolare e l'ozono, (b) per l'acqua e (c) per l'atmosfera (da Liou, 1992).

2.3.1.2.3 Irradianza in atmosfera ed al suolo

In assenza di nubi e di inquinamento, la radiazione solare che attraversa l'atmosfera viene in parte assorbita da alcuni costituenti gassosi ed in parte diffusa dagli stessi. D'altro canto la radiazione ad onda corta che giunge al suolo viene riflessa e, quindi, ad una generica quota z , si avrà un flusso radiativo ad onda corta rivolto verso il basso R_{SW}^\downarrow ed un altro flusso, sempre ad onda corta, rivolto verso l'alto R_{SW}^\uparrow . L'assorbimento della radiazione solare che fluisce verso il suolo è causato principalmente dalla presenza in atmosfera di alcuni gas come il vapor d'acqua, la CO_2 e O_2 ; tra essi, comunque, il *principale assorbitore* di radiazione solare è sicuramente il *vapor d'acqua*. L'effetto di tali gas sullo spettro solare rilevato al suolo lo si può vedere sempre nella Fig.2.21. Inoltre nella Fig.2.22 viene presentato il coefficiente di assorbimento in funzione della lunghezza d'onda della radiazione per i vari gas presenti in atmosfera. Il calcolo di R_{SW}^\downarrow e R_{SW}^\uparrow alle varie quote del PBL è piuttosto complesso e per questo si rimanda a Pielke, 2002.

Si consideri ora solo ciò che avviene al livello del suolo. La radiazione solare (*Radiazione Solare Globale*) che giunge al suolo R_0^\downarrow (supposto piano ed orizzontale) può essere facilmente misurata, come si vedrà nel seguito. Ciò nonostante sono state sviluppate correlazioni piuttosto realistiche per la sua stima una volta noto:

- la posizione geografica del luogo di cui si è interessati (latitudine e longitudine),
- il tempo (data e ora),
- le caratteristiche fisiche della superficie terrestre (il coefficiente di albedo),
- la copertura nuvolosa, cioè la frazione di cielo coperto (espressa in ottavi o decimi di cielo coperto).

Una delle correlazioni più usate è quella ottenuta da De Bruin e Holtslag (1982) e Holtslag e van Ulden (1983) rianalizzando il lavoro di Kasten e Czeplak (1980):

$$R_0^\downarrow = \begin{cases} (a_1 \sin \Psi + a_2) \cdot (1 + b_1 N^{b_2}) & \text{di giorno} \quad (\text{i.e. } \sin \Psi > 0) \\ 0 & \text{di notte} \quad (\text{i.e. } \sin \Psi = 0) \end{cases} \quad [2.82a]$$

dove N è la frazione totale di cielo coperto (variabile tra 0 ed 1) e a_1 , a_2 , b_1 e b_2 assumono rispettivamente i valori di 990, -30, -0.75 e 3.4. Questa relazione non ha una validità *assoluta*, visto che tiene conto in maniera molto aggregata dei fenomeni di inquinamento presenti nella località di interesse. Per chiarire questo concetto va detto che tutti i coefficienti sopra riportati si riferiscono a situazioni dell'Europa del Nord o delle parti settentrionali degli USA. In Tab.2.5 sono presentati alcuni valori attribuiti a tali parametri in differenti situazioni sperimentali.

a_1 (W/m^2)	a_2 (W/m^2)	Località
910	-30	Amburgo (1980)
1100	-50	Nord Atlantico (1964)
1098	-65	Boston (1945)
1041	-69	De Bilt - Olanda (1983)
1087	-209	Mexico City (1992-1993) (Sozzi e al., 1997)

Tab. 2.5: valori di alcuni coefficienti della relazione (2.82a) in differenti località.

Più complessa, ma di validità più generale, è il modello proposta da Kondo e Miura (1985) in grado di stimare la *radiazione solare globale al suolo* in condizioni di cielo sereno:

$$R_0^\downarrow = E \cdot [C_{s1} + 0.7 \cdot 10^{-F1 \cdot \sec(\zeta)}] \cdot (1 - i_{s1}) \cdot (1 + j_{s1}) \quad [2.82b]$$

dove:

$$C_{s1} = \begin{cases} 0.21 - 0.2\beta & \text{se } \beta \leq 0.3 \\ 0.15 & \text{se } \beta > 0.3 \end{cases} \quad [2.82c]$$

$$F1 = 0.056 + 0.16\beta^{1/2} \quad [2.82d]$$

$$i_{s1} = 0.014(\sec \zeta + 7 + 2x_r)x_r \quad [2.82e]$$

$$j_{s1} = (0.066 + 0.34\beta^{1/2}) \cdot (A - 0.15) \quad [2.82f]$$

In queste equazioni β è la *turbidità* atmosferica (normalmente posta a 0.04), A è l'albedo e x_r è l'*acqua precipitabile (cm)* data dalla relazione:

$$x_r = 0.0312 \cdot T_{dew} - 0.0963 \quad [2.82g]$$

dove T_{dew} è la temperatura di rugiada ($^{\circ}\text{C}$). Tale relazione presuppone condizioni di cielo sereno. Quando, invece, è presente una copertura nuvolosa N , la radiazione globale così calcolata va moltiplicato per $(1 + b_1 N^{b_2})$, con b_1 e b_2 che assumono gli stessi valori proposti precedentemente.

<i>Superficie</i>	<i>Albedo</i>	<i>Superficie</i>	<i>Albedo</i>
neve fresca	0.75 - 0.95	strada non asfaltata	0.18 - 0.35
neve vecchia	0.35 - 0.75	calcestruzzo	0.15 - 0.37
ghiaccio grigio	0.6	edifici	0.09
acqua profonda	0.05 - 0.2	area urbana media	0.15
suolo scuro e umido	0.06 - 0.08	campo incolto	0.05 - 0.12
suolo chiaro e secco	0.16 - 0.18	grano	0.10 - 0.23
suolo rosso	0.17	riso	0.12
argilla umida	0.16	canna da zucchero	0.15
argilla secca	0.23	segale invernale	0.18 - 0.23
terriccio umido	0.16	mais	0.18
terriccio secco	0.23	tabacco	0.19
suolo sabbioso	0.20 - 0.25	patate	0.19
suolo di torba	0.05 - 0.15	cotone	0.20 - 0.22
calce	0.45	sorgo	0.20
gesso	0.55	foreste di conifere	0.05 - 0.15
lava	0.10	foreste decidue	0.10 - 0.25
granito	0.12 - 0.18	prato verde	0.26
sassi	0.20 - 0.30	pascolo verde	0.10 - 0.20
tundra	0.15 - 0.20	savana	0.15
dune di sabbia	0.20 - 0.45	steppa	0.20
strada asfaltata	0.05 - 0.15	deserto	0.20 - 0.35

Tab.2..6 : *tipici valori del coefficiente di albedo integrale.*

Parte della radiazione solare ad onda corta che giunge al suolo viene riflessa dalla superficie terrestre che possiede un coefficiente di riflettività variabile in generale con la lunghezza d'onda della radiazione incidente. In pratica, ciò che è interessante è il rapporto tra la radiazione che

complessivamente viene riflessa dal suolo e la radiazione che complessivamente raggiunge il suolo, cioè il coefficiente di *albedo* (α) *superficiale o integrale* che assume valori differenti a seconda del tipo di suolo: per esempio, vale circa 0.95 per una distesa nevosa (che quindi riflette quasi tutta la radiazione incidente) e 0.05 per un suolo scuro ed umido (che quindi trattiene quasi tutta la radiazione incidente). In *Tab.2.6* sono riportati alcuni tipici valori di albedo.

Sperimentalmente è noto che l'albedo non è costante, nemmeno per una superficie totalmente uniforme, ma varia con l'angolo di elevazione solare secondo una relazione che consente di stimarne il valore effettivo α , noto il suo valor medio α' (dedotto dalla *Tab.2.6*) e l'angolo di elevazione solare Ψ (in gradi) (Paltridge e Platt, 1976):

$$\alpha = \alpha' + (1 - \alpha') \cdot \exp[-0.1\Psi - 0.5(1 - \alpha')^2] \quad [2.83a]$$

da cui risulta evidente come il coefficiente di albedo integrale sia tanto maggiore quanto più basso è il sole sull'orizzonte. La radiazione ad onda corta riflessa risulta quindi pari a:

$$R_0^\uparrow = -\alpha \cdot R_0^\downarrow \quad [2.83b]$$

dove con α si è indicato il coefficiente effettivo di albedo, che tiene conto anche dall'effetto dovuto all'angolo di elevazione solare.

2.3.2 la Radiazione ad onda Lunga

2.3.2.1 La Radiazione Atmosferica

da $\times \times$ Il *PBL* è costituito di che è un corpo *caldo* che emette nell'infrarosso. E' quindi una sorgente volumetrica distribuita la cui descrizione matematica è molto complessa, soprattutto per la presenza di tre gas particolarmente abbondanti: il vapor d'acqua, l'anidride carbonica e l'ozono. La complessità deriva sia dal fatto che tali gas hanno emissività specifiche diverse al variare della lunghezza d'onda della radiazione, sia dal fatto che normalmente la loro distribuzione spaziale è diversa da gas a gas. Limitatamente al *PBL*, mentre l'anidride carbonica ha in generale una distribuzione spaziale abbastanza uniforme, per quanto riguarda invece l'ozono, la sua presenza dipende da quanto sia marcato l'inquinamento fotochimico. Un discorso a parte va fatto per il vapor d'acqua. Per prima cosa va rilevato che tale gas ha le principali sorgenti proprio alla superficie terrestre ed inoltre che alla sommità del *PBL* molto spesso ci sono forti concentrazioni di acqua (sia in fase solida, che liquida e gassosa) sotto forma di nubi. Questi tre gas non esauriscono tutti i problemi che si incontrano nella modellizzazione della Radiazione ad onda lunga. Ci sono situazioni in cui l'inquinamento atmosferico è molto forte (come nel caso di grandi aree urbane o di grandi centri industriali) con la presenza di un numero rilevante di sostanze inquinanti di vario genere. Ovviamente tutte queste sostanze contribuiscono a complicare la distribuzione della radiazione ad onda lunga. La trattazione teorica della distribuzione spaziale dei flussi ascendenti e discendenti della radiazione ad onda lunga è di una formidabile complessità. Per i dettagli si rimanda a Pielke (1984) e Liou (1992).

Di notevole interesse pratico è la radiazione ad onda lunga che giunge al suolo. Essa che può adeguatamente misurata, come si dirà in seguito, ma può anche essere determinata con l'aiuto di alcune correlazioni semiempiriche basate su parametri facilmente misurabili. Un primo gruppo di correlazioni parte dalla considerazione che $R_{w,0}^\downarrow$ è calcolabile mediante la legge di Stefan-Boltzmann:

$$R_{hw0}^{\downarrow} = \varepsilon_a \sigma T^4 \quad [2.84a]$$

dove T è la temperatura dell'aria nei pressi del suolo e ε_a è l'emissività dell'atmosfera. Questi metodi si differenziano l'uno dall'altro in base al tipo di correlazione impiegata per esprimere l'emissività. Se si ipotizza che l'emissività dipenda solo dalla tensione di vapore e (mb), da T (K) e dalla copertura nuvolosa N , una correlazione molto usata è (Pluss e Ohmura, 1997):

$$\varepsilon_a = (0.23 + 0.859(e/T)^{1/8}) \cdot (1 - N^3) + 0.963N^3 \quad [2.84b]$$

Molto usata nei processori meteorologici a servizio dei principali modelli di dispersione degli inquinanti in atmosfera è la relazione proposta da Holtslag e van Ulden (1983), derivante dalla rielaborazione di quanto riportato in Swinbank (1963), Paltridge e Platt (1976) e Idso e Jackson (1969). Tale correlazione dipende da T e da N nella semplice maniera seguente:

$$R_{hw0}^{\downarrow} = c_1 T^6 + c_2 N \quad [2.84c]$$

dove i coefficienti c_1 e c_2 valgono rispettivamente $5.31 \cdot 10^{-13}$ e 60 (Holtslag e van Ulden, 1983).

2.3.2.2 La Radiazione Terrestre

La superficie terrestre e tutto ciò che sta sopra di essa (campi coltivati e foreste, superfici d'acqua come oceani, mari, laghi e fiumi e le costruzioni umane) sono sorgenti di radiazione elettromagnetica ad onda lunga. Tutto questo complesso insieme di sorgenti radiative di varia natura può essere considerato un'unica sorgente di tipo area caratterizzata da un coefficiente di emissione ε_s e da una temperatura T_s .

Questa schematizzazione conduce immediatamente a dire che in base alla legge di Stefan-Boltzmann :

$$R_{hw0}^{\uparrow} = \varepsilon_s \cdot \sigma T_s^4 \quad [2.85a]$$

l'emissività del suolo ε_s è funzione del tipo di superficie naturale considerata (Tab.2.7). Anche se tale parametro è sempre molto vicino all'unità, sono comunque rilevabili alcune differenze.

Natura della superficie	ε_s	Natura della superficie	ε_s
Neve fresca	0.99	Cemento	0.71÷0.9
Neve vecchia	0.82	Calcare	0.92
Sabbia secca	0.95	Arenaria	0.98
Sabbia umida	0.98	Erba rasata	0.97
Torba secca	0.97	Erba alta	0.90÷0.95
Torba umida	0.98	Foreste decidue	0.95
Suolo nudo	0.95 - 0.98	Conifere	0.97
Catrame e ghiaia	0.92	Aree urbane	0.85÷0.95
Cemento	0.71÷0.9	Deserto	0.84÷0.91
Asfalto	0.95	Acqua	0.97

Tab.2.7: alcuni valori di emissività superficiale caratteristici.

E' molto raro che si misuri T_s , mentre è normale misurare T (temperatura dell'aria ad una quota

di riferimento, normalmente 2 m sopra il suolo). Per aggirare questa difficoltà, Holtslag e van Ulden (1983) e van Ulden e Holtslag (1985) hanno proposto un metodo approssimato, *valido però solo per le ore diurne*. In primo luogo, ponendo per semplicità ε_s pari a 1 e sviluppando in serie di Taylor la potenza della temperatura T_s , si ha che in prima approssimazione:

$$R_{lw0}^\uparrow \cong \sigma T^4 + 4\sigma T^3 (T_s - T) \quad [2.85b]$$

Sperimentalmente si è constatato che:

$$4\sigma T^3 (T - T_s) = -c_H R_N \quad [2.85c]$$

dove R_N (*Radiazione Netta*) è la somma algebrica delle componenti radiative ad onda corta e lunga (come si discuterà nel seguito). Il coefficiente c_H vale circa 0.12, anche se presenta una variazione in funzione delle caratteristiche del suolo e della umidità dell'aria. In particolare, se la prima variazione viene condensata in un coefficiente α (in *Tab.2.8* sono riportati valori per alcune superfici caratteristiche) e se si indica con γ/s il rapporto tra la costante psicrometrica e la derivata della umidità specifica di saturazione rispetto alla temperatura, si ha che:

$$c_H = 0.38 \left[\frac{(1 - \alpha) + \gamma/s}{1 + \gamma/s} \right] \quad [2.85d]$$

Tipo di suolo	α
Deserto	0.1
Zone aride rurali	0.3
Campi coltivati (durante periodi secchi)	0.5
Aree urbane con edifici e strade	0.5
Zone miste urbane e suburbane con parchi	0.8
Foreste e campi (durante i periodi umidi)	1.0
Larghi specchi d'acqua	1.4

Tab 2.8: valori tipi per il coefficiente α (Hanna e Chang, 1992).

Il rapporto γ/s può essere determinato mediante la relazione $\gamma/s = \exp[-0.055(T - 279)]$. In pratica il modello proposto si riconduce alla semplice relazione:

$$R_{lw0}^\uparrow = \varepsilon_s \sigma T^4 + c_H R_N \quad [2.85f]$$

2.3.3 Il Bilancio Radiativo e la Radiazione Netta

Si analizzano ora le varie componenti radiative al suolo e per questo si consideri la situazione reale evidenziata in *Fig.2.23* in cui sono riportati gli andamenti di tutte le componenti radiative considerate in un giorno poco nuvoloso, prese col segno positivo se in avvicinamento alla superficie terrestre e col segno negativo se in allontanamento. La componente solare R_{siv0}^\downarrow (*curva 1* in figura) è sempre nulla durante le ore notturne e presenta un andamento di tipo quasi sinusoidale nelle ore diurne, conseguenza della sua dipendenza diretta dall'angolo di elevazione solare Ψ . Le irregolarità visibili nelle ore pomeridiane sono il risultato del passaggio di nubi

che riducono la componente diretta della radiazione solare. Se si osserva con attenzione, si nota come R_{sw0}^\downarrow , dopo una caduta dovuta al passaggio di una nube, assume valori *superiori al valore tipico di cielo sereno*: questo fenomeno, noto come *broken clouds* deriva dalla riflessione della radiazione con i bordi dei grossi cumuli isolati in movimento nel cielo. Per quanto riguarda R_{sw0}^\uparrow (curva 2), si nota una perfetta sincronia con R_{sw0}^\downarrow , propria di tutte le componenti riflesse. Considerando, invece, le componenti infrarosse, si nota come esse siano profondamente differenti. La R_{lw0}^\downarrow (curva 3) non ha sensibili variazioni nel tempo, data la sua dipendenza dalla temperatura dell'aria e dalla sua emissività: le uniche variazioni nel tempo possono essere attribuite solo a variazioni nel tempo dell'inquinamento atmosferico. Viceversa, la radiazione infrarossa emessa dal suolo R_{lw0}^\uparrow (curva 4) presenta uno spiccato andamento diurno, sincrono con la radiazione solare e indicativo del riscaldamento del suolo nelle ore diurne per la presenza del sole. L'apporto energetico esterno, prevalentemente rappresentato dalla radiazione solare incidente, alimenta il sistema fisico del *PBL* che reagisce, nell'ambito dei trasferimenti radiativi di energia, con la emissione di radiazione ad onda lunga.

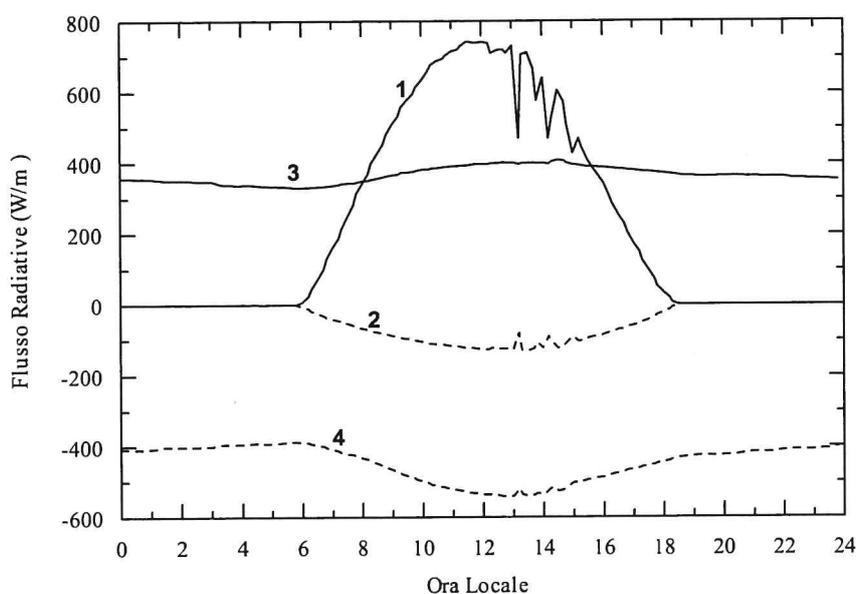


Fig.2.23: componenti radiative nella stazione meteorologica CNR-ISAC di Roma Tor Vergata.

Il bilancio di tutte le componenti radiative all'interfaccia aria-suolo, in ogni istante, è dato da:

$$R_N = R_{sw0}^\downarrow + R_{sw0}^\uparrow + R_{lw0}^\downarrow + R_{lw0}^\uparrow \quad [2.86a]$$

dove R_N è detta *Radiazione Netta*. Il bilancio non è nullo (cioè la R_N non è sempre nulla), come si nota in Fig.2.24 in cui è riportata la *Radiazione Solare Globale* R_{sw0}^\downarrow (nel seguito indicata come R_g) che è la vera forzante del *PBL* e la *Radiazione Netta* R_N . Dato che non c'è sempre un bilanciamento tra ciò che è in arrivo e ciò che è in partenza, all'interfaccia aria-suolo resta dell'energia utile per alimentare l'evoluzione del *PBL*. Il bilancio radiativo superficiale determina quindi *quanta energia risulta disponibile al sistema PBL-Suolo*, R_N appunto. L'andamento di R_N segue abbastanza da vicino quello della *Radiazione Solare Globale*. Fino a poco dopo l'alba essa presenta valori negativi, cosa che sta ad indicare il maggior peso della

radiazione infrarossa emessa dal suolo caldo. Quando dall'alto l'apporto energetico sopravanza la radiazione infrarossa persa dal suolo (questo accade poco dopo l'alba e continua a capitare fino a poco prima del tramonto) il segno di R_N diventa positivo.

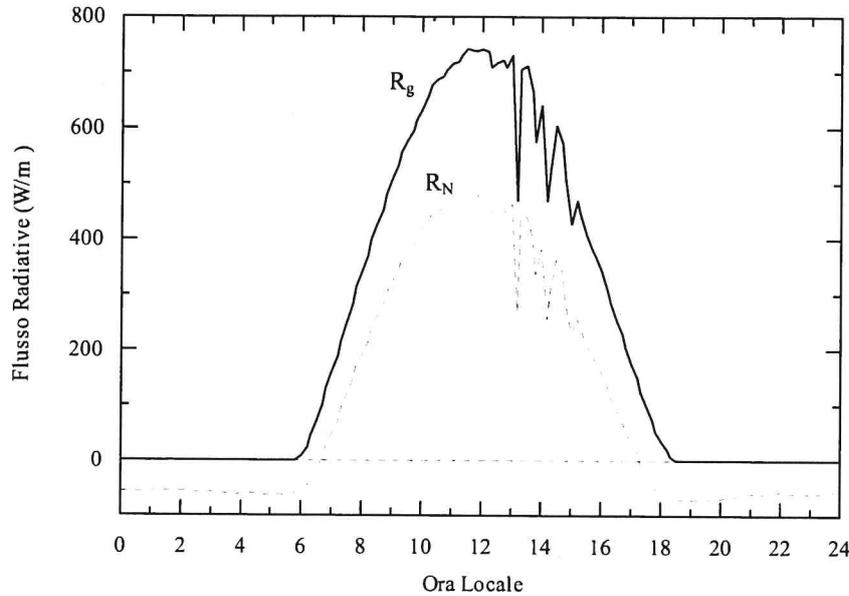


Fig.2.24: Radiazione Solare Globale e Radiazione Netta registrate presso la stazione meteorologica CNR-ISAC di Roma Tor Vergata.

Frequentemente R_N viene misurata direttamente, tuttavia non è raro il caso in cui sia necessaria una sua stima a partire dalla conoscenza di poche e semplici misure meteorologiche. Per quanto detto al punto precedente, è facile ottenere la relazione seguente (Holtslag e van Ulden, 1983):

$$R_N = \frac{(1 - \alpha) \cdot (a_1 \sin \Psi + a_2) \cdot (1 + b_1 N^{b_2}) + c_1 T^6 + c_2 N - \sigma T^4}{(1 + c_H)} \quad [2.86b]$$

2.3.4 Il flusso di calore nel terreno

La disponibilità di energia all'interfaccia aria-suolo induce come conseguenza un *riscaldamento del suolo* (o dell'acqua se la superficie terrestre nel punto che si sta considerando è costituita da una distesa di acqua come un oceano o un lago). In pratica si ha un *flusso di calore nel terreno* o più in generale nel substrato. Dato che il terreno è a diretto contatto con l'atmosfera ed è esposto superficialmente alla radiazione solare, la sua temperatura superficiale presenta una evoluzione tipica diurna e stagionale, mentre la temperatura in profondità presenterà una dinamica decisamente più lenta.

Il flusso di calore nel terreno ed il profilo termico verticale sono determinati dal bilancio energetico superficiale e dalle caratteristiche fisiche del terreno quali la sua densità e diffusività termica. Se si schematizza il suolo come una piastra piana orizzontale infinita e se si studia il trasferimento del calore al suo interno, è possibile ritenere che la *conduzione* sia il meccanismo principale di scambio termico. Questa è la ragione per cui il *flusso specifico di calore* (G) ad

una profondità z (al di sotto della superficie) può essere descritto dalla *legge di Fourier*. Con l'asse verticale z positivo verso il basso, il flusso discendente di calore può essere descritto da:

$$G(z) = -K_T \frac{\partial T}{\partial z} \quad [2.87a]$$

dove T è la temperatura del suolo alla profondità z e K_T è la sua *conducibilità termica* che dipende, tra l'altro, dall'acqua presente nel suolo: in effetti quando piove, l'aria, originariamente presente negli interstizi tra i grani e cattiva conduttrice di calore, è rimpiazzata dall'acqua, buon conduttore di calore. In assenza di sorgenti di calore, la legge della conservazione del calore porta alla relazione seguente:

$$C_i \frac{\partial T}{\partial t} = -\frac{\partial G}{\partial z} \quad [2.87b]$$

in cui $C_i = \rho_i c_i$ è la *capacità termica volumetrica*, cioè la quantità di energia necessaria per innalzare di 1K la temperatura di un'unità di volume del terreno, ρ_i è la *densità del suolo*, c_i è il relativo *calore specifico*. Combinando la (2.87a) e la (2.87b) si ottiene l'*equazione di conduzione del calore nel suolo*:

$$C_i \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(K_T \frac{\partial T}{\partial z} \right) \quad [2.87c]$$

In *Tab.2.9*, sono riportati alcuni valori per la conducibilità termica, densità e calore specifico di alcuni tipi di suolo.

Tipo di Suolo	K_T (W m ⁻¹ K ⁻¹)	c_i (Jkg ⁻¹ K ⁻¹)	ρ (kgm ⁻³)
Suolo Sabbioso secco	0.30	800	1600
Suolo sabbioso saturato	2.20	1480	2000
Suolo argilloso secco	0.25	890	1600
Suolo argilloso saturato	1.58	1550	2000
Suolo di torba secco	0.06	1920	300
Suolo di torba saturato	0.5	3650	1100
Neve fresca	0.08	2090	100
Neve vecchia	0.42	2090	480
Ghiaccio	2.24	2100	920
Acqua (4°C)	0.57	4180	1000

Tab.2.9: valori caratteristici di densità, calore specifico e conducibilità termica.

Se la temperatura superficiale presenta un andamento di tipo sinusoidale con escursione termica giornaliera pari a $2A_0$ ed una temperatura minima \bar{T} , si ha che:

$$T(0, t) = \bar{T} + A_0 \sin(\Omega t) \quad [2.88a]$$

($\Omega = 2\pi/(24 \cdot 3600) = 7.292 \cdot 10^{-5}$), che è la semplificazione dell'andamento termico tipico di ogni giorno sereno, la soluzione analitica della (2.87c) risulta pari:

$$T(z, t) = \bar{T} + A_0 \exp(-z/D) \text{sen}(\Omega t - z/D) \quad [2.88b]$$

dove:

$$D = \sqrt{2D_t/\Omega} \quad [2.88c]$$

rappresenta la profondità a cui l'onda termica si è ridotta di un fattore $1/e$ rispetto all'ampiezza superficiale. Per suoli tipici, D vale circa 0.2 m. In Fig.2.25 è illustrata la variazione della temperatura a varie profondità, relativa ad un suolo con D pari a 0.2 e con un andamento giornaliero della temperatura in cui il valore minimo è 20°C e A_0 è pari a 5°C .

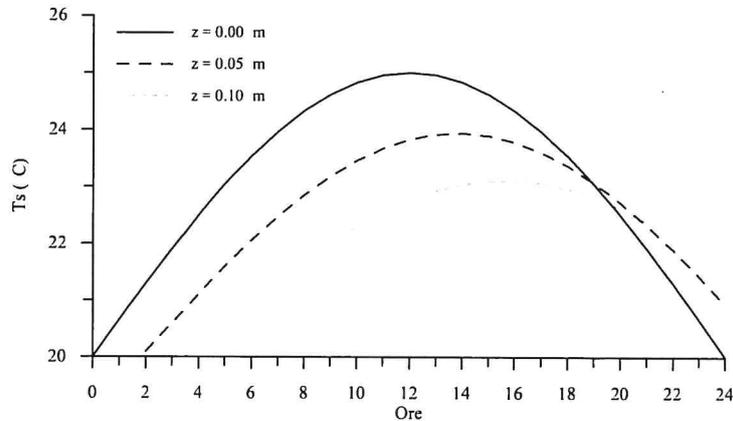


Fig.2.25: andamenti della temperatura del suolo a varie profondità in risposta ad una temperatura superficiale periodica.

La soluzione ottenuta presenta le seguenti caratteristiche:

- se la temperatura superficiale varia periodicamente, anche la temperatura ad una generica profondità varierà con la medesima periodicità,
- l'ampiezza dell'oscillazione decresce con z in modo esponenzialmente secondo la legge:

$$A(z) = A_0 \cdot \exp\left(-\sqrt{\Omega/2D}z\right)$$

- le oscillazioni termiche nel suolo presentano uno sfasamento. Il tempo di ritardo δ delle temperature massime nel suolo, rispetto a quanto avviene in superficie, è proporzionale alla profondità nel modo seguente:

$$\delta(z) = \sqrt{1/(2\Omega D)}z$$

- la profondità di penetrazione del calore dipende dal periodo della temperatura in superficie. La variazione relativa dell'ampiezza della temperatura è data dalla legge seguente:

$$A(z)/A_0 = \exp\left[-\sqrt{\Omega/2D}z\right]$$

Le leggi presentate descrivono la variazione del flusso di calore con la profondità e quindi anche la variazione spazio-temporale della temperatura del suolo. Da esse è quindi anche possibile ottenere il flusso di calore all'interfaccia aria-suolo $G_0 = G(z = 0)$, di particolare interesse nello studio del bilancio energetico superficiale. In Fig.2.26 viene presentato un andamento reale di

questo parametro, messo a confronto con la Radiazione Solare Globale e la Radiazione Netta.

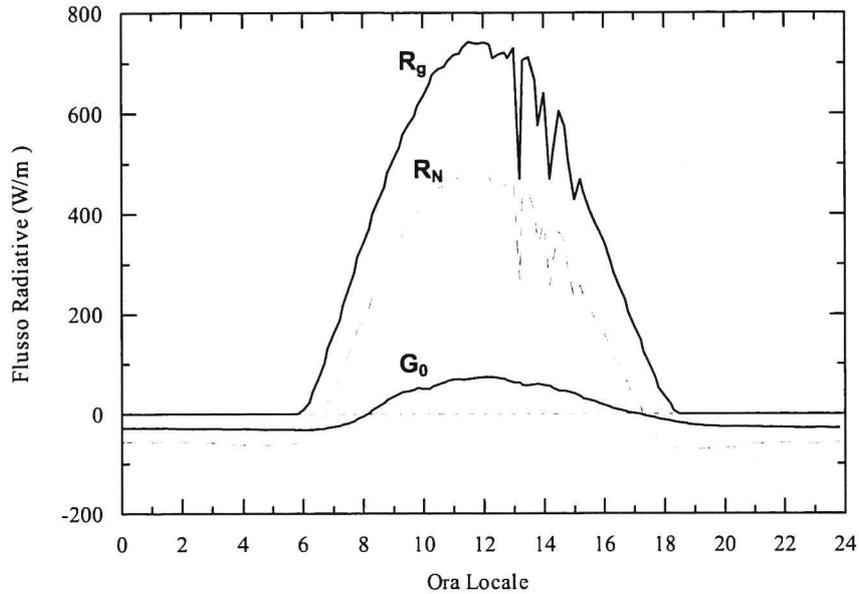


Fig.2.26: Radiazione Solare Globale, Radiazione Netta e Flusso di Calore nel terreno registrate presso la stazione meteorologica CNR-ISAC di Roma Tor Vergata.

Non è semplice stimare il flusso di calore nel terreno e per farlo sarebbe necessario conoscere la temperatura del suolo, parametro raramente misurato. In Holtslag e van Ulden (1983) è stato proposto un metodo semiempirico che può essere impiegato anche se sono disponibili poche informazioni. Tale metodo parte dal presupposto che lo strato d'aria e di vegetazione sopra la superficie terrestre abbiano un'elevata resistenza termica ed una bassa capacità termica. In tal caso il flusso di calore nel suolo deve essere strettamente correlato alla differenza di temperatura tra l'aria T_r ad una quota di riferimento z_r ed il suolo T_0 . Per tale ragione una parametrizzazione plausibile risulta essere la seguente:

$$G = -A_G(T_r - T_0) \quad [2.89a]$$

dove A_G è un coefficiente empirico pari a circa $5 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$. Il problema nell'impiego di questa relazione sta nella presenza della differenza di temperatura tra aria e superficie del suolo, quest'ultima praticamente mai misurata di routine. Nelle ore diurne, dalle relazioni precedenti si ha la stima approssimata seguente:

$$G_0 = \frac{C_H A_G}{4\sigma T_r^3} R_n \quad [2.89b]$$

che può essere ulteriormente approssimata in:

$$G_0 = K \cdot R_n \quad [2.89c]$$

in cui il valore per la costante K è compreso tra 0.1 e 0.4. Nelle ore notturne questa procedura non può essere più applicata e si può procedere o stimando la differenza di temperatura tra aria e suolo mediante la Teoria della Similarità o scegliendo per il coefficiente K il valore 0.5.

2.3.5 Bilancio energetico superficiale

Si consideri il sistema fisico costituito dalla superficie terrestre e da ciò che la sovrasta (vegetazione, manufatti umani ecc.); tale sistema ha come *disponibilità energetica* la Radiazione Netta R_n e perde sicuramente energia trasferendola al sottosuolo (G_0). Al suo interno esistono fonti energetiche ulteriori, come il calore derivante dalle attività umane (si pensi per esempio alle immissioni di calore che si riscontrano nei centri abitati e nelle zone industriali). Parte del calore disponibile verrà pure immagazzinato da questo sistema fisico ed il calore che rimane verrà trasferito al *PBL* sia come calore vero e proprio, sia come vapor d'acqua che evapora dalla superficie terrestre. Pertanto, il *bilancio energetico superficiale* risulta così espresso:

$$R_n - G_0 - Q_E - H_0 = \frac{\partial W}{\partial t} \quad [2.90a]$$

dove Q_E è il *flusso di calore latente* dovuto all'evaporazione dell'acqua superficiale, H_0 il *flusso di calore sensibile* ed il membro di destra dell'equazione di bilancio rappresenta lo *storage di energia* del sistema, termine normalmente trascurato. Trascurando quindi il termine di *storage*, il bilancio energetico superficiale diventa:

$$R_n - G_0 = Q_E + H_0 \quad [2.90b]$$

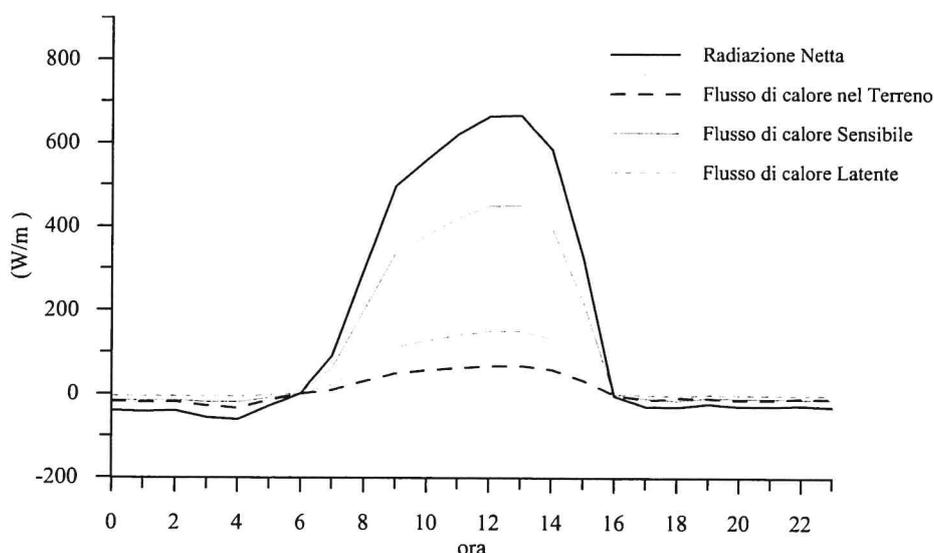


Fig.2.27: bilancio energetico superficiale a Città del Messico (stazione di Texcoco 20/5/1992).

Come esempio, in Fig.2.27 è presentato un bilancio energetico superficiale in cui sono evidenziati i differenti termini della (2.90b). Su una superficie semiarida, come quella cui si riferisce la figura, durante le ore diurne tutti i termini del bilancio energetico superficiale risultano positivi, mentre nelle ore notturne essi diventano tutti negativi. Questa è una situazione che si riscontra normalmente nelle giornate serene in tutti i siti semiaridi o coltivati. In questi ultimi e più ancora nei siti con forte presenza di vegetazione e con suolo umido, il flusso turbolento di calore latente spesso risulta più elevato del flusso di calore sensibile sia nelle ore diurne che (in modulo) in quelle notturne.

Si possono incontrare, però, anche situazioni molto differenti. Uno dei tipici è l'*effetto oasi* in cui nelle ore diurne dell'aria secca e calda proveniente dal deserto passa sopra un'oasi molto

meno calda e molto più umida. Il risultato è una forte evaporazione, con un conseguente elevato flusso di calore latente, mentre il flusso sensibile spesso raggiunge valori negativi.

I meccanismi di trasferimento d'energia all'interfaccia aria-suolo nei primi millimetri di aria sovrastanti sono *meccanismi di diffusione molecolare*. In particolare, ha luogo un trasferimento per *conduzione* del calore dalla superficie terrestre al primo strato di aria sovrastante, di dimensione estremamente ridotta. Tale trasferimento è regolato dalla ben nota legge:

$$Q_H = -k_H \frac{dT}{dz} \quad [2.90c]$$

dove k_H è la *diffusività termica molecolare* dell'aria pari a $2.53 \cdot 10^{-5} \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$. Si può vedere come in questo piccolo strato di aria i gradienti termici siano molto elevati. Infatti, con H_0 di 200 Wm^{-2} , in un millimetro d'aria si avrebbe una diminuzione di temperatura di circa 8K. Tutto ciò però si esaurisce in uno strato d'aria molto piccolo in cui, in pratica, ha luogo *tutto* il trasferimento di energia al *PBL*. Sopra di esso il meccanismo principale di trasferimento termico diventa la turbolenza, con i meccanismi già considerati in precedenza.

Per semplicità, è conveniente considerare una quota dove prevalgono i meccanismi turbolenti (dell'ordine del metro). Ad una tale quota, i flussi sensibile e latente sono espressi, come detto, da $H_0 = \rho c_p \overline{w'\theta'}$ e $Q_E = \lambda \rho \overline{w'q'}$, quindi il *bilancio energetico superficiale* risulta essere pari a:

$$R_N - G_0 = \rho c_p \overline{w'\theta'} + \rho \lambda \overline{w'q'} \quad [2.90d]$$

Il rapporto tra flusso turbolento di calore sensibile e flusso turbolento di calore latente prende il nome di *rapporto di Bowen* e risulta definito da:

$$B = \frac{H_0}{Q_E} = \frac{c_p \overline{w'\theta'}}{\lambda \overline{w'q'}} = \gamma \frac{\overline{w'\theta'}}{\overline{w'q'}} \quad [2.90e]$$

dove γ è la *costante psicrometrica* pari a $0.0004 \text{ (g}_{\text{acqua}}/\text{g}_{\text{aria}})\text{K}^{-1}$. Dalla (2.90e) risulta evidente che B sarà piccolo su superfici umide, a causa dell'evaporazione, e grande su superfici secche dove la maggior parte della radiazione netta verrà trasformata in calore sensibile. Valori tipici sono: 5 per regioni semiaride, 0.5 per prati e foreste, 0.1 per il mare e valori negativi per le oasi.

Il quesito che ci si pone è come e chi decida di ripartire la disponibilità energetica superficiale tra flusso sensibile e latente. L'evidenza sperimentale è che suoli aridi o semiaridi, quindi poveri di umidità, trasformano preferibilmente l'energia disponibile in H_0 e ciò determina valori di B piuttosto elevati, mentre suoli molto umidi o addirittura con acqua superficiale prediligono la trasformazione dell'energia disponibile nel Flusso Latente di calore. In questo caso B assume valori che vanno da 0.5 per prati in condizioni normali, a 0.2 per campi irrigati.

2.4. LA TEORIA DELLA SIMILARITÀ

Le relazioni matematiche che descrivono lo stato e l'evoluzione del *PBL* derivano dalle leggi fisiche di conservazione: esse costituiscono dunque il punto di arrivo di un rigoroso cammino completamente teorico. Come sempre, in Fisica si è sviluppato parallelamente un'intensa attività sperimentale che ha condotto in questo ultimo mezzo secolo all'acquisizione di una gigantesca mole di misure utilizzate per descrivere la fenomenologia del *PBL*. Tutta questa gigantesca mole di informazioni, apparentemente disorganica e confusa, organizzata secondo criteri rigorosi basati sulla Congruenza Dimensionale, dato luogo a ciò che viene indicato genericamente come *Teoria della Similarità del PBL*. Non tratteremo qui i dettagli di tale teoria, per i quali si rimanda a Sozzi e al. (2002). Ci si limiterà solo a presentarne i risultati più rilevanti e di maggior impatto applicativo in relazione alla simulazione della dispersione degli inquinanti. Innanzitutto è opportuno sottolineare i limiti della Teoria della Similarità. Essa si applica in situazioni di forte omogeneità orizzontale, per essere più precisi, essa si applica in un sito caratterizzato da una superficie sostanzialmente priva di orografia (zone piane) ed omogenea in termini di copertura (in pratica, con una rugosità superficiale non troppo variabile da punto a punto). Oltre a ciò, è necessario essere in situazioni circa-stazionarie e quindi si applica a tutte quelle situazioni in cui siano assenti fenomeni meteorologici ad evoluzione "rapida e violenta" come temporali, tempeste, passaggi di fronti veloci, ecc. Come conseguenza di ciò, durante una situazione a cui si applica la Teoria della Similarità dovranno essere trascurabili i gradienti orizzontali di pressione.

Ma quali sono i *prodotti* della Teoria della Similarità? La risposta è semplice ed interessante. I prodotti di questa teoria sono *relazioni semiempiriche di validità generale (universali* quindi) che descrivono il *profilo verticale* delle principali variabili di interesse nello studio del *PBL* (medie, varianze, covarianze e momenti di ordine superiore). Il risultato importantissimo ottenuto sta nel fatto che, in pratica, si è riusciti ad ottenere "*sperimentalmente*" un modello di *PBL* totalmente algebrico ed universale, pur con le limitazioni sottolineate in precedenza e questo non è poco!

Per addentrarci maggiormente nel tema è necessario premettere che verranno presentate due distinte Teorie di Similarità: la prima applicabile solo nel *SL* (che operativamente indichiamo come lo strato inferiore del *PBL* dello spessore di circa il 10% dell'intera estensione del *PBL* stesso) e la seconda applicabile a tutto il *PBL*. A seconda delle quote a cui si è interessati, della precisione desiderata e dell'applicazione, si farà riferimento ad una o all'altra teoria, anche se la seconda si riduce alla prima quando le quote considerate stanno entro il *SL*.

2.4.1 La teoria della Similarità di Monin-Obukhov

La Teoria della Similarità, sviluppata dai fisici russi Monin e Obukhov, si riferisce al *solo SL* sia in situazioni convettive che in quelle stabili ed afferma che esistono *alcune* variabili meteorologiche per le quali il profilo verticale del valor medio e di alcuni dei momenti statistici di ordine superiore (varianza, covarianza, *skewnes* e *curtosis*) è dato da una relazione algebrica dipendente dalla quota z e dai parametri che ne caratterizzano la turbolenza (meccanica u_* e convettiva H_0). Dato che dal u_* , dal flusso turbolento di calore sensibile $H_0 = \rho C_p \overline{w'\theta'}$ e dal parametro di galleggiamento g/\overline{T} è possibile ottenere la lunghezza di Monin-Obukhov:

$$\frac{1}{L} = -\frac{kg}{\overline{T}} \cdot \frac{\overline{w'\theta'}}{u_*^3} \quad [2.90]$$

la Teoria della Similarità di Monin-Obukhov asserisce che per alcuni momenti statistici di alcune variabili meteorologiche vale una relazione del tipo:

$$f(z)/f_0 = F(z/L) \quad [2.91]$$

dove f è un generico momento di una generica variabile meteorologica, f_0 è un opportuno parametro di scala che rende adimensionale il rapporto f/f_0 e $F(z/L)$ è una *Funzione Universale di Similarità*, diversa per ogni momento e variabile meteorologica, ma dipendente solo da z/L . Alcune delle variabili che ubbidiscono a questa Teoria della Similarità sono:

- la velocità media del vento,
- la temperatura potenziale media,
- l'umidità specifica media,
- la varianza della componente verticale del vento σ_w^2 ,
- la varianza della temperatura potenziale σ_T^2 ,
- la varianza dell'umidità σ_q^2 ,
- il tasso di dissipazione dell'energia cinetica turbolenta ε .

Si nota immediatamente come nell'elenco sia assente la varianza delle componenti orizzontali del vento. In effetti si è dimostrato come esse dipendano, soprattutto nelle situazioni convettive, dall'estensione verticale del *PBL* (z_i). Tuttavia, pur con una buona dose di incertezza, sono state proposte anche per queste variabili delle relazioni di Similarità che, pur con un po' di cautela, possono essere di notevole aiuto nelle applicazioni pratiche. Qui di seguito elenchiamo queste relazioni di Similarità, senza dilungarci nei dettagli per i quali si rimanda a Sozzi e al. (2002).

2.4.1.1 Il profilo verticale della velocità media del vento

La relazione (2.91), quando applicata al profilo verticale della velocità media del vento, prevede che il parametro di scala f_0 sia la velocità di scala propria del *SL*, cioè la *friction velocity* u_* . Pertanto, questa relazione può essere espressa nella forma (Panofsky e Dutton, 1983):

$$u(z) = u_* / k \cdot [\ln(z/z_0) - \Psi_m(\zeta)] \quad [2.92a]$$

dove ζ è il rapporto z/L . Il parametro z_0 presente nella relazione è la quota a cui si annulla la velocità del vento per la *no slip condition*. Tale quota non è nulla a causa degli elementi naturali o artificiali che coprono la superficie terrestre (la sua "rugosità" quindi), ma risulta pari a z_0 appunto, parametro noto come *rugosità superficiale* (*roughness length*). Data la sua importanza, si discuterà di questo argomento più estesamente nel seguito. La (2.92a) è la *Relazione di Similarità per il profilo verticale della velocità del vento* e la funzione Ψ_m è la Funzione Universale di Similarità relativa. Pur essendo concettualmente una funzione continua in ζ , è più comodo nella pratica trattare separatamente le situazioni convettive e le situazioni stabili:

- **situazioni convettive** ($\zeta < 0$): è normalmente impiegata la relazione di Businger-Dyer (Paulson, 1970):

$$\Psi_m(\zeta) = \ln \left[\left(\frac{1+x^2}{2} \right) \cdot \left(\frac{1+x}{2} \right)^2 \right] - 2 \tan^{-1} x + \pi/2 \quad [2.92b]$$

in cui:

$$x = (1 - 16\zeta)^{1/4} \quad [2.92c]$$

- **situazioni stabili** ($\zeta > 0$): per valori di $\zeta < 1$, è normalmente impiegata la relazione:

$$\Psi_m = -5\zeta \quad [2.92d]$$

Tuttavia, quando $\zeta \geq 1$, la (2.92d) non rappresenta più le osservazioni sperimentali. Van Ulden e Holtslag (1985) hanno proposto la seguente relazione più adatta ad elevate stabilità e che si riconduce alla (2.92d) quando $\zeta < 1$:

$$\Psi_m(\zeta) = -17[1 - \exp(-0.29\zeta)] \quad [2.92e]$$

Per ζ tendente a zero, la funzione Ψ_m tenda anch'essa a zero, cioè nelle situazioni prossime all'adiabaticità il profilo verticale della velocità del vento presenta il ben noto andamento logaritmico. Nella Fig.2.28 è presentato l'andamento della Funzione Universale di Similarità Ψ_m per il profilo verticale della velocità del vento in funzione del parametro di stabilità z/L .

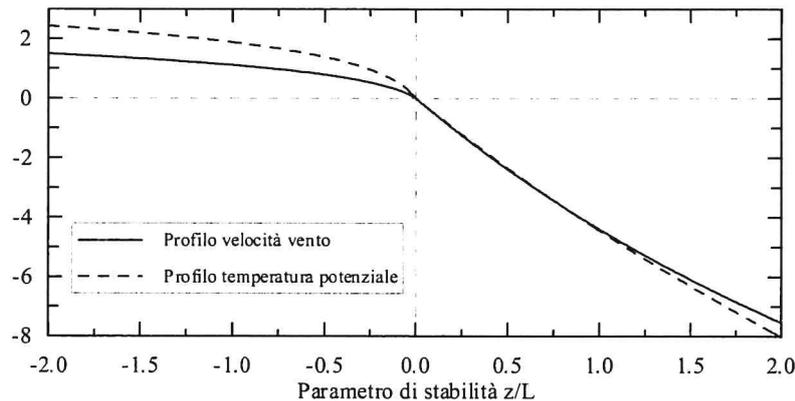


Fig. 2.281: variazione con z/L delle Funzioni di Similarità Ψ_m e Ψ_H .

2.4.1.2 Il profilo della temperatura potenziale virtuale e dell'umidità

Se si considera il valore medio della temperatura potenziale virtuale, il suo profilo verticale entro il SL è descritto dalla Teoria della Similarità con la relazione seguente:

$$\theta(z) = \theta_0 + T_* / k \cdot [\ln(z/z_{0H}) - \Psi_H(\zeta)] \quad [2.93a]$$

dove con θ_0 si è indicata la temperatura potenziale al suolo e con z_{0H} un parametro di rugosità, analogo ma non coincidente con z_0 e di cui si tratterà nel seguito, dell'ordine di 10^{-3} m. Come si può notare, il parametro di scala f_0 impiegato in questa relazione è la temperatura di scala T_* . Per quanto riguarda la Funzione Universale Ψ_H , i dati sperimentali hanno portato alle relazioni:

- **situazioni convettive** ($\zeta < 0$): è universalmente impiegata la relazione di Paulson (1970):

$$\Psi_H(\zeta) = 2 \ln \left[\frac{1}{2} \cdot \left(1 + \sqrt{1 - 16\zeta} \right) \right] \quad [2.93b]$$

- **situazioni stabili** ($\zeta > 0$): per valori di $\zeta < 1$ è normalmente utilizzata la relazione:

$$\Psi_H = -5\zeta \quad [2.93c]$$

Per Stabilità più elevate, la (2.33c) non risulta in accordo con i dati sperimentali. Van Ulden e Holtslag (1985) hanno proposto la seguente relazione che meglio rappresenta la realtà sperimentale e che si riconduce alla (2.33c) per $\zeta < 1$:

$$\Psi_H(\zeta) = -17[1 - \exp(-0.29\zeta)] \quad [2.93d]$$

Nella Fig. 2.28 è presentato l'andamento di Ψ_H in funzione del parametro di stabilità z/L .

Anche per l'umidità specifica è possibile impiegare i concetti di analisi dimensionale e quindi produrre una Relazione di Similarità per il relativo profilo verticale. In particolare, se si considera l'umidità specifica q e se, in analogia con la definizione di temperatura di scala, si definisce una *umidità specifica di scala* come:

$$q_* = -\overline{w'q'}/u_* \quad [2.94a]$$

la Relazione di Similarità per il profilo verticale del valor medio dell'umidità è dato da:

$$q(z) = q_0 + q_* / k \cdot [\ln(z/z_{0q}) - \Psi_q(\zeta)] \quad [2.94b]$$

dove q_0 è il valore dell'umidità al *suolo*, z_{0q} è un parametro di rugosità relativo all'umidità, di significato analogo a z_0 e z_{0H} e di cui poco si conosce. Normalmente si ipotizza $z_{0H} = z_{0q}$. Sempre dalle misure disponibili si è visto che Ψ_q non risulta essere differente da Ψ_H .

2.4.1.3 Il profilo verticale della deviazione standard delle componenti del vento

La componente verticale del vento.

La deviazione standard della componente verticale del vento σ_w è un indicatore di notevole importanza per la turbolenza del *PBL* e per la sua capacità disperdente. La Teoria di Monin-Obukhov prevede la Relazione di Similarità seguente:

$$\sigma_w/u_* = \Phi_{ww}(\zeta) \quad [2.95a]$$

dove Φ_{ww} è la relativa Funzione Universale di Similarità. Basandosi sui dati sperimentali ottenuti in molte campagne sperimentali, sono state proposte le seguenti Relazioni di Similarità:

- Situazioni convettive ($\zeta < 0$): in queste condizioni vale la seguente Relazione di Similarità:

$$\sigma_w/u_* = a(1 - b\zeta)^{1/3} \quad [2.95b]$$

Panofsky e Dutton (1983) e Kaimal e Finnigan (1994) hanno proposto per a e b rispettivamente i valori 1.25 e 3, tuttavia in Letteratura sono stati ottenuti valori anche differenti, derivanti probabilmente da differenti situazioni sperimentali. In una recente campagna sperimentale realizzata con strumentazione di concezione moderna, Andreas e al (1998) hanno ottenuto per i due parametri rispettivamente i valori 1.07 e 4.29. In Fig. 2.29 è presentato l'andamento di Φ_{ww} in funzione di z/L per le situazioni convettive ($z/L < 0$).

- Situazioni stabili ($\zeta > 0$): in tali situazioni la dispersione dei dati sperimentali è notevole e ciò ha impedito di individuare con certezza un'unica forma funzionale per Φ_{ww} . Panofsky e

Dutton (1983) hanno proposto la forma funzionale seguente, attualmente molto utilizzata:

$$\sigma_w/u_* = a \quad [2.95c]$$

dove il coefficiente a assume un valore pari a 1.2÷1.25. Campagne sperimentali più recenti hanno suggerito anche una relazione lineare del tipo:

$$\sigma_w/u_* = a(1 - b\zeta) \quad [2.95d]$$

dove a e b valgono 1.2÷1.25 e 0.2 (Kaimal e Finnigan, 1994 e Andreas e al., 1997).

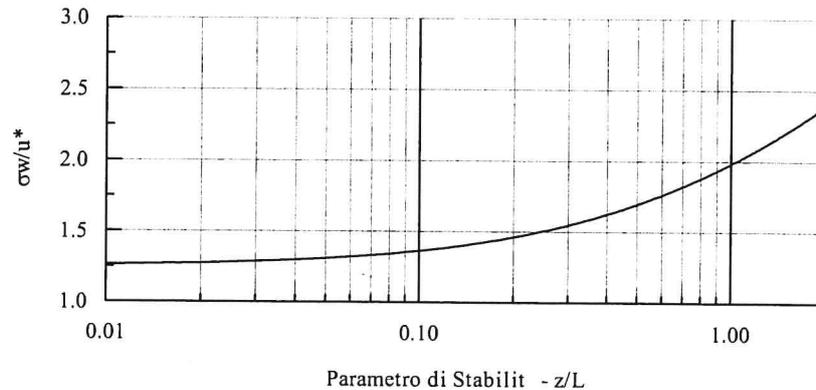


Fig. 2.29: Funzione Universale di Similarità Φ_{wv} nelle situazioni convettive ($z/L < 0$).

Le componenti orizzontali del vento

Per quanto riguarda le componenti orizzontali del vento, la situazione risulta apparentemente complessa. In Panofsky e Dutton (1983) si afferma che l'andamento temporale di queste variabili nelle situazioni convettive presenta sovrapposte due componenti distinte: una ad alta frequenza, caratteristica della turbolenza atmosferica, ed una a bassa frequenza. Mentre la prima dipende dalla quota, la seconda non lo è ed è legata solo all'estensione verticale del *PBL*. A rigore un tale comportamento non potrebbe essere descritto dalla Teoria della Similarità di Monin-Obukhov. In effetti, Panofsky e al. (1977) hanno proposto una relazione di Similarità in cui la quota z è stata sostituita dall'altezza del *PBL* z_i :

$$\sigma_u^2/u_*^2 = \sigma_v^2/u_*^2 = 4 + 0.6 \cdot (z_i/L)^{2/3} \quad [2.96a]$$

In contrasto con tale opinione, Monin e Yaglom (1971a) prevedevano un loro comportamento molto simile a quello mostrato dalla componente verticale del vento, cosa riaffermata anche nelle campagne sperimentali più recenti (Andreas e al., 1998) dove si è notato che per la componente u , applicando l'analisi di Similarità in cui è presente come lunghezza caratteristica la quota z e non z_i , i risultati ottenuti portavano ad una Relazione di Similarità del tipo:

$$\sigma_u/u_* = a(1 - b\zeta)^{1/3} \quad [2.96b]$$

con a e b pari a 2.55 e 1.2 rispettivamente. Oggi si è giunti alla conclusione che è molto più reale l'ipotesi fatta da Panofsky e al. (1977) secondo cui l'influenza dell'altezza del *PBL* è un fattore determinante, soprattutto ad elevata convettività. Tuttavia tale influenza ha caratteristiche di bassa frequenza, facilmente filtrate dai processi di *detrending* operate nell'elaborazione dei

dati elementari raccolti e soprattutto dalla scelta del tempo di mediazione, pertanto particolari scelte di tempo di mediazione e di filtraggio possono ridimensionare il contributo legato a z_i e far emergere il contributo legato a z .

Per quanto riguarda il comportamento di σ_u/u_* in condizioni stabili, la situazione si presenta ancora più incerta. Se la quasi unanimità dei ricercatori concorda in un valore circa costante e pari a 2, Andreas e al. (1998) hanno viceversa evidenziato la presenza di un chiaro incremento di σ_u/u_* , con ζ , che hanno modellizzato con la relazione lineare:

$$\sigma_u/u_* = 2.55(1 + 0.8\zeta) \quad [2.96c]$$

2.4.1.4 Il profilo verticale della deviazione standard della temperatura potenziale e dell'umidità

Lo studio del segnale di temperatura è stato sempre un tema affascinante per i ricercatori, soprattutto per la sua caratteristica *segnatura*. In effetti esso mostra nelle situazioni convettive una serie di evidenti rampe (Tillman, 1972) che stanno ad evidenziare l'instaurarsi nei pressi del suolo di situazioni in cui dell'aria inizia un riscaldamento progressivo (determinato dal calore proveniente dal suolo), riscaldamento che ha termine quando questa massa d'aria *abbandona* il suolo, innalzandosi nel *PBL* e determinando localmente un *rinnovo di aria più fredda* destinata a riscaldarsi e a riproporre questa sequenza di generazione di strutture coerenti. Uno degli indicatori più importanti di tale processo è la deviazione standard della temperatura potenziale σ_T e per essa Monin e Yaglom (1971a) hanno proposto una Relazione di Similarità del tipo:

$$\sigma_T/|T_*| = \Phi_{\theta\theta} \quad [2.97a]$$

dove $\Phi_{\theta\theta}$ è la relativa Funzione Universale. Le attività sperimentali hanno condotto ad individuare delle Funzioni di Similarità per $\sigma_T/|T_*|$ sia nelle condizioni convettive che in quelle stabili, con una notevole incertezza per queste ultime, a causa della notevole dispersione sempre presente nei dati sperimentali. Nelle situazioni convettive, Wyngaard e al. (1971) e Tillman (1972) hanno proposto la relazione:

$$\sigma_T/|T_*| = a(1 - b\zeta)^{-1/3} \quad [2.97b]$$

dove i coefficienti a e b valgono rispettivamente 2.9 e 28.4, cosa sostanzialmente confermata anche da Andreas e al. (1998) con il coefficiente a pari a 3.2. Kaimal e Finnigan (1994) confermano anch'essi la forma funzionale (2.97b), ma con i due coefficienti pari a 2 e 9.5.

Per quanto riguarda il comportamento nelle situazioni stabili, Tillman (1972) ha proposto una costanza di $\sigma_T/|T_*|$ attorno al valore di $1.8 \div 2$. Una valutazione differente viene fatta da Kaimal e Finnigan (1994) che propongono un andamento leggermente decrescente con ζ , in evidente disaccordo con il comportamento asintotico a stabilità elevate previsto dall'Analisi di Similarità. In particolare la Relazione di Similarità che essi propongono è la seguente:

$$\sigma_T/T_* = 2(1 + 0.5\zeta)^{-1} \quad [2.97c]$$

In Fig. 2.30 è illustrato l'andamento nelle situazioni convettive della Funzione di Similarità $\Phi_{\theta\theta}$.

Come nel caso del profilo verticale del valor medio, anche per la deviazione standard

dell'umidità è possibile individuare una relazione di Similarità. I risultati ottenuti da Weaver (1990) e Andreas e al. (1998) hanno evidenziato come la forma funzionale della relazione di Similarità sia la seguente:

$$\sigma_q / |q_*| = \Phi_{qq}(z/L) \quad [2.98a]$$

dove Φ_{qq} presenta le stesse caratteristiche comportamentali della relativa funzione universale $\Phi_{\theta\theta}$, in particolare, Andreas e al. (1998) hanno proposto per le situazioni convettive la relazione:

$$\sigma_q / |q_*| = 4.1(1 - 28.4\zeta)^{-1/3} \quad [2.98b]$$

mentre per le *situazioni stabili*, in accordo con Weaver (1990), propone che la Funzione Universale Φ_{qq} sia indipendente da ζ e pari ad un valore costante (pari a 4.1).

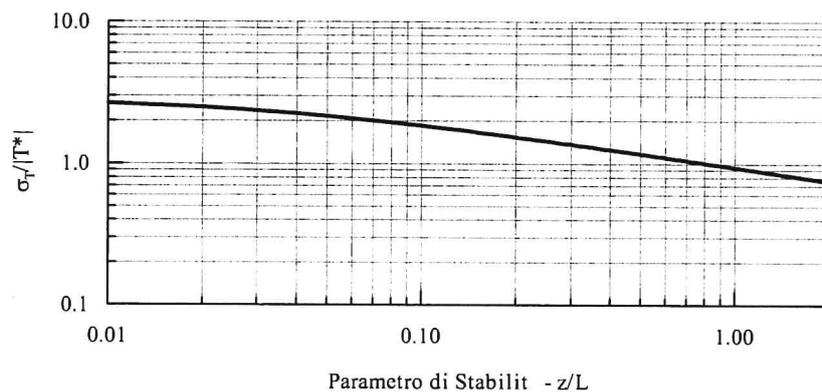


Fig. 2.30: variazione di $\Phi_{\theta\theta}$ con la stabilità nelle situazioni convettive.

2.4.1.5 Relazione di Similarità per il tasso di dissipazione di energia cinetica turbolenta

La Relazione di Similarità proposta per il tasso di dissipazione di energia turbolenta ε è:

$$kz\varepsilon/u_*^3 = \Phi_\varepsilon \quad [2.99a]$$

dove Φ_ε è la relativa Funzione Universale per la quale Kaimal e Finnigan (1994) hanno consigliato la relazione seguente:

$$\frac{kz\varepsilon}{u_*^3} = \begin{cases} \left(1 + 0.5|\zeta|^{2/3}\right)^{3/2} & \text{per } \zeta < 0 \\ (1 + 5\zeta) & \text{per } \zeta > 0 \end{cases} \quad [2.99b]$$

2.4.2 La Teoria della Similarità per l'intero PBL

La limitazione principale della teoria della Similarità di Monin-Obukhov sta nella possibilità di prevedere il profilo verticale delle principali variabili meteorologiche (medie ed i principali momenti di ordine superiore) solo nel *SL* e ciò è dovuto al fatto che essa considera come *variabili rilevanti* solo la forzante meccanica (u_*), la forzante convettiva (H_0) ed il

galleggiamento (g/\bar{T}). Se, però, si inserisce tra le *variabili rilevanti* anche l'estensione verticale del *PBL* (z_i), è ancora possibile sviluppare una teoria della Similarità che tenga conto dell'effetto di confinamento esercitato dal *PBL* stesso. I risultati ottenuti sono notevolissimi (soprattutto grazie a nuove misure in quota ora disponibili) ed in pratica attualmente sono disponibili relazioni di Similarità che di fatto *costituiscono un modello di PBL diagnostico totalmente algebrico* valido quando ci si trova in situazioni di elevata omogeneità orizzontale ed in condizioni quasi-stazionarie. Va però sottolineato che le relazioni di Similarità valide per l'intero *PBL* così ottenute presentano ancora un elevato grado di incertezza nelle situazioni stabili sia per le difficoltà di misura che esse presentano sia per l'insorgere di fenomeni oscillatori che si generano sull'atmosfera stabile (es. onde di gravità) e che si vanno a sovrapporre alla turbolenza.

2.4.2.1 Il profilo verticale del vento

Il profilo verticale del vento è l'oggetto principale della Teoria della Similarità di Rossby, ben descritta in Sorbjan (1989) e Garratt (1992). Una delle Relazioni di Similarità più usate è quella che deriva da Zilitinkevich (1989) e Yamada (1976), nella forma proposta da Ratto (1996), valida per l'intero *PBL* sia in condizioni convettive, che in situazioni adiabatiche e stabili. Dato un sistema di assi cartesiani ortogonali con l'asse x orientato nella direzione media del vento al suolo (o ad una quota di riferimento z_r prossima al suolo), le due componenti orizzontali del vento ad una generica quota z (u_x e u_y) sono date dalla relazione seguente:

$$u_x(z) = \frac{u_*}{k} \left[\ln(z/z_0) - A_\mu(z) \right] \quad [2.100a]$$

$$u_y(z) = -\frac{u_*}{k} B_\mu(z) \quad [2.100b]$$

in cui z_i è l'altezza del *PBL* e le Funzioni di Similarità A_μ e B_μ sono date da:

$$A_\mu(z) = a_\mu \left(\frac{z - z_0}{z_i} \right) + a_\mu^* \left(\frac{z - z_0}{z_i} \right)^2 \quad [2.100c]$$

$$B_\mu(z) = b_\mu \left(\frac{z - z_0}{z_i} \right) + b_\mu^* \left(\frac{z - z_0}{z_i} \right)^2 \quad [2.100d]$$

I coefficienti a e b dipendono dalla stabilità atmosferica ed in particolare dal parametro $\mu = ku_* / (fL)$. Si nota immediatamente come una tale relazione possa essere impiegata solo lontano dall'equatore, dove f si annulla e μ tende all'infinito. Premesso ciò, la dipendenza dei coefficienti presenti nelle relazioni precedenti dal parametro μ è la seguente:

- nelle situazioni convettive si ha che:

$$a_\mu = 34 - \frac{38}{1 + 0.027\sqrt{-\mu}} \quad a_\mu^* = -24 + \frac{28.5}{1 + 0.027\sqrt{-\mu}}$$

$$b_\mu = \frac{-10}{1 + 1.581\sqrt{-\mu}} \quad b_\mu^* = \frac{5.5}{1 + 1.581\sqrt{-\mu}}$$

- nelle situazioni adiabatiche si ha che:

$$a_\mu = -4 \quad a_\mu^* = 4.5 \quad b_\mu = -10 \quad b_\mu^* = 5.5$$

- nelle situazioni stabili si ha che:

$$\begin{aligned} a_\mu &= -4.0 - 10.20\sqrt{\mu} & a_\mu^* &= 4.5 + 7.65\sqrt{\mu} \\ b_\mu &= -10. & b_\mu^* &= 5.5 + 1.7647\sqrt{\mu} \end{aligned}$$

2.4.2.2 Il profilo verticale della temperatura potenziale

Nell'ambito della Teoria della Similarità di Rossby sono state proposte anche delle Relazioni per descrivere il profilo verticale della temperatura potenziale media, una delle quali (Yamada 1976, Brutsaert 1982, Garratt 1992 e Stull 1988), è:

$$\theta(z) - \bar{\theta} = -T_* / k \cdot [\ln(h/z) + \Psi_H(z/L) - C(\mu)] \quad [2.101a]$$

in cui $\bar{\theta}$ è una temperatura potenziale di riferimento, spesso definita come il valor medio entro il PBL della temperatura potenziale, h è l'altezza del PBL, Ψ_H è la funzione di Similarità nel SL per la temperatura, μ è il parametro di stabilità $\mu = h/L$ e C è la Funzione Universale di Similarità di Rossby che, secondo Yamada (1976) è data dalle relazioni seguenti:

$$C(\mu) = \begin{cases} -4.32(\mu - 11.21)^{1/2} & \mu \geq 18 \\ 3.665 - 0.829\mu & 0 \leq \mu < 18 \\ 12 - 8.336(1 - 0.03106\mu)^{-1/3} & \mu \leq 0 \end{cases} \quad [2.101b]$$

La presenza di $\bar{\theta}$ rende la (2.101a) impossibile da usare direttamente, quindi per la determinazione del profilo verticale di temperatura potenziale entro il PBL, si può adottare la metodologia seguente:

- sia nota la temperatura potenziale ad una quota di riferimento z_r , prossima al suolo; con tale informazione, noti anche i parametri che caratterizzano la turbolenza del SL (u_* , T_* e L) e del PBL (h) è possibile dalla (2.101a) ottenere il valore di $\bar{\theta}$;
- noto $\bar{\theta}$, l'impiego diretto della (2.101a) fornisce il profilo desiderato entro l'intero PBL.

Questa relazione di Similarità, nelle *situazioni convettive*, è in grado di riprodurre il profilo verticale della temperatura potenziale media solo fino alla sommità dello Strato Rimescolato (*Mixed Layer*) ma non può descrivere il forte gradiente positivo che si riscontra nell'*entrainment layer*. Metodi per superare tale limitazione sono riportati in Sozzi e al. (2002).

2.4.2.3 Il profilo verticale della varianza delle componenti del vento

Qui di seguito si farà riferimento ai risultati ottenuti da Rodean (1996) nel suo lavoro di sintesi dell'enorme massa di risultati sperimentali e teorici attualmente disponibili sull'argomento.

Il profilo verticale della varianza della componente verticale del vento.

Le misure disponibili suggeriscono che la varianza della componente w del vento nelle

situazioni convettive è il risultato della sovrapposizione di due distinti contributi: il primo deriva principalmente dalla turbolenza di origine meccanica, ben rappresentata da u_* e quindi proporzionale alla velocità del vento oltre che al livello di stabilità del SL , mentre il secondo contributo deriva dall'azione della convettività presente, cioè dell'effetto combinato del flusso di calore sensibile, del galleggiamento e dell'effetto di costrizione esercitato dall'estensione verticale z_i del PBL . Questo secondo contributo è ben rappresentato globalmente dalla *velocità convettiva di scala* w_* . Tutti questi contributi sono stati evidenziati nei differenti lavori pubblicati ed in particolare in Hicks (1985), Nieuwstadt (1984) e Caughey e al. (1979). Dalla composizione di tutti questi contributi parziali è nata la Relazione di Similarità seguente:

$$\sigma_w^2(z) = 1.7u_*^2(1 - z/h)^{3/2} + 1.3w_*^2(z/h)^{2/3}(1 - 0.8z/h)^2 \quad [2.102a]$$

dove con h si è indicata l'estensione verticale del PBL (sia stabile che convettivo). E' importante sottolineare che la (2.102a) può essere usata sia nelle situazioni convettive che in quelle stabili, una volta che in queste ultime w_* è stato posto a zero, e che quindi è in grado di rappresentare in maniera *continua* la transizione dalle condizioni diurne a quelle notturne.

Il profilo verticale della varianza delle componenti orizzontali del vento.

La prima domanda che ci si pone è se nel PBL le due componenti orizzontali del vento presentino la medesima deviazione standard. In Letteratura sono state espresse opinioni contrastanti, tuttavia visto che comunque le differenze sono relativamente piccole (se esistono), seguendo Lenschow e al. (1988) esse sono state ritenute uguali. Rodean, nel già citato lavoro, sintetizzando i risultati ottenuti in Caughey e Palmer (1979), Hicks (1985) e Lenschow e al. (1988), ha ottenuto la relazione seguente:

$$\sigma_u^2(z) = \sigma_v^2(z) = 4.5u_*^2(1 - z/h)^{3/2} + 0.33w_*^2 \quad [2.102b]$$

Anche in questo caso h è l'estensione verticale del PBL ed anche in questo caso la Relazione di Similarità si applica sia alle situazioni convettive che a quelle stabili, ricordando che per queste ultime w_* viene considerato nullo.

2.4.2.4 Il profilo verticale della varianza della temperatura potenziale

Per quanto riguarda la varianza della temperatura potenziale, le misure disponibili sono veramente poche e le incertezze molte. Seguendo Sorbjan (1989), nelle *situazioni convettive* si può considerare la Relazione di Similarità seguente:

$$\sigma_T^2/T_*^2 = 2(z/h)^{-2/3}(1 - z/h)^{4/3} + 0.94(z/h)^{4/3}(1 - z/h)^{-2/3} \quad [2.103a]$$

mentre da Caughey e al. (1979) è possibile derivare la seguente Relazione di Similarità valida per le *condizioni stabili*:

$$\sigma_T^2(z)/T_*^2 = 6(1 - z/h)^4 \quad [2.103b]$$

L'impiego di queste relazioni deve essere molto cauto, dato che esse si basano su un numero di misure estremamente esiguo.

2.4.2.5 Il profilo verticale della dissipazione di energia cinetica turbolenta

La misura della dissipazione di energia cinetica turbolenta nel *PBL* è fuori dalla portata delle possibilità sperimentali attuali e i dati attualmente disponibili sono molto pochi. Di conseguenza definire una Relazione di Similarità per tale parametro è difficile e l'incertezza intrinseca è molto elevata, anche se nelle applicazioni pratiche, soprattutto legate alla modellizzazione della dispersione degli inquinanti, è necessario disporre di una relazione che ne descriva almeno il profilo verticale. In Rodean (1996) e in Rotach e al. (1995) sono disponibili informazioni al riguardo. In particolare, seguendo Rotach e al. (1995), si giunge alla Relazione di Similarità seguente, anch'essa valida sia nelle situazioni convettive che in quelle stabili (in cui w_* è nullo):

$$\varepsilon(z) = \frac{u_*^3}{h} \left\{ 1.07 \left[\frac{(1 - z/h)^2}{kz/h} \right] + 2.56 \right\} + \frac{w_*^3}{h} \left\{ 1.5 - 1.2 \left(\frac{z}{h} \right)^{1/3} \right\} \quad [2.104]$$

2.4.2.6 Considerazioni conclusive

L'enorme sforzo sperimentale realizzato in questo ultimo mezzo secolo ha consentito la raccolta di una grossa mole di informazioni sperimentali, sia nello Strato superficiale che nel *PBL* e ciò ha permesso l'individuazione di un numero rilevante di Relazioni di Similarità. Il risultato emerso è un *modello alternativo di PBL*, di tipo completamente diagnostico ed algebrico, molto maneggevole, valido sia in condizioni convettive che in situazioni stabili, e le cui informazioni di ingresso sono costituite dalle sole forzanti superficiali (velocità di frizione, flusso turbolento di calore sensibile e latente e galleggiamento) e dall'estensione verticale del *PBL*. Il modello così individuato si applica a rigore solo in situazioni quasi-stazionarie con un elevato grado di omogeneità orizzontale e con assenza di orografia rilevante. Tuttavia, nella pratica può essere applicato, almeno come metodo di prima approssimazione, anche in quei casi in cui tali precondizioni non risultano completamente soddisfatte. In questi casi, il modello si scosterà dalla realtà tanto più quanto la situazione reale si allontana da quella ideale. Vista la sua semplicità, la sua adattabilità, i bassi tempi di calcolo richiesti ed il suo realismo, esso è attualmente il modello micrometeorologico più usato per determinare la struttura della turbolenza atmosferica necessaria ai modelli di simulazione della dispersione degli inquinanti in atmosfera di medio-alta complessità.

2.5 IL PBL IN CONDIZIONI DI OMOGENEITÀ SUPERFICIALE

2.5.1 Lo Strato Superficiale

Nel *PBL*, sia nelle condizioni convettive che in quelle stabili, è sempre individuabile uno strato, di estensione verticale ridotta a diretto contatto con il suolo, lo *Strato Superficiale SL*, in cui il profilo verticale delle variabili medie e dei principali momenti di ordine superiore è descrivibile dalle Relazioni della Teoria della Similarità di Monin-Obukhov. Di ciò già si è parlato e qui si studierà con maggior dettaglio alcuni aspetti di particolare interesse. In particolare l'obiettivo è quello di definire in maniera precisa la *rugosità superficiale* e la ripartizione tra flusso di calore sensibile e latente dell'energia disponibile al suolo, cioè la differenza tra R_N ed G_0 .

2.5.1.1 La rugosità superficiale

Nel *SL* il profilo verticale di velocità del vento, di temperatura potenziale media e di umidità

specifica è descritto dalle relazioni della Teoria della Similarità di Monin-Obukhov. E' interessante notare che, se il parametro di stabilità z/L tende a zero, tutte queste relazioni diventano sempre meno sensibili alla stabilità e si riducono a tipici profili logaritmici. Ciò avviene non solo all'aumentare (in valore assoluto) della lunghezza di Monin-Obukhov, ma anche al diminuire di z . In effetti, se si considera una situazione poco convettiva ($H_0 = 50 \text{ Wm}^{-2}$) con u_* pari a 0.5 ms^{-1} , ad una quota di 2.3 m il profilo della velocità media del vento si scosta da quello logaritmico (adiabatico) di meno del 1%. Se, però, u_* si riduce a 0.2 ms^{-1} , tale quota scende a 3 cm. Come si vede, esiste sempre uno strato, più o meno esteso, in cui tutti i profili delle variabili medie sono esprimibili con buona approssimazione da relazioni di tipo logaritmico: tale strato è noto col nome di *dynamical sublayer*. Tutto ciò è però una notevole semplificazione della realtà. Infatti nelle immediate vicinanze del suolo la viscosità dell'aria ed i singoli elementi di rugosità caratteristici della superficie terrestre complicano in maniera drammatica la descrizione fluidodinamica dell'aria. Va però ricordato che lo strato d'aria caratterizzato da questa complessità è ben poca cosa rispetto a tutto il *PBL*: in effetti stiamo parlando di uno strato d'aria a ridosso del suolo dello spessore molto inferiore al metro. Per semplificare tutto ciò, è conveniente ragionare nel modo seguente:

- all'interfaccia suolo-aria la velocità del vento è nulla a causa della "no-slip condition" e la temperatura e l'umidità assumono un ben preciso valore pari rispettivamente a θ_s e q_s ;
- se si ipotizza che nel *dynamical sublayer* il profilo di velocità segua una legge logaritmica, esisterà una quota z_{om} dove tale profilo si annulla (cioè assume il valore proprio dell'interfaccia suolo-aria). Operativamente, quindi, si è sostituito al complesso profilo verticale in quello strato un semplice profilo logaritmico fino a z_{om} ed un profilo nullo da z_{om} al livello del suolo ($z = 0$);
- estrapolando i profili logaritmici di temperatura potenziale e di umidità verso il suolo, è individuabile una quota z_{oh} (per il profilo di temperatura) e z_{oq} (per il profilo di umidità) dove i valori previsti della relazione logaritmiche eguagliano i valori riscontrati a $z = 0$.

In questa opera di semplificazione *operativa* dei profili sono stati individuati i tre parametri z_{om} , (*parametro di rugosità per la quantità di moto*), z_{oh} (*parametro di rugosità per il calore*) e z_{oq} (*parametro di rugosità per l'umidità*), tra loro differenti ed in generale dipendenti dal tipo di suolo, dalla sua struttura geometrica e dal regime fluidodinamico del moto dell'aria nelle sue immediate vicinanze. Evidentemente in questa discussione non si considerano situazioni particolarmente complesse, come città, foreste, mare e suoli particolarmente disomogenei dal punto di vista della rugosità, cui si accennerà nel seguito. *Le situazioni che qui si considerano sono solo quelle rappresentative di una distesa piatta e coperta da vegetazione di moderata estensione verticale*. Se si prende in considerazione una superficie solida, la fluidodinamica ci assicura che al passaggio dell'aria sopra di essa si sviluppa uno strato di piccole dimensioni δ_i (*interfacial sublayer*) il cui regime di moto non è completamente turbolento, in cui il flusso di calore e di massa è dominato dalla diffusività molecolare, in cui il flusso di quantità di moto è determinato sia dalla diffusività molecolare che dai gradienti di pressione locali e la cui estensione verticale è determinabile, in prima approssimazione, dalla $\delta_i \cong 30 \nu / u_*$, dove ν è la viscosità cinematica dell'aria. Come è facile verificare, δ_i è sempre dell'ordine del millimetro. In questo strato si ha il trasferimento di quantità di moto, di calore e di massa (vapor d'acqua) dal suolo all'aria sovrastante; mentre il trasferimento di calore e di massa avviene per diffusione molecolare, il trasferimento di quantità di moto dipende anche dai gradienti locali di pressione che si generano al suolo a causa della geometria di quest'ultimo e ciò spiega la differenza che si riscontra tra i tre parametri di rugosità individuati.

A questo punto è necessario evidenziare un altro problema. Se si considera, per esempio, una superficie con vegetazione, il problema che ci si pone è quale sia la quota reale di misura rispetto al suolo o, che è lo stesso, quale sia la quota zero. Convenzionalmente si dice che la

quota $z=0$ è il livello su cui giacciono gli elementi di rugosità. In tal modo si evidenzia un ulteriore strato, posto tra il suolo vero e proprio e una quota d (*displacement height*) prossima all'altezza media degli elementi di rugosità (altezza media della vegetazione), noto col nome di *canopy layer*. Una volta definiti z_{0m} (che indicheremo semplicemente con z_0) e d , entro il SL la Relazione della Similarità di Monin-Obukhov per il profilo verticale del vento verrà riscritta in modo tale che a z si sostituirà la quota ridotta $z-d$. In pratica il profilo verticale del vento si annullerà alla quota $z = d+z_0$ e sarà data dalla relazione:

$$U(z) = \frac{u_*}{k} \left[\ln \left(\frac{z-d}{z_0} \right) - \Psi_m(\zeta) \right] \quad [2.105]$$

di Similarità (temperatura potenziale ed umidità specifica e varianze).

Tipo di Suolo	z_0 (m)	d (m)
Giaccio	$0.1 \cdot 10^{-4}$	-
Neve	10^{-4}	-
Deserto sabbioso	0.0003	-
Suolo nudo	0.005	-
Prato di erba bassa	0.02	0.1
Prato di erba alta	0.05	0.5
Campi di grano	0.02	0.25
Mais	0.06	0.8
Fagioli	0.08	1.18
Viti	0.1	1.1
Savana	0.4	8
Boschi	0.4	10-15
Pineta	0.5	13
Conifere	1.	10.
Foresta tropicale	2.	35

Tab. 2.10: parametro di rugosità e displacement height per alcune superfici naturali.

Sia z_0 che d sono parametri che possono essere determinati, tuttavia in letteratura (per esempio Wieringa, 1993) sono stati pubblicati molti risultati di campagne sperimentali che consentono di attribuire con un buon grado di realismo i valori dei due parametri in molti casi di interesse pratico. In Tab.2.10 sono presentati alcuni valori caratteristici per z_0 . Per quanto riguarda, invece, d una regola pratica è la seguente $d = 2/3 h_r$, dove h_r è l'altezza tipica degli elementi di rugosità (per esempio l'altezza media della vegetazione). Quando sulla superficie è riconoscibile una *canopy* ben definita e di altezza tipica d , la sostituzione di z con $z-d$ nella Relazione di Similarità per il profilo verticale della velocità del vento viene estesa anche a tutti gli altri profili. Per quanto riguarda z_{0h} e z_{0q} , si è di fronte ad una quantità impressionante di correlazioni semiempiriche proposte in letteratura. Per una rassegna di tali correlazioni si rimanda a Verhoef e al. (1997). A titolo di esempio si citano le seguenti (Brutsaert, 1984):

$$z_{0h} = 7.4 z_{0m} \exp(-2.46 z_{0+}^{1/4}) \quad [2.105a]$$

$$z_{0q} = 7.4 z_{0m} \exp(-2.25 z_{0+}^{1/4}) \quad [2.105b]$$

dove $z_{0+} = u_* z_0 / \nu$. In letteratura $\ln(z_{0m}/z_{0h})$ è indicato normalmente col simbolo kB^{-1} .

Fin qui si è ipotizzato un terreno orizzontalmente omogeneo, che si estende cioè all'infinito con le medesime caratteristiche superficiali. In particolare, se ci si pone in un punto di un territorio

non completamente omogeneo in senso orizzontale e si realizzano misure di z_0 , si noterà che i valori misurati risultano differenti a seconda delle diverse direzioni di provenienza del vento, dato che ciò che si misura è la rugosità superficiale *sentita* dall'aria in movimento *durante la sua marcia di avvicinamento alla postazione di misura* e non la *rugosità locale nella postazione di misura*. Wieringa (1993) ha mostrato che, data una direzione di provenienza del vento, se z è la quota di misura, le masse d'aria sono in equilibrio con le condizioni superficiali che si incontrano dal punto di misura fino ad una distanza F sopravvento (*fetch*) data dalla relazione:

$$F \approx 2z_0 \left[\frac{10z}{z_0} \left(\ln \left(\frac{10z}{z_0} \right) - 1 \right) + 1 \right] \quad [2.106]$$

che grossolanamente si riduce alla semplice regola secondo cui lo z_0 misurato è rappresentativo di una distanza sopravvento pari a circa 100 volte la quota di misura.

2.5.1.2 La ripartizione superficiale dell'energia disponibile

All'interfaccia aria-suolo ha luogo il principale trasferimento al *PBL* di energia termica e di vapor d'acqua. Il bilancio energetico superficiale assicura che $R_N - G_0 = H_0 + H_E$, cioè che l'energia disponibile alla superficie (la differenza tra la Radiazione Netta ed il Flusso di Calore nel suolo) si ripartisce tra un Flusso Turbolento di Calore Latente H_E (che causa l'evapotraspirazione) ed un Flusso Turbolento di Calore Sensibile H_0 (che, per esempio, nelle situazioni convettive causa la nascita dei vortici di grandi dimensioni). Entrambi questi flussi possono essere misurati direttamente essendo $H_0 = \rho C_p \overline{w'\theta'}$ e $H_E = \lambda \rho \overline{w'q'}$ dove ρ è la densità dell'aria, λ è il calore specifico di evaporazione dell'acqua e q è l'umidità specifica, tuttavia è molto interessante capire come e perché l'energia disponibile al suolo si ripartisca nei due differenti tipi di flusso turbolenti o, che è lo stesso, perché suoli differenti in differenti situazioni presentino differenti valori del *Rapporto di Bowen* Bo , definito come $Bo = H_0/H_E$. Ciò che risulta evidente dalla realtà sperimentale è che suoli aridi o semiaridi, quindi poveri di umidità, trasformano preferibilmente l'energia disponibile in H_0 e ciò determina valori di B piuttosto elevati, mentre suoli molto umidi o addirittura con acqua superficiale prediligono la trasformazione dell'energia disponibile nel Flusso Latente di calore.

Il problema è stato estesamente studiato da Penman e Monteith che sono giunti alla individuazione di un modello *operativo* concettualmente molto interessante. In effetti, il risultato finale del loro lavoro è costituito dalla relazione seguente, che esprime il flusso turbolento di calore sensibile e latente:

$$H_E = \frac{s \cdot (R_N - G_0)}{s + \gamma \cdot (1 + r_s/r_a)} + \left(1 - \frac{s}{s + \gamma \cdot (1 + r_s/r_a)} \right) \cdot \left(\frac{\gamma}{\gamma \cdot (1 + r_s/r_a)} \right) \rho \lambda \frac{\delta q - \delta q_0}{r_{av}}$$

$$H_0 = R_N - G_0 - H_E \quad [2.107a]$$

in cui $s = dq_s/dt$, $\delta q = q_s(T) - q$ è il deficit di saturazione nell'aria, $\delta q_0 = q_s(T_0) - q_0$ è il deficit di saturazione al suolo, r_s è una resistenza superficiale in cui è condensato il complesso meccanismo di traspirazione del suolo e r_a è la resistenza aerodinamica al trasferimento di calore data da:

$$H_0 / (\rho C_p) = (\theta_0 - \theta) / r_a \quad [2.107b]$$

Questo modello non è di semplice applicazione pratica, dato che accanto a grandezze facilmente misurabili come R_N e G_0 , sono presenti altre variabili di difficile determinazione, tuttavia la sua importanza sta nell'evidenziare alcune peculiarità del trasferimento di energia e massa all'interfaccia suolo-aria:

- sia il flusso turbolento di calore sensibile che il flusso turbolento latente sono proporzionali all'energia disponibile all'interfaccia suolo-aria;
- l'uno prevale sull'altro, a parità di energia disponibile, in funzione delle caratteristiche del suolo, in particolare più il suolo risulta vicino alla saturazione, più elevata è la frazione di energia disponibile che viene dedicata all'evaporazione dell'acqua e quindi al flusso latente.

La non facile applicabilità pratica del modello di Penman-Monteith ha indotto ad una sua semplificazione. Il modello attualmente più impiegato nelle applicazioni pratiche non agrometeorologiche (dove regna sovrano il metodo originale di Penman-Monteith) è il metodo di Priestley-Taylor modificato da De Bruin e Holtslag (1982) secondo cui :

$$H_0 = \frac{(1-\alpha) + \gamma/s}{1 + \gamma/s} (R_N - G_0) - \beta \quad [2.107c]$$

$$H_E = \frac{\alpha}{1 + \gamma/s} (R_N - G_0) + \beta \quad [2.107d]$$

dove compaiono due parametri semiempirici α e β che dipendono dal tipo di suolo e soprattutto dal suo contenuto di umidità. Dal punto di vista concettuale, questo nuovo modello non ha introdotto un reale vantaggio visto che condensa in due parametri tutte le complicazioni insite nel modello originario di Penman-Monteith, senza peraltro fornire indicazioni su come stimarli. Tuttavia l'esteso uso pratico che si è fatto in questi ultimi decenni di questo modello ha portato ad individuare alcuni valori caratteristici. Per il parametro β , c'è ormai un accordo unanime nell'attribuirgli il valore di $20 \text{ (W}\cdot\text{m}^{-2})$, indipendentemente dal tipo di superficie considerata e della sua umidità. Per quanto riguarda invece il parametro α , alcuni valori tipici tratti da (Hanna e Chang, 1992) sono stati riportati nella *Tab. 2.11*.

Tipo di Suolo	α
deserto secco senza pioggia per mesi	0.0 ÷ 0.2
zone rurali aride	0.2 ÷ 0.4
campi coltivati o meno, in periodi secchi	0.4 ÷ 0.6
ambiente urbano	0.5 ÷ 1.0
campi coltivati nei periodi umidi e foreste	0.8 ÷ 1.2
laghi ed oceani	1.2 ÷ 1.4

Tab.2.11: valori caratteristici per il parametro α del modello di Priestley-Taylor modificato

2.5.2 Il PBL convettivo

Quando il PBL si trova in situazioni convettive (e ciò accade nelle ore diurne dei giorni sereni e soleggiati), presenta una tipica *struttura a tre strati*, ben evidenziata dal profilo verticale della temperatura potenziale. In particolare risultano facilmente distinguibili:

- uno *Strato Superficiale (SL)*, in cui il gradiente di temperatura potenziale è negativo nei pressi della superficie e tende ad annullarsi aumentando la quota. Si può ritenere che questo

strato termini quando il gradiente di temperatura potenziale raggiunge un valore prossimo allo zero. Di tale strato si è finora ampiamente parlato, evidenziandone le caratteristiche principali ed il suo ruolo nella produzione della turbolenza meccanica e convettiva.

- uno Strato Rimescolato (ML), in cui il gradiente di temperatura potenziale è circa nullo, dove si instaura una circolazione ad area limitata di grandi *strutture coerenti* che lo rimescolano costantemente e completamente, consentendo tra l'altro la dispersione degli inquinanti ed il trasporto in quota del vapor d'acqua per la formazione delle nuvole.
- uno Strato di Entrainment (EL), in cui il gradiente di temperatura potenziale risulta fortemente positivo e che agisce come un una barriera fisica ai movimenti verticali delle strutture coerenti. La sua importanza sta nel frenare queste masse d'aria che debordando nella sovrastante atmosfera libera, catturano aria da quest'ultima e la trascinano entro gli strati sottostanti consentendo quindi l'accrescimento verticale del *PBL* nel suo complesso

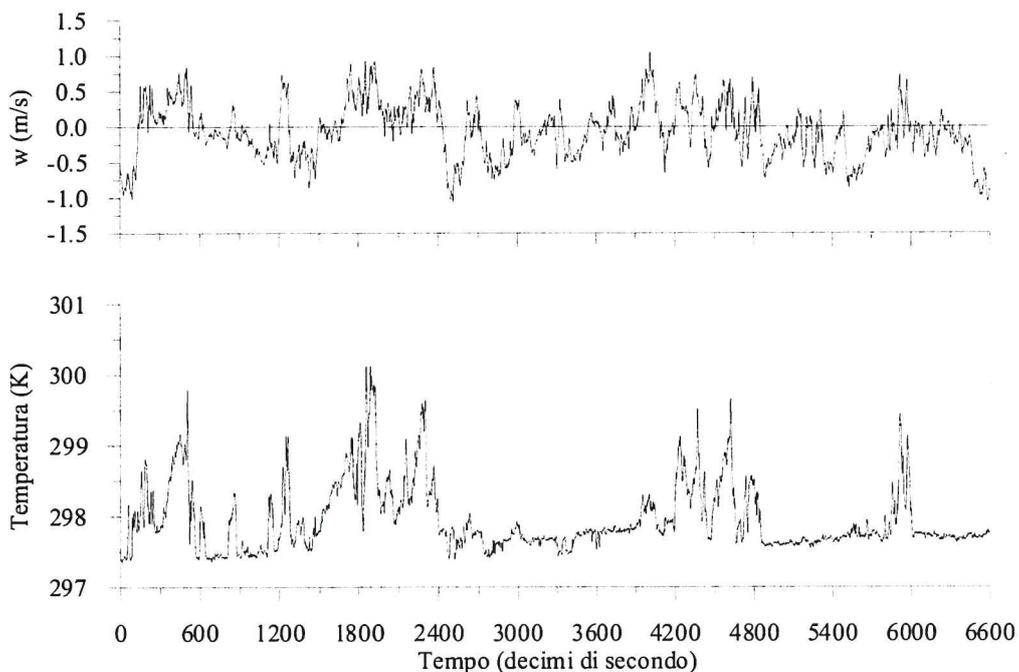


Fig. 2.31: temperatura e componente verticale del vento in una situazione convettiva (Pieve S. Giacomo, Cremona 29/07/2000 h12 LT – Quota di misura: 10 metri)

La caratteristica principale del *PBL* convettivo sta nel fatto che all'interfaccia aria-suolo si viene ad instaurare un flusso di calore verticale ascendente che trasferisce il calore dal suolo all'atmosfera sovrastante, alimentando le circolazioni d'aria che, nel tempo, accrescono verticalmente il *PBL*. Questo trasferimento di calore superficiale non deve essere visto come un processo continuo nello spazio e nel tempo, ma piuttosto come un *processo intermittente* che ha origine in corrispondenza di numerose porzioni di suolo di estensione limitata dove si vanno a formare delle *bolle* di aria calda che col tempo aumentano la propria dimensione verticale fino a dar luogo a strutture coerenti verticali, inclinate nella direzione del vento, che ad un certo punto lasciano il suolo e si innalzano nelle parti superiori del *PBL*. Tali strutture coerenti, normalmente indicate col termine *piume termiche*, sono di estensione orizzontale relativamente limitata ed hanno origine spaziale e temporale pressoché casuale, ricordando la formazione delle bolle di vapore sul fondo di una pentola piena di acqua prossima all'ebollizione. Questo

processo è discontinuo ed intermittente, evidenziato dall'andamento temporale delle principali variabili meteorologiche. Se si considera la Fig.2.31 in cui è riportato l'andamento nel tempo della temperatura e della componente verticale del vento per un periodo di 11 minuti, si nota come la temperatura presenti un tipico andamento *a rampa* (lenti aumenti circa lineari della temperatura seguiti da repentine diminuzioni). Le rampe sono intervallate da periodi più o meno lunghi di apparente *inattività* ed il risultato è un tipico segnale a *dente di sega*. Se si focalizza l'attenzione alla seconda rampa mostrata in figura, la più evidente e regolare, si nota che, mentre la temperatura inizia a crescere, la velocità verticale diviene positiva, cosa che indica la presenza di un flusso ascendente di aria calda (la piuma termica). Ad un certo punto la bolla d'aria calda si stacca dal suolo ed il suo posto viene preso da altra aria più fredda (*processo di rinnovamento*) e ciò è visibile nella figura dal fatto che alla fine della salita, la temperatura scende bruscamente al di sotto del suo livello *base* (è arrivata dell'aria più fredda) e questo arrivo è ulteriormente segnalato dalla velocità verticale fortemente negativa. Per un po' non succede nulla, poi riprende il processo di formazione della bolla d'aria calda negli stessi termini visti in precedenza. Una volta innalzatesi, a breve distanza dal suolo le piume termiche, numerose e relativamente piccole, iniziano un *progressivo processo di aggregazione* che porta alla costruzione di strutture coerenti di notevoli dimensioni e di tipo colonnare che percorrono compatte il *ML*.

In realtà ciò che si origina in assenza di vento (o con velocità media del vento bassa) è un insieme di colonne d'aria calda che salgono verso la parte alta del *PBL* (dette *updraft*) confinate in una regione piuttosto limitata e lo spazio tra di esse è riempito da aria in lenta discesa sempre organizzata in strutture coerenti (dette *downdraft*). Gli *updraft* sono caratterizzati da una velocità ascensionale media piuttosto elevata e dell'ordine della velocità convettiva di scala w_* , mentre i *downdraft*, che occupano una porzione più vasta dello spazio, hanno una velocità media inferiore. Una volta raggiunta la sommità del *PBL*, alcuni *updraft* *sconfinano* nell'atmosfera libera sovrastante (*overshoot*) dove però incontrano aria con una temperatura potenziale superiore e quindi si trovano a possedere un galleggiamento negativo. Se potessero, si disperderebbe nell'atmosfera libera, ma ciò non è possibile per il bassissimo livello di turbolenza presente in questa zona dell'atmosfera. Pertanto l'unica cosa che possono fare è ridiscendere, trascinandosi dietro (e quindi inglobando) una parte di aria dell'atmosfera libera. Questo processo di *entrainment a senso unico* fa sì che complessivamente il *PBL* *si espanda verticalmente* e che aria meno turbolenta venga inglobata in aria a maggior turbolenza che scende al suolo; qui il *downdraft* acquista tutta l'energia di cui ha bisogno per riprendere la salita. L'insieme degli *updraft* e *downdraft* costituiscono una circolazione che ha una scala orizzontale pari a circa $1.5 z_i$, dove z_i è l'altezza del *PBL*.

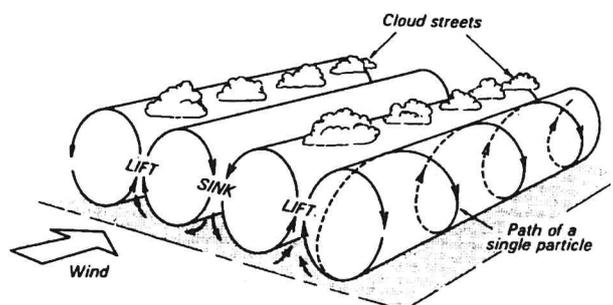


Fig. 2.32: vortici a rullo e strade di nuvole (da Oke, 1987)

Quanto fin qui presentato si riferisce a situazioni con venti bassi o moderati. Quando invece la velocità supera i 6 m/s, queste strutture coerenti si deformano, formando caratteristiche *strutture a rulli* allineate parallelamente alla direzione del vento (Fig.2.32). I *rulli* sono in rotazione lungo

un asse parallelo alla direzione del vento e due rulli adiacenti ruotano in senso opposto creando così alternativamente un corridoio d'aria ascendente e discendente. Spesso alla sommità del corridoio ascendente si hanno formazioni nuvolose disposte lungo linee, sempre parallele al vento e note come *strade di nuvole (cloud streets)*.

La circolazione di strutture coerenti che si viene ad instaurare entro il *PBL* convettivo, in ultima analisi, dipende dalla turbolenza meccanica presente, dal flusso turbolento di calore sensibile fornito dal suolo e dall'estensione verticale z_i del *PBL* stesso. Risulta quindi indispensabile verificare la possibilità di costruire un modello che permetta la stima di z_i . Naturalmente, se si impiegasse un modello numerico prognostico basato sulle equazioni di conservazione con una chiusura non locale o con una chiusura locale di ordine superiore al primo, z_i sarebbe uno dei risultati prodotti dal modello stesso. Tuttavia nella pratica corrente è necessario poter disporre di un modello dedicato alla previsione di z_i , possibilmente di complessità ridotta e comunque basato sugli elementi fisici principali che influenzano l'estensione verticale del *PBL*.

Si consideri una situazione convettiva ad un istante t . Se il sito è pianeggiante e regolare e si trascurano gli effetti *avvettivi*, si può ritenere che il profilo verticale della temperatura potenziale sia rappresentativo di una vasta area. Tale profilo presenterà un forte gradiente negativo, localizzato nelle immediate vicinanze del suolo ed un gradiente circa costante per tutto il *ML*. Nella zona di *entrainment* tale gradiente assumerà un elevato valore positivo che persisterà per l'intera zona di *entrainment*. Al di sopra, il gradiente di temperatura potenziale diminuisce e raggiunge rapidamente un valore circa costante, γ . Per ottenere un semplice modello che preveda l'incremento col tempo dell'altezza del *PBL* convettivo, è opportuno semplificare questa situazione (Fig.2.33) nel modo seguente (Carson, 1973), (Stull, 1989), (Garratt, 1992):

- si trascuri il *SL* e la zona di *entrainment* e si immagini che tutto il *PBL* in realtà sia rappresentato dal solo *ML*;
- il profilo di temperatura potenziale risulta costante e pari ad un valore $\bar{\theta}$ per tutto il *PBL*;
- al di sopra del *PBL* la temperatura potenziale cresce linearmente con gradiente costante γ .

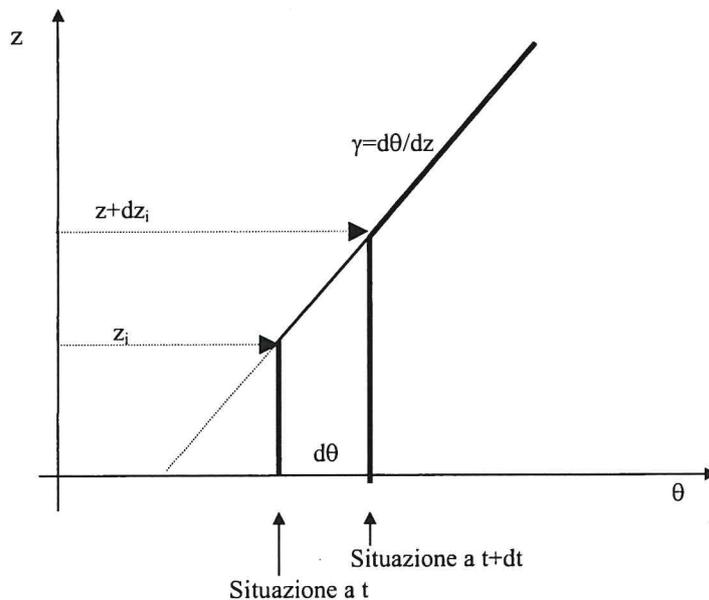


Fig.2.33: schematizzazione dell'evoluzione del profilo verticale di temperatura potenziale nel *PBL* convettivo.

In un intervallo di tempo dt la temperatura media del *PBL* aumenterà di $d\bar{\theta}$ provocando un'erosione di una porzione di aria sovrastante caratterizzata dal gradiente di temperatura potenziale γ . Quindi, dalla definizione di γ si ha che:

$$\frac{dz_i}{dt} = \frac{1}{\gamma} \frac{d\bar{\theta}}{dt} \quad [2.108a]$$

che è l'equazione di evoluzione dell'altezza del *PBL* convettivo. Tale variazione di temperatura media del *PBL* e, di conseguenza, l'aumento della sua estensione verticale ha luogo per l'introduzione di calore nel *PBL* stesso. Per quantificare ciò, si consideri una colonna d'aria a base unitaria, di altezza z_i e con una temperatura media pari a $\bar{\theta}$. Perché tale colonna d'aria vari la propria temperatura media di $d\bar{\theta}$ è necessario che acquisti la quantità di calore seguente:

$$Q_1 = \rho C_p \cdot d\bar{\theta} \cdot z_i \quad [2.108b]$$

che può derivare solo da due fonti distinte. La prima (e più importante) è costituita dal flusso di calore sensibile presente al suolo che contribuisce con:

$$Q_2 = H_0 \cdot dt = \rho C_p \overline{w'\theta'_s} \cdot dt \quad [2.108c]$$

La seconda è costituita da eventuale calore che dall'Entrainment entra nella colonna d'aria dall'alto. Dato che riteniamo positivo il flusso di calore verso l'alto e negativo quello verso il basso, si ha che questo eventuale contributo potrà essere espresso dalla relazione seguente:

$$Q_3 = -\rho C_p \cdot \overline{w'\theta'_{z_i}} \cdot dt \quad [2.108d]$$

dove $\overline{w'\theta'_{z_i}}$ è il flusso di calore dalla zona di entrainment. Alla luce di tutto ciò, il bilancio energetico della colonna d'aria nell'intervallo di tempo dt è data da:

$$Q_1 = Q_2 + Q_3 \quad [2.108e]$$

da cui si ottiene l'equazione che mette in relazione la variazione della temperatura potenziale media del *PBL* con la sua estensione verticale ed il flusso di calore al suolo e all'*entrainment*:

$$\frac{d\bar{\theta}}{dz} = \frac{1}{z_i} \left[\overline{w'\theta'_s} - \overline{w'\theta'_{z_i}} \right] \quad [2.108f]$$

che, per la (2.108a), diventa:

$$\frac{dz_i}{dt} = \frac{1}{\gamma z_i} \left[\overline{w'\theta'_s} - \overline{w'\theta'_{z_i}} \right] \quad [2.108g]$$

Se si assume che il riscaldamento della colonna d'aria sia dovuto solo al flusso di calore al suolo (questo caso viene indicato col termine di *encroachment*), la relazione precedente diviene:

$$\frac{dz_i}{dt} = \frac{\overline{w'\theta'_s}}{\gamma z_i} \quad [2.109b]$$

Se H è il valore medio del flusso turbolento di calore sensibile al suolo nell'intervallo temporale $t_1 - t_2$, questa relazione può essere integrata analiticamente, pervenendo alla relazione seguente:

$$z_i(t_2) = \sqrt{\left\{ z_i^2(t_1) + \frac{2}{\gamma} \cdot \frac{H}{\rho C_p} \cdot (t_2 - t_1) \right\}} \quad [2.109b]$$

Spesso non è possibile trascurare il flusso di calore sensibile all'entrainment e quindi questa relazione non è applicabile. Tuttavia, come evidenziato da Stull (1988), tra il flusso sensibile al suolo e quello all'entrainment esiste, con buona approssimazione, una relazione del tipo:

$$-\overline{w'\theta'_{z_i}} / \overline{w'\theta'_s} = A_R \quad [2.110a]$$

dove A_R vale circa 0.2. Pertanto in questo caso la (2.108g) si trasforma in:

$$\frac{dz_i}{dt} = 1.2 \frac{\overline{w'\theta'_s}}{\gamma z_i} \quad [2.110b]$$

e se, anche in questo caso, si considera l'intervallo $t_1 - t_2$ ed il flusso medio al suolo H , si ha che

$$z_i(t_2) = \sqrt{\left\{ z_i^2(t_1) + \frac{2.4}{\gamma} \cdot \frac{H}{\rho C_p} \cdot (t_2 - t_1) \right\}} \quad [2.110c]$$

Per come è stato concepito, questo modello trascura totalmente l'apporto meccanico della turbolenza e ciò comporta una inevitabile sottostima delle previsioni in tutte quelle situazioni in cui tale apporto è percentualmente significativo o predominante (specialmente nelle prime ore convettive della giornata).

Un approccio differente alla determinazione dell'evoluzione prognostica di z_i parte da considerazioni di bilancio dell'energia cinetica turbolenta. Rimandando per i dettagli a (Sozzi e al., 2002), uno dei risultati che si può ottenere da tale approccio è il modello ottenuto da Batchvarova e Gryning (1994) che si riassume nella relazione differenziale seguente:

$$\left\{ \frac{z_i^2}{(1+2A)z_i - 2BkL} + \frac{Cu_*^2 \bar{\theta}}{\gamma g [(1+A)z_i - BkL]} \right\} \cdot \left(\frac{dz_i}{dt} - w_h \right) = \frac{(\overline{w'\theta'})_s}{\gamma} \quad [2.111]$$

in cui w_h è la velocità di subsidenza (molto difficile da determinare e spesso trascurabile) e A , B e C sono parametri numerici cui si attribuiscono normalmente i valori 0.2, 2.5, 8. Tale modello è un'equazione differenziale ordinaria che richiede la conoscenza dell'evoluzione temporale di u_* , del flusso al suolo $(\overline{w'\theta'})_s = H_0 / \rho C_p$ e di γ .

2.5.3 Il PBL stabile

Il PBL può diventare stabile ogni volta che la superficie terrestre risulta più fredda dell'aria sovrastante e ciò avviene nella maggior parte delle ore notturne sopra territori pianeggianti; in questo caso si parla di *PBL Notturmo (NBL)*. Comunque un PBL stabile può formarsi anche quando si ha un'avvezione di aria più calda sopra una superficie a temperatura inferiore. In un PBL Stabile (SBL) la turbolenza è molto meno intensa di quella caratteristica delle situazioni

convettive, i vortici turbolenti in esso presenti sono di dimensioni ridotte e sono il risultato della turbolenza meccanica prodotta prevalentemente dallo *shear del vento*. A differenza del *PBL* convettivo, lo *SBL* non presenta sempre le medesime caratteristiche: a volte la turbolenza risulta sufficientemente continua ed in questo caso si ha un rimescolamento sufficientemente uniforme, anche se di gran lunga meno intenso di quello presente nelle situazioni convettive. Più spesso, invece, la turbolenza presenta un elevato grado di *intermittenza*, con una forte localizzazione nello spazio e nel tempo. In questo caso la caratteristica più evidente è un *disaccoppiamento* dei processi che hanno luogo entro il *PBL* dalle forzanti superficiali. Un altro fenomeno ricorrente in un *SBL*, soprattutto nelle ore notturne, è la presenza contemporanea della turbolenza e di fenomeni oscillatori (*onde di gravità*) che a volte interagiscono tra loro rendendo arduo comprendere quali siano gli effetti di un fenomeno e quali gli effetti dell'altro.

L'assenza di strutture turbolente di grandi dimensioni comporta fa sì che il *SBL* non abbia una individualità molto spiccata (cioè non è facilmente individuabile in maniera univoca) e non presenti un elemento di discontinuità (come l'*entrainment* nel caso convettivo) che lo separi nettamente dall'atmosfera libera. In effetti la turbolenza, che raggiunge il massimo di intensità al suolo, decresce progressivamente ed in modo graduale fino a scomparire a distanze dal suolo relativamente piccole (da qualche decina di metri a qualche centinaia di metri a seconda dell'intensità della turbolenza meccanica al suolo e quindi in funzione della velocità del vento). Ci sono due sintomi interessanti che evidenziano il *SBL*. Il primo è il fatto che spesso si riscontra nel profilo verticale della velocità del vento un massimo anche molto marcato che supera il valore geostrofico: a tale massimo normalmente viene attribuito il nome di *low-level jet*. In prima approssimazione tale livello rappresenta la quota massima a cui si spinge la turbolenza generata al suolo e quindi può essere considerato come l'estensione del *SBL* h , dal punto di vista della turbolenza atmosferica. Il secondo fatto importante è che durante le ore stabili e soprattutto notturne si ha un forte raffreddamento del suolo che genera un conseguente raffreddamento dell'aria sovrastante, in diminuzione con il progressivo aumentare della quota. Risulta quindi individuabile facilmente uno *strato di inversione termica* che aumenta col trascorrere delle ore notturne e che è del tutto indipendente dallo strato di atmosfera interessato dalla turbolenza meccanica. Pertanto il *SBL* risulta caratterizzato da due distinte estensioni verticali: una è h e rappresenta la porzione di atmosfera interessata dalla turbolenza meccanica e l'altra è h_T che indica lo strato di atmosfera interessato dal forte raffreddamento notturno dell'aria indotta dal raffreddamento radiativo del suolo. Da ultimo, va osservato che i bassi livelli di turbolenza presenti sono la causa di una estrema difficoltà pratica di misura che non aiuta certo nella comprensione dei fenomeni, di per sé complessi, caratteristici di questo regime.

La letteratura scientifica ha proposto differenti definizioni di *altezza del SBL* h e ciò ha creato una notevole confusione e indeterminazione, come chiaramente descritto in Wetzel (1982). Le principali definizioni sono:

- la quota h_v cui corrisponde il massimo del profilo verticale della velocità del vento (*low level jet*);
- la quota h_i a cui si estende il massimo raffreddamento (in pratica la quota dove termina l'inversione della temperatura potenziale);
- la quota h dove diviene trascurabile la turbolenza

Analizzando però la realtà del *SBL*, si nota immediatamente che si possono individuare due elementi caratteristici di questa parte di atmosfera:

- la turbolenza presente in una piccola zona di atmosfera a contatto col suolo, originata principalmente dalla *shear* del vento. Se si è interessati a questo fenomeno, e questo è il caso quando l'obiettivo è, per esempio, la dispersione degli inquinanti, è inevitabile che per

altezza del *SBL* si intenda l'estensione dello strato di atmosfera in cui è rilevabile della turbolenza. Pertanto le definizioni corrette sarà h . Tale quota in qualche modo risentirà delle forzanti al suolo (la *friction velocity* in particolare), anche se ad esse non potrà adeguarsi velocemente come nel caso convettivo.

- il secondo elemento è il raffreddamento dell'aria, conseguenza del forte e progressivo raffreddamento del suolo. La situazione è molto differente dalla precedente, visto che il suolo può solo raffreddarsi e si raffredderà prevalentemente in maniera radiativa. In questo caso non è tanto la situazione al suolo a determinare l'estensione verticale a cui si è propagato il raffreddamento, quanto piuttosto il *tempo* trascorso dal termine dell'immissione di energia nel suolo (in ultima analisi il tempo dal tramonto). Pertanto ciò a cui si assiste è un progressivo aumento col trascorre del tempo dello spessore di atmosfera h_i interessata da questo raffreddamento. All'inizio della notte, soprattutto con velocità del vento elevata, h potrà essere maggiore di h_i , mentre nelle ultime ore della notte, soprattutto con venti deboli, potrebbe essere vero il viceversa. In quest'ultimo caso fino alla quota h sarà presente della turbolenza, mentre a quote superiori, anche se inferiori ad h_i la turbolenza sarà assente.

Da tutto ciò non è facile dire quanto possa valere h e l'unico modo *semplice* per determinarlo è l'analisi dell'eco del SODAR (strumento elettroacustico che, ad intervalli regolari, invia un impulso sonoro e che successivamente analizza l'eco di ritorno). In Fig.2.34 è presentato l'andamento temporale dell'eco (ciò che normalmente viene chiamato il *facsimile*) in cui, per ragioni tecniche, il tempo cresce da destra a sinistra; per una sua interpretazione si ricordi che tanto più una parte del facsimile è scura, tanto maggiore è l'eco di ritorno e tanto più elevata è la turbolenza. Focalizzando l'attenzione sulla parte scura inferiore, risulta evidente uno strato turbolento vicino al suolo di circa 200 metri che inizia al tramonto e persiste per l'intera notte: questo è proprio l'altezza h cercata. In realtà in figura sono presenti altre zone scure a quote maggiori, che rappresentano solo situazioni locali di tipo differente.

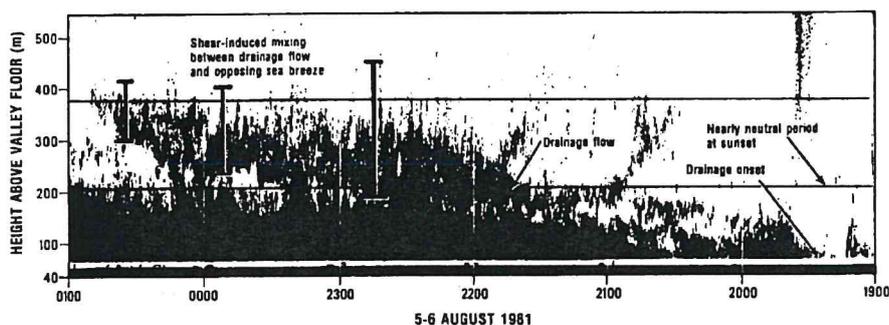


Fig.7.4: il fac-simile SODAR per una situazione notturna (Neff, 1986).

Molto lavoro è stato fatto per ottenere un modello che fosse in grado di descrivere h in funzione di parametri misurabili al suolo, anche se le conclusioni a cui si è giunti non sono incoraggianti, come evidenziato in Seibert e al. (1998). Il problema principale incontrato sta nel *ritardo* con cui la turbolenza si propaga verso l'alto. Considerando solo le situazioni in cui le forzanti al suolo potevano essere considerate sostanzialmente costanti per lungo tempo, sono state ottenute alcune relazioni di tipo *diagnostico* per h che inevitabilmente devono essere interpretate come il valore *assunto da h all'equilibrio*. Le principali relazioni ottenute sono le seguenti:

$$h = a(u_* L / f)^{1/2} \quad [2.112a]$$

$$h = b u / f \quad [2.112b]$$

$$h = cu_*^{3/2}$$

[2.112c]

Per quanto riguarda i valori delle costanti presenti nelle relazioni precedenti si ha che alla costante a è stato attribuito il valore 0.74 da Arya (1981), 0.6 da Mahrt (1982) e 0.4 da Nieuwstadt (1984); alla costante b è stato attribuito il valore 0.142 da Arya (1981); alla costante c è stato attribuito il valore 2400 da Venkatram (1980). E' interessante notare come le (2.112a) e (2.112b) non siano applicabili all'equatore, in cui darebbero un'altezza del *SBL* infinita.

Per quanto riguarda i modelli proposti in letteratura per l'altezza dell'inversione termica h_i , si rimanda a Tomasi (1983) e Surridge (1990).

2.6. SITUAZIONI SUPERFICIALI ETEROGENEE

Fin qui sono state considerate solo situazioni semplici e regolari, con un suolo caratterizzato da un elevato grado di omogeneità. Spesso, però, la realtà è ben diversa e le considerazioni fatte devono essere in qualche modo riviste o integrate. In particolare, è importante conoscere le peculiarità micrometeorologiche di alcuni ambienti interessanti e fortemente presenti sulla superficie del globo, come, per esempio le distese marine ed oceaniche, le grandi foreste e le zone cittadine, fortemente urbanizzate. Oltre a queste situazioni particolarmente importanti, si incontrano altre due casi che richiedono un'indagine approfondita. Il primo caso deriva dal fatto che spesso sulla superficie terrestre si affiancano suoli con caratteristiche superficiali molto differenti (per esempio con differenze di rugosità e di flusso di calore sensibile) e ciò fa sì che le masse d'aria che vi scorrono sopra incontrino discontinuità che determinano perturbazioni più o meno profonde nella struttura del *PBL*. Il secondo caso è costituito dalla presenza dell'orografia che inevitabilmente altera il regime fluidodinamico delle masse d'aria ed anche la struttura stessa del *PBL*. Qui di seguito viene presentata una sintetica introduzione ad alcune di queste problematiche, tralasciando per il momento il problema della presenza dell'orografia che verrà trattato nelle sue linee essenziali a proposito dei modelli di dispersione stazionario.

2.6.1 Il *PBL* Marino

Circa due terzi del pianeta è costituito da laghi, mari ed oceani ed è quindi importante capire quale sia l'interazione tra queste superfici liquide e l'aria sovrastante. In effetti, dato che ci si è resi conto che è proprio il suolo l'elemento essenziale nel determinare l'ammontare e le modalità di trasferimento all'aria dell'energia ricevuta dal sole, ci si può aspettare che le differenze siano profonde a causa della differenza tra le proprietà dell'acqua e quelle dei materiali che costituiscono i substrati solidi. E' ormai chiaro che il comportamento differente delle superfici marine è la causa principale delle condizioni climatiche che si riscontrano nelle varie parti del globo. In questa breve sintesi si farà riferimento prevalentemente ad Arya (1981), Garratt (1992) ed Oke (1987).

L'elemento motore dell'evoluzione spazio-temporale del *PBL* marino è ancora una volta la radiazione solare ad onda corta, cioè la radiazione solare globale R_g . La vera differenza tra quanto succede sulla terraferma e quanto sul mare sta nel fatto che l'acqua è trasparente alla luce, la cui attenuazione con la profondità è espressa da una legge esponenziale decrescente con la profondità e dipendente dalla natura dell'acqua, in particolare dalla presenza di plankton e di materiale sospeso. Se nella maggior parte degli specchi marini la profondità raggiunta dalla radiazione solare è dell'ordine della decina di metri, in certi mari tropicali essa raggiunge anche alcune centinaia di metri.

Il coefficiente d'albedo α non è costante, ma varia con l'angolo di elevazione solare e la sua variazione è molto *bizzarra*. All'alba ed al tramonto, quando l'elevazione solare è bassa, il comportamento ottico della superficie marina è simile a quella di uno specchio, mentre quando il sole è alto sull'orizzonte la superficie marina si comporta come un assorbitore molto efficiente con α tra 0.03 e 0.1. Quando poi il cielo è nuvoloso e R_g è prevalentemente costituita da radiazione diffusa, allora α vale circa a 0.1 indipendentemente dall'angolo di elevazione solare.

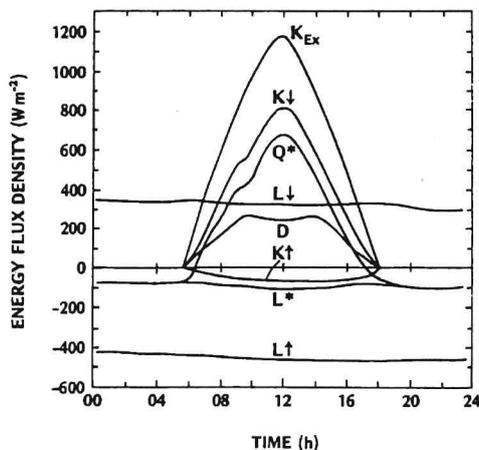


Fig.2.35: bilancio radiativo superficiale in ambiente marino (Oke, 1987).

La radiazione solare ad onda corta innesca il consueto bilancio radiativo superficiale: un esempio è riportato in Fig.2.35, dove con K_{ex} si è indicata la radiazione solare all'esterno dell'atmosfera e con D la frazione diffusa di R_g (indicata col simbolo $K\downarrow$). In essa si può notare la radiazione ad onda corta riflessa $K\uparrow$, sempre di piccola entità visto l'elevato coefficiente di albedo quando $K\downarrow$ è bassa e basso quando $K\downarrow$ è elevata. In pratica è facile verificare che il valore medio giornaliero caratteristico dell'albedo è di circa 0.07. Analizzando ora la radiazione ad onda lunga di origine atmosferica $L\downarrow$, non si notano particolari differenze rispetto al solito, mentre la radiazione $L\uparrow$ generata dalla superficie marina non presenta le variazioni temporali notate sulla terraferma. In pratica, entrambe le componenti ad onda lunga restano circa costanti nell'arco dell'intera giornata e la loro somma algebrica è *negativa*. Comunque, il bilancio della radiazione complessiva all'interfaccia mare-aria, cioè la Radiazione Netta (indicata in Figura col simbolo Q^*), presenta ancora il tipico ciclo giornaliero con elevatissimi valori diurni.

Se si considera l'interfaccia mare-aria, si nota come l'energia disponibile Q^* (la Radiazione Netta) venga ancora una volta ripartita nel flusso turbolento di calore sensibile (Q_H) e nel flusso turbolento di calore latente (Q_E), tuttavia lo *storage* termico prodotto dell'ambiente marino (ΔQ_S) è rilevante e non può essere trascurato. In pratica il *bilancio energetico* risulta essere:

$$Q^* = Q_H + Q_E + \Delta Q_S + \Delta Q_A \quad [2.113]$$

dove ΔQ_A rappresenta il trasporto termico orizzontale dovuto alle correnti marine, anch'esso non trascurabile. L'elemento peculiare dell'ambiente marino e soprattutto oceanico è il fatto che all'interfaccia mare-aria la maggior parte di energia disponibile viene dedicata all'evaporazione dell'acqua e ciò comporta che il *rapporto di Bowen* (Q_H/Q_E) sia dell'ordine di 0.1.

Nel caso di una *situazione oceanica* (Fig.2.36) la maggior parte di energia disponibile viene modulata dallo *storage* ΔQ_S . Questa prevalenza del termine ΔQ_S potrebbe far pensare a grandi

variazione della temperatura superficiale del mare, cosa ben lontana dalla realtà nelle acque oceaniche. Si pensi che la massima escursione annuale della temperatura della superficie marina è di circa 8°C a latitudini di 40° e solo di circa 2°C all'equatore e ciò dà l'idea di come la temperatura del mare sia quasi costante. La ragione di tutto ciò sta nella trasparenza dell'acqua marina che diffonde la radiazione ad onda corta su un grande volume di acqua, nelle correnti e nel movimento superficiale che determinano un rapido e vasto rimescolamento complessivo, nella forte evaporazione superficiale che richiede un'enorme quantità di energia e nella capacità termica dell'acqua che è eccezionalmente elevata.

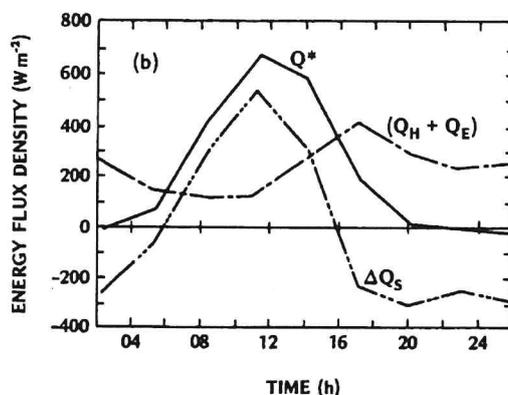


Fig. 2.36: bilancio energetico per l'oceano (Oke, 1987).

Non è facile dire quale sia la rugosità superficiale del mare, visto il suo continuo moto ondoso, a sua volta influenzato dal trasferimento di quantità di moto. Questa constatazione fa supporre che z_0 non possa essere una caratteristica assoluta del mare, ma sia in qualche modo il risultato di un'interazione dinamica con lo stato dell'atmosfera. Ciò è stato confermato sperimentalmente, avvalorando la celebre relazione di Charnock (1955):

$$z_0 = \alpha \cdot u_*^2 / g \quad [2.114]$$

dove α risulta pari a circa 0.018. La relazione di Charnock sottolinea il fatto che la rugosità superficiale esercitata dalla superficie marina è dipendente dal flusso di quantità di moto (che a sua volta è dipendente dalla rugosità, originando la controreazione che avevamo ipotizzato).

Il profilo verticale della velocità del vento nelle situazioni adiabatiche (le più comuni in ambiente marino) dipende da z_0 , dalla quota z a cui si misura il vento e dal movimento di deriva u_s (velocità di drift) caratteristico della superficie marina, secondo la legge logaritmica seguente:

$$u_z - u_s = u_* / k \cdot \ln(z/z_0) \quad [2.115a]$$

In pratica u_s può essere spesso trascurata visto che $u_s \approx 0.55u_*$. Dalle relazioni precedenti, trascurando la velocità di deriva, si giunge facilmente alla relazione seguente:

$$u = u_* / k \ln((gz)/(cu_*^2)) \quad [2.115b]$$

dove si vede come tra u ed u_* non ci sia un evidente intermediario, cosa che invece era evidente per la terraferma dove z_0 era un elemento esterno condizionante. Questa circostanza può essere sfruttata per determinare sperimentalmente u_* da una sola misura di velocità media del vento ad una quota z . In effetti è immediato constatare che u_* è l'unica incognita presente nella (2.115b) e quindi può essere ottenuta risolvendo (numericamente) questa equazione. Spesso nella pratica

viene impiegato il *coefficiente di drag* (in condizioni adiabatiche) $C_{DN} = (u^*/u)^2$, che può essere stimato mediante la relazione semiempirica seguente (Garratt, 1992):

$$C_{DN} = (0.75 + 0.067u_{10}) \cdot 10^{-3} \quad [2.115c]$$

in cui u_{10} è la velocità del vento misura 10 metri sopra la superficie marina. In pratica per le superfici oceaniche il *coefficiente di drag* assume valori prossimi a $1.2 \cdot 10^{-3}$. Si considerino ora situazioni non necessariamente adiabatiche. L'interesse è rivolto alla determinazione di u^* , del flusso turbolento di calore sensibile H_0 , del flusso turbolento di calore latente H_E e dell'evaporazione di acqua dalla superficie marina, quantità parametrizzabili in termini di opportuni coefficienti di *drag*. In particolare si ha che:

$$u^* = C_D^{1/2} U \quad [2.116a]$$

$$H_0 = \rho C_p C_H U \cdot (\theta_0 - \theta) \quad [2.116b]$$

$$H_E = L_e E \quad [2.116c]$$

$$E = \rho C_w U \cdot (Q_0 - Q) \quad [2.116d]$$

dove C_H e C_W sono i coefficienti di *drag* (non adiabatici) per il trasferimento di calore sensibile e per l'evaporazione, Q , θ e U sono rispettivamente l'umidità, la temperatura potenziale e la velocità del vento ad una quota z nel *SL* e Q_0 e θ_0 sono l'umidità e la temperatura potenziale alla superficie del mare. Dai dati disponibili si ha che $C_{DN} = C_{HN} = C_{WN} \approx 1.2 \cdot 10^{-3}$. Anche se il loro valore in condizioni non adiabatiche dovrebbe dipendere dal grado di convettività o stabilità, dato che l'ambiente marino presenta situazioni molto prossime all'adiabaticità, l'uso di C_{DN} , C_{HN} e C_{WN} al posto di C_D , C_H e C_W non costituisce un errore rilevante.

La misura dei profili delle principale variabili meteorologiche è molto difficoltosa nell'ambiente marino e ad oggi le misure disponibili sono veramente poco numerose, tuttavia da esse è possibile affermare che è comunque individuabile nel *PBL* marino uno strato di ridotte dimensioni vicino alla superficie in cui sono applicabili le relazioni di Similarità di Monin-Obukhov. L'unica avvertenza è ricordare che il flusso latente di calore è essenziale ed onnipresente e quindi nella definizione della lunghezza di Monin-Obukhov è indispensabile impiegare sempre la covarianza tra la componente verticale del vento e la temperatura potenziale virtuale. I profili che comunque si instaurano entro il *SL* sono, nella maggior parte dei casi, relativi a situazioni prossime all'adiabaticità, visto che nell'ambiente marino in generale il flusso turbolento di calore sensibile è estremamente basso. Per quanto riguarda i profili delle altre variabili di interesse micrometeorologico (come le deviazioni standard delle componenti del vento e della temperatura) si dispone di un ancor più esiguo di evidenze sperimentali, che però di fatto confermano le Relazioni di Similarità ottenute sulla terraferma.

2.6.2 Il *PBL* e le discontinuità superficiali

Una situazione che frequentemente si incontra nel mondo reale è il succedersi continuo di superfici con caratteristiche morfologiche diverse. Si pensi per esempio ad una situazione di una grande prateria confinante con una zona urbanizzata costituita da case sparse, strade ed altri edifici di piccola dimensione e piante sparse ad alto fusto. Evidentemente le due zone presenteranno distinte rugosità superficiali e le masse d'aria che scorrono sopra una delle due zone, passando sull'altra incontreranno una *discontinuità* e si adegueranno gradualmente alla nuova situazione. Si verrà quindi formando uno strato (*Internal Boundary Layer, IBL*) che partirà dalla *linea di discontinuità* e si svilupperà sottovento ad essa (*Fig. 2.37*). Si immagini che il vento spiri dalla prateria verso il centro abitato, cioè da una zona a rugosità inferiore z_{01}

ad un'altra zona a rugosità superiore z_{02} e che la linea di discontinuità sia perpendicolare alla direzione del vento. Da essa si svilupperà uno strato di spessore δ circa nullo in corrispondenza della linea di discontinuità e crescente con la distanza sottovento. Sopra δ , il profilo del vento resta praticamente uguale a quello della zona sopravvento alla linea di discontinuità, mentre al di sotto tale profilo risulta profondamente alterato.

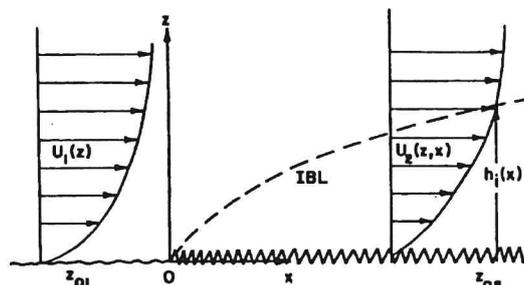


Fig.2.37: sviluppo di un Internal Boundary Layer (Arya, 1987).

E' possibile individuare uno strato di limitata estensione verticale a ridosso della superficie, pari a circa 0.1δ (*inner layer*), in cui il profilo del vento è in equilibrio con la situazione incontrata localmente (rispettosa, cioè della Similarità basata sui flussi superficiali locali) e lo strato di aria compresa tra la sommità dell'*inner layer* e δ in cui il profilo del vento presenta una lenta transizione tra le due situazioni. L'evoluzione di δ con la distanza x sottovento alla linea di discontinuità può essere descritto dal modello di Elliott (1958), espresso dalla relazione diagnostica seguente:

$$\delta/z_{02} = A(x/z_{02})^{0.8} \quad [2.117a]$$

dove:

$$A = 0.75 + 0.03 \cdot \ln(z_{01}/z_{02}) \quad [2.117b]$$

Un altro esempio tipico di discontinuità è quello di una superficie marina più fredda che confina lungo la linea di costa con una terraferma più calda, cosa che si verifica frequentemente nelle ore diurne. In effetti nelle situazioni convettive lo sviluppo di un flusso turbolento di calore sensibile sulla terraferma, decisamente maggiore del flusso di calore che si può riscontrare sul mare, fa sì che le masse d'aria in avvicinamento subiscano un brusco cambio di temperatura e di input energetico. Quello che succede è anche in questo caso lo sviluppo di un IBL, però questa volta di origine termica (quindi di un TIBL, *Thermal Internal Boundary Layer*). Il TIBL rappresenta quindi la linea di separazione tra un flusso di aria dal mare verso la terraferma (*brezza di mare*) che scorre entro il TIBL e la *controbrezza* che scorre al di sopra (Fig.2.38).

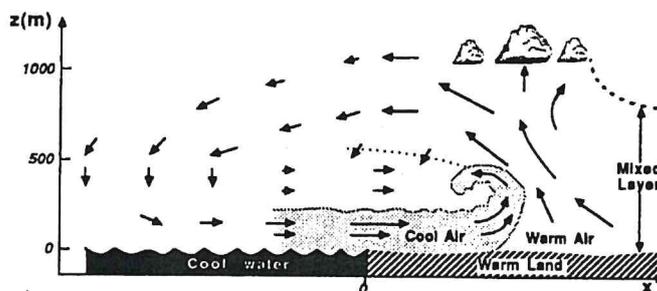


Fig.2.38: sviluppo di un TIBL e struttura della brezza di mare (Stull, 1988).

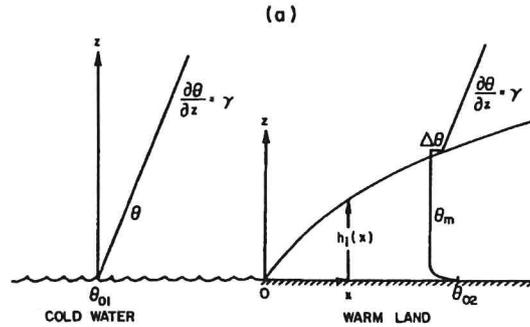


Fig.2.39: struttura termica del TIBL (Arya, 1987).

Quando si sviluppa il TBL il profilo di temperatura sopra il mare è quello tipico di una situazione stabile, mentre quello sopra la terraferma è di tipo convettivo, con l'*entrainment* localizzato alla sommità del TBL (Fig. 2.39). Lo sviluppo del TIBL è stato studiato in forma semplificata da Venkatram (1988) ed il modello esplicito che si ottiene per la sua estensione verticale δ_t è il seguente (Arya, 1987):

$$\delta_t(x) = a \cdot \left[\frac{H_0 x}{\rho C_p \gamma U} \right]^{1/2} \quad [2.118]$$

dove a vale 1.5 e γ è il gradiente di temperatura potenziale sopra il TIBL. La validità di tale relazione è limitata al caso in cui il profilo verticale della temperatura potenziale dell'aria sopra il mare aperto sia leggermente stabile (un valore tipico potrebbe essere 0.001 K/m). Al di là dei limiti insiti nella derivazione della (2.118), va detto che la sua applicazione risulta complicata dalla dipendenza piuttosto forte di δ_t da γ (che è un parametro difficile da determinare).

Un modello meno semplificato ma formalmente più complesso è stato proposto da Gryning e Batchvarova (1990), il cui pregio modello sta nel fatto che nella determinazione dell'estensione verticale del TIBL si tiene conto non solo dei meccanismi convettivi, ma anche di quelli meccanici. Il problema, però, che tale modello presenta è la sua incapacità a raggiungere un'altezza di equilibrio a grandi distanze dalla linea di costa.

2.6.3 Superficie coperta dalla vegetazione

Estese porzioni di terraferma sono ricoperte dalla vegetazione presente in forme e dimensioni diverse a seconda della latitudine. Si passa da coltivazioni di cereali ed erba, quindi vegetazione abbastanza bassa, alle foreste tropicali con estensioni verticali estremamente rilevanti. La presenza della vegetazione è un elemento che può recare perturbazioni profonde al PBL ed indurre alterazioni climatiche, fondamentali per la vista della Terra. Il tema è complesso ed affascinante e non sarà possibile qui trattarlo in maniera sufficientemente estesa, pertanto ci limiteremo solo ad una breve presentazione sull'argomento, ampiamente basata su Oke (1987).

Una superficie con copertura vegetale rappresenta un sistema complesso non solo dal punto di vista geometrico, ma anche per il fatto che gli elementi strutturali presenti alla superficie interagiscono con l'ambiente esterno in maniera decisamente attiva. Per studiare globalmente un tale sistema è conveniente individuare un volume di controllo limitato superiormente da una superficie che rappresenti l'involuppo superiore di tutta la vegetazione ed inferiormente da una superficie posta nel sottosuolo ad una profondità in cui sia praticamente nullo il flusso verticale

di calore. Il bilancio energetico semplificato di questo sistema è dato dalla relazione seguente:

$$R_N = H_0 + H_E + \Delta Q_S + \Delta Q_P + \Delta Q_A \quad [2.119]$$

dove ΔQ_S è lo *storage fisico di calore*, cioè l'assorbimento o il rilascio di calore dall'aria, dal suolo e dalla biomassa vegetale presente (foglie, rami, fusti, ecc.); ΔQ_P rappresenta, invece, lo *storage biochimico* cioè il calore necessario per assimilare la CO_2 mediante il processo di *fotosintesi*; ΔQ_A , spesso trascurabile, rappresenta il trasporto orizzontale di calore causato dalla geometria e dalla struttura fisica dell'ambiente circostante il nostro volume di riferimento.

L'elemento attivo presente in una superficie a coperta vegetale è il comportamento *biochimico* della vegetazione sintetizzato dal processo di *fotosintesi* secondo cui, almeno in prima approssimazione, la disponibilità di CO_2 , di H_2O e di radiazione ad onda corta determina la creazione di carboidrati (CH_2O) e quindi l'accrescimento della pianta. Il tasso di assimilazione di CO_2 per la fotosintesi sia P ($g \cdot (m^2 h)^{-1}$). Oltre a ciò, la pianta presenta anche il fenomeno noto come *respirazione*, secondo cui il vegetale consuma carboidrati per restituire all'aria CO_2 . Il tasso di perdita di CO_2 per respirazione sia R . Pertanto il *tasso netto di fotosintesi* risulta pari a $\Delta P = P - R$ ed il tasso di calore coinvolto nel processo è dato da $\Delta Q_P = \Phi \cdot \Delta P$ dove Φ è il calore di assimilazione del carbonio. Nelle ore diurne, P è maggiore di R e quindi la vegetazione è un *utilizzatore di CO_2* . Nelle ore notturne, invece, ΔP risulta negativo e quindi la vegetazione diventa *una sorgente di CO_2* . Il mezzo usato dalla vegetazione per realizzare questo scambio di CO_2 è rappresentato dagli *stomi*, cioè da pori presenti sulle foglie, la cui densità è di 50÷500 stomi- mm^{-2} di foglia e, quando sono aperti, l'area da essi occupata è circa lo 0.3÷1% dell'intera area fogliare. La loro funzione è quella di *valvole di regolazione* nel processo di trasferimento di H_2O e CO_2 tra pianta ed atmosfera. In effetti, all'alba, le *cellule di guardia* presenti negli stomi registrano la presenza di radiazione ad onda corta e comandano l'apertura degli stomi. A questo punto gli stomi presentano all'aria la loro superficie interna dove realizzano l'assorbimento di CO_2 ed il rilascio di H_2O . L'evaporazione di acqua (*traspirazione*) è quindi una conseguenza inevitabile della fotosintesi. Il grado di apertura degli stomi dipende dall'intensità luminosa, dalla temperatura ambiente e dalla concentrazione di CO_2 . Quando la luce diviene insufficiente oppure quando il contenuto di acqua della pianta è basso per l'eccessiva traspirazione della pianta stessa (*stress idrico* della pianta), le cellule di guardia chiudono gli stomi impedendo la fotosintesi e la traspirazione e quindi regolando gli scambi di massa con l'esterno. Anche la forma geometrica della vegetazione ha un ruolo importante negli scambi con l'aria circostante. Le forme possibili sono tantissime. Se si considerano per esempio prati e coltivazioni di cereali, si può vedere che la vegetazione può essere vista come uno strato omogeneo sulla verticale. Viceversa colture di mais, girasole, patate e molti alberi presentando le foglie prevalentemente nella parte alta delle piante determinano una *canopy layer* cioè uno strato di aria sotto le fronde, con caratteristiche fisiche molto differenti dall'aria sovrastante. Pertanto l'atmosfera sopra il suolo si divide in due strati principali, uno sotto le fronde della vegetazione (la *canopy layer*) e la parte sopra le fronde. Nel caso delle foreste tropicali, la struttura della vegetazione è tale da definire diverse *canopy layer* sovrapposti.

Se consideriamo il profilo verticale della velocità del vento sopra la vegetazione in una situazione quasi adiabatica, si nota che vale la solita legge logaritmica. Estendendo verso il basso tale profilo, si nota che tale profilo potrà essere espresso dalla relazione seguente:

$$u_z = u_* / k \cdot \ln((z - d)/z_0) \quad [2.120]$$

dove d è lo *zero plane displacement height* già introdotto in precedenza e spesso dell'ordine di 2/3 l'estensione verticale della vegetazione. Pertanto la superficie a quota d rappresenta la

superficie attiva per lo scambio di quantità di moto tra vegetazione e atmosfera. In realtà, come si vedrà poi, il vento non si annulla a $d+z_0$, ma il profilo entro la *canopy* presenta un andamento ben diverso da quello logaritmico che però si raccorderà gradualmente col profilo logaritmico, innalzandosi sopra la copertura vegetale. Analogo comportamento presentano anche il profilo di temperatura media, di umidità media e di concentrazione media di CO_2 . Se si considerano i profili verticali delle principali variabili meteorologiche medie e degli altri indicatori della turbolenza del *PBL* (ad esempio le varianze), si nota che, detto h_c l'estensione media verticale della vegetazione, a quote superiori a $2\div 3h_c$ la situazione è quella normalmente incontrata nel *PBL* con un suolo nudo e senza vegetazione. In effetti sono del tutto applicabili le relazioni di Similarità di Monin-Obukhov per il *SL*, purché si sostituisca la quota z con $(z-d)$. Va rilevato che anche in questo caso, nei profili verticali della velocità media del vento, della temperatura potenziale (virtuale) e dell'umidità compariranno rispettivamente le lunghezze di rugosità z_0 , z_h e z_q che esprimono la capacità della *canopy vegetale* di assorbire o emettere rispettivamente quantità di moto, calore ed umidità. È interessante però considerare come varia z_0 . Se si immaginasse di avere inizialmente un suolo nudo e di inserirvi un numero sempre crescente di alberi con chioma, z_0 aumenterebbe fino al punto in cui le chiome si incominciano ad unire tra loro, dopo di che questo aumento cesserà perché si instaurerà un *effetto di schermo* che riduce la capacità individuale delle piante di assorbire quantità di moto. Il valore massimo assunto da z_0 sarà prossimo a $h_c/5$.

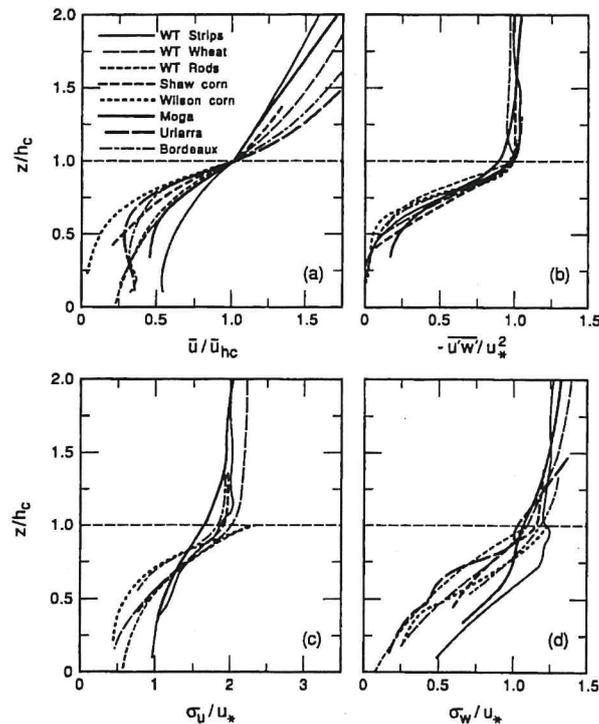


Fig.2.40: valori osservati di velocità media del vento, stress e standard deviation della componente u e v entro la *canopy* vegetale (Kaimal e Finnigan, 1994).

Da quanto appena detto ci si deve aspettare che la situazione entro la *canopy* sia molto diversa da quella prevista dalla Similarità. Dato che la copertura vegetale può essere la più varia, è conveniente considerare la situazione più studiata, rappresentata da foreste abbastanza omogenee a chioma alta. Si prenda in considerazione inizialmente il profilo verticale del vento medio, della covarianza $u'w'$ e delle varianze σ_u e σ_w . A tal proposito si consideri la Fig.2.40, che organizza alcuni dei dati sperimentalmente disponibili. Nella parte (a) è illustrato il profilo

della velocità del vento normalizzata rispetto a $u(h_c)$ in funzione della quota normalizzata z/h_c . Ciò che si nota immediatamente è che il profilo non è di tipo logaritmico. Se poi si considera la parte (b) della figura dove è graficata la covarianza $\overline{u'w'}$ normalizzata rispetto al valore assunto ad h_c , si nota come la quantità di moto sia quasi completamente assorbita dalla porzione superiore della copertura vegetale, praticamente annullandosi vicino al suolo indicando quanto la turbolenza entro la *canopy* sia disomogenea. Se ora si considerano le deviazioni standard σ_u e σ_w , si nota un loro decremento con l'abbassarsi entro la *canopy*; alla quota h_c esse però non presentano il valore tipico adiabatico previsto dalla Similarità ($2.5u_*$ e $1.25u_*$ rispettivamente) ma valori inferiori che lentamente raggiungono i valori canonici solo al di sopra di $3h_c$.

Nella Fig.2.41 è presentato il profilo verticale della temperatura potenziale virtuale media sia nelle ore notturne che in quelle diurne. Considerando il profilo diurno, si nota che mentre sopra la *canopy* il gradiente termico risulta negativo, entro la *canopy* il gradiente (in modulo) si riduce velocemente fino ad annullarsi a $z/h_c = 0.75$. Al di sotto l'aria presenta gradienti termici positivi. Pertanto, nelle ore diurne, entro la vegetazione si viene ad instaurare uno strato di aria stabile dello spessore del *displacement height*. Tuttavia se si considera la parte destra della figura, si nota come il profilo verticale di $\overline{w'\theta'}$ (normalizzato rispetto al valore assunto a h_c) sia circa nullo al suolo e cresca costantemente con la quota fino a raggiungere un valore costante sopra la *canopy*. Si è quindi di fronte ad una situazione molto particolare perché alle quote inferiori a $0.75h_c$ abbiamo un flusso di calore positivo con un gradiente termico positivo, cosa che richiederebbe un coefficiente di diffusione turbolenta negativo (fisicamente non ammissibile). Si è quindi di fronte ad un *flusso controgradiente* non spiegabile con una chiusura di tipo *K*, ma spiegabile dalle raffiche intermittenti discendenti. La situazione notturna è esattamente speculare rispetto a quella diurna: il gradiente termico è positivo per quote superiori a $0.75 h_c$ e negativa per quote inferiori, cosa che evidenzia uno strato d'aria instabile vicino al suolo nelle ore notturne. Comportamento analogo si riscontra anche per il flusso di umidità.

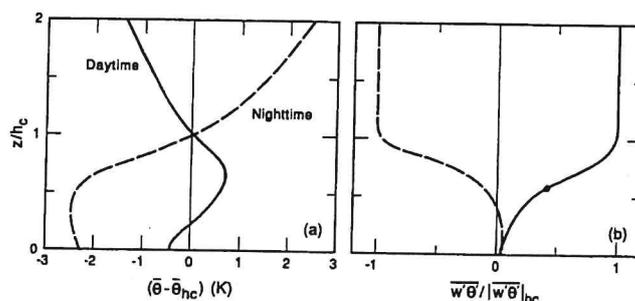


Fig.2.41: profilo verticale di temperatura potenziale e di flusso di calore sensibile nella vegetazione (Kaimal e Finnigan, 1994).

2.6.4 L'ambiente urbano

Il processo continuo di urbanizzazione ha prodotto radicali cambiamenti nella natura della superficie e delle proprietà atmosferiche di una regione, alterando i bilanci di radiazione e di energia ed anche i trasferimenti di massa. Per esempio, l'inquinamento atmosferico, aumentando la torbidità dell'aria, altera i trasferimenti di radiazione, mentre la presenza massiccia di dense costruzioni aumenta la capacità termica del sistema e la sua impermeabilità. Inoltre la geometria a blocchi, tipica di una città, produce trappole per la radiazione e stagnazioni ed incanalamenti di aria e, oltre a questi effetti, un generale aumento globale della rugosità superficiale. Le masse d'aria provenienti da zone rurali a relativamente bassa rugosità, avvicinandosi ad una città incontrano una forte discontinuità che determina lo sviluppo di un *IBL* (Fig.2.42) noto come *strato limite urbano* (*UBL, Urban Boundary Layer*). Al di sotto del *UBL*, l'involuppo delle

strutture edificate che compongono la città costituiscono la *Canopy Urbana*, un microclima completamente distinto e determinato dalla forma e dalla geometria degli edifici. Quando finalmente la massa d'aria lascia la città, subisce un nuovo cambio di rugosità che svilupperà un nuovo strato limite interno (*Rural Boundary Layer*) che eroderà progressivamente l'*UBL*.

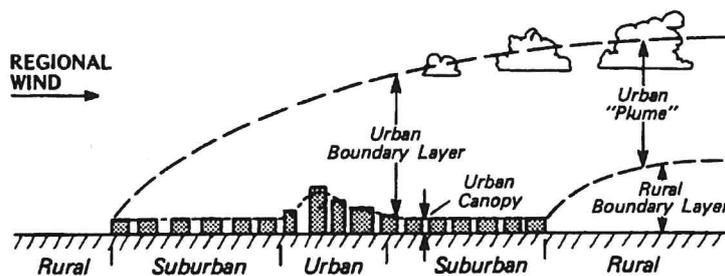


Fig. 2.42: rappresentazione schematica del PBL urbano (Oke, 1987).

Si consideri ora un volume di studio costituito dalla città e dal sovrastante strato limite. Il bilancio energetico relativo a tale volume di studio è il seguente:

$$R_N + Q_F = H_0 + H_E + \Delta Q_S + \Delta Q_A \quad [2.121]$$

dove Q_F è il calore sviluppato entro il centro abitato e derivante dalle attività umane (il riscaldamento degli edifici è sicuramente la fonte principale), ΔQ_S è lo *storage* di calore operato dalle strutture edilizie e viarie e ΔQ_A è il calore trasportato per avvezione. Quanto sia differente il bilancio energetico in una città risulta abbastanza evidente considerando la Fig.2.43 (in cui al posto di R_N , H_0 e H_E vengono usati i simboli Q^* , Q_H e Q_E). Nella Parte (a) è presentato l'andamento giornaliero delle varie voci del bilancio nella parte suburbana della città, già abbondantemente influenzata dalla presenza degli edifici, mentre nella parte (b) abbiamo le osservazioni contemporanee operate in una zona poco distante, ma completamente rurale ed infine nella parte (c) sono presentate le differenze dei vari termini di bilancio fra il valore presentato nella zona suburbana e nella zona rurale. Si nota immediatamente come la presenza della città riduca drasticamente il flusso di calore latente ed aumenti di molto lo *storage* di calore. Oltre a ciò risulta evidente come nella zona rurale la radiazione netta sia superiore e ciò è dovuto, tra l'altro, alla profonda differenza di albedo tra le superfici costruite ed asfaltate e quelle rurali. Un'altra interessante peculiarità dell'ambiente suburbano è che H_0 permane positivo anche dopo il tramonto, fenomeno determinato dall'enorme *storage* di calore operato dalle strutture edilizie.

Molto più complesso è analizzare nel dettaglio la struttura interna della *Canopy Urbana*. Per prima cosa l'interno di una città può essere visto come l'insieme variamente organizzato di edifici, schematizzabili come parallelepipedi regolari. Se si considera un edificio isolato, la perturbazione che esso induce sul flusso dell'aria è profonda e difficile da modellizzare. In Fig.2.43 viene rappresentata schematicamente questa perturbazione. Nella parte (a) vengono indicate le linee di flusso e in tale figura si può notare il vortice sottovento all'edificio che inevitabilmente si viene a creare. Il profilo verticale del vento così perturbato è indicato con maggior dettaglio nella parte (b) della figura, mentre nella parte (c) vengono mostrati i dettagli del vortice sottovento creato dalla presenza della costruzione. Di fatto, questo vortice sottovento rappresenta una zona di *stagnazione* per il flusso di aria. Sfortunatamente in una città gli edifici sono molti e ravvicinati e spesso creano dei veri e propri *canyon* in cui sono collocate le strade che costituiscono le principali sorgenti di inquinamento cittadino. Se il *canyon* è molto largo, come nella parte (a) di Fig.2.44, ciò che si nota è il normale *vortice sottovento* ad un edificio isolato che si instaura quando, detto H l'altezza dell'edificio e W la sua dimensione orizzontale

lungo la direzione del vento, $H/W < 0.4$. Le cose si complicano quando H/W aumenta fino a 0.7, perché, come si vede nella parte (b), gli edifici iniziano ad interferire gli uni con gli altri, dando luogo ad un debole disaccoppiamento tra l'aria che scorre al di sopra e l'aria che sta tra di essi. Se si supera il valore di 0.7 per H/W , si viene a creare un vero e proprio *canyon urbano*, cioè una porzione di aria confinata tra due file di edifici quasi completamente disaccoppiata dall'aria sovrastante, in cui si instaurano uno o due vortici, a volte permanenti ed a volte intermittenti, che scambiano aria con l'atmosfera sovrastante mediante un debole effetto di *entrainment*. Questa situazione è la classica situazione che si riscontra nella maggior parte del centro cittadino delle più popolate città del mondo.

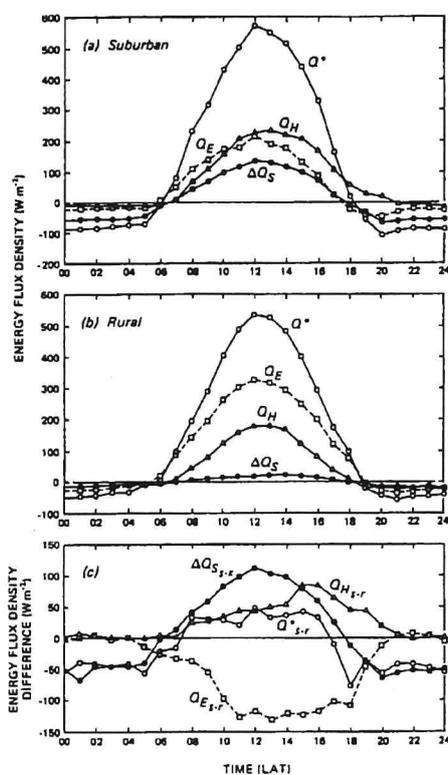


Fig.2.43: bilancio energetico contemporaneo in un ambiente rurale e cittadino (Cleugh e Oke, 1986).

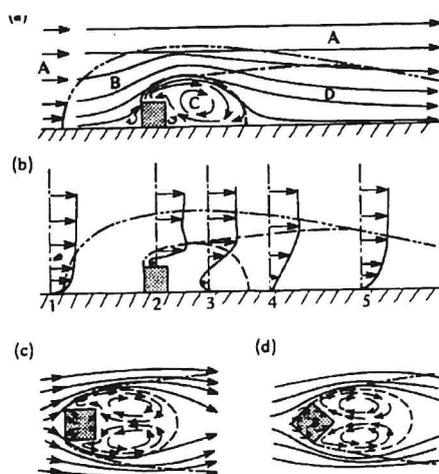


Fig.2.43: perturbazione indotta da un edificio isolato (Oke, 1987).

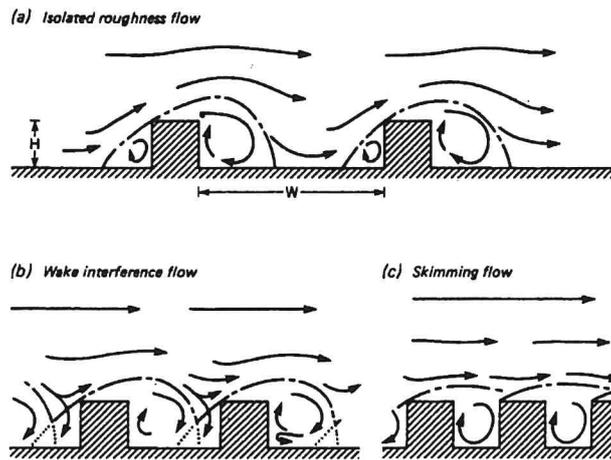


Fig.2.44: regimi fluidodinamici in ambiente urbano (Oke, 1987).

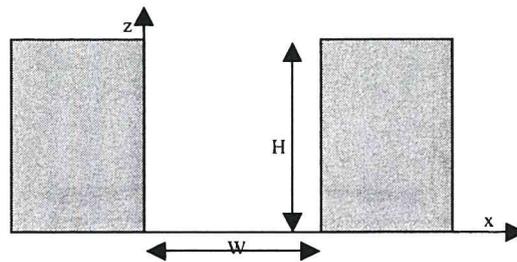


Fig.2.46: geometria di un canyon urbano.

Gli inquinanti emessi dagli autoveicoli entro il canyon vengono di fatto intrappolati in questa struttura producendo elevati livelli di inquinamento dell'aria. La situazione è quindi quella descritta nella Fig.2.45, in cui è mostrato anche il meccanismo con cui le emissioni prodotte alla sommità di edifici elevati vengono *risucchiate* dal canyon vicino. La presenza o meno di vortici entro una *canopy urbana* dipende da molti fattori.

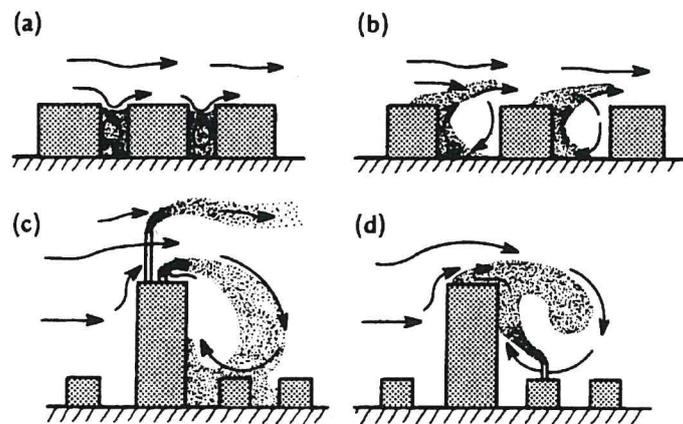


Fig.2.45: problemi di inquinamento in un canyon urbano (Oke, 1987).

Riassumendo (Yamartino e Wiegard, 1986; Lee e Park, 1994; Baik e Kim, 1999), si ha che:

- la presenza o meno di vortici entro il *canyon* dipende dall'angolo θ tra la direzione del vento sopra la città e l'asse del canyon. Solo quando $\theta < 20^\circ$ non si hanno vortici;
- la combinazione tra *coefficiente di forma* del canyon (H/W) e velocità media del vento al di sopra dello stesso determina il numero di vortici che si vengono a generare. Per un coefficiente di forma di 1.5, una velocità del vento di $1.2 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ già è in grado di produrre un vortice ed una di $3.7 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ di produrne due. Tali soglie si abbassano con l'aumentare del coefficiente di forma del canyon;
- nel caso della presenza di un solo vortice, la componente u e w del vento entro il canyon rispettivamente trasversale e verticale rispetto all'asse dello stesso possono essere ottenuti dal semplice modello di Hotchkiss e Harlow (1973). Se si utilizza il sistema di riferimento riportato in Fig. 2.46, si ha che:

$$u = \frac{u_0}{1 - \beta} \cdot \left\{ \gamma(1 + ky) - \beta \cdot \frac{(1 - ky)}{\gamma} \right\} \cdot \sin(kx) \quad [2.122a]$$

$$w = -u_0 ky \cdot \frac{(1 - \beta/\gamma)}{1 - \beta} \cdot \cos(kx) \quad [2.122b]$$

dove u_0 è la velocità media del vento sopra il canyon, $k = \pi/W$, $\beta = \exp(-2kH)$, $\gamma = \exp(ky)$ e $y = z - H$.

- la componente del vento lungo l'asse del canyon può essere posta pari a $v = u_0 \cos(\theta)$

I vari canyon, più o meno sviluppati, non costituiscono solo una trappola (parziale o totale) per gli inquinanti, ma anche per la radiazione e l'energia. In effetti siamo di fronte a geometrie complesse costituite da superfici orizzontali, verticali ed oblique (variamente orientate) che riflettono (spesso con coefficienti di albedo molto differenti) la radiazione solare diretta. Di fatto sulle differenti superfici si potrà instaurare un differente bilancio radiativo ed un differente bilancio energetico e il risultato finale sarà quasi sempre il fatto che la struttura a canyon risulta anche una *trappola di calore* e ciò giustifica il fatto che l'aria nei vari canyon, e quindi l'aria della *canopy* urbana che ne è l'involuppo, è mediamente più calda dell'aria presente al medesimo tempo nelle aree rurali. Questo fenomeno di maggior riscaldamento delle aree urbane rispetto alle rurali è noto col nome di *isola di calore*.

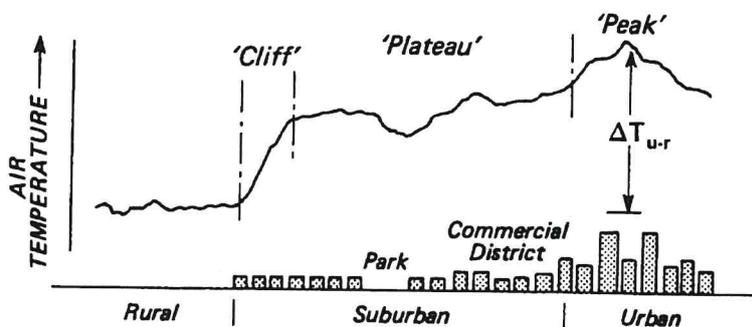


Fig. 2.47: l'isola di calore urbana (Oke, 1976).

In Fig. 2.47 viene illustrato come può cambiare la temperatura dalle zone urbane al centro della città. Il parametro quantitativo impiegato è l'intensità dell'isola di calore:

$$\Delta T_{u-r} = T_{\text{urbano}} - T_{\text{rurale}} \quad [2.123]$$

Da questa figura si vede come normalmente ci sia un picco di ΔT_{u-r} nei pressi del centro della città, probabilmente in corrispondenza dei canyon più profondi e più stretti. Nelle zone meno densamente edificate, l'intensità dell'isola di calore diminuisce ed è interessante vedere come la presenza di un parco entro la città determini l'instaurarsi entro l'isola di calore urbano di un'isola fredda. L'intensità dell'isola di calore varia durante la giornata e tipicamente presenta valori maggiori nelle ore notturne e minori nelle ore diurne, soprattutto in quelle pomeridiane. Oltre a ciò, si è verificato che tale parametro dipende dalla dimensione della città, dalla sua popolazione, dal tipo di struttura edilizia e di materiali di costruzione e dal tipo di viabilità cittadina prevalente. Inoltre l'intensità dell'isola di calore presenta una notevole dipendenza dalla velocità del vento, decrescendo con l'aumentare di quest'ultima.

Ciò che è più evidente in una struttura urbana è la capacità di immagazzinare calore e la manifestazione dell'isola di calore ne è una dimostrazione immediata. Tuttavia ancora più interessante è analizzare il profilo verticale della temperatura potenziale (Fig.2.48). Nella parte (a) sono mostrati i profili diurni, da cui si vede come il tipico profilo verticale di temperatura potenziale nella zona urbana sopravvento alla città venga modificato dalla presenza dell'isola di calore sia entro la città che nelle zone rurali immediatamente sottovento. La modifica più profonda di tale profilo sta nel fatto che lo strato di *entrainment* si pone costantemente in corrispondenza della massima estensione verticale del *TIBL*. Interessante è la parte (b) dove sono presentati i profili notturni. Come si nota, mentre nelle zone rurali sopravvento il profilo termico è tipicamente notturno, entro l'*UBL* il profilo è sostanzialmente convettivo, e questa convettività deriva dal rilascio notturno di calore accumulato nelle ore diurne entro le strutture edilizie della città. Ancor più interessante è la situazione nella zona rurale sottovento. Entro l'*Internal Boundary Layer* che si sviluppa immediatamente a valle delle città il profilo è tipicamente notturno. Nello strato tra la sommità di questo strato limite interno e il *TIBL* prodotto dalla città (il *pennacchio cittadino*) il profilo è convettivo, mentre sopra il *TIBL* il profilo torna gradualmente ad essere stabile.

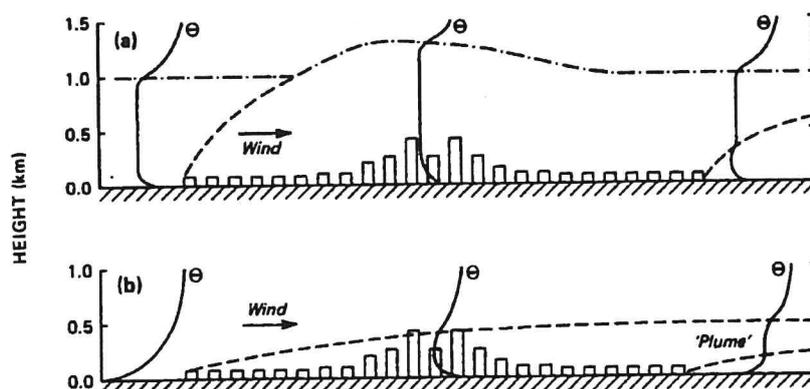


Fig.2.48: profili verticali di temperatura potenziale in ambiente urbano (Oke, 1987).

2.7 TECNICHE PER L'OSSERVAZIONE DEL PBL

Per misura si intende quel processo che consente ad un osservatore di conoscere il valore assunto da una variabile meteorologica di interesse in un punto ben definito dello spazio e del tempo. In termini astratti, il *processo di misura*, è la *mappatura tra una variabile di interesse in punto dello spazio-tempo ed i numeri reali*, immediatamente visibili ed interpretabili da parte di un osservatore, e richiede un *qualcosa di fisico* che determini questa conversione dal mondo delle variabili meteorologiche al mondo dei numeri reali. Si immagina, quindi, l'esistenza di un *apparato fisico* (un *Sistema di Misura Ideale*) che, posto in un punto dello spazio ed in un certo istante, sia in grado di fornire in *termini esatti* il valore assunto da una data variabile meteorologica nel punto dello spazio-tempo considerato. Un tale apparato deve essere costruito in modo da variare una delle proprie caratteristiche fisico-chimiche in funzione della variabile da misurare, non deve indurre perturbazioni alla variabile da misurare e deve essere noto un modello (cioè una o più relazioni matematiche) che metta in relazione tale variazione con la variabile da misurare. In pratica, se X è la variabile da misurare e x è la misura, cioè il numero reale corrispondente, dovrà essere nota la relazione $x = \mathbf{m}(X)$.

Non tutte le variabili fisiche descrittive del *PBL* possono essere realmente misurate o meglio non per tutte le variabili micrometeorologiche di interesse risulta disponibile o realizzabile un Sistema di Misura appropriato. Per questo tutte le variabili micrometeorologiche per cui sia possibile un Sistema di Misura Ideale, prendono il nome di *grandezze osservabili*. Ovviamente non si è interessati solo alla conoscenza delle grandezze osservabili, ma anche a molte altre grandezze non direttamente osservabili, ma legate a queste ultime da relazioni matematiche note. Per fissare le idee, una di queste variabili, non appartenente all'insieme delle grandezze osservabili, è la lunghezza di Monin Obukhov L , che caratterizza il livello di turbolenza nel SL e per cui non esiste un sistema di misura che lo determini direttamente.

Un *Sistema di Misura Ideale* produce una *misura ideale*, quindi priva di errori nel senso che il sistema di misura fornisce all'osservatore esattamente il valore della variabile osservata in un dato punto dello spazio e ad un generico istante t . Se il sistema ideale opera in continuo, produrrà nel tempo un insieme infinito di valori corrispondenti all'andamento temporale della variabile osservata che sarà *esatto*, nel senso che riprodurrà esattamente l'andamento della variabile osservata, anche se non va dimenticato che tale variabile è di fatto una variabile stocastica cui però il Sistema Ideale di Misura non sovrappone perturbazioni esogene.

Nel mondo reale, però, non esistono veri Sistema di Misura Ideali, ma solo *Sistemi di Misura Reali*. Un Sistema di Misura Reale è costruito, anche questa volta, in modo da variare una delle proprie caratteristiche fisico-chimiche in funzione della variabile da misurare, anche se può, in misura più o meno rilevante, indurre perturbazioni sulla variabile da misurare. Inoltre, anche per un sistema di misura reale deve essere nota la relazione $x = \mathbf{m}(X)$, tuttavia la non idealità dello strumento stesso e dei vari apparati (normalmente di tipo elettronico) che lo compongono fa sì che alla misura vera e propria vengano a sovrapporsi perturbazioni e disturbi di varia natura che la contaminano più o meno profondamente. Un Sistema di Misura Reale, fornirà quindi una *misura reale* che sarà prossima a quella ideale (*vera*), anche se affetta da *errori*. Un esempio di ciò è la misura di temperatura con una termoresistenza. E' noto che tale misura, essenzialmente di tipo elettrico, è perturbata da un rumore bianco generato dalla termoresistenza stessa (Larsen e al., 1982). Ripetendo più volte, se fisicamente possibile, tale misura, emergerà in maniera immediata la natura stocastica insita nella misura reale, che porta ad affermare che x è una *variabile casuale*, caratterizzata da una ben precisa funzione di densità di probabilità che per semplicità può essere considerata gaussiana con media μ e deviazione standard σ . Se si è in grado di realizzare N misure x_i di una variabile e se N è sufficientemente grande, la Statistica assicura che la *media campionaria* m_x è prossima alla media μ con varianza σ^2/N . Pertanto, detto

$\varepsilon^2 = \sigma^2/N$ l'errore quadratico medio, il vero valore μ risulta pari a $m_x \pm \varepsilon$ con il 66% di probabilità, pari a $m_x \pm 2\varepsilon$ con il 95% di probabilità e pari a $m_x \pm 3\varepsilon$ con il 99% di probabilità.

2.7.1 Sistemi di Misura micrometeorologici

Il Sistema più comodo e più usato per la misura delle variabili micrometeorologiche è la **stazione meteorologica al suolo**, in cui coesistono:

- un insieme di strumenti (*sensori*) in grado di misurare le variabili di interesse, cioè di reagire alla loro variazione, producendo in uscita segnali elettrici di tipo *analogico* (tensioni o correnti) o *digitale*,
- un sistema elettronico che gestisce la temporizzazione delle misure (cioè che decide quando realizzare la misura), che opera le trasformazioni delle uscite elettriche dei singoli sensori in modo da produrre una versione analogica della misura, che archivia le misure realizzate in un opportuno archivio accessibile all'utente e che le presenta direttamente all'utente in forma alfanumerica e/o grafica,

I sensori vengono localizzati a differenti quote rispetto al suolo, normalmente sopra pali o torri meteorologiche. La normale altezza di misura è 10 metri (secondo le indicazioni del *WMO*, che però si riferiscono alle reti meteorologiche e non micrometeorologiche e che, quindi, non si applicano necessariamente al nostro caso), tuttavia esistono anche torri meteorologiche ben più elevate, come per esempio la torre di Cabau in Olanda, che superano i 300 metri di altezza. Ovviamente il limite intrinseco a un tale sistema di misura è che si può tener sotto osservazione solo la micrometeorologia della parte del *PBL* più vicina al suolo.

Un modo differente di operare è quello di utilizzare un numero esiguo di sensori meteorologici, sostanzialmente simili a quelli usati in una stazione meteorologica (in pratica ciò che serve per misurare la velocità e direzione del vento, la temperatura ed umidità dell'aria e la pressione barometrica), collegarli ad un sistema ridotto all'essenziale per l'acquisizione temporizzata delle varie misure e per la loro trasmissione via radio e vincolare il tutto ad un pallone libero di elevarsi nell'aria. Un sistema di questo genere è una *radiosonda*. Questo sistema di misura è in grado di rilevare il profilo verticale della temperatura dell'aria, dell'umidità e della velocità e direzione del vento ed è anche la maniera standard usata dai vari Servizi Meteorologici di tutto il mondo per osservare alcune volte al giorno in ore prestabilite i profili verticali delle citate variabili meteorologiche. Il problema principale legato all'adozione di questa tecnica sta non solo nel numero limitato di parametri meteorologici rilevati, ma soprattutto nell'elevato costo delle sonde che inesorabilmente vanno perse ad ogni lancio. Una variante a questa tecnica di osservazione è quella costituita dalla sostituzione del pallone libero con un piccolo aerostato vincolato al suolo da un cavo. Questo sistema prende il nome di *pallone frenato* e presenta sostanzialmente la medesima dotazione sensoristica di una radiosonda. Il suo impiego, tuttavia, non è privo di problemi pratici. Il primo di essi deriva dal fatto che, essendo vincolato al suolo da un cavo, il pallone frenato non può raggiungere quote elevate; tipicamente la sua quota massima raggiungibile è attorno ai 400÷600 metri. Inoltre proprio la presenza di questo cavo determina un costante pericolo per la navigazione aerea, soprattutto per i piccoli aerei e gli elicotteri. Quando poi si opera in condizioni di vento forte, il pallone frenato non solo non può raggiungere quote elevate, ma può anche essere molto pericoloso per chi lo manovra. Nonostante le limitazioni, questi sistemi costituiscono un interessante maniera per estendere le osservazioni meteorologiche da un numero ridotto di punti di osservazione a ridosso del suolo ad un intero profilo, anche se lo *spazio osservato* da tali sistemi, più che una retta verticale, è una traiettoria verticale decisamente molto irregolare.

Un deciso miglioramento, almeno in termini concettuali, rispetto alla radiosonda ed al pallone frenato è rappresentato dai cosiddetti sistemi *remote sensing*, una famiglia di sistemi di misura i cui rappresentanti principali sono il *SODAR*, il *RASS* ed il *WIND PROFILER*. Senza entrare nei dettagli, tali sistemi, stando al suolo, emettono verso l'alto impulsi acustici (*SODAR*), elettromagnetici (*WIND PROFILER*) e, in modo combinato, acustici ed elettromagnetici (*RASS*) e, subito dopo, si pongono in ricezione per riceverne gli *echi di ritorno* dall'atmosfera, echi che sono il risultato dell'interazione tra tali impulsi e l'atmosfera. I vari sistemi interpretano poi questo eco in termini di profilo verticale di alcune delle grandezze meteorologiche di interesse. In particolare il *SODAR* è in grado di rilevare fino a quote dell'ordine di 500÷1000 m il profilo della velocità e della direzione del vento, della deviazione standard delle componenti del vento e anche dello stato della turbolenza, mentre per quanto riguarda il *RASS* quello che viene rilevato è il profilo verticale della temperatura virtuale. Il *WIND PROFILER* è il sistema *remote sensing* più giovane e promettente. Attualmente da esso si rilevano profili di vento che raggiungono quote ben più elevate di quelle raggiunte dal *SODAR*, ma in futuro è prevedibile il suo maggior coinvolgimento nella determinazione di quei parametri importanti per la determinazione dello stato dell'atmosfera. Ci sono due aspetti interessanti legati a questa famiglia di sistemi. Il primo è costituito dal fatto che essi possono acquisire i profili verticali delle differenti variabili meteorologiche a cadenze molto ravvicinate (per esempio ogni 15 minuti), mentre l'impiego delle radiosonde è limitato dal tempo necessario per completare il sondaggio (proporzionale alla velocità di salita della sonda che deve essere sufficientemente lenta per limitare i problemi legati alla limitata dinamica dei sensori ed alla massima quota raggiunta) e dai costi elevati della sonda stessa. Il secondo aspetto è legato al fatto che diversi sistemi possono essere accoppiati tra loro: un tipico esempio è l'accoppiamento di un *WIND PROFILER* con un *RASS*. In questo caso, l'insieme dei due non solo produce i profili previsti per i singoli sistemi, ma può fornire anche il flusso turbolento verticale di calore sensibile in tutto il *PBL*, cosa che comincia a far intravedere la possibilità che si avveri il sogno di poter misurare direttamente la turbolenza del *PBL*.

Comunque, anche con i sistemi *remote sensing* non è possibile *vedere* l'intero dominio spaziale d'interesse. Il sogno sarebbe ovviamente quello di poter tenere sotto controllo l'intero spazio. Un passo in questa direzione è l'impiego di *aerei per osservazioni meteorologiche*. Questa tecnica è stata impiegata in varie campagne sperimentali e di fatto da esse derivano i dati sperimentali relativi allo stato della parte alta del *PBL*. Le soluzioni tecniche adottate per inserire i sensori meteorologici negli aerei e per evitare le perturbazioni dall'aeromobile sulle misure sono state le più varie e spesso del tutto geniali, tanto che si è riusciti a dotare questi aerei anche di sensoristica a risposta rapida con cui ottenere una visione chiara della turbolenza in tutte le parti del *PBL*. Ovviamente sistemi di questo genere non consentono un'osservazione continua (come lo consente una stazione meteorologica al suolo o i sistemi *remote sensing*) e si limitano ad osservazioni in campagne sperimentali lungo traiettorie spaziali che vanno ad osservare punti interessanti del *PBL*.

Forse il sogno della visione spaziale dei campi meteorologici è vicino grazie al *radar meteorologico*. Questo sistema, basato sull'emissione di onde elettromagnetiche, è costruito in modo da consentirgli l'esplorazione di tutto lo spazio circostante il luogo in cui è localizzato. Da ultimo non va dimenticato l'apporto dei *satelliti artificiali geostazionari e polari* che, attualmente consentono lo studio sistematico e con una buona risoluzione dell'albedo, della temperatura radiativa superficiale, del bilancio radiativo superficiale e della copertura nuvolosa.

2.7.2 Architettura di una Stazione Meteorologica

La Stazione Meteorologica al suolo è l'archetipo del Sistema di Misura Reale. Una sua tipica realizzazione è riportata in *Fig.2.49*. In essa si individuano gli elementi costitutivi seguenti:

- i sensori meteorologici, cioè l'insieme di strumenti di misura delle singole variabili meteorologiche;
- il sistema di acquisizione, cioè l'apparato elettronico automatico (spesso programmabile) che verifica lo stato fisico dei singoli sensori, ne acquisisce periodicamente i segnali di uscita e converte queste letture in un formato numerico;
- il sistema di elaborazione che, applicando opportune regole matematiche ai valori numerici ottenuti dai singoli sensori (le misure), calcola i principali parametri statistici di interesse micrometeorologico (valori medi, varianze e covarianze), stima i parametri che non possono essere osservati direttamente, visualizza le variabili acquisite, le archivia elettronicamente e, se richiesto, le invia ad un sistema centrale di raccolta.

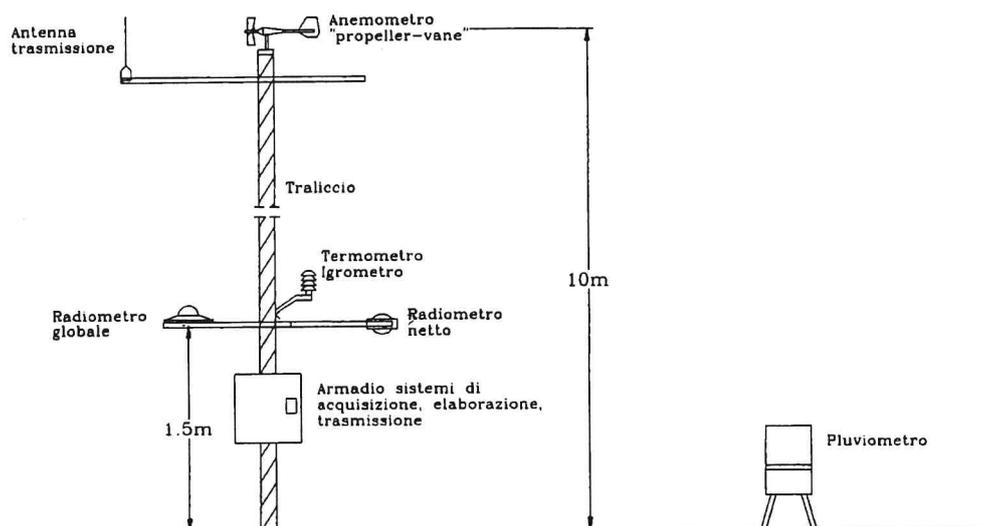


Fig.2.49: architettura tipica di una stazione meteorologica al suolo.

L'architettura funzionale di una tipica stazione meteorologica è rappresentata schematicamente nella Fig.2.50, dove si individua distintamente l'esistenza di un *cammino* (sia logico che fisico) che ha inizio dalle variabili meteorologiche di interesse e che termina quando le differenti variabili acquisite vengono convertite in numeri rappresentanti le effettive misure. Questo per le variabili osservabili. Tale cammino logico e fisico percorso dalle informazioni primarie nella loro conversione in informazioni meteorologiche prende il nome di *Catena di Misura*. Il compito principale di una catena di misura è quello di *tradurre* la variabile meteorologica di interesse in un numero e ciò lo si realizza impiegando, almeno concettualmente, tre elementi:

- il *trasduttore primario*, che è l'elemento sensibile del sensore meteorologico vero e proprio. Normalmente l'uscita del trasduttore primario è già un segnale elettrico (questo non è sempre vero), anche se spesso tale segnale elettrico non è semplice da utilizzare direttamente;
- il *trasduttore secondario*, a volte già integrato nel trasduttore primario, che comunque ha il compito di trasformare l'uscita del trasduttore primario (qualunque essa sia) in un segnale elettrico (normalmente di tensione o di corrente) facilmente trasportabile e leggibile;

- il *convertitore Analogico/Digitale* che ha due compiti fondamentali. Il primo è quello di acquisire a tempi prefissati (per esempio ogni secondo) la misura del sensore che a lui afferrisce, mentre il secondo compito è quello di convertire questo segnale elettrico in un numero reale, codificato in forma digitale.

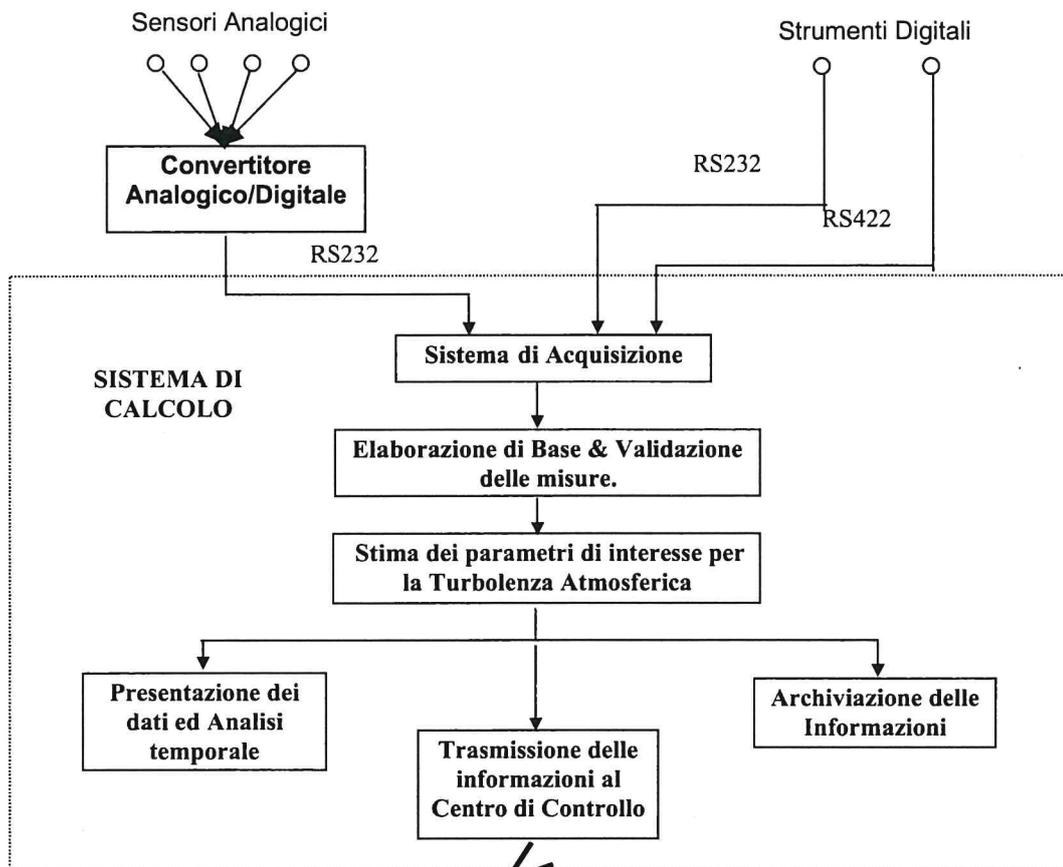


Fig. 2.50: architettura funzionale di una stazione meteorologica

Compito di un trasduttore primario è la conversione di una variabile da misurare (es. la velocità, direzione del vento, ecc.) in una *variabile intermedia* più semplice da trattare (es. il momento angolare, la tensione elettrica, ecc.), sfruttando l'influenza che la variabile da misurare ha su una o più proprietà fisiche del sensore stesso. Nel seguito verrà indicata con x la generica risposta del sensore ad una variabile meteorologica avente il valore y . Un generico sensore è definito da un insieme di caratteristiche che possono essere raggruppate in due classi distinte:

- *caratteristiche statiche*, cioè proprietà intrinseche al trasduttore, che non dipendono dalla variazione nel tempo del segnale meteorologico cui è sensibile;
- *caratteristiche dinamiche*, cioè proprietà che descrivono la risposta del trasduttore in funzione dell'andamento nel tempo del segnale meteorologico di ingresso.

Le caratteristiche statiche di un trasduttore primario descrivono il suo comportamento in una situazione in cui l'ingresso meteorologico sia costante o abbia raggiunto un livello di equilibrio. La prima caratteristica, la più ovvia, è la *curva di taratura*, cioè la relazione matematica che lega il *valore di ingresso* (il valore della variabile meteorologica da misurare) con il *valore di uscita* (valore raggiunto dalla variabile misurabile prodotta dal trasduttore a causa dell'ingresso

meteorologico). Le caratteristiche necessarie ad una curva di taratura sono che la relazione matematica che la rappresenta sia esprimibile in forma esplicita, che tale relazione sia monotona e che, anche se non strettamente necessario, sia la più vicina possibile ad una relazione lineare. Altri elementi di interesse che possono caratterizzare la risposta statica di un trasduttore primario (Baldocchi e al., 1995) sono i seguenti:

- **Sensibilità** - Pendenza della curva di risposta *ingresso/uscita*, che può dipendere dal valore di ingresso se la curva non è lineare.
- **Linearità** - La linearità della curva di calibrazione è importante per la sensibilità o per strumenti a lettura diretta, ma, con l'avvento della tecnologia digitale, la possibilità di linearizzare curve di calibrazione di per sé non lineari ha reso la linearità meno importante di un tempo.
- **Offset** (“Spiazzamento”) – E’ in pratica il valore che l’uscita assume quando l’ingresso è nullo. Attualmente, come la linearità, la presenza di un eventuale offset non è più un problema, potendola eliminare con elaborazioni digitali.
- **Range** – Un trasduttore primario è in grado di rilevare un valore della variabile meteorologica solo entro un ben preciso intervallo che varia da trasduttore a trasduttore. Tale intervallo è il *range* dello strumento. Valori esterni al *range* di misura non potranno essere rilevati correttamente dal sensore.
- **Risoluzione** – E’ la minima variazione dell’ingresso (cioè della variabile da misurare) in grado di provocare una variazione dell’uscita. Se la curva di calibrazione non è lineare, la risoluzione può dipendere dal valore dell’ingresso.
- **Soglia** – E’ il minimo ingresso misurabile a partire da 0. Di solito è il risultato di attriti meccanici. In questo caso, dato che l’attrito statico è maggiore dell’attrito dinamico, lo strumento, una volta messo in moto (esempio: anemometri a coppe) è in grado di leggere valori di ingresso inferiori alla soglia.
- **Stabilità** – E’ la capacità di uno strumento di mantenere prestazioni vicine alla curva di calibrazione per un tempo prolungato.

La curva di calibrazione è la forma con cui interpretare la risposta di un sensore ad una variabile meteorologica, stazionaria o molto lentamente variabile, tuttavia, nel *PBL* le grandezze meteorologiche variano notevolmente nel tempo e quindi è di estremo interesse conoscere le caratteristiche dinamiche di un sensore. Esistono sensori che rispondono immediatamente alla forzante esterna, presentando una relazione ingresso-uscita di tipo algebrico ed altri, invece, che presentano ritardi, oscillazioni spurie e sfasamenti in questa relazione, comportandosi in maniera analoga a filtri di vario tipo. Dato che in Micrometeorologia è di estremo interesse misurare segnali meteorologici variabili nel tempo con l’intento di determinare le caratteristiche della turbolenza atmosferica attraverso la stima di varianze e covarianze, è chiaro quanto sia importante conoscere la risposta dinamica di ogni sensore meteorologico. Rimandando per i dettagli a Sozzi e al. (2002), si ha che per un generico sensore esiste una relazione differenziale che lega la risposta x del sensore stesso alla variabile meteorologica y (la forzante) che prende il nome di relazione dinamica del trasduttore e la cui espressione generale è:

$$a_n \frac{d^n x}{dt^n} + a_{n-1} \frac{d^{n-1} x}{dt^{n-1}} + \dots + a_1 \frac{dx}{dt} + a_0 x = F(y, t) \quad [2.124]$$

Di fatto, rivestono un'importanza pratica solo quei sensori per cui la relazione dinamica è rappresentata da una equazione di ordine 0, 1 e 2. Se la relazione differenziale precedente è di ordine 0, il sensore che la possiede è detto sensore di ordine zero e trasforma *istantaneamente* la variabile di ingresso nella variabile di uscita senza ritardi o distorsioni. Questo in sostanza è il sensore ideale di cui si vorrebbe sempre disporre. L'anemometro ultrasonico è praticamente un sensore di questo tipo. Se la (2.124) è di ordine 1, abbiamo la classe dei sensore del primo ordine, che presentano il classico comportamento di un filtro passa-basso. In pratica la variabile d'ingresso si trasforma nella variabile di uscita con l'introduzione di un *ritardo* e di una *distorsione* più o meno marcata. La maggioranza dei sensori disponibili fa parte di questa classe e, se il ritardo della risposta è limitato, possono essere utilizzati (con alcune cautele) anche nelle misure micrometeorologiche. Se, invece, la (2.124) è di ordine 2 siamo in presenza di sensore del secondo ordine in cui l'ingresso si trasforma nell'uscita con un *ritardo* e con una tendenza all'*oscillazione*. Questa classe di sensori è abbastanza scomoda nella pratica operativa, dato che non è semplice separare le oscillazioni proprie del segnale meteorologico dalle oscillazioni indotte dalle caratteristiche costruttive del sensore. Fortunatamente non sono molti i sensori di questo tipo, anche se tra essi va classificato il misuratore della direzione del vento a banderuola, ampiamente usato nelle stazioni meteorologiche.

Si consideri un generico sensore del primo ordine (per esempio un anemometro a coppe). La sua dinamica può essere descritta dalla relazione seguente:

$$\tau \frac{dx}{dt} + x = y(t) \quad [2.125a]$$

in cui il parametro τ prende il nome di *costante di tempo* e dipende dal tipo e dalle caratteristiche costruttive del sensore. Per studiare questa relazione, si consideri inizialmente un segnale di ingresso a gradino, cioè un segnale del tipo:

$$y = \begin{cases} 0 & \text{per } t < 0 \\ y_0 & \text{per } t \geq 0 \end{cases} \quad [2.125b]$$

In questo caso l'integrazione della (2.125a) porta al risultato seguente:

$$x(t) = y_0 (1 - e^{-t/\tau}) \quad [2.125c]$$

cioè l'uscita del sensore cresce gradualmente dal valore zero fino al valore di equilibrio con un ritardo che diminuisce con il tempo, direttamente proporzionale al tempo caratteristico del sensore. Se invece si considerasse un segnale di ingresso armonico con una frequenza angolare Ω del tipo seguente:

$$y(t) = y_0 \sin(\Omega t) \quad [2.125d]$$

l'integrazione della (2.125a) porterebbe alla relazione seguente:

$$x(t) = y_0 \cdot \Phi \cdot \sin(\Omega t + \delta) \quad [2.125e]$$

dove il *fattore di smorzamento* Φ è dato dalla relazione:

$$\Phi = 1/\sqrt{1 + \tau^2 \Omega^2} \quad [2.125f]$$

dipendente dalla costante di tempo τ e dalla frequenza del segnale, mentre lo sfasamento δ tra il segnale di ingresso ed il segnale di uscita risulta pari a $\text{tg}(\delta) = -\Omega\tau$ anch'esso dipendente dalla costante di tempo del sensore e dalla frequenza del segnale. Se si considera la relazione che esprime il fattore di smorzamento Φ , si vede immediatamente come essa non sia lineare.

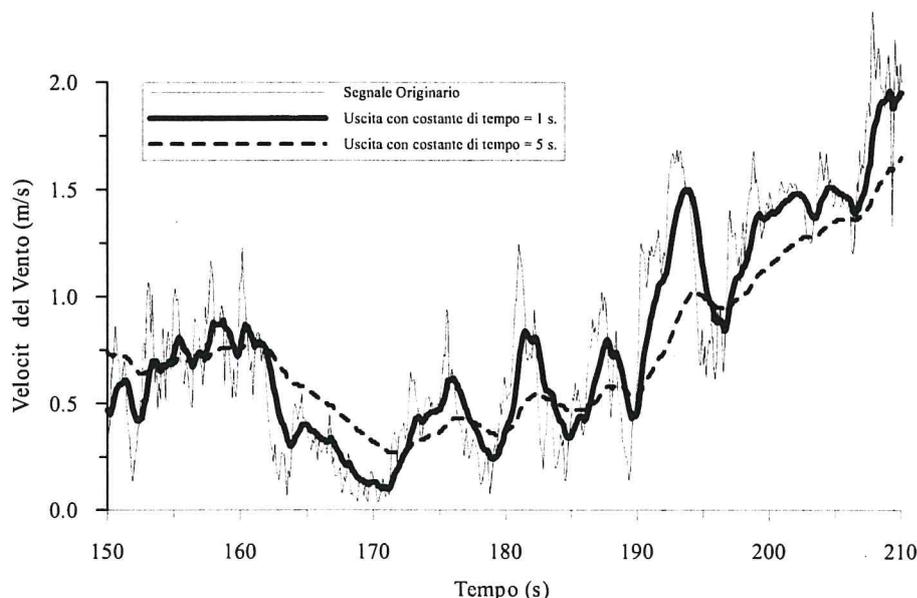


Fig. 2.51: risposta di sensori di anemometri a coppe di diverse caratteristiche

Se si rappresenta un segnale meteorologico reale come una sovrapposizione di numerose armoniche (al limite infinite) la non linearità di Φ determinerà smorzamenti diversi per le differenti armoniche con una conseguente deformazione del segnale misurato, situazione del tutto analoga ad un consueto *filtro analogico passa-basso di tipo RC*. Come esempio, si considerino due anemometri a coppe, il primo con una costante di tempo $\tau = 1\text{s}$ ed il secondo con $\tau = 5\text{s}$. Si prenda come riferimento un segnale di vento registrato da un anemometro ultrasonico (sensore di ordine zero in grado di riprodurre in maniera fedele il reale segnale di vento) ed si impieghi la (2.125a) per determinare la risposta dei due anemometri meccanici considerati. Il risultato ottenuto è quello riportato in Fig. 2.51. È interessante constatare come l'anemometro con τ di 1s (un anemometro a coppe di elevata qualità) consenta di determinare un valor medio della velocità del vento inferiore del 2.5% al valor medio dedotto dal segnale registrato dal sonico ed una deviazione standard inferiore del 11.4%, mentre l'anemometro a coppe con τ di 5 s presenta una riduzione dell'8.6% per valor medio della velocità ed una riduzione del 33.9% della deviazione standard. È evidente che un sensore di questo tipo non dovrebbe mai essere impiegato in una stazione di misura di tipo micrometeorologico.

La dinamica di un *trasduttore del secondo ordine* è data invece dalla relazione differenziale:

$$a_2 \frac{d^2x}{dt^2} + a_1 \frac{dx}{dt} + a_0 x = y(t) \quad [2.126a]$$

in cui $\omega = \sqrt{a_0/a_2}$ è la *frequenza propria* del trasduttore. Anche in questo caso è istruttivo considerare il comportamento del sensore del secondo ordine ad un segnale a gradino unitario e ad un segnale armonico monocromatico. Nel caso di un segnale di ingresso a gradino del tipo (2.125b), se si definisce il parametro h , detto *rapporto di smorzamento o damping ratio*, come:

$$h = \sqrt{\frac{a_1^2}{4a_0a_2}} \quad [2.126b]$$

la risposta del trasduttore sarà data dalle relazione seguente:

$$x(t) = \frac{y_0}{a_0} \left\{ 1 - e^{-\alpha t} \left[\cos(\omega_1 t) + \frac{\alpha}{\omega_1} \sin(\omega_1 t) \right] \right\} \quad \text{per } h < 1 \quad [2.126c]$$

$$x(t) = \frac{y_0}{a_0} \left\{ 1 - e^{-\alpha t} \left[\frac{\alpha + \beta}{2\beta} e^{\beta t} - \frac{\alpha - \beta}{2\beta} e^{-\beta t} \right] \right\} \quad \text{per } h \geq 1 \quad [2.126d]$$

dove $\alpha = a_1/2a_2$ $\beta = \omega\sqrt{h^2 - 1}$ $\omega_1 = \omega\sqrt{1 - h^2}$. In Fig.2.52 viene presentata la risposta ad un segnale a gradino unitario di sensori del secondo ordine di differenti caratteristiche. E' immediato verificare come la risposta del trasduttore presenti un ritardo rispetto al segnale di ingresso quando $h > 1$; quando $h < 1$, il trasduttore non solo è in ritardo, ma presenta anche una oscillazione smorzata non contenuta nel segnale da misurare e derivante dalle caratteristiche dinamiche del sensore. Quindi, quando un sensore del secondo ordine è caratterizzato da un *damping ratio* minore di 1, risponde ad un segnale di ingresso a gradino con un segnale di uscita oscillante che presenta *sovraelongazioni* che si smorzano col tempo, ma che nella fase iniziale del transitorio possono essere molto rilevanti, come si può vedere nella Fig.2.52. Un comportamento di questo tipo è ovviamente indesiderato in misure di tipo micrometeorologico.

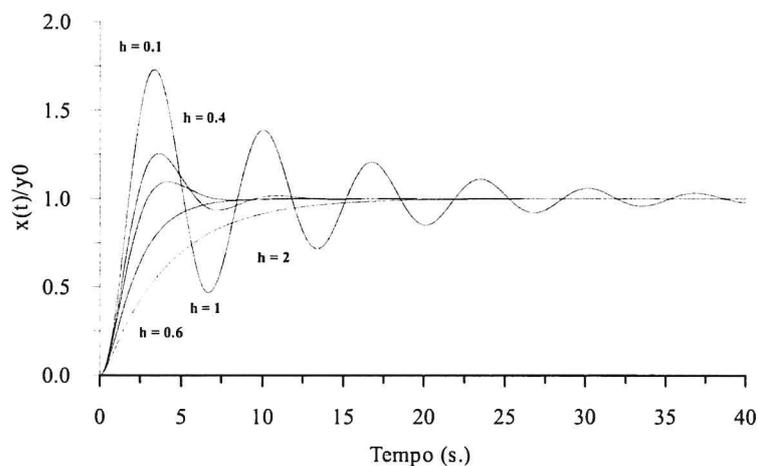


Fig.2.52: risposta ad un gradino unitario di un sensore del secondo ordine.

A fronte di un segnale di ingresso armonico, se si definisce $a = \Omega/\omega$, la risposta del sistema del secondo ordine è data dalla relazione:

$$x(t) = y_0/a_0 \cdot \Phi \cdot \sin(\Omega t + \delta) \quad [2.126e]$$

dove:

$$\Phi = \frac{1}{\sqrt{(1 - a^2)^2 + 4h^2 a^2}} \quad [2.126f]$$

$$\operatorname{tg}(\delta) = \frac{-2ha}{1-a^2}$$

[2.126g]

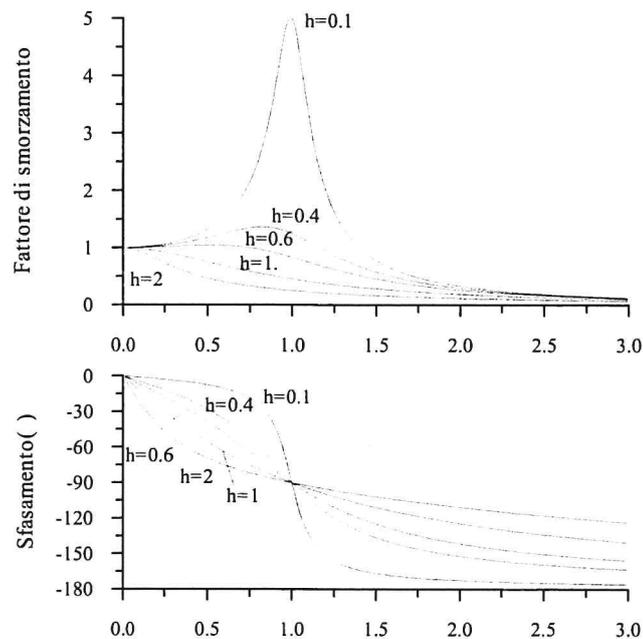


Fig.2.53: fattore di smorzamento e sfasamento di un sensore del secondo ordine.

In Fig.2.53 viene presentata la variazione del fattore di smorzamento Φ e dello sfasamento δ con Ω/ω . E' possibile fare alcune considerazioni:

- se $h > 1$, il trasduttore del secondo ordine si comporta in modo molto simile ad un sensore del primo ordine, cioè come un filtro passa-basso;
- se $h < 1$ (cosa comune nella maggioranza dei sensori meteorologici di questo tipo), a frequenze inferiori a quella caratteristica il trasduttore presenta una risposta amplificata che raggiunge il valore massimo quando $\Omega = \omega$.

Se si considera un segnale reale, visto come sovrapposizione di numerose armoniche, a causa delle caratteristiche bizzarre di un sensore del secondo ordine, alcune di queste armoniche verranno esaltate, altre verranno depresse ed il segnale originario verrà inevitabilmente alterato.

Ciò che è emerso fin qui conferma l'importanza di utilizzare trasduttori primari adeguati alle necessità di misura. Un trasduttore di ordine zero è un sensore ideale senza distorsioni nel segnale di uscita. Esistono molti sensori di questo tipo, anche se normalmente sono relativamente costosi e non è proponibile un loro uso generalizzato, tuttavia, quando l'obiettivo è la misura dei parametri che caratterizzano la turbolenza del *PBL* (varianze, covarianze e momenti di ordine superiore), il loro impiego è praticamente obbligato. Un trasduttore del primo ordine si comporta sempre come un filtro passa-basso e sempre *perde* una parte del segnale, in particolare la parte ad alta frequenza. La sua frequenza di taglio è inversamente proporzionale alla costante di tempo caratteristica. Un trasduttore di questo tipo può essere impiegato sicuramente nella misura dei valori medi delle principali variabili meteorologiche. Se invece è necessario determinare delle deviazioni standard e delle covarianze, un tale sensore non è il più

adeguato. Un trasduttore del secondo ordine è un sensore critico, dato che introduce sempre nel segnale di uscita qualcosa di oscillante e di artificiale che altera senza rimedio il segnale meteorologico originale e che dipende dalle proprie caratteristiche dinamiche. Se si è costretti ad utilizzare un sensore di questo tipo, è opportuno che sceglierlo con valori di h non superiori a 1 e non inferiori a 0.4. Comunque l'impiego di questi sensori per la stima di varianze e covarianze è sempre improponibile.

2.7.3 Sensori per le Stazioni al suolo

Nella stazione meteorologica al suolo convivono sensori differenti, ciascuno specializzato nella rilevazione di una specifica variabile meteorologica. Le principali classi di sensori sono:

- sensori per la misura del vettore vento (*anemometri*)
- sensori per la misura della temperatura dell'aria (*termometri*)
- sensori per la misura dell'umidità dell'aria (*igrometri*)
- sensori per la misura della pressione atmosferica (*barometri*)
- sensori per la misura delle precipitazioni atmosferiche (*pluviometri*)
- sensori per la misura della radiazione solare e terrestre (*radiometri*)
- sensori per la misura del flusso di calore nel terreno.

2.7.3.1 Misure del vento

I sensori che misurano una o più caratteristiche del vettore vento prendono il nome di *anemometri*. In una stazione meteorologica si possono impiegare differenti tipi di anemometri, a seconda del tipo di misura che si intende realizzare.

2.7.3.1.1 Anemometro a coppe

L'anemometro a coppe (*cup anemometer*) è uno dei più antichi anemometri realizzati ed il suo compito è la misura della velocità orizzontale del vento. Dal punto di vista geometrico (Fig.2.54) è costituito da tre o più superfici cave (*coppe*) normalmente a forma di calotte sferiche o coniche, forma che presenta una resistenza aerodinamica diversa a seconda che il flusso d'aria investa la superficie dalla parte concava o convessa. Queste coppe, equidistanti angolarmente una dall'altra, sono collegate rigidamente in modo da formare un equipaggio rotante collegato a cuscinetti che ne permettono il movimento, limitandone gli attriti. Il sistema rigido costituito dalle coppe, in presenza di vento si pone in rotazione e dalla sua velocità di rotazione si deduce la velocità orizzontale del vento.

Se con Ω si indica la velocità di rotazione delle coppe, la velocità del vento è data da:

$$U = U_s + CR\Omega \quad [2.126]$$

dove C è il *coefficiente di calibrazione* dipendente dalle caratteristiche fisiche e geometriche dell'anemometro e U_s è la *velocità di avvio* che è una caratteristica costruttiva dello strumento. Valori tipici vanno da $0.1 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ per gli esemplari più moderni e leggeri a circa $1 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ per gli esemplari di costruzione più antiquata e per impieghi di tipo aeronautico.

Dal punto di vista dinamico, l'anemometro a coppe è, in prima approssimazione, uno *strumento del primo ordine*, con una risposta non oscillante che si adatta progressivamente alle variazioni dell'ingresso. La sua risposta dinamica dipende da una costante di tempo τ che è funzione della velocità del vento stessa e dalle caratteristiche fisiche dell'anemometro. Inoltre, è definibile

anche una *distanza caratteristica* L , identificabile nella lunghezza di una colonna di aria a una velocità U che, passando dall'anemometro inizialmente a riposo, lo porta al 63% della sua velocità di equilibrio tipica per quella velocità dell'aria. E' facile vedere come τ sia legato a L dalla relazione $L=U\tau$. In commercio esistono pochi anemometri ultraleggeri con $L=0.5\text{m}$, un certo numero di anemometri con $L=1\div 2\text{m}$ e ancora esemplari di vecchio disegno con $L=5\div 20\text{m}$.

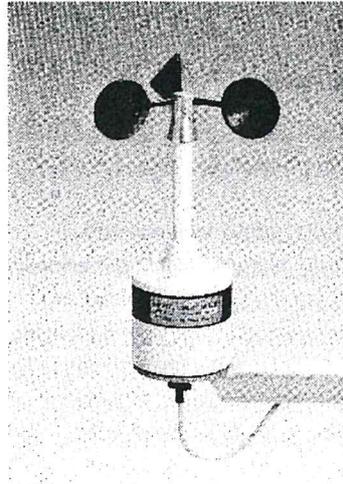


Fig. 2.54: Anemometro a coppe.

L'anemometro a coppe, robusto, affidabile ed economico, ha da sempre costituito un valido supporto nelle misure meteorologiche di routine, tuttavia il suo impiego in misure micrometeorologiche richiede molta prudenza. Due sono gli aspetti importanti da considerare. Il primo si riferisce alla velocità di avvio dell'anemometro. Se la velocità del vento non raggiunge tale soglia, l'anemometro non si pone in movimento e quindi si registra un evento normalmente indicato come *calma di vento*, un chiaro artefatto dovuto all'incapacità del sensore di registrare la variabile di interesse. Perché sia possibile realizzare misure di vento in zone a bassa velocità del vento è imperativo utilizzare anemometri molto leggeri. Il secondo aspetto si riferisce alla capacità o meno di questo anemometro di realizzare misure di interesse micrometeorologico, in cui è necessario stimare momenti di ordine superiore (varianze e covarianze). Ovviamente, se si è intenzionati ad usare un anemometro a coppe, tale anemometro deve essere caratterizzato da un valore di L estremamente basso. Comunque sarà poi necessario correggere con i metodi di tipo spettrale la stima dei momenti, tenendo conto delle caratteristiche di risposta. Una trattazione più realistica, anche se molto più complessa la si può trovare in Kristensen (2000).

2.7.3.1.2 Anemometro a banderuola (vane)

Il *vane* è uno strumento per la misura della direzione di provenienza del vento. Raramente è presente da solo in una postazione di misura, anzi normalmente è collocato assieme ed addirittura integrato con un anemometro a coppe, costituendo un sistema robusto ed economico per la misura del vettore vento, o almeno della sua proiezione orizzontale. Dal punto di vista costruttivo (Fig.2.55), il *vane* è costituito da un'asta metallica orizzontale, incernierata all'incirca nel suo punto mediano, capace di ruotare nel piano orizzontale ed dotata ad uno degli estremi di una *coda* rigida e tale da orientare quest'ultima in direzione del flusso d'aria.

Dal punto di vista statico, il comportamento del *vane* è estremamente semplice, una volta posizionato in modo che sia definita una direzione di riferimento (normalmente il Nord). In effetti presenta una relazione lineare tra la sua posizione angolare e la direzione di provenienza del vento. Il comportamento dinamico del *vane* è molto complesso ed una sua trattazione

semplificata ci porta ad affermare che tale strumento presenta una tipica risposta da sensore del secondo ordine caratterizzato da una frequenza caratteristica e da un rapporto di smorzamento.

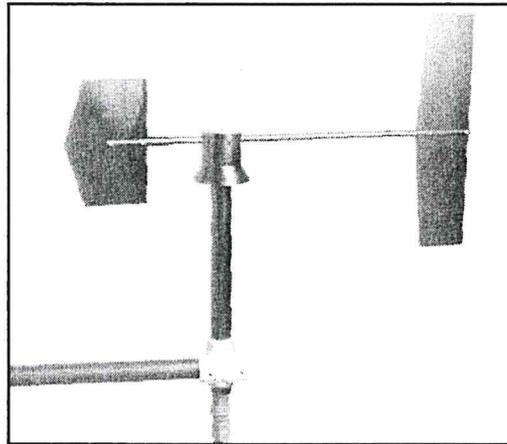


Fig.2.55: anemometro a banderuola (vane)

La banderuola, a fronte di una variazione istantanea di direzione del vento, risponde con una risposta oscillante e ciò è consistente con la sua natura di *strumento del second'ordine*. Come accade anche nel caso di tutti gli altri strumenti di questo tipo, la banderuola è caratterizzata da una *frequenza caratteristica*, cioè una frequenza nel segnale di ingresso (la direzione del vento) in corrispondenza della quale le oscillazioni della banderuola aumentano progressivamente di ampiezza, sino a raggiungere una situazione di equilibrio dominata da altri fenomeni (ad esempio, la resistenza indotta dal flusso medio del vento). Come già detto a proposito dei sensori del secondo ordine, anche il *vane* presenta la sgradevole caratteristica di amplificare e sfasare in maniera diversa le differenti armoniche di cui si compone il segnale di direzione del vento. Per minimizzare ciò è opportuno scegliere in modo accurato i sensori in base al valore della frequenza ω_e e del rapporto di smorzamento ζ . In particolare, è opportuno avere ω_e il più alto possibile e per quanto riguarda ζ , i valori appropriati stanno attorno a 0.6. Si noti come gli anemometri a banderuola realizzati per il supporto al controllo del volo siano caratterizzati da masse notevolmente elevate (in particolare proprio in corrispondenza della banderuola). Per questa ragione, tali anemometri hanno una frequenza propria di oscillazione mediamente piuttosto bassa e che cade in una regione dello spettro della direzione del vento di regola molto intensa nelle situazioni reali. Se il vento medio non è molto elevato, l'azione smorzante di questo sulle oscillazioni non è sufficiente ad arrestare la risonanza, che fa compiere alla banderuola oscillazioni di ampiezza anche superiore ai 25° . Basta questa constatazione per sconsigliare in modo categorico gli anemometri a coppe e banderuola di costruzione non accurata per compiere misure di vento utili in micrometeorologia. Da ultimo, va notato che, per quanto bassi, gli attriti possono impedire al vane di spostarsi in condizioni di vento basso e pertanto il sensore registra una direzione di provenienza del vento errata. Esiste anche per i *vane* quindi una *velocità di avvio*, come nel caso degli anemometri a coppe, e spesso è dello stesso ordine di grandezza, rendendo problematico l'usa del vane in sito caratterizzati da venti deboli.

2.7.3.1.3 Anemometro a elica (propeller)

La sua versione più semplice è costituito da un'elica ad n pale calettata su di un albero, la cui velocità di rivoluzione è convertita in una corrente leggibile per mezzo di un opportuno trasduttore. Di per sé l'elica misura agevolmente un vento parallelo al proprio asse di rotazione e questa che può sembrare una limitazione ha stimolato fin dal principio una serie di possibili soluzioni tecniche. La prima soluzione è costituita da un'elica montata sopra un *vane* che la

mantiene parallela alla direzione del vento (*Fig.2.56*), soluzione molto impiegata sia in postazioni di tipo aeronautico che nelle normali postazioni meteorologiche.

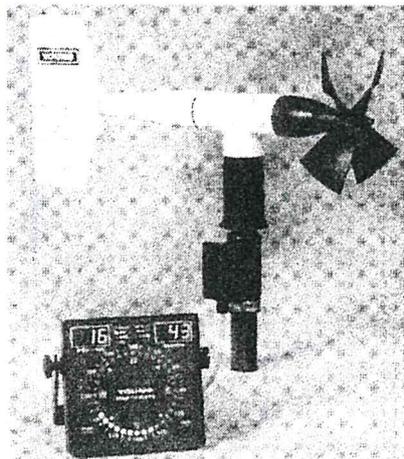


Fig.2.569 - Anemometro ad elica monoassiale

La soluzione tecnica più famosa, a tutti nota come *Gill propeller UVW*, è anche la soluzione tecnica più logica: il vento è un vettore decomponibile nelle tre componenti cartesiane ortogonali, quindi era logico costruire un sistema di bracci tra loro perpendicolari (un sistema di riferimento cartesiano ortogonale), uno verticale, gli altri due orizzontali, alle cui estremità era posta un'elica che misurava la componente del vettore vento lungo la direzione del singolo braccio (*Fig.2.57*). Questo geniale apparato, dotato di eliche molto leggere, ha consentito lo sviluppo della fase pionieristica degli studi micrometeorologici.



Fig.2.57: anemometro ad elica triassiale.

Dal punto di vista dinamico, *la singola elica è un sensore del primo ordine* e quindi la determinazione della velocità e della direzione del vento col *Gill UVW* non soffre dei problemi riscontrati con l'utilizzo del vane. A rigore non sarebbe così per la configurazione monoassiale: tale strumento è sicuramente del primo ordine per quanto riguarda la determinazione della velocità del vento, ma del secondo per quanto riguarda la direzione, dedotta dalla posizione del

vane, quindi con risposta ad una variazione istantanea di tipo oscillante. L'effetto stabilizzante dell'elica in rotazione, però, fa sì che le indesiderate caratteristiche tipiche di un sensore del secondo ordine risultino decisamente trascurabili. Come per ogni sensore del primo ordine, anche per l'anemometro ad elica può essere definita una *distance constant* L . Accurate misure in galleria a vento (McBean, 1972) hanno fornito attendibili valori per L ed hanno evidenziato la sua dipendenza dall'angolo θ tra la direzione del vento e l'asse dell'elica (circa 1.2m per θ pari a 30° e 1.5m per θ pari a 60°). L'inerzia (spesso piccola) delle parti rotanti agisce sul segnale di ingresso alla stregua di un filtro passa-basso, anche se nelle applicazioni più tradizionali, questa caratteristica non comporta particolari conseguenze. Negli studi sulla turbolenza atmosferica, il filtraggio comporta due effetti: il primo effetto, estremamente benefico, è la diminuzione del rumore strumentale, mentre il secondo, meno positivo, tuttavia di entità ridotta, consiste nella *sottostima* sistematica delle varianze e covarianze.

2.7.3.1.4 Anemometro ultrasonico

L'*anemometro ultrasonico* è attualmente lo strumento principe per lo studio della turbolenza atmosferica e, nella versione più diffusa, non è solo uno strumento per la misura delle componenti del vento e ma anche della temperatura. Paradossalmente l'idea dell'anemometro ultrasonico non è molto recente, anche se le difficoltà tecniche nella sua costruzione sono state superate solo grazie all'avvento della nuova tecnologia elettronica. Il primo uso noto dell'antenate di tale anemometro nella misura della turbolenza atmosferica si riscontra nel famoso Progetto Sperimentale Prairie Grass (USA) condotto nella metà degli anni '50. Quasi contemporaneamente, Bovsheverov, Voronov e Gurvich svilupparono all'Università di Mosca nel 1958 un prototipo molto simile di anemometro sonico, (Monin e Yaglom, 1971). Da allora tale strumento si è sviluppato lentamente, interiorizzando le tecnologie elettroniche più attuali, ed è entrato nell'uso comune in micrometeorologia grazie ad un nutrito numero di ricercatori. Il principio fisico su cui si basa l'anemometro ultrasonico è la variazione del tempo di propagazione del suono nei fluidi in movimento. Per maggiori dettagli si rimanda a Sozzi e al. (2002). Per illustrarne il funzionamento si faccia riferimento alla Fig.2.58.

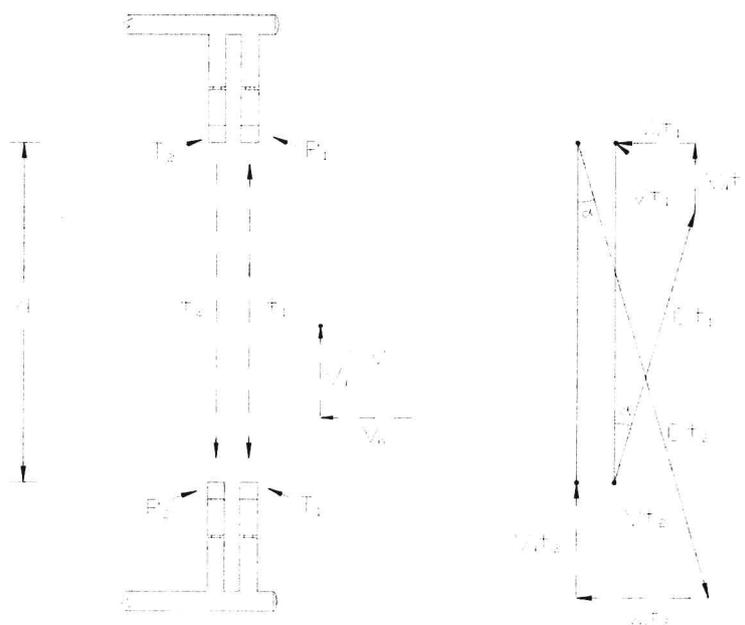


Fig.2.58: Coppie emettitore – ricevitore (Kaimal, 1982, Kaimal, 1994).

Si immagini che ci siano due coppie di emettitori-ricevitori di impulsi sonori nella geometria indicata. La distanza che separa ogni emettitore dal proprio ricevitore sia la medesima e pari a d (*path* della coppia). La differenza tra le due coppie sta nel fatto che l'emettitore T_1 sta a brevissima distanza dal proprio ricevitore R_1 e viceversa per T_2 e R_2 (nella realtà costruttiva attuale T_1 e R_2 coincidono e così pure T_2 e R_1). Pertanto un impulso emesso da T_1 farà un percorso inverso all'impulso emesso da T_2 . Se il fluido (l'aria) è fermo, il percorso dei due impulsi sarà uguale e contrario ed il tempo t_1 necessario perché il primo impulso raggiunga R_1 sarà esattamente uguale al tempo t_2 impiegato dal secondo impulso. Le cose cambiano se l'aria è in movimento. Se il movimento dell'aria è descritto dal vettore \mathbf{V} indicato in figura, allora i percorsi acustici seguiti dai due impulsi saranno quelli indicati nella parte destra della figura. Semplici considerazioni geometriche portano alle relazioni seguenti:

$$t_1 = \frac{d}{c \cdot \cos(\alpha) + V_d} \quad t_2 = \frac{d}{c \cdot \cos(\alpha) - V_d} \quad [2.127a]$$

dove $\alpha = \sin^{-1}(V_n/c)$. I due tempi di trasmissione sono quindi diversi. Se emettitore e ricevitore dispongono di orologi sincronizzati, noto l'istante di emissione dell'impulso e dato l'istante in cui esso raggiunge il ricevitore, è possibile ricavare per differenza il tempo netto di propagazione. Da queste relazioni si ha che:

$$V_d = \frac{d}{2} \left(\frac{1}{t_1} - \frac{1}{t_2} \right) \quad [2.127b]$$

relazione lineare tra la differenza dei reciproci dei tempi di propagazione e la componente V_d (direzione parallela al percorso acustico), con una sensibilità dipendente solo dalle caratteristiche costruttive dello strumento. Questa relazione è l'ideale per la definizione di un anemometro e la precisione che attualmente si può raggiungere è di 0.01 m/s. La composizione di tre strutture di questo tipo, poste ortogonali tra loro o sghembe, ma non complanari, definisce un vero anemometro triassiale, nella configurazione attuale. Senza entrare nei dettagli, si può dimostrare che con tale apparato è anche possibile ottenere il valore della *temperatura sonica*:

$$T_s = \frac{d^2}{1612} \left(\frac{1}{t_1} + \frac{1}{t_2} \right)^2 + \frac{v_n^2}{403} \quad [2.127c]$$

che, con un errore ridottissimo ($\pm 0.1^\circ\text{C}$) può essere equiparata alla *temperatura virtuale*. Pertanto, l'anemometro ultrasonico non solo è in grado di misurare la velocità del vento (tridimensionale se l'apparato è tridimensionale) ma anche la temperatura e quindi è logico dire che un tale apparato è un *anemometro - termometro sonico*.

Attualmente esistono in commercio due classi distinte di anemometri ultrasonici.

- anemometri biassiali realizzati semplificando drasticamente l'elettronica del *signal processing* e disegnati per rilevare le due componenti orizzontali del vento e quindi dedicate alla sostituzione della classica coppia anemometro a coppe/vane nella misura standard della velocità e direzione del vento orizzontale;
- anemometri triassiali, attualmente i più utilizzati in Micrometeorologia e costituiti concettualmente da tre sistemi monoassiali opportunamente organizzati geometricamente (Fig.2.59). La precisione della misura di temperatura è dell'ordine di 0.01°C e quindi un tale sistema consente di ottenere non solo le componenti medie della velocità del vento e la

temperatura virtuale (con qualche cautela, come si vedrà nel seguito), ma anche e soprattutto le deviazioni standard delle tre componenti del vento e della temperatura, la matrice di varianza covarianza delle componenti del vento (da cui è immediato dedurre la velocità di frizione) e la covarianza tra componenti del vento e temperatura virtuale, da cui è immediato la determinazione del flusso turbolento di calore sensibile.

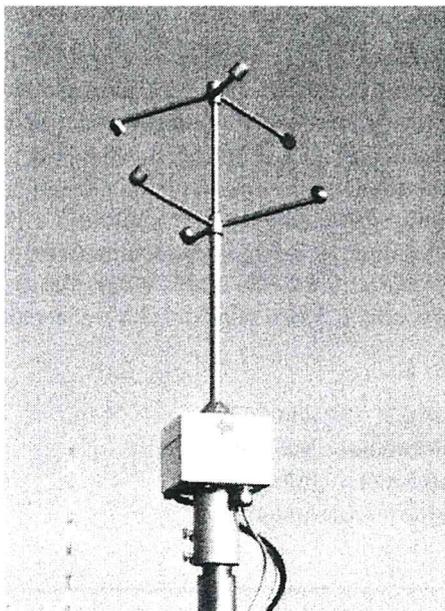


Fig.2.59: anemometro sonico a geometria non ortogonale (METEK GmbH)

Le formule appena viste che descrivono la risposta dello strumento sono espressioni puramente algebriche e questo basta per classificare l'anemometro ultrasonico come *strumento di ordine 0*. Come tale, l'anemometro ultrasonico è uno strumento con dinamica estremamente pronta, limitata solo dalla durata finita dei segnali sonori utilizzati nel processo di misura.

2.7.3.2 Misura della temperatura dell'aria

In questa sede vengono presentati solo quei termometri che producono come uscita una variabile di tipo elettrico, requisito indispensabile per un loro inserimento entro la catena di misura di una postazione meteorologica.

2.7.3.2.1 Termocoppie

T.J. Seebeck scoprì nel 1821 un effetto noto come effetto termoelettrico, che consiste nel fatto che collegando tra loro due metalli diversi si stabilizza a cavallo della loro giunzione una forza elettromotrice. L'importanza applicativa di tale effetto la si vede se si considera la situazione costituita da due fili di materiale differente (materiale A e B) saldati alle loro estremità C e D (punti di giunzione o giunti). Una tale configurazione prende il nome di *termocoppia*. I due punti di giunzione saranno in generale a due temperature in generali differenti t_C e t_D e se $t_C > t_D$, t_C è detto giunto caldo e t_D giunto freddo. Se si considera questa situazione, si ha che:

- se i due metalli sono differenti e se la temperatura dei due giunti è diversa, il circuito da essi costituito è sede di una forza elettromotrice e , risultante delle forze elettromotrici che nascono a cavallo delle due giunzioni;

- se i due metalli sono differenti, ma la temperatura ai due giunti è uguale, si sviluppano ancora due forze elettromotrici a cavallo dei due giunti, ma questa volta esse risultano uguali ed opposte e quindi e risulta complessivamente nulla;
- se, infine, i due fili sono dello stesso metallo, ai giunti non si svilupperà alcuna forza elettromotrice, per cui e sarà nulla.

Tutto ciò risulta ancora più chiaro se si considera la Fig.2.60, in cui uno dei due fili viene interrotto, interponendo un sistema di misura della tensione (idealmente un voltmetro). In questo caso il voltmetro misurerà una differenza di tensione ΔV proporzionale alla differenza di temperatura $\Delta T = t_C - t_D$. Idealmente si potrebbero considerare tutti i possibili metalli e tutti, combinati in coppia, potrebbero dar luogo a termocoppie, tuttavia in pratica vengono prese in considerazione poche coppie di metalli. Nell'intervallo di temperatura di interesse meteorologico, si considerano il rame, il ferro, il costantana (lega di Cu al 55% e di Ni al 45%), il chromel (lega di Ni al 89%, Cr al 9.8%, Fe al 1% e Mn allo 0.2%), l'alumel (lega di Ni al 94%, Al al 2%, Si al 1%, Fe allo 0.5% e Mn al 2.5%) che danno luogo ai tipi seguenti di termocoppie:

- termocoppia di **tipo T** (rame – costantana)
- termocoppia di **tipo E** (chromel – costantana)
- termocoppia di **tipo K** (chromel – alumel)
- termocoppia di **tipo J** (ferro – costantana)

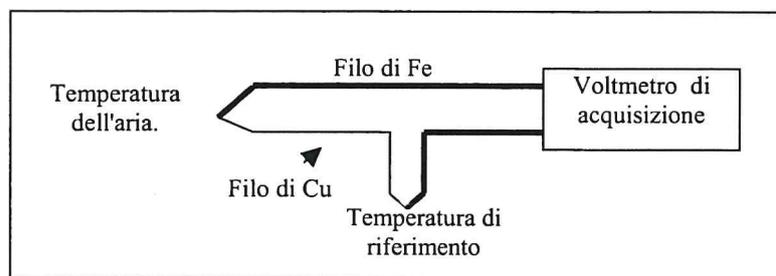


Fig.2.60: sistema ideale di misura della tensione generata da una termocoppia.

In linea di principio, i due giunti potrebbero stare a due temperature qualsiasi, tuttavia la gestione di una termocoppia si semplifica se si pone uno dei due giunti ad una temperatura nota (per esempio a 0°C) e l'altro alla temperatura che si vuole misurare. In questo caso, se per esempio si pone un giunto alla temperatura riferimento (*giunto di riferimento*), cambiando la temperatura al *giunto di misura* si misurerà al voltmetro (Fig.2.60) una tensione che varierà al variare di t_D . La relazione matematica che rappresenta la tensione misurata in funzione della differenza tra la temperatura di misura e la temperatura di riferimento prende il nome di *curva caratteristica della termocoppia*.

Una termocoppia altro non è che l'insieme di due fili di materiale metallico differente saldati ad una estremità (giunto di misura), mentre, l'altra estremità normalmente raggiunge dei morsetti che la collegano elettricamente a cavi elettrici che trasportano il segnale all'acquisitore. Uno dei problemi tecnici più importanti da risolvere è la realizzazione della giunzione di misura. Per termocoppie destinate a misure lente, può essere sufficiente l'impiego di fermi meccanici di piccole dimensioni. Altri metodi più usati, soprattutto per ridurre le dimensioni della giunzione, sono la saldatura, la brasatura e la *micropuntatura*. Con queste tecniche si ottengono giunzioni anche estremamente sottili consentendo quindi misure adatte alla determinazione dei parametri

della turbolenza del *PBL*. Una volta risolto il problema della realizzazione della giunzione, la termocoppia va rinforzata strutturalmente e ciò si può ottenere, per esempio, inserendo entro un piccolo cilindro di materiale isolante con due condotti assiali i due fili della termocoppia in modo tale che sporga da un lato il giunto di misura e dall'altro o i fili che vanno all'acquisitore o dei morsetti che vengono direttamente messi in comunicazione diretta con un box in cui è alloggiata l'elettronica di filtraggio, amplificazione e compensazione del segnale. Per misure di turbolenza con termocoppie sottili, il giunto di misura viene lasciato libero, mentre in termocoppie dedicate a misure più tradizionali, il giunto di misura viene circondato da una *protezione* realizzata in materiale ad alta conduzione termica che però protegge il giunto di misura dall'attacco chimico degli agenti atmosferici.

Se si considera la giunzione di riferimento ad una temperatura costante e variabile solo la giunzione di misura, ipotizzando che non ci siano effetti di riscaldamento indotti dalla radiazione solare e terrestre, si può dimostrare che la termocoppia può essere considerata con buona approssimazione un sensore del primo ordine con *una costante di tempo* τ direttamente proporzionale al diametro dei fili.

Una termocoppia con il giunto di misura esposto direttamente all'aria non misura esattamente la temperatura di quest'ultima, dato che subisce un riscaldamento causato dall'apporto energetico derivante dalla radiazione solare e terrestre. Per questo è necessario proteggere il giunto di misura con opportuni schermi protettivi (*shield*) che sono disponibili in molte forme differenti e che vanno a sostituire le antiquate capannine di legno di colore bianco previste dal WMO, attualmente da evitare. L'azione principale di un buon *shield* è quella di schermare totalmente la radiazione solare diretta ed il più possibile la radiazione infrarossa. Ciò si può ottenere inserendo il sensore entro un contenitore cilindrico circondato da un insieme di piatti sovrapposti e spioventi, forati al centro, che consentono alla superficie esterna del cilindro di non essere colpita direttamente dalla radiazione solare, ma comunque di essere in contatto con l'aria esterna in movimento. Il coperchio superiore non è forato e fa da *tetto* all'intero sistema. Tutte le superfici esterne dello *shield* devono essere di colore bianco in modo da aumentare il più possibile la riflessione della radiazione. L'aria contenuta entro il cilindro, e quindi a diretto contatto col giunto di misura, scambierà calore con l'esterno soprattutto per convezione, ma ciò spesso non è sufficiente per eliminare l'errore di lettura dello strumento. Per migliorare lo scambio termico, e quindi per portare la temperatura del sensore la più vicina possibile a quella dell'aria da misurare, spesso si induce all'interno dello *shield* una ventilazione forzata realizzata in modo tale che l'aria venga *aspirata e non soffiata* per evitare un riscaldamento indotto dagli organi che realizzano la ventilazione.

Una caratteristica interessante di una termocoppia è il fatto che non richiede (il sensore in quanto tale almeno) alcun tipo di alimentazione elettrica, dato che è un generatore quasi-ideale di tensione, con una piccola resistenza interna, tipicamente dell'ordine di 10Ω . Il segnale di tensione prodotto è molto basso e ciò determina alcuni problemi pratici, specialmente quando si è interessati alla misura delle fluttuazioni di temperatura. Inoltre la termocoppia non realizza una misura assoluta di temperatura, per la sua intrinseca natura, per questo è necessario avere a disposizione una temperatura di riferimento nota. Se in laboratorio questo problema può essere facilmente superato impiegando come temperatura di riferimento 0°C ottenuti in un vaso Dewar, in campo è necessario operare in modo differente. In linea di principio si potrebbe (e spesso si fa) inserire il giunto di riferimento in un blocco di materiale isolato, caratterizzato da una costante di tempo estremamente elevata, assieme ad un altro termometro di minor pregio (un termistore per esempio) dedicato alla determinazione della temperatura del giunto di riferimento che in questa situazione varierà in modo estremamente lento e di molto poco. La soluzione più comunemente impiegata si fonda sul fatto che sono disponibili componenti elettronici che integrano al loro interno le funzioni seguenti: generazione elettronica di un giunto di

riferimento, amplificazione del segnale e decodifica del segnale della termocoppia in base alla relativa curva caratteristica. L'uscita sarà quindi costituita da un segnale già compensato per la temperatura del giunto di riferimento, amplificato, linearizzato in funzione del tipo di termocoppia e quindi della corretta curva caratteristica.

2.7.3.2.2 Termoresistenze

La resistenza elettrica dei materiali conduttori (come per esempio il rame, il tungsteno, il nichel ed il platino) aumenta con l'aumentare della temperatura a cui si trovano. Questa proprietà suggerisce la possibilità di realizzare sensori di temperatura costituiti sostanzialmente da spezzoni di materiale conduttore inseriti come resistenze in appositi circuiti elettrici. In effetti tali sensori presentano una variazione di resistenza elettrica direttamente proporzionale alla variazione della propria temperatura. La relazione matematica che lega il valore di resistenza elettrica R alla temperatura T prende il nome di curva caratteristica. Tra tutti i metalli citati, il platino è sicuramente il più interessante, soprattutto per la sua relativa stabilità chimica, e in effetti la maggior parte delle termoresistenze (RTD) sono in realtà resistori di platino (PRT). Nelle applicazioni pratiche più comuni si considera come RTD una resistenza al platino che a 0°C abbia una resistenza elettrica esattamente di 100Ω . Una termoresistenza di questo tipo prende il nome di $PT100$ ed è costituita da uno spezzone minuscolo di filo di Pt collegato ad un opportuno circuito elettrico capace di rilevare e determinare la sua resistenza che, come visto, risulta direttamente proporzionale alla *temperatura media* dello spezzone stesso. Dalla conoscenza di R_0 e della curva caratteristica è immediato ottenere il valore della temperatura. Le RTD più diffuse in meteorologia sono frequentemente costituite da fili di platino (di regola incamiciati in cementi polimerici o ceramici per ritardarne la corrosione e per evitare lesioni meccaniche) di dimensioni calibrate, con la resistenza a 0°C sia pari a 100Ω . La scelta di una termoresistenza di Pt deriva dal fatto che essa presenta un'elevata accuratezza ed un comportamento molto stabile nel tempo. In aggiunta, la curva di risposta temperatura/resistenza ha un andamento molto regolare che, per quanto non lineare, si presta molto bene ad una linearizzazione tabellare. La geometria indicata è tipica dei sensori destinati a misure di routine, per i quali la velocità di risposta non è la qualità più importante. Per misure di tipo micrometeorologico, invece, la struttura geometrica del sensore può essere molto varia. Tutte hanno in comune però il fatto di impiegare fili estremamente sottili di lunghezza estremamente ridotta. Oltre che per ragioni di risposta dinamica del sensore, la riduzione della dimensione fisica del sensore deriva dal fatto che la RTD è sensibile alla temperatura media del sensore stesso: più la dimensione è elevata, meno la misura di temperatura sarà puntuale.

Con buona approssimazione, una RTD (e quindi anche una $PT100$) può essere considerato un *senso del primo ordine* caratterizzato da una *costante di tempo* che può essere stimata con le medesime relazioni date per le termocoppie. Anche in questo caso dimensione ridotta della RTD (vista geometricamente come un piccolo cilindro) significa ridotta costante di tempo.

I problemi visti a questo proposito nel caso delle termocoppie si ripropongono allo stesso modo anche per le RTD , pertanto è indispensabile collocarle all'interno di uno *shield* ventilato ed isolarle opportunamente dalle strutture di sostegno. A differenza della termocoppia, la termoresistenza non produce un segnale elettrico, ma solo una variazione della propria resistenza elettrica, quindi è necessario inserirla in un circuito elettrico (per esempio un partitore di tensione o un ponte di *Wheatstone*) in modo tale che tale variazione di resistenza si traduca in una variazione di tensione. È importante ricordare che entro la resistenza $R(T)$ transita della corrente e quindi nel RTD c'è un autoriscaldamento. Per limitare tale fenomeno, è necessario che la corrente transitante sia la minima possibile.

2.7.3.2.3 Termistori

I termistori sono dispositivi realizzati per sinterizzazione di materiali semiconduttori quali il germanio ed il silicio, *drogati* con quantità accuratamente determinate di impurezze. Nel caso dei termistori, la resistenza *diminuisce* in modo estremamente marcato con l'aumentare della temperatura. I termistori, come le termoresistenze, hanno una risposta alle variazioni istantanee di temperatura del primo ordine, almeno entro i limiti di temperatura di interesse per lo studio del *PBL*. A differenza delle termoresistenze, i termistori però hanno tempi di risposta di regola piuttosto bassi e dipendenti dalle dimensioni fisiche. Essendo prodotti di sinterizzazione, è possibile realizzarli, almeno in linea di principio, in tutte le forme e le dimensioni volute, anche rivestiti da gusci metallici protettivi di elevata conducibilità termica che favoriscono la rapidità di risposta. Purtroppo, la loro risposta fortemente non lineare (se paragonata a quella delle termoresistenze) e la tendenza dei semiconduttori a variare le proprie caratteristiche nel tempo, ne limitano l'accuratezza. A loro vantaggio, va senz'altro il costo limitato e la disponibilità in forme e dimensioni adatte ad ogni tipo di applicazioni. Il fatto che le dimensioni possano essere ridotte al minimo, consente a questo tipo di sensore di raggiungere costanti di tempo estremamente ridotte, anche dell'ordine del millisecondo, cosa che permette di realizzare misure di turbolenza e non solo misure medie.

Anche il termistore presenta come *segnale elettrico di uscita* una variazione di resistenza e quindi le tecniche viste per la conversione di una variazione di resistenza in variazione di tensione a proposito delle termoresistenze può essere applicata anche in questo caso. Il problema più importante che deve essere preso in considerazione durante l'utilizzo del termistore è *l'autoriscaldamento* derivante dal passaggio di corrente al suo interno quando è inserito in un circuito di condizionamento del segnale per ricavarne una variazione di tensione. Bisogna quindi che la corrente transitante nel termistore sia la più ridotta possibile.

2.7.3.3 Misura dell'umidità dell'aria

Per quanto riguarda la misura dell'umidità dell'aria è opportuno separare nettamente la classe di *sensori a risposta lenta*, impiegabili in normali stazioni meteorologiche e dedicati alla misura del valor medio dell'umidità relativa dell'aria, da quella dei *sensori a risposta rapida*, dedicati alla misura del flusso (normalmente verticale) di vapor d'acqua e quindi anche del flusso latente di calore.

7.3.3.3.1 Igrometri a risposta lenta

Molti sono i tipi di igrometri a risposta lenta disponibili attualmente e possono essere classificati nelle categorie seguenti: sensori di tipo elettrico, psicrometri e sensori a punto di rugiada. Per una panoramica generale si veda per esempio Benincasa e al. (1991) e Coantic e Friehe (1982).

Sensori di tipo elettrico

E' questa una classe eterogenea di sensori in cui sono presenti sia sensori di tipo resistivo, che di tipo capacitivo che misti:

- I *sensori di tipo resistivo* sfruttano la variazione della resistenza elettrica di alcuni materiali (come alcuni sali igroscopici come cloruro di litio o polvere di carbone sospesa in gelatina di cellulosa) con l'umidità relativa dell'aria. Più precisamente, tali sensori sono costituiti da due elettrodi tra cui è interposto il materiale igroscopico fatto depositare o assorbire su un supporto solido isolante. Il sensore, quindi, costituirà una resistenza, (dell'ordine dei $M\Omega$) che, una volta inserita in un circuito elettrico (normalmente un ponte di Wheatstone), potrà essere convertita in una tensione rilevabile da parte di un sistema di acquisizione analogico.

- I *sensori di tipo capacitivo* sono costituiti da un condensatore in cui viene interposto tra le due armature un polimero in grado di mutare la propria costante dielettrica al variare della pressione parziale di vapore.
- I sensori attualmente più interessanti sono i sensori *resistivo-capacitivi*. Il principio di funzionamento si basa sul fatto che l'ossido di alluminio o di tantalio, ottenuto per anodizzazione, presenta una struttura porosa. Se questo ossido viene interposto tra due elettrodi (solitamente costituiti uno dallo stesso alluminio su cui si è prodotto lo strato di ossido e l'altro da un sottilissimo strato di oro), l'insieme che ne risulta cambia la propria resistenza e la propria costante dielettrica in funzione della pressione parziale del vapor d'acqua. Pertanto questo sensore, inserito in un circuito elettrico opportuno, potrà dar luogo ad una tensione misurabile, proporzionale all'umidità relativa.

Psicrometro.

Lo psicrometro si basa sulla misura della differenza di temperatura che esiste tra due termometri identici, il primo esposto liberamente all'aria e l'altro sempre esposto all'aria, ma avente la superficie coperta da una garza imbevuta d'acqua ed in comunicazione con un serbatoio d'acqua. La temperatura del primo termometro (T_d) è la *temperatura a bulbo secco*, mentre la temperatura misurata dal secondo (T_w) è la *temperatura a bulbo umido*. Ricordando quanto detto in precedenza, dalle due temperature così misurate è possibile ottenere la tensione di vapore e (hPa) presente nell'aria. Entrambi i termometri (normalmente costituiti da una termoresistenza o da una termocoppia) sono alloggiati entro uno schermo mantenuto a ventilazione forzata e sono posti molto vicini l'un l'altro in modo da non indurre errori di misura determinati dal posizionamento dei due termometri in punti dello spazio a temperatura differente. Questo strumento è estremamente preciso, ma di difficile impiego dato è necessario garantire costantemente la superficie umida del termometro a bulbo umido.

Sensori a punto di rugiada.

Un metodo alternativo è misurare la *temperatura di rugiada*, cioè quella temperatura a cui la reale quantità di vapor d'acqua presente nell'aria è sufficiente a saturarla. La temperatura di rugiada in un dato ambiente si ottiene misurando la temperatura di una superficie fredda (normalmente uno specchio in contatto con un elemento refrigerante costituito normalmente da una cella di Peltier) affacciata all'ambiente, al momento in cui su di essa, per effetto dell'abbassamento della temperatura, si forma una goccia d'acqua. La parte più complicata del sistema è quella cui viene affidato il compito di individuare l'istante in cui si forma la goccia per fare in modo che la temperatura dello specchio, una volta raggiunta la temperatura di rugiada, si mantenga tale. A tal fine spesso si illumina perpendicolarmente lo specchio e, nel momento in cui questa si formerà, la luce verrà diffusa e andrà a colpire una cella fotosensibile che produrrà un segnale elettrico con cui regolare l'alimentazione della cella di Peltier in modo da mantenere la temperatura dello specchio costante.

2.7.3.3.2 Igrometri a risposta veloce

Gli igrometri a risposta veloce hanno come funzione principale non tanto quella di misurare con accuratezza l'umidità dell'aria, quanto piuttosto quella di misurare con accuratezza le fluttuazioni nel tempo di tale variabile. Due sono le possibilità pratiche sfruttate normalmente. La prima è costituita dall'impiego di psicrometri in cui i termometri siano di piccolo diametro. Se il ridotto diametro consente al termometro a bulbo secco di raggiungere tempi di risposta molto ridotti, per un termometro identico con bulbo bagnato, la presenza della garza bagnata, aumenta il tempo di risposta, raggiungendo valori di circa dieci volte quello del termometro a bulbo secco. Senza dubbio, però, i sensori più impiegati per la misura delle fluttuazioni di

umidità si basano sull'assorbimento di radiazione (infrarossa o ultravioletta) da parte del vapore d'acqua. Per maggiori dettagli si rimanda a Sozzi e al. (2002).

2.7.3.4 Misura della pressione atmosferica

L'utilità di un barometro in una rete di monitoraggio non sta tanto nel calcolo della pressione assoluta in un punto, quanto nella possibilità, confrontando letture contemporanee provenienti da punti diversi, di apprezzare i gradienti di pressione atmosferica al suolo. Questi, a loro volta, forniscono indicazioni interessanti sugli spostamenti delle masse d'aria a livello regionale: un fenomeno che non è legato alla turbolenza del *PBL*, ma che permette una miglior comprensione della sua dinamica. I barometri più diffusi si basano sull'espansione e sulla contrazione di una camera elastica che separa un gas a temperatura campione dall'atmosfera esterna. L'entità della deformazione della camera elastica dipende:

- dalla differenza tra la pressione del gas da essa racchiuso e la pressione media dell'atmosfera nel punto di misura (che poi è la variabile che interessa misurare);
- dalla temperatura (che, in assenza di contromisure, tende a produrre un aumento della pressione della camera elastica, inducendo sottostime sistematiche della pressione),
- dall'accelerazione di gravità nel punto di misura (che induce un effetto simile a quello della temperatura, deformando la camera elastica ed inducendo sottostime).

Nel caso dei barometri impiegati comunemente nelle reti di monitoraggio, la deformazione della camera elastica viene tradotta in un segnale elettrico di natura analogica impiegando sensori di deformazione (*strain gages*) od equipaggi capacitivi.

2.7.3.5 Misura delle precipitazioni

Per la misura delle precipitazioni, il sensore più utilizzato è il *pluviometro*, costituito da un cilindro metallico di dimensione nota, con il fondo a forma di imbuto che convoglia l'acqua meteorica raccolta ad un sistema a *cucchiaino basculante*. La *bascula* ha due posizioni di equilibrio stabile e passa da una posizione all'altra ogni volta che uno dei due cucchiaini si riempie. Quando arriva alla nuova posizione di equilibrio, un sistema magneto-elettrico (*relé di reed*) emette un impulso di tensione che il sistema di acquisizione deve essere in grado di registrare. Dato che il volume di ciascun cucchiaino è noto, ad ogni impulso corrisponde un volume noto di acqua raccolta dal pluviometro, pari al volume del cucchiaino stesso.

2.7.3.6 Misura della radiazione solare e terrestre

2.7.3.6.1 *Radiazione solare globale*

Dato che la radiazione solare viene in parte diffusa dall'atmosfera, la sua misura deve riferirsi alle direzioni di tutto l'emisfero posto superiormente al punto di misura. Lo strumento utilizzato a tal fine è chiamato *radiometro globale* o *piranometro*. I piranometri più usati in Micrometeorologia sono i *piranometri a termopila* (Fig.2.61) il cui elemento sensibile è un disco metallico, diviso in settori colorati in modo da assumere diversi albedo (ad esempio, alternativamente bianchi e neri; sono state usate anche altre combinazioni di colori). Ogni settore è termicamente collegato al giunto di una termocoppia; i giunti alternativamente caldi e freddi delle termocoppie dei settori, collegati in modo opportuno, forniscono in uscita una tensione (in genere debolissima, trattandosi di una misura di temperatura differenziale, dell'ordine di pochi microvolt) che dipende dalla differenza di temperatura tra i settori, che a sua volta dipende dalla radiazione incidente.

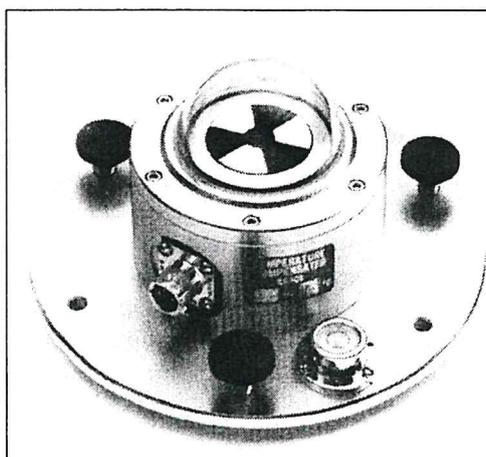


Fig.2.61 Piranometro a termopila.

Una trattazione estremamente accurata dei principi fisici su cui si basa il funzionamento del piranometro, può essere trovata in Hinzpeter (1982) cui si rimanda per i dettagli. In sostanza la cosa più importante da ricordare è che, dopo un'opportuna calibrazione, per ogni piranometro si può individuare una *sensibilità* E ($\text{mV} \cdot (\text{Wm}^{-2})^{-1}$) tale che, detto R_g la radiazione Solare Globale misurata e V_{out} la tensione in uscita al sensore, valga la relazione $R_g = V_{out} / E$.

Il sensore a termopila è delicato (in particolare *non deve sporcarsi*, pena la perdita del colore di calibrazione con il conseguente fuori servizio) e per questa ragione, viene protetto da una calotta emisferica, che agisce *anche*, inevitabilmente, come filtro. Normalmente, il materiale utilizzato per la calotta è il vetro, che lascia passare lunghezze d'onda tra circa 0.3 e 2.8 μm . Questa scelta è giustificata dal fatto che la radiazione solare presenta composizione spettrale molto vicina allo spettro di corpo nero a 6000 K con lunghezze d'onda comprese tra 0.1 e 5 μm . Il piranometro a termopila è un sensore con una risposta del primo ordine, caratterizzato da una costante di tempo che di regola vale qualche decina di secondi e che tende a crescere con la precisione e la qualità dello strumento. Tutti i piranometri *di notte devono restituire una tensione nulla*. In pratica, questo requisito di base è spesso violato a causa di errori di installazione (lampade sospese sul punto di misura, eccetera) o di problemi strumentali. Questi problemi possono essere compensati ponendo una grande accuratezza al momento dell'installazione ed agendo con elaborazioni opportune sui dati raccolti. Da ultimo vanno fatte alcune precisazioni. Quando si pongono due piranometri, uno affacciato verso l'alto e l'altro rivolto verso il basso, si misurano in questo modo sia la R_g sia l'albedo. Lo strumento così composto prende il nome di *Albedometro*. Inoltre, anche se più raro, esiste uno strumento detto *Pireliometro* che misura la radiazione solare diretta su di una superficie perpendicolare.

2.7.3.6.2 Radiazione netta

La radiazione netta è la somma algebrica delle radiazioni ad onda corta e ad onda lunga in avvicinamento e in allontanamento dalla superficie terrestre. Per misurare la radiazione netta si usa il *Radiometro Netto o pirradiometro* (Fig.2.62). In pratica, il radiometro netto è costituito da due piranometri (di solito a termopila) affacciati in direzioni opposte. Anche in questo caso, i dettagli sui principi fisici su cui si basa il funzionamento di tale strumento possono essere trovati in Hinzpeter (1982). La principale differenza tra il Radiometro Netto ed il piranometro sta nel fatto che il Radiometro Netto, dovendo misurare anche la componente ad onda lunga, deve utilizzare superfici protettive ad essa trasparenti. Di regola, tali superfici sono costituite da

polimeri, capaci di far passare le componenti ad onde lunga e corta della radiazione e, nel contempo, abbastanza resistenti da proteggere efficacemente gli elementi sensibili. Una soluzione molto adottata consiste nell'adozione di calotte in polietilene, che però sono estremamente fragili e presentano frequenti rotture in esercizio a causa o della grandine o della pioggia molto forte o dell'azione degli uccelli.

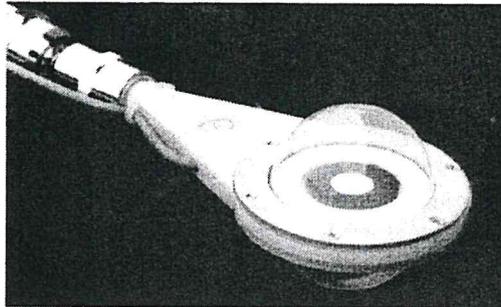


Fig. 2.62- Radiometro netto a cupola (REBS)

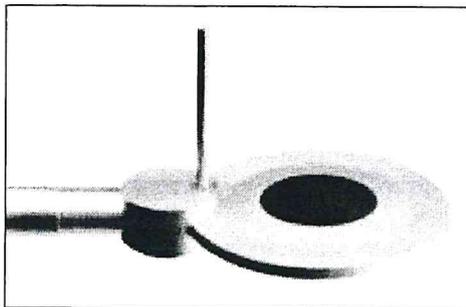


Fig. 2.63: radiometro netto di nuova costruzione (Kipp&Zonen)

Attualmente è disponibile un Radiometro Netto privo di cupole, sostituite da coperture rigide in silicone, molto più resistenti (Fig. 2.63).

2.7.3.7 Misura di flusso di calore nel suolo

Il flusso di calore che si instaura all'interno del terreno è un parametro che riveste notevole interesse in idrologia e in agrometeorologia. Per quanto riguarda gli aspetti micrometeorologici, sarebbe importante poter misurare il termine G_0 del bilancio energetico superficiale, cioè il flusso di calore verticale che si instaura tra la superficie del terreno e l'aria sovrastante. Date le difficoltà pratiche insite nella realizzazione di un tale tipo di misura, normalmente si procede alla misura del flusso verticale di calore *entro il suolo* ad una profondità estremamente ridotta (pochi centimetri), cosa che si realizza mediante la *piastra di flusso* costituita in sostanza da un piccolo disco dello spessore di pochi millimetri attorniato da una corona circolare che ha la funzione di minimizzare gli effetti di bordo. Se consideriamo l'elemento sensibile centrale (il sensore vero e proprio), esso è un disco di pochi centimetri di diametro di materiale plastico entro cui è inserita una *termopila*, cioè un numero rilevante di termocoppie collegate in serie. A fronte di un flusso di calore verticale che attraversa la piastra, si stabilirà tra le due superfici dell'elemento sensibile una differenza di temperatura proporzionale al flusso verticale di calore.

2.7.3.8 Criteri di localizzazione dei sensori

Per una buona osservazione della meteorologia non basta che vengano utilizzati sensori di buona qualità ed adeguati alle esigenze operative, ma è necessario anche che vengano rispettati criteri adeguati nella scelta del punto in cui installare una postazione di monitoraggio e che entro la stazione di misura i vari sensori vengano disposti opportunamente. Qui di seguito vengono dati alcuni criteri di massima per raggiungere questi obiettivi, tratti prevalentemente da US-EPA (1987) e (2000).

Le caratteristiche fisiche del sito, comprese le proprietà lito-pedologiche, devono essere in generale rappresentative di un'area la più possibile vasta. Ciò dovrà essere vero in generale, anche se nel caso di postazioni meteorologiche poste entro le città molte restrizioni dovranno essere rilassate. Il sito deve essere il più lontano possibile da aree irrigate, laghi, aree fortemente urbanizzate e linee di comunicazione viaria ad elevato traffico in modo da evitarne gli effetti perturbanti a scala locale. La pendenza del suolo dovrebbe, se possibile anche in situazioni orografiche complesse, essere inferiore a 5° ed il suolo deve essere ricoperto di erba mantenuta ad altezza ridotta costantemente durante tutto l'anno.

Dal punto di vista logistico, gran parte della strumentazione ed il contenitore del sistema di acquisizione ed elaborazione dati dovranno essere alloggiati su un palo meteorologico, a differenti altezze, dotato di buone doti di rigidità per evitare che le misure dell'anemometro ultrasonico siano perturbate. Dovrà anche essere possibile poter allineare e livellare i vari sensori: a tale scopo sarebbe preferibile adottare un *traliccio* di tipo arrampicabile, prevedendo tutte le norme di sicurezza anti-infortunistica previste dalla normativa vigente. La soluzione "*tutto sullo stesso palo*" minimizza, inoltre, le esigenze di occupazione del suolo.

Ogni anemometro (convenzionale o ultrasonico) dovrà essere collocato alla sommità del palo (normalmente alto 10 metri rispetto al suolo) ed orientato a Nord secondo le indicazioni del costruttore. L'errore di allineamento a Nord del sensore deve essere inferiore a 1°. Nel caso di anemometri triassiali, un ulteriore elemento da curare nella installazione è costituito dalla verticalità del sensore che deve essere controllata con idonea strumentazione di livellamento a sensore già montato sulla cima del palo in posizione eretta. Dato che spesso saranno presenti ostruzioni, è necessario che tra il punto di misura e le varie ostruzioni presenti ci sia una distanza pari ad almeno dieci volte l'altezza dell'ostruzione stessa. Se l'anemometro non può essere collocato sopra la sommità del palo, è necessario che sia dotato di uno sbraccio che lo connetta a quest'ultimo. La lunghezza dello sbraccio dovrà essere non inferiore a due volte la dimensione trasversale del palo (o torre) nel punto in cui è collocato lo sbraccio. Inoltre tale sbraccio dovrà essere realizzato in maniera da presentare un notevole grado di rigidità per evitare che si inducano vibrazioni all'anemometro.

I termoigrometri non dovranno essere perturbati dalla radiazione solare. A tale scopo è opportuno collocarli negli appositi *shelter* metallici di protezione. Questi, al fine di evitare l'aumento del tempo di risposta del sensore, devono essere preferibilmente del tipo a circolazione forzata con velocità circolante pari a 2.5-10 m·s⁻¹. E' consigliabile collocare il termoigrometro ad un'altezza rispetto al suolo di 2 metri e dovrebbe avere attorno a se un'area di circa 9 metri di raggio coperta di erba bassa o comunque di superficie naturale. La distanza tra il punto di misura e gli ostacoli vicini dovrà essere superiore a quattro volte l'altezza degli ostacoli stessi.

Per quanto riguarda i barometri, essi devono essere collocati in modo da essere immuni da sbalzi di temperatura e da vibrazioni e comunque lontano da apparati di riscaldamento o condizionamento. Inoltre non devono essere esposti a correnti d'aria o alla radiazione solare

diretta.

Il pluviometro è l'unico strumento che normalmente non viene alloggiato sul palo. Infatti nella sua localizzazione si deve tenere conto della necessità di evitare influenze da parte del territorio circostante (ad esempio, presenza di costruzioni, di tettoie, di alberi,..). Vanno infine preferite localizzazioni riparate dal vento. La distanza del pluviometro da strutture ed ostacoli non deve essere inferiore a 4 volte l'altezza degli stessi. L'imboccatura calibrata del pluviometro deve essere perfettamente orizzontale e ad una quota rispetto al suolo non molto elevata (circa 1 metro), ma sufficiente ad evitare che le gocce di pioggia rimbaltino dal suolo nel pluviometro.

Per collocare i radiometri, è importante evitare che essi si trovino in zone d'ombra, indotte da ostacoli presenti nella porzione di orizzonte E-NE ed W-NW passando da Sud. Vanno inoltre allontanati il più possibile da sorgenti luminose artificiali e da oggetti riflettenti, che potrebbero falsarne le misure.

I siti di misura del vento devono essere collocati in punti del territorio il più possibile immuni da effetti fluidodinamici di tipo locale (per esempio non dovrebbero essere collocati in canyon urbani o a ridosso di ostacoli schermanti i rilievi orografici, a meno che si sia interessati proprio allo studio di tali situazioni). Nel determinare il numero e la dislocazione sul territorio dei singoli punti di misura del vento, è opportuno fare riferimento ai seguenti criteri:

- nelle situazioni a topografia pianeggiante, i punti dovranno essere disposti il più regolarmente possibile su una maglia abbastanza larga (ad esempio 50-100 km);
- nelle situazioni topograficamente complesse (orografia e grandi specchi di acqua come i laghi) la maglia dovrà essere convenientemente infittita;
- ogni valle di una certa rilevanza dovrà possedere almeno una postazione meteorologica in fondovalle, lontana dai punti di confluenza delle valli laterali. Nella classiche situazioni di vallate ad Y sarà opportuno monitorare tutti e tre i rami per poter cogliere eventuali brezze di monte e di valle;
- nelle valli di maggiore estensione è opportuno porre anche qualche punto di misura su versanti opposti in modo da poter cogliere le varie brezze che vi si instaurano (venti catabatici ed anabatici);
- nei siti costieri, valgono le stesse considerazioni presentate per il caso di situazioni a topografia complessa con l'ulteriore indicazione di collocare sempre coppie di postazioni, una a ridosso della linea di costa e l'altra nell'entroterra ad una distanza di 2 ÷ 3 km dalla prima, collocata lungo una linea perpendicolare alla costa, questo per consentire di individuare lo sviluppo di un eventuale *TIBL*.

La misura della velocità e della direzione del vento viene effettuata ad una quota che dovrebbe essere scelta in modo tale da prevenire l'interferenza di ostacoli. A titolo indicativo, la quota di 10 m, tipica raccomandazione *WMO*, può continuare ad essere usata, anche se in realtà non è vincolante. Restano comunque aperti almeno altri due problemi. Intanto la pratica della misura a 10 m potrebbe essere totalmente errata quando nell'area in cui essa viene eseguita ci siano *alberi d'alto fusto*, infatti il punto di misura potrebbe essere entro la *canopy* delle piante e quindi non essere rappresentativo. In questo caso una regola di prima approssimazione potrebbe essere quella di elevare il punto di misura ad una quota di 1.5÷2 volte l'altezza media degli alberi. Poi, la misura del vento in *aree urbane* è di regola molto difficile. Escludendo la misura del vento nei *canyon* (se non per specifiche misure di ricerca volte alla taratura dei modelli di

dispersione degli inquinanti all'interno delle aree urbane) è possibile, anche se non completamente consigliabile, operare alla sommità degli edifici. A tal fine conviene:

- scegliere l'edificio in modo che la sua massima quota sia superiore a quella della maggior parte degli edifici adiacenti e comunque tale da non avere edifici più alti lungo la direzione dei venti prevalenti,
- l'edificio stesso determina una scia. Per minimizzare la distorsione di flusso causata da questo effetto, la quota di misura (contata a partire dalla sommità dell'edificio stesso) deve essere superiore di 1.5÷2 volte il valore determinato dalla relazione $H_c = 0.22\zeta^{2/3}\xi^{1/3}$ dove $\zeta = \min(h,w)$ e $\xi = \max(h,w)$ con h e w uguali rispettivamente all'altezza dell'edificio ed alla sua dimensione trasversale vista dal vento. Sia h che w devono essere espressi in metri.

Nella pratica è molto difficile trovare una zona completamente priva di ostacoli. In tal caso, volendo posizionare un punto di misura del vento ad una quota di 10 m, sarà necessario situarlo ad una distanza di almeno 10 -20 volte l'altezza media degli ostacoli.

I punti di misura al suolo della temperatura e della umidità relativa vanno collocati in corrispondenza di tutti i punti di misura anemologici.

Il campo di turbolenza è uno degli elementi principali, se non il più importante, per determinare l'entità e la distribuzione spazio-temporale dell'inquinamento atmosferico. In pratica il concetto di campo di turbolenza è costituito dall'insieme delle deviazioni standard delle tre componenti del vento e della temperatura, delle covarianze tra le componenti del vento e le covarianze tra le componenti del vento e la temperatura. I punti di misura saranno coincidenti con i punti di misura anemologici se, come si spera, nel futuro gli anemometri ultrasonici triassiali sostituiranno definitivamente quelli normali. Risulta quindi evidente che la misura (diretta o indiretta, a seconda della presenza o meno in sito dell'anemometro ultrasonico) dei parametri di turbolenza dovrà essere realizzata in ogni postazione in cui si misuri il vento.

L'importanza della misura di radiazione solare globale e di radiazione netta sta nel fatto che:

- è di aiuto nell'interpolazione dei dati di turbolenza al suolo, misurati dall'anemometro ultrasonico,
- permette, assieme ad un anemometro convenzionale e ad un termometro, la stima di prima approssimazione dei parametri che definiscono la turbolenza del *PBL* anche in assenza di anemometro ultrasonico, come si vedrà nel seguito,
- aiuta l'interpretazione dei processi di reattività fotochimica.

Per questo, tali sensori dovrebbero essere localizzati in ogni sito di misura anemologica.

2.7.4 Sondaggi in quota

Con questo termine ci si riferisce a tutte quelle tecniche tradizionali che consentono l'osservazione dell'evoluzione in quota delle principali variabili meteorologiche medie. Sono tecniche di varia complessità e costo, tutte accomunate dalla presenza di un *pallone* che trascina nel moto ascensionale degli strumenti meteorologici ed un sistema di acquisizione e trasmissione dati ridotto all'essenziale.

2.7.4.1 Palloni pilot

Questa tecnica è la più antica e permette di determinare in modo approssimato il valore in quota della velocità e della direzione del vento. In pratica si libera in volo un *pallone* (normalmente di colore rosso perché resti facilmente visibile) che sale con una velocità ascensionale costante e nota (in generale $150 \text{ m} \cdot \text{minuto}^{-1}$). A terra si segue il volo del pallone (detto *pilot*) con un normale teodolite e, a tempi fissati, si registra la posizione del pallone nel cielo. L'inseguimento continua finché il pallone resta visibile ed è quindi possibile determinarne la posizione. Questa è una tecnica quasi completamente manuale e richiede molta esperienza nel determinare con sufficiente precisione la posizione del pallone, soprattutto nella fase iniziale del volo. Una volta nota nei vari istanti di rilevazione la posizione del pallone, con semplici calcoli trigonometrici è possibile una stima del profilo verticale della velocità del vento.

2.7.4.2 Radiosonde

Questa tecnica usa palloni molto simili ai palloni *pilot*, ma di dimensione maggiore, e la sua caratteristica principale è quella di consentire l'aggancio al pallone di una *sonda non recuperabile* in cui sono integrati dei sensori per la misura della temperatura a bulbo secco (T_d), a bulbo umido (T_w) e per la misura della pressione, oltre che un sistema radiotrasmittente ridotto all'essenziale per trasmettere a terra i dati rilevati dagli strumenti a tempi fissi. Se si desidera, si può registrare la posizione del pallone durante il volo o attraverso un normale teodolite o più recentemente mediante un sistema *RADAR*. Prima del lancio, si rilevano tutte le variabili misurate dai sensori a bordo per averne i valori al suolo. Successivamente, il sistema di radiotrasmissione invia a terra i valori di tutte le variabili ai vari istanti t_i . Per associare il valore della temperatura e dell'umidità (anche della velocità e direzione del vento se si rileva anche la posizione spaziale della sonda) è necessario conoscere la altezza raggiunta dalla sonda stessa che si ottiene (come già visto) dalla conoscenza della pressione e della temperatura virtuale a due istanti successivi. Questa è attualmente la tecnica standard per la determinazione del profilo di temperatura e di umidità dell'aria e spesso con essa si determina pure il profilo in quota della velocità e direzione del vento. Il problema insito in questa tecnica è il costo, dato che le sonde, anche se costruite in maniera estremamente economica, non sono recuperabili e ciò determina costi di gestione comunque elevati.

2.7.4.3 Pallone frenato

Il *pallone frenato*, è un piccolo aerostato ancorato al suolo che può essere sollevato gradualmente e a volontà e che trasporta sensori meteorologici quasi convenzionali per la misura della temperatura e dell'umidità dell'aria, della pressione e della velocità e direzione del vento. La trasmissione dei dati acquisiti dai differenti sensori meteorologici si realizza con cavi che raggiungono il suolo, ancorati al cavo principale che tiene il pallone in posizione e che consente al pallone di alzarsi ed abbassarsi a volontà. Chiaramente le quote che un tale sistema può ragionevolmente raggiungere sono relativamente basse ($400 \div 800 \text{ m}$), tuttavia il fatto che possa esplorare con relativa libertà gli strati bassi del *PBL*, dotato di una strumentazione sicuramente più completa di quella che è possibile mettere su una radiosonda, ne ha fatto uno strumento molto usato ed prezioso nelle campagne micrometeorologiche. Questo sistema, però presenta alcuni seri problemi. Il primo problema risiede nel fatto che in situazioni di vento forte, l'aerostato tende a spostarsi molto in orizzontale, rendendo difficili e rischiose le manovre. Il secondo, molto grave, sta nel fatto che tale sistema è un serio pericolo alla navigazione aerea.

2.7.5 Sistemi Remote sensing

2.7.5.1 SODAR

Il SODAR è un sensore acustico in grado di misurare la velocità e la direzione del vento, la varianza della componente verticale del vento e l'eco di ritorno del suono, proporzionale alla turbolenza riscontrata nella colonna d'aria sovrastante (di alcune centinaia di metri). Nella sua forma più semplice, il SODAR è costituito da tre o più antenne radiali, orientate lungo direzioni accuratamente scelte (Fig. 2.63).

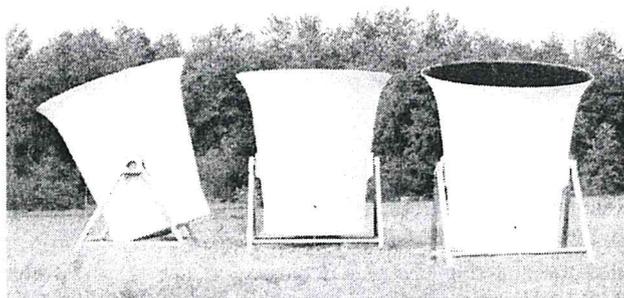


Fig. 2.63: SODAR tradizionale (Metek – GmbH)

Non è possibile in questa sede presentare in maniera esauriente la teoria su cui si basa il funzionamento del SODAR; al Lettore interessato si consiglia Mastrantonio (1996), Neff e Coulter (1985) ed i riferimenti ivi citati. L'unica cosa che si può aggiungere è che dal SODAR è possibile ottenere il profilo verticale delle velocità del vento e della direzione, il profilo verticale di σ_w ed il profilo verticale dell'eco di ritorno da cui si può stimare il grado di turbolenza della porzione di PBL analizzata, normalmente dell'ordine di poche centinaia di metri.

2.7.5.2 RASS

Il sistema radioacustico RASS è dedicato alla determinazione dei profili verticali di temperatura virtuale. Dettagli su tale sistema possono essere trovati in Kaimal e Finnigan (1994) e Bonino e Trivero (1982). La misura del profilo termico verticale è basata sull'interazione di onde acustiche ed elettromagnetiche nell'atmosfera. Nella sua essenza il metodo consiste di un potente generatore acustico che lancia verso l'alto un breve treno d'onde sinusoidali. La velocità istantanea con cui questo segnale si innalza dipende dalla radice quadrata della temperatura locale. Questa velocità viene continuamente rilevata da terra mediante un radar Doppler. Il rilevamento è reso possibile dal fatto che l'intensa pressione dell'onda acustica influisce localmente sull'indice di rifrazione elettromagnetico dell'aria in modo da dar luogo ad un radioeco. Il diagramma delle velocità misurate in funzione del tempo trascorso dal momento del lancio dell'impulso acustico, permette di tracciare direttamente l'andamento della temperatura in funzione della quota.

2.7.5.3 WIND PROFILER

I profilatori radar della velocità del vento si basano (Kaimal e Finnigan, 1994) sulla controparte

radio dell'effetto sfruttato dal *SODAR*. Un segnale radio, emesso in una direzione, subisce per una (minima) parte una riflessione retrograda, la cui intensità ed il cui spostamento Doppler rispetto all'onda emessa forniscono informazioni utili sulla velocità media e sui momenti del secondo ordine della velocità del vento lungo la direzione di misura. Combinando diverse direzioni di misura è possibile ricavare una stima della velocità del vento in orizzontale, a varie quote sulla verticale. Data la piccola intensità della riflessione dei segnali radar, se confrontati con le loro controparti sonore, il rapporto segnale/rumore è molto più basso nel caso dei profilatori, rispetto a quanto si può osservare con i *SODAR*. D'altra parte, il tempo di propagazione dei segnali radar è enormemente più basso di quello delle onde sonore e ciò permette una velocità di campionamento molto maggiore. A sua volta, questo permette una efficace eliminazione di buona parte del rumore originario ed a ciò il profilatore deve la sua esistenza nel mondo reale. I profilatori si dividono in due categorie a seconda delle frequenze radio impiegate. Il primo tipo, che permette misure a quote molto elevate, ha un passo tra le quote tanto grande da risultare di poca utilità nello studio del *PBL*. Il secondo tipo, che opera a frequenze dell'ordine dei 915 Mhz, pari a quelli usate in vari *RASS*, permette una risoluzione molto più fine del primo e, soprattutto, è caratterizzato da una intensità di diffusione retrograda che cade praticamente a 0 sopra il *PBL*. La quota z_i può quindi essere stimata come quella che compete alla più alta misura di velocità del vento (significativamente) maggiore di zero. Maggiori dettagli si possono trovare in Chadwick e Gossard (1985) e Kropfli (1985).

2.8 ELABORAZIONE DI BASE DEI DATI

Nella stazione meteorologica individuata resta aperto ancora un problema: come realizzare un Software che consenta

- l'interrogazione periodica, l'acquisizione e la conversione analogico/digitale dei segnali prodotti dai vari sensori analogici presenti,
- l'acquisizione dei segnali digitali, provenienti dai sensori digitali,
- la verifica di validità delle singole misure elementari acquisite,
- l'elaborazione dei vari dati elementari per ottenere i principali indicatori statistici di interesse (principalmente valori medi, varianze, covarianze),
- la verifica della realistica degli indicatori statici così ottenuti,
- la stima dei principali parametri che definiscono la turbolenza del *PBL*,
- la presentazione all'utente delle informazioni meteorologiche ottenute,
- l'archiviazione locale dei dati acquisiti e delle elaborazioni realizzate,
- la trasmissione delle elaborazioni realizzate.

Si consideri per semplicità una stazione meteorologica al suolo, in cui *non* siano presenti sistemi *remote sensing*. Una tale stazione, di regola, dovrebbe essere equipaggiata sia con sensori di tipo tradizionale (a risposta lenta) che con sensori a risposta veloce, in particolare l'anemometro ultrasonico. Compito di una stazione meteorologica è l'acquisizione periodica e programmata dei *segnali* provenienti dai sensori meteorologici della stazione, la loro elaborazione per ottenere i rispettivi valori medi e gli altri parametri di interesse e la loro trasmissione ad un centro di controllo. Ci sono due problemi insiti in questa definizione funzionale.

Il *primo problema* sta nel fatto che ciò che interessa è conoscere i valori medi delle principali variabili meteorologiche e la loro variabilità nel tempo, descritta attraverso appropriati parametri. E' quindi fondamentale che il *SW* di stazione operi tenendo conto del fatto che dovrà *osservare* i segnali meteorologici in una finestra temporale di ampiezza T prefissata (*periodo di mediazione*, tipicamente 1 ora). Durante questo periodo di tempo dovrà raccogliere i dati

elementari dai vari sensori presenti e, al termine del periodo, dovrà elaborarli, verificarne la validità, archivarli localmente e consentirne la trasmissione. Il SW deve quindi operare un'elaborazione statistica dei dati elementari, ma perché tale elaborazione abbia un senso statistico, è necessario che il numero di campioni elaborati sia sufficientemente elevato.

Da qui sorge il *secondo* problema. Il numero dei campioni di segnale considerati dipende dalla frequenza f_c a cui vengono interrogati i sensori (*frequenza di campionamento*). A sua volta tale frequenza di campionamento dipende dalla velocità di risposta dei vari sensori. Normalmente i sensori presenti in una stazione meteorologica sono sia di tipo veloce che di tipo lento e ciò richiede, in generale, due frequenze di campionamento differenti. Alla luce di quanto detto, il SW di stazione opererà nel modo indicato nello schema a blocchi di Fig.2.64. Per i dettagli relativi agli argomenti cui si riferisce la Fig. 2.64 si rimanda a Sozzi e al. (2002). Qui ci si limiterà a trattare solo il problema dell'elaborazione primaria dei dati meteorologici.

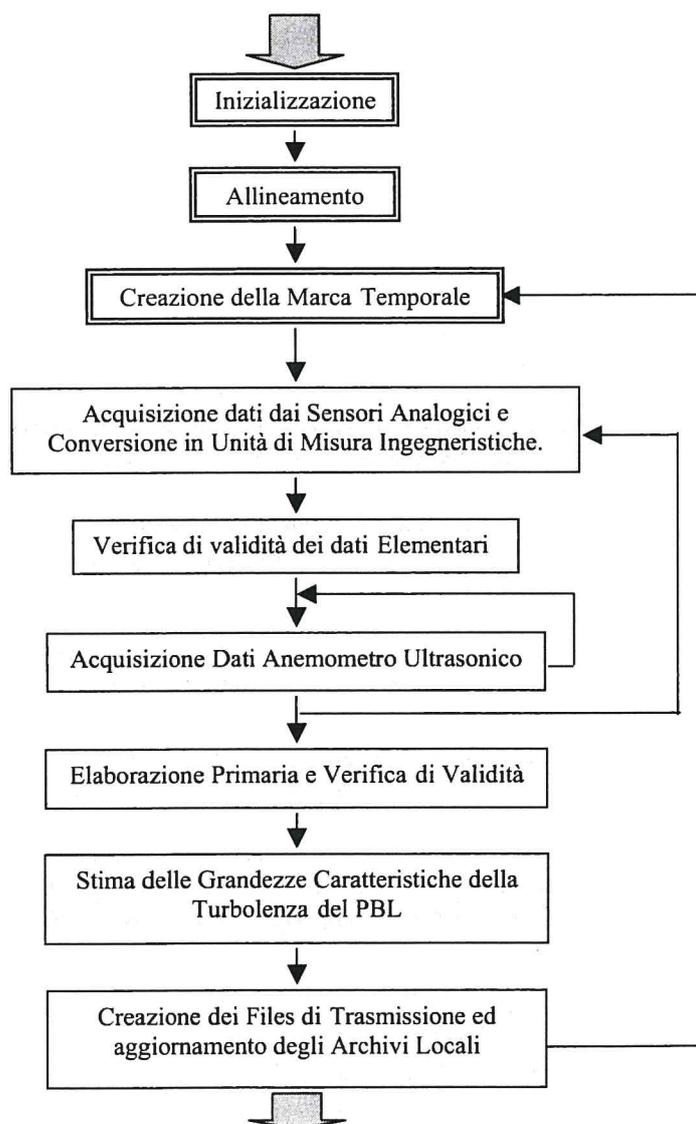


Fig. 2.64: struttura funzionale del SW di una Stazione Meteorologica.

I dati elementari validi raccolti nell'intervallo di mediazione dovranno subire un'elaborazione primaria per determinare il valore dei principali indicatori statistici di interesse, che sono i valori medi e le varianze. Quando i dati provengono da sensori dedicati alla determinazione diretta della turbolenza (come per esempio l'anemometro sonico), le elaborazioni saranno più complesse e richiederanno anche la stima delle covarianze, tuttavia di ciò si tratterà estesamente successivamente a proposito della tecnica *Eddy-Covariance*.

La condizione necessaria per poter effettuare l'elaborazione primaria è che il numero di dati validi disponibili nel periodo di mediazione considerato sia sufficiente dal punto di vista statistico. US-EPA (1987) consiglia di effettuare l'elaborazione primaria dei dati solo se le misure elementari disponibili nel periodo di mediazione sia non inferiore al 75% del numero di dati teorici del periodo.

Per le grandezze scalari come per esempio la temperatura, l'umidità, la radiazione globale, la radiazione netta e la pressione, gli indicatori statici di interesse sono il valor medio e, se le caratteristiche dinamiche del sensore lo consentono, la varianza (o la deviazione standard) e la covarianza tra variabili scalari.

La stima del valore medio (cioè il valore atteso della media) di una generica variabile scalare T si realizza impiegando il normale concetto di media aritmetica, cioè detto N il numero di dati validi nel periodo e T_j il generico dato istantaneo, il valor medio della variabile è dato da:

$$\bar{T} = 1/N \sum_{j=1}^N T_j \quad [2.128a]$$

La stima della varianza della variabile T (cioè il valore atteso della varianza) è data dalla relazione:

$$\sigma_T^2 = 1/(N-1) \sum_{j=1}^N [T_j - \bar{T}]^2 \quad [2.128b]$$

Nota la varianza di T , la relativa deviazione standard è la radice quadrata della varianza.

Se si considerano due variabili meteorologiche scalari x e y , la stima della loro covarianza (cioè il valore atteso della covarianza) è dato dalla relazione seguente:

$$\overline{x'y'} = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N [(x_j - \bar{x}) \cdot (y_j - \bar{y})] \quad [2.128c]$$

Si considerino, ora, solo i dati ottenuti o dalla coppia anemometro a coppe-vane o da un anemometro triassiale meccanico (come l'anemometro Gill UVW). Nel primo caso i dati elementari disponibili sono costituiti dalle coppie (u_j, θ_j) dove u_j è il modulo della proiezione orizzontale del vettore vento e θ_j è la direzione di provenienza rispetto al Nord. Si definisce velocità scalare media del vento la variabile seguente:

$$V_{scal} = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N u_j \quad [2.129a]$$

e la relativa deviazione standard è pari a:

$$\sigma_{vel} = \sqrt{1/N \cdot \sum_{j=1}^N (u_j - V_{scal})^2} \quad [2.129b]$$

dove si è sostituito il termine $1/(N-1)$ col termine $1/N$, dato che normalmente il numero di campioni N nell'intervallo di mediazione è elevato.

Considerando il vento come una variabile vettoriale (bidimensionale, in questo caso), è anche possibile una diversa definizione di vento medio. In particolare, in corrispondenza ad ogni coppia (u_j, θ_j) sono definibili le due componenti orizzontali del vettore vento, la componente v_{xj} , diretta lungo l'asse x (con orientamento $W-E$, positivo verso E) e la componente v_{yj} , diretta lungo l'asse y (con orientamento $S-N$, positivo verso Nord), nel modo seguente:

$$v_{xj} = -u_j \sin(\theta_j) \quad v_{yj} = -u_j \cos(\theta_j) \quad [2.129c]$$

da cui la velocità vettoriale del vento è definita nel modo seguente:

$$V_{vet} = \sqrt{\left\{ \left(\frac{1}{N} \sum_{j=1}^N v_{xj} \right)^2 + \left(\frac{1}{N} \sum_{j=1}^N v_{yj} \right)^2 \right\}} \quad [2.129d]$$

Per la direzione media del vento sono state proposte varie definizioni (US_EPA 2000). Una delle più interessanti e più usate è la seguente (direzione media prevalente del vento):

$$\overline{\theta}_p = \tan^{-1}(U_x/U_y) + \phi \quad [2.129e]$$

dove:

$$\phi = \begin{cases} +180^\circ & \text{se } \tan^{-1}(U_x/U_y) < 180^\circ \\ -180^\circ & \text{se } \tan^{-1}(U_x/U_y) \geq 180^\circ \end{cases} \quad [2.129f]$$

e

$$U_x = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \left(\frac{v_{xj}}{\sqrt{(v_{xj})^2 + (v_{yj})^2}} \right) \quad U_y = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \left(\frac{v_{yj}}{\sqrt{(v_{xj})^2 + (v_{yj})^2}} \right) \quad [2.129g]$$

Un'altra definizione usata, detta direzione media vettoriale del vento, è la seguente:

$$\overline{\theta}_v = \tan^{-1} \left(\left\{ \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N v_{xj} \right\} / \left\{ \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N v_{yj} \right\} \right) + \Phi \quad [2.129h]$$

dove Φ è sempre calcolabile mediante la (2.129f).

Se il sensore che misura la direzione del vento ha una dinamica accettabile, è anche possibile una stima della deviazione standard della direzione del vento. Non è immediato definire un metodo univoco per la determinazione della deviazione standard (o della varianza) della direzione di provenienza del vento, dato che la direzione del vento è una *variabile circolare*. Per una introduzione all'analisi statistica dei dati circolari si rimanda a Fisher (1993), mentre in Weber (1991e 1997), in Ibarra (1995) e Fisher (1987) vengono trattati i problemi specifici della direzione del vento. Il risultato di tutto questo lavoro è stata l'individuazione di parecchi metodi per il calcolo della deviazione standard della direzione del vento (Weber, 1992; Mori, 1986).

Dal confronto eseguito sui differenti metodi (Turner,1986) la definizione più convincente è la *deviazione standard della direzione del vento secondo Yamartino* (Yamartino,1984):

$$\sigma_{\theta_1} = \text{sen}^{-1}(\varepsilon) \cdot [1 + 0.1547\varepsilon^3] \quad [2.129i]$$

e:

$$\varepsilon = \sqrt{1 - \left\{ \left(\frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \frac{v_{xj}}{\sqrt{(v_{xj})^2 + (v_{yj})^2}} \right)^2 + \left(\frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \frac{v_{yj}}{\sqrt{(v_{xj})^2 + (v_{yj})^2}} \right)^2 \right\}} \quad [2.129j]$$

Nel caso in cui si utilizzzi un anemometro triassiale, i dati disponibili saranno le terne (v_{xj}, v_{yj}, v_{zj}) . Pertanto, la *velocità media scalare del vento* sarà data dalla relazione seguente:

$$V_{scal} = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \sqrt{(v_{xj})^2 + (v_{yj})^2} \quad [2.129k]$$

e la relativa *deviazione standard* sarà data da:

$$\sigma_{vel} = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \left\{ \sqrt{(v_{xj})^2 + (v_{yj})^2} - V_{scal} \right\}^2} \quad [2.129l]$$

Dato che un anemometro triassiale consente la misura della componente del vento v_{zj} , il valore medio di tale componente sarà determinato dalla (2.128a) e la relativa deviazione standard dalla (2.128b). Le covarianze fra le componenti orizzontali del vento e la componente verticale potranno essere valutate mediante la (2.128c).

2.9 STIMA DELLA TURBOLENZA ATMOSFERICA

Qui di seguito vengono presentati i metodi più utilizzati per stimare i parametri caratteristici della turbolenza del *PBL*. Per prima cosa si concentrerà l'attenzione sulla determinazione della lunghezza di rugosità e della *zero-plane displacement height* (d) e si presenteranno i metodi più frequentemente impiegati per la loro quantificazione a partire da diversi tipi di misura. Si considereranno, poi, i parametri che caratterizzano la turbolenza del *SL*, come la velocità di frizione u_* , la temperatura di scala T_* , il flusso turbolento di calore sensibile H_0 e la lunghezza di Monin-Obukhov L (o meglio il parametro di stabilità z/L). Da ultimo si introdurrà il problema pratico della determinazione dell'estensione verticale del *PBL* convettivo e stabile a partire dalle misure che attualmente possono essere realizzate in quota. Quest'ultimo argomento è il più delicato e complesso e presenteremo in questa sede solo quei metodi che possono essere applicati disponendo di misure meteorologiche realizzabili di routine.

2.9.1 Stima dei parametri di rugosità superficiale

Nelle Relazioni di Similarità del profilo verticale di velocità media del vento u , di temperatura potenziale θ e di umidità q sono presenti i *parametri di rugosità* z_{0m} , z_{0h} e z_{0q} e la *zero-plane displacement height* d che, globalmente, possono essere indicati col termine *parametri della rugosità superficiale*. L'obiettivo che ci si pone è la loro determinazione sperimentale.

Innanzitutto, vengono presentati i metodi che consentono a determinazione di z_{0m} e solo successivamente viene considerato d , rilevante solo in presenza di vegetazione ad alto sviluppo verticale ed all'interno della città. Per ulteriori dettagli sull'argomento e per quanto riguarda z_{0h} e z_{0q} si rimanda a (Sozzi e al., 2002).

2.9.1.1 Stima della lunghezza di rugosità

Per la stima di z_{0m} sono stati proposti diversi metodi operativi a seconda delle misure disponibili. Come primo caso, si ipotizzi di disporre ad una quota z (entro il SL) della sola misura della velocità media del vento u e della relativa deviazione standard σ_u (ottenuta da un anemometro con caratteristiche dinamiche adeguate). Se, si considerano solo situazione *circa adiabatiche* (in pratica situazioni con velocità del vento superiore a $5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$), vale la Relazione di Similarità:

$$\sigma_u / u_* = 2.5 \quad [2.130a]$$

Ottenendo u_* dalla relazione precedente, inserendola nella relazione di Similarità del profilo verticale del vento, trascurando d e ricordando che Ψ_m è nullo all'adiabaticità, si ha:

$$z_{0m} = z / \exp[u / \sigma_u] \quad [2.130b]$$

La misura di z_{0m} è rappresentativa di quanto hanno incontrato sopravvento le masse d'aria in avvicinamento al punto di misura, pertanto è possibile e normale che tale parametro *vari con la direzione di provenienza del vento*. Questa considerazione rende quindi necessario realizzare una stima di rugosità con la (2.130bc) per ogni direzione di provenienza del vento. Sperimentalmente si nota che, se si considerassero N misure, relative alla medesima direzione di provenienza del vento, dalla (2.130b) si otterrebbero in generale N valori differenti di z_{0m} a causa degli inevitabili errori di misura. Sarà quindi indispensabile caratterizzare ogni singola direzione di provenienza del vento con un valore caratteristico di z_{0m} , che potrà essere o il *valor medio* delle stime realizzate o, meglio, *la loro mediana*. Ovviamente, non si potranno considerare veramente tutte le possibili direzioni di provenienza del vento, quindi sarà necessario suddividere l'intero orizzonte attorno al punto di misura in *settori*. Tale scelta può essere la più varia possibile e dovrà essere adeguata alle caratteristiche morfologiche del territorio. Nel caso di un territorio piano e regolare, una scelta opportuna potrà essere per esempio quella di suddividere l'intero orizzonte in un numero (generalmente 8 o 16) di settori angolari regolari centrati sulle direzioni cardinali.

Se invece di un anemometro tradizionale, fosse disponibile alla quota z un anemometro ultrasonico in grado (con la tecnica *Eddy-Covariance*, di cui si tratterà nel seguito) di stimare non solo u , ma anche u_* , H_0 e z/L , allora (Sozzi e al., 1998) si può usare direttamente la relazione di Similarità per il profilo verticale del vento nel SL senza preoccuparsi delle condizioni di stabilità. In questo caso, infatti, si ha che:

$$z_{0m} = z / \{ku / u_* + \Psi_m(z/L)\} \quad [2.131]$$

In pratica, si opererà come indicato in precedenza, con la differenza che invece di considerare solamente le situazioni adiabatiche, si potranno considerare, almeno in teoria, tutte le situazioni misurate. In pratica è conveniente considerare solo situazioni con velocità del vento superiore a $2\div 3 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, in modo da evitare di considerare casi con $|z/L|$ troppo elevato (o troppo convettivi o troppo stabili) per i quali la correzione $\Psi_m(z/L)$ risulta eccessivamente alta.

Quando è nota la misura della velocità del vento ad N quote di misura z_j e non si ha una stima di z/L (cioè quando si usano solo anemometri tradizionali), si può comunque determinare z_{0m} . Infatti, in condizioni prossime all'adiabaticità (in pratica, situazioni con velocità del vento a 10 metri superiore a $5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$) si ha che per una generica quota z_j vale la relazione:

$$u_j = u_* / k \cdot \ln(z_j) - u_* / k \cdot \ln(z_{0m}) \quad [2.132a]$$

che è una *relazione lineare* tra u_j e $\ln(z_j)$ del tipo $u_j = a_0 + a_1 \ln(z_j)$. Se si considerano le N coppie $(u_j, \ln(z_j))$ per tutte le quote di misura, l'applicazione del *Metodo dei Minimi Quadrati* consente di determinare i coefficienti a_0 ed a_1 della retta di regressione, legati a u_* e z_{0m} dalle relazioni:

$$a_0 = -u_* / k \cdot \ln(z_{0m}) \quad a_1 = u_* / k \quad [2.132b]$$

da cui si ottiene:

$$z_{0m} = \exp[-a_0 / a_1] \quad [2.132c]$$

2.9.1.2 Determinazione del zero-plane displacement height

Il parametro d (*zero-plane-displacement height*) è di determinazione molto più difficoltosa. Il modo più comodo ed approssimato quando si abbia a che fare con una vegetazione di altezza uniforme h_v , è di porre, $d = 2/3 \cdot h_v$. Determinazioni più precise, fondate su misure realizzate prevalentemente all'interno della *canopy* vegetale, sono state proposte da Lo (1989 e 1995) e da Zoumakis (1992 e 1993) a cui si rimanda per i dettagli.

Un metodo basato sulle misure di velocità del vento è stato proposto da Stull (1988) secondo cui, disponendo dalla misura della velocità del vento a 3 quote differenti, il valore di d si ottiene risolvendo la seguente equazione in forma implicita:

$$\frac{u_2 - u_1}{u_3 - u_1} \ln\left(\frac{z_3 - d}{z_1 - d}\right) = \ln\left(\frac{z_2 - d}{z_1 - d}\right) \quad [2.133]$$

All'apparenza questo metodo sembra di semplice applicazione, tuttavia, perché possa realmente produrre una stima di d , è necessario che la misura delle velocità venga fatta con una precisione veramente molto elevata, soprattutto se le quote di misura sono relativamente vicine.

2.9.2 Stima della turbolenza atmosferica

2.9.2.1 Metodo Eddy-Covariance

Il Metodo delle Correlazioni Turbolente (*Eddy-Covariance Method ECM*) è l'unico metodo nel dominio del tempo che consenta la determinazione diretta dei principali parametri che descrivono la turbolenza del *PBL*. Una stazione meteorologica che consente l'impiego del metodo *ECM* deve possedere un sensore a risposta rapida che misuri le tre componenti del vento e la temperatura (potenziale) dell'aria θ o meglio la sua temperatura potenziale virtuale θ_v . Normalmente, in una stazione *ECM* il sensore principale è l'anemometro ultrasonico triassiale. Inoltre, una stazione *ECM* deve essere dotata di un sistema di interrogazione e di acquisizione delle misure elementari (*polling*) capace di acquisire con un *periodo di campionamento* Δt

molto ridotto ($0.1 \div 0.05$ s) e quindi con una *frequenza di campionamento* f_m elevata ($10 \div 20$ Hz). Il metodo ECM all'apparenza è molto semplice e si può presentare fondamentalmente nel modo seguente. Si supponga di considerare un sito piano e regolare in cui le linee di corrente del flusso d'aria siano regolari (cioè parallele alla superficie e rettilinee) e di misurare in un periodo di mediazione T le tre componenti del vettore vento (u, v, w) e la temperatura potenziale virtuale θ . Si supponga, inoltre che:

- il periodo T sia *abbastanza lungo* da consentire una stima statisticamente corretta delle varianze e delle covarianze delle grandezze di interesse, però nel contempo *sufficientemente breve* da consentire di ritenere stazionario lo stato complessivo del PBL;
- in T il vettore vento e le altre grandezze siano misurate con la massima precisione possibile da sensori ideali di ordine zero (o al massimo del primo ordine);
- si misuri il vento rispetto ad un *sistema di riferimento cartesiano ortogonale* tale che l'asse x sia orientato lungo la direzione media del vento, che l'asse y sia collocato nel piano orizzontale e perpendicolare ad x e che, infine, l'asse z sia verticale al piano formato dagli assi x e y . La componente del vento nella direzione x sia u , nella direzione y sia v e nella direzione z sia w . In questo sistema di riferimento, per definizione, si ha che $\bar{v} = 0$ e $\bar{w} = 0$.

Ad ogni istante t , appartenente al periodo di mediazione T , ognuna delle variabile di interesse (u, v, w, θ) può essere considerata la *somma di un valore medio e di una fluttuazione turbolenta*, secondo l'ipotesi di Reynolds. Inoltre, in T saranno disponibili N misure per ciascuna variabile corrispondenti agli istanti temporali $t_0 + \Delta t, t_0 + 2\Delta t, \dots, t_0 + N\Delta t$. Se N è sufficientemente elevato, la *deviazione standard* di una generica variabile α e la *covarianza* tra le generiche variabili α e β potranno essere accuratamente stimate dalle relazioni seguenti:

$$\sigma_\alpha = \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_{k=1}^N [(\alpha_k - \bar{\alpha})^2]} \quad [2.134a]$$

$$\overline{\alpha' \beta'} = \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_{k=1}^N [(\alpha_k - \bar{\alpha}) \cdot (\beta_k - \bar{\beta})]} \quad [2.134b]$$

in cui:

$$\bar{\alpha} = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N \alpha' \quad \text{e} \quad \bar{\beta} = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N \beta' \quad [2.134c]$$

Se tutte queste ipotesi sono rispettate, dalle relazioni precedenti è semplice la stima della *Matrice di Varianza-Covarianza* del vento che, nella situazione considerata con linee di flusso regolari e parallele al suolo e con l'asse x parallelo alla direzione media del vento, diventerà:

$$\mathbf{M} = \begin{bmatrix} \sigma_u^2 & 0 & \overline{u' w'} \\ 0 & \sigma_v^2 & 0 \\ \overline{u' w'} & 0 & \sigma_w^2 \end{bmatrix} \quad [2.134d]$$

In modo analogo si può calcolare il vettore della covarianza tra il vento e θ :

$$\mathbf{V1} = \begin{bmatrix} \overline{u'\theta'} \\ \overline{v'\theta'} \\ \overline{w'\theta'} \end{bmatrix} \quad [2.134e]$$

I parametri caratteristici della turbolenza del *PBL* (o meglio del *SL*) sono in relazione con alcuni elementi di \mathbf{M} e di $\mathbf{V1}$. In particolare, *in questa situazione ideale*, si ha che:

- la *velocità di frizione* u_* , definita come:

$$u_* = \sqrt{-\overline{u'w'}} \quad [2.135a]$$

- il *flusso turbolento di calore sensibile* H_0 , definito come:

$$H_0 = \rho C_p \overline{w'\theta'} \quad [2.135b]$$

dove ρ è la densità dell'aria e C_p è il calore specifico a pressione costante dell'aria

L'interesse principale del metodo *ECM* è la determinazione dei parametri che definiscono la turbolenza del *SL* e quindi è chiaro che le misure devono essere realizzate in questa parte del *PBL*. Dato che normalmente la sua estensione verticale tipica può essere stimata in circa il 10% dell'estensione verticale dell'intero *PBL*, è evidente che una quota di 2÷20 metri sarà una quota di misura appropriata. Tuttavia tutto ciò è valido solo quando il territorio è piano e omogeneo dal punto di vista della rugosità superficiale. E' normale, però, incontrare situazioni in cui si alternano porzioni di territorio con rugosità superficiali molto differenti. In questo caso si è visto sperimentalmente che sottovento alla linea di discontinuità che separa zone a rugosità differente si genera un Strato Limite Interno (*Internal Boundary Layer IBL*) che separa la parte di aria sottostante, adattata più o meno alla nuova situazione territoriale, dalla parte di aria superiore che *ancora ricorda* le caratteristiche del territorio incontrato sopravvento. Di questo fenomeno già si è trattato e per i dettagli si rimanda al punto 2.6.2. In pratica la quota di misura dovrà essere congruente col *fetch* caratteristico del luogo determinabile con le (2.117). *In termini pratici*, il punto di misura dovrà stare ad una quota z tale che $z \leq 0.1 \cdot \delta(x_f)$. *Se non si conosce la rugosità superficiale, è possibile anche utilizzare il criterio seguente, molto più approssimato: z non può essere maggiore di $x_f/100$.*

Un'ipotesi che normalmente non si verifica nella realtà è che le linee di flusso del fluido siano regolari e che l'asse x rispetto a cui sono riferite le misure del vento sia diretto lungo la direzione media del flusso d'aria. In primo luogo è evidente che l'anemometro non può continuamente muovere il proprio sistema di riferimento seguendo il costante variare della direzione media del vento e pertanto è inevitabile che le sue misure vengano realizzate rispetto ad un sistema di riferimento cartesiano *fisso* nello spazio e nel tempo (il *sistema di riferimento strumentale*), normalmente coincidente col sistema di riferimento meteorologico in cui x è diretto nella direzione E-W (positivo verso E), y è diretto nella direzione S-N (positivo verso N) e z nella direzione Basso-Alto (positiva verso l'alto). Il problema principale è che spesso le linee di flusso non sono né semplici né regolari, soprattutto in presenza di orografia, anche poco marcata. Quando capita ciò (e questa situazione è molto più comune di quanto si possa pensare) è necessario cercare un sistema di riferimento più appropriato. Una presentazione abbastanza dettagliata di questo tema si può trovare in Kaimal e Finnigan (1994). E' intuitivo che un sistema di riferimento appropriato per analizzare le misure del vento potrebbe essere un sistema di riferimento cartesiano locale (x,y,z) con l'asse x parallelo alla linea di flusso che passa per il

punto di misura (linea di flusso che però cambia col tempo). In questo modo, se u è la componente istantanea rispetto a x , v è la componente rispetto a y e w è la componente rispetto a z , \bar{u} sarà esattamente uguale alla velocità media del vento nel punto di misura e $\bar{v} = \bar{w} = 0$, quindi, le componenti cartesiane in questo nuovo sistema del vettore istantaneo vento nel punto di misura saranno $(\bar{u} + u', v', w')$. Dal punto di vista pratico sarà necessario realizzare alcune rotazioni del sistema di riferimento ed in particolare:

- si realizza una prima rotazione degli assi x e y attorno a z , producendo un nuovo sistema x_1, y_1, z_1 per cui $\bar{v}_1 = 0$. L'angolo di rotazione sarà:

$$\theta = \tan^{-1}(\bar{v}/\bar{u}) \quad [2.136a]$$

- si effettua una nuova rotazione di x_1 e z_1 attorno a y_1 , producendo un nuovo sistema di riferimento x_2, y_2, z_2 . L'obiettivo è quello di rendere nullo $\bar{w}_2 = 0$ e questo si realizza con un angolo di rotazione pari a:

$$\varphi = \tan^{-1}(\bar{w}_1/\bar{u}_1) \quad [2.136b]$$

A questo punto x_2 risulta parallelo alla direzione del vento medio, però y_2 e z_2 presentano ancora una direzione che dipende dal sistema di riferimento strumentale. In pratica si risolve questa indeterminazione operando una nuova rotazione (Kaimal e Finnigan, 1994). Per maggiori dettagli sull'argomento si rimanda a Sozzi e Favaron, 1996; Aubinet e al., 1998 dove è possibile anche trovare tutte le formule utili per realizzare le rotazioni indicate e per determinare i vari termini della matrice di varianza-covarianza.

Il metodo *ECM* si fonda completamente sulla possibilità di determinare il valor medio di una variabile meteorologica. A tal proposito è importante ricordare che l'ipotesi base su cui si fonda il metodo *ECM* è che una variabile ϕ possa essere considerata come la sovrapposizione di:

- un valor medio $\bar{\phi}$ che, almeno in teoria, non dovrebbe variare nel tempo,
- una fluttuazione turbolenta ϕ' variabile ad ogni istante. L'ipotesi principale che si fa attorno alle fluttuazioni ϕ' è che siano delle *realizzazioni* di un *processo stocastico stazionario a media nulla*. Ciò implica che ad ogni istante t la fluttuazione sarà differente, però i parametri principali che ne descrivono la statistica (per esempio i momenti di vario ordine) dovranno mantenersi costanti nel tempo.

Questo non avviene nella realtà e ciò che si può vedere è che col tempo il valor medio delle variabili meteorologiche può variare, anche se lentamente. Un esempio tipico è la temperatura dell'aria che varia durante il giorno a seconda della disponibilità di radiazione solare. Un'altra cosa evidente è che la statistica del processo stocastico varia lentamente nel tempo: durante le 24 ore del giorno normalmente si passa da situazioni convettive, caratterizzate da varianze molto elevate, a situazioni stabili notturne in cui le varianze assumono valori molto inferiori. Ciò che si nota, quindi, è una lenta evoluzione temporale che però può diventare molto più rapida in particolari situazioni meteorologiche (passaggi di fronti, instabilità a mesoscala, ecc.). In pratica, l'applicazione del metodo *ECM* si fonda *sull'ipotesi che l'evoluzione temporale media di una variabile meteorologica sia sempre molto lenta e che sia sempre possibile definire un tempo T in cui il fenomeno si possa definire praticamente stazionario.*

Apparentemente, in un periodo T piccolo, il fenomeno considerato dovrebbe essere meno irregolare e quindi più stazionario, tuttavia se T è esageratamente piccolo la stima della varianza di una generica variabile potrebbe essere molto differente da quella vera. Se si riprendono in considerazione le osservazioni fatte al punto 2.1.3.6, la scelta naturale per il periodo di mediazione risulta essere definita dallo *spectral-gap* individuabile nello spettro della velocità del vento al suolo. Come già si è dimostrato, da queste considerazioni si può affermare che T dovrà stare nell'intervallo 15÷60 minuti. Ciò porta, però, come conseguenza una variazione più o meno accentuata del valor medio delle variabili meteorologiche (*trend*). Quindi l'impiego diretto delle (2.13a) e (2.135) può produrre stime della varianza e delle covarianze abbastanza distanti dalla realtà (Panofsky e Dutton, 1984). Per questo è necessario individuare dei metodi per eliminare i *trend* dalle variabili. Oltre al metodo proposto da McMillen (1988) basato sull'impiego di un *filtro numerico RC passa-basso*, molto spesso è impiegato il metodo della regressione lineare alla base del quale c'è l'ipotesi che *qualunque tipo di evoluzione lenta di un segnale meteorologico nel periodo di mediazione T possa essere approssimata da un andamento lineare*. Pertanto, se si considera una variabile x_i , misurata agli istanti $t_i = i\Delta t$, è facile definire la retta di regressione come:

$$\bar{x}_i = \bar{x} + b \left(t_i - \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N t_j \right) \quad [2.137a]$$

$$b = \left\{ \sum_{k=1}^N x_k t_k - \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N x_k \sum_{k=1}^N t_k \right\} / \left\{ \sum_{k=1}^N t_k t_k - \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N t_k \sum_{k=1}^N t_k \right\} \quad [2.137b]$$

e \bar{x} si calcola con la (2.134a). Quando si usa questo metodo di *detrending*, la fluttuazione di x_i al tempo t_i è $x'_i = x_i - \bar{x}_i$ ed è semplice verificare che il suo valore medio in T è nullo.

Per una trattazione dettagliata del metodo ECM si rimanda a Sozzi e al. (2002). In sintesi, i differenti parametri caratteristici della turbolenza del SL sono caratterizzati come segue.

La velocità di frizione.

Rimandando alla Letteratura scientifica per ulteriori dettagli (Weber, 1999), si ha che:

$$u_* = \left[\overline{u'w'^2} + \overline{v'w'^2} \right]^{1/4} \quad [2.137a]$$

Quindi per stimare u_* è necessario conoscere le covarianze tra le componenti orizzontali e la componente verticale del vento.

Il flusso turbolento di calore sensibile.

La sua definizione è la seguente:

$$H_{0v} = \rho C_p \overline{w'\theta_v'} \quad [2.137b]$$

La lunghezza di Monin-Obukhov

La *lunghezza di Monin-Obukhov* L definita come (Stull, 1988 e Garratt, 1992):

$$L = - \frac{\overline{\theta_v'}}{kg} \cdot \frac{u_*^3}{\overline{w'\theta_v'}} \quad [2.137c]$$

in cui $\overline{\theta'_v}$ è la temperatura potenziale virtuale media nel SL , k è la costante di von Karman e g è l'accelerazione di gravità. Equivalente alla (12.19a) è la definizione seguente di L :

$$L = -\frac{\rho C_p \overline{\theta'_v}}{kg} \cdot \frac{u_*^3}{H_{0v}} \quad [2.137d]$$

La temperatura di scala.

Associato al flusso verticale di calore c'è anche un parametro di scala definito nella forma seguente:

$$T_* = -\frac{\overline{w'\theta'_v}}{u_*} = -\frac{H_{0v}}{\rho C_p u_*} \quad [2.137e]$$

Altri parametri importanti che definiscono il livello della turbolenza nel SL sono le varianze delle tre componenti del vento e delle variabili scalari come la temperatura potenziale virtuale e l'umidità. Infine, un parametro fondamentale nella descrizione della turbolenza del SL è la *dissipazione di energia cinetica turbolenta* ε . Con il metodo *ECM* non è possibile stimare direttamente questa grandezza e quindi si può avere solo una sua stima indiretta mediante l'impiego delle relative Relazioni della Teoria della Similarità.

2.9.2.2 Metodo del Bilancio Energetico Superficiale

Il punto di partenza di questa classe di metodi, per lo meno per le stime relative alle ore diurne, è rappresentato dal bilancio energetico superficiale $R_N - G = H_0 + H_E$. Dato che l'obiettivo è la determinazione di H_0 , in qualche modo è necessario individuare un metodo per determinare i restanti termini presenti nella equazione di bilancio. L'unico mezzo per ottenere anche la velocità di frizione e gli altri parametri caratteristici della turbolenza del SL è costituito dalla conoscenza della velocità del vento ad una quota z , da cui, con l'aiuto della Relazione di Similarità che ne descrive il profilo verticale, si ottiene la velocità di frizione u_* e tutti gli altri parametri della turbolenza del SL .

L'ingrediente essenziale per ogni metodo di questa famiglia è la disponibilità della Radiazione Netta R_N . Come si è visto, ai giorni nostri ciò non costituisce più un problema, visto che sono disponibili sensori economici e robusti che ne consentono una misura accurata. Comunque, in mancanza di una misura diretta di R_N è sempre possibile una sua stima realistica con i metodi presentati in precedenza.

Il metodo più utilizzato della famiglia per la stima della turbolenza del PBL (Van Ulden e Holtslag, 1985), ed impiegato nei processori meteorologici US_EPA METPRO (preprocessore meteorologico del modello di simulazione della dispersione degli inquinanti CTDMPLUS), AIRMET (preprocessore di AERMOD), CALMET (preprocessore di CALPUFF) ed in molti altri è quello che viene qui di seguito illustrato. In Holtslag e van Ulden (1983) ed in Galinski e Thomson (1992) sono stati presentati i risultati di alcuni confronti fatti tra le previsioni ottenute da questo metodo e le misure dirette dei parametri caratteristici della turbolenza atmosferica alle medie latitudini, mentre in Tirabassi e al. (1997) sono presentati i risultati di tali tecniche applicate ad una situazione antartica. Da questi riferimenti emerge come tali stime siano decisamente realistiche, soprattutto nelle situazioni convettive ed in presenza di terreno omogeneo e piatto, coperto da vegetazione bassa ed umida (prati del Nord Europa). La buona realistica delle loro previsioni e la povertà dei dati meteorologici impiegati li ha resi adatti

all'impiego in tutte quelle situazioni in cui si abbiano a disposizione solo misure meteorologiche di tipo aeronautico.

Il metodo presenta *due modi operativi*, uno applicabile alle *ore diurne* e l'altro alle *ore notturne*.

Se si considera una generica ora diurna per cui sia noto R_N (che ovviamente sarà positivo), il primo problema che si deve affrontare è la determinazione del flusso di calore G_0 all'interfaccia suolo-aria. Ovviamente, come già visto, esistono metodi per la misura del flusso di calore *entro* il suolo. Va comunque detto che queste misure non sono molto comuni e quindi si presenta spesso la necessità di stimare G_0 in maniera più semplice. A tale proposito si può operare come proposto da Holtslag e van Ulden (1983) e da Stull (1988), ponendo:

$$G = \eta R_N \quad [2.138a]$$

dove per η è stato proposto un valore tra 0.1 e 0.2. A questo punto è nota l'energia ($R_N - G_0$) disponibile all'interfaccia suolo-aria ed il problema ora diventa lo stabilire come il suolo ripartisca tale ammontare di energia nel flusso turbolento sensibile ed in quello latente. A tale proposito, il modello di Holtslag-Van Ulden impiega l'espressione per H_0 proposta dal celebre modello di Priestley-Taylor modificato, data da:

$$H_0 = \frac{(1-\alpha) + \gamma/s}{1 + \gamma/s} \cdot (R_N - G) - \alpha\beta \quad [2.138b]$$

in cui α e β sono due parametri sito-dipendenti. In base alle misure disponibili, β risulta relativamente costante e pari a circa $20 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$. Per quanto riguarda, invece, il parametro α , esso dipende dal tipo di suolo che si sta considerando, dalla sua umidità, dalla disponibilità di acqua e dalla vegetazione che lo ricopre ed alcuni valori caratteristici sono stati riportati in Tab.2.8 Il flusso di calore sensibile può quindi essere anche stimato disponendo unicamente della misura della temperatura dell'aria e della frazione di cielo coperto, anche se la disponibilità della misura di R_g ed ancor di più di R_N migliorano sensibilmente la precisione della stima.

Una volta noto H_0 in una situazione convettiva, il problema si sposta alla stima della friction velocity u_* , per cui è necessaria la conoscenza della velocità del vento ad una quota z (entro il SL, naturalmente). Da questo valore di velocità e della Relazione di Similarità di Monin-Obukhov relativa al profilo verticale della velocità del vento nel SL si può ottenere una procedura iterativa per la determinazione di u_* . In Hanna e Chang (1992) è presentato il seguente un metodo non iterativo che velocizza la stima di u_* :

$$u_* = \frac{ku}{\ln(z/z_0)} \{1 + d_1 \ln[1 + d_2 d_3]\} \quad [2.128c]$$

dove:

$$d_1 = \begin{cases} 0.128 + 0.005 \cdot \ln(z_0/z) & \text{se } z_0/z \leq 0.01 \\ 0.107 & \text{se } z_0/z > 0.01 \end{cases} \quad [2.138d]$$

$$d_2 = 1.95 + 32.6(z_0/z)^{0.45} \quad [2.138e]$$

$$d_3 = \frac{H_0}{\rho C_p} \frac{kgz}{Tu_n^3} \quad [2.138f]$$

$$u_{*,n} = ku/\ln(z/z_0) \quad [2.138g]$$

I diversi riferimenti di letteratura trattano le *situazioni stabili* in maniere differenti. La totalità dei processori meteorologici preferisce, invece, impiegare il metodo proposto da Venkatram (1980), il cui punto di partenza è costituito dalla constatazione che normalmente è ben verificata la relazione seguente per la temperatura di scala T_* (N è la frazione di cielo coperto):

$$T_* = 0.09(1 - 0.5N^2) \quad [2.139a]$$

e quindi è possibile esprimere la lunghezza di Monin-Obukhov L nel modo seguente:

$$L = Au_*^2 \quad [2.139b]$$

dove:

$$A = T_*/(gkT_*) \quad [2.139c]$$

Se si assume che $\Psi_m = -5z/L$ (come consueto nelle situazioni stabili), u_* lo si ottiene dalla relazione:

$$u_* = C_{DN} u \left\{ \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \left[1 - \left(\frac{2U_0}{C_{DN}^{1/2} u} \right)^2 \right]^{1/2} \right\} \quad [2.139d]$$

in cui:

$$C_{DN} = k/\ln(z/z_0) \quad U_0^2 = 5z/(kA) \quad [2.139e]$$

2.9.2.3 Metodo del gradiente

Il metodo del gradiente (*GM*) si fonda sul fatto che la *Teoria della Similarità di Monin Obukhov* ha permesso di determinare, tra l'altro, delle relazioni analitiche che mettono in relazione i profili verticali di velocità media del vento e di temperatura potenziale medie con i parametri descrittivi della turbolenza del *SL*. Anche se tali relazioni sono già state riportate in precedenza, le riscriviamo qui di seguito nell'ipotesi, spesso verificata, in cui sia trascurabile la presenza del *displacement height*:

$$\bar{u}(z) = \frac{u_*}{k} \left\{ \ln \left(\frac{z}{z_0} \right) - \Psi_M \left(\frac{z}{L} \right) + \Psi_M \left(\frac{z_0}{L} \right) \right\} \quad [2.140a]$$

$$\bar{\theta}(z) - \bar{\theta}(z_{0h}) = \frac{T_*}{k} \left\{ \ln \left(\frac{z}{z_{0h}} \right) - \Psi_H \left(\frac{z}{L} \right) + \Psi_H \left(\frac{z_{0h}}{L} \right) \right\} \quad [2.140b]$$

Con esse si può costruire un metodo indiretto per determinare i parametri di turbolenza del *PBL*, basato sul gradiente della velocità del vento e della temperatura potenziale virtuale. Si parta dalla *velocità media del vento* \bar{u}_1 e \bar{u}_2 alle quote z_1 e z_2 e della *temperatura potenziale media* $\bar{\theta}_3$ e $\bar{\theta}_4$ alle quote z_3 e z_4 . Con l'aiuto dalle relazioni di Similarità (2.140) si ha che:

$$\Delta u = \bar{u}_1 - \bar{u}_2 = \frac{u_*}{k} \left\{ \ln \left(\frac{z_1}{z_2} \right) - \Psi_M \left(\frac{z_1}{L} \right) + \Psi_M \left(\frac{z_2}{L} \right) \right\} \quad [2.140c]$$

$$\Delta \theta = \bar{\theta}_3 - \bar{\theta}_4 = \frac{T_*}{k} \left\{ \ln \left(\frac{z_3}{z_4} \right) - \Psi_H \left(\frac{z_3}{L} \right) + \Psi_H \left(\frac{z_4}{L} \right) \right\} \quad [2.140d]$$

Si ha, inoltre, per definizione, che

$$\frac{1}{L} = \frac{kg}{\bar{\theta}} \frac{T_*}{u_*^2} \quad [2.140e]$$

Ponendo $\bar{\theta} \cong (\bar{\theta}_3 + \bar{\theta}_4)/2$ è facile verificare che il sistema costituito dalle equazioni precedenti è chiuso e, almeno in teoria, risolvibile, consentendo la stima di u_* , T_* , e quindi anche z/L , H_0 .

Frequentemente, si dispone della misura della velocità media del vento ad una sola quota. Anche in questo caso è possibile applicare il metodo GM, purché si conosca rugosità z_0 . Infatti, in questo caso, le relazioni precedenti diventano:

$$\bar{u}(z) = \frac{u_*}{k} \left\{ \ln\left(\frac{z}{z_0}\right) - \Psi_M\left(\frac{z}{L}\right) + \Psi_M\left(\frac{z_0}{L}\right) \right\} \quad [2.140f]$$

$$\Delta\theta = \bar{\theta}_3 - \bar{\theta}_4 = \frac{T_*}{k} \left\{ \ln\left(\frac{z_3}{z_4}\right) - \Psi_H\left(\frac{z_3}{L}\right) + \Psi_H\left(\frac{z_4}{L}\right) \right\} \quad [2.140g]$$

che, con la (2.140e) formano anche questa volta un sistema di equazioni chiuso e risolvibile.

La precisione connessa con la stima dei parametri caratteristici della turbolenza del *SL* dipende completamente dal grado di precisione con cui si è in grado di misurare la velocità del vento e la temperatura alle quote richieste. E' proprio per questa ragione che attualmente il metodo GM viene impiegato raramente, visto che non è semplice garantire la misura del gradiente di temperatura con una precisione sufficiente a consentire una determinazione realistica dei parametri che caratterizzano la turbolenza del *SL*.

A priori, disponendo di più quote di misura, si potrebbe ottenere la stima dei parametri della turbolenza del *SL* dal solo profilo di temperatura e velocità del vento. I metodi di stima così individuati prendono il nome di *metodo dei profili*. In particolare Nieuwstadt (1978) ha discusso un metodo di identificazione dei parametri del *SL* a partire dal profilo della velocità media del vento e dal profilo della temperatura potenziale, mentre in Lo (1979) è stato presentato un metodo analogo, basato sulla conoscenza del solo profilo verticale del vento. In Sozzi e al. (2000) è stato sviluppato un nuovo metodo per la stima dei parametri del *SL*, sempre basato sul solo profilo della velocità media del vento, particolarmente specializzato al caso in esame e che può essere implementato anche in un sistema di acquisizione *in tempo reale*. Vista la complessità formale di questi metodi, si rimanda per i dettagli ai riferimenti citati.

2.9.2.4 Metodi Flux-Variance

Anche se l'Eddy-Covariance è il metodo principale impiegato per la stima dei parametri della turbolenza del *SL*, non sono rari i casi in cui lo strumento necessario a questa tecnica, cioè l'anemometro sonico, risulti indisponibile o impossibile da installare. Una situazione tipica è quella in cui non ci sia un'adeguata alimentazione elettrica, cosa che è la regola quando si realizzano campagne sperimentali in siti particolarmente disagiati. Un secondo caso tipico è costituito da campagne sperimentali che richiedono molti punti di misura. Equipaggiare tutti questi punti di misura con strumentazione compatibile con il metodo *ECM* potrebbe richiedere uno sforzo finanziario incompatibile con le risorse disponibili. Tutto ciò spinge quindi ad individuare tecniche alternative che siano basate su sensori relativamente economici, richiedano un'alimentazione elettrica molto contenuta e siano affidabili nella stima dei parametri del *SL*.

Da queste esigenze sono nate le diverse tecniche note col nome di *Flux-Variance*, spesso differenti tra loro, ma tutte accomunate da una unica filosofia: *sfruttare, per la determinazione di H_0 e u_* , le Relazioni di Similarità di alcune variabili meteorologiche, soprattutto ma non esclusivamente quelle relative alle varianze*. Anche se questa famiglia di metodi presenta un interesse applicativo notevole, non è questa la sede per un loro esame. Si rimanda chi fosse interessato a Sozzi e al. (2002) ed alla bibliografia ivi citata.

2.9.4 Determinazione dell'altezza del PBL

Il *PBL* presenta caratteristiche profondamente differenti se si trova in condizioni convettive o in condizioni stabili e quindi è opportuno suddividere la trattazione nei due casi estremi. Vale la pena comunque sottolineare una circostanza importante: la definizione dell'estensione di questo strato dipende molto dai fenomeni che si vogliono considerare. Chi studia la fisica del *PBL*, in fondo non è interessato a definire una generica *estensione verticale del PBL*, ma piuttosto è interessato a definire con la maggior precisione possibile:

- nel caso convettivo, la sommità dello Strato Rimescolato (*ML*) e dello strato di Entrainment (*EL*), che presentano proprietà fisiche differenti;
- nel caso stabile, l'estensione verticale dello strato sede di rilevante turbolenza atmosferica (ovviamente di origine meccanica) e, separatamente, quella dello strato di inversione, che rappresenta e quantifica il raffreddamento radiativo del sistema.

Il *PBL* è anche una sorta di *trappola* per gli inquinanti emessi nel suo interno (prevalentemente al suolo) e quindi è ovvio che chi si occupa della simulazione della dispersione degli inquinanti veda questo sistema fisico come un *dominio spaziale* dotato di una certa individualità e ne definisca la sua estensione verticale come quella quota al di sotto della quale sono intrappolati gli inquinanti. Le due visuali non sempre sono coincidenti. In effetti la stessa terminologia è differente; nel gergo dei modellisti della dispersione degli inquinanti, infatti, questa *altezza efficace del PBL* prende il nome di *altezza di rimescolamento*. E' istruttivo ricordare la bella definizione dell'altezza di rimescolamento data da Beyrich (1997):

l'altezza di rimescolamento è l'altezza di quello strato di atmosfera adiacente al suolo in cui gli inquinanti o ogni altro costituente emesso nel suo interno o inglobato per entrainment diviene ben rimescolato o per convezione o per turbolenza meccanica con un tempo di scala dell'ordine dell'ora.

2.9.4.1 Determinazione dell'estensione verticale del PBL convettivo

Come sottolineato in Seibert e al. (1998) finora non è disponibile uno *strumento che misuri l'altezza del PBL* e quindi l'unica cosa che si può fare è dedurre tale informazione dal comportamento di alcune variabili fisiche misurate in quota.

Stima dai radiosondaggi

Da quanto visto, ad oggi il mezzo più impiegato e meno controverso per la determinazione dell'altezza di rimescolamento è il *radiosondaggio*. Purtroppo durante un radiosondaggio non si misura la turbolenza ma solo il profilo verticale della temperatura, dell'umidità e della velocità e direzione del vento e da questi profili è necessario dedurre l'estensione verticale del *PBL*. Sicuramente la strategia migliore da adottare è quella di costruire dai profili della temperatura e dell'umidità il profilo della temperatura potenziale virtuale. Una volta disponibile tale profilo,

inizia un'analisi normalmente è condotta in maniera quasi-manuale. Il primo passo è la *regolarizzazione dei profili* che inevitabilmente presentano irregolarità dovute a molte cause differenti. Sono state proposte molte regole di regolarizzazione, più o meno complesse. Una possibilità semplice è costituita dal sostituire ad ogni temperatura potenziale θ_k , relativa alla quota z_k , la media tra questo valore e quello rilevato alla quota immediatamente superiore. Questa procedura può essere iterata per alcune volte (2 o 3 volte) e normalmente consente di eliminare gran parte delle irregolarità. A questo punto dell'analisi è necessario precisare quale punto di vista si adotta. Se il punto di vista adottato è quello del Micrometeorologo, allora probabilmente si cercherà la *sommità del ML* (si veda Kaimal e al., 1982 e Coulter, 1979) e visivamente ciò non è quasi mai difficile a farsi, come ben evidenziato in Fig.2.65, in cui tale quota è indicata come z_T (e non z_i come di consueto). Non sono rari però i casi in cui, nonostante la regolarizzazione, permanga una notevole dose di ambiguità nella determinazione di tale parametro. Può quindi essere conveniente analizzare in parallelo anche il profilo verticale di altre variabili meteorologiche rilevate dal radiosondaggio. In Fig.2.66 sono presentati dei profili idealizzati della temperatura potenziale, del flusso verticale di calore sensibile (non misurabile con un radiosondaggio), dell'umidità dell'aria e della velocità del vento. Dal confronto dei propri profili con quelli idealizzati, dovrebbe essere possibile stimare z_i o da una repentina caduta dell'umidità o da un progressivo aumento dello *shear* del vento.

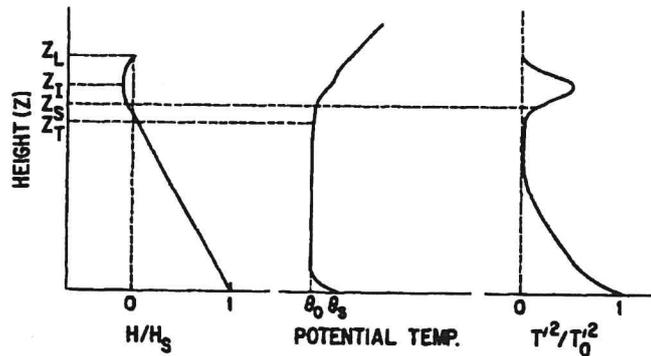


Fig.2.65: profili schematici del flusso turbolento di calore, della temperatura potenziale e della varianza della temperatura entro un PBL convettivo (Kaimal e al., 1982).

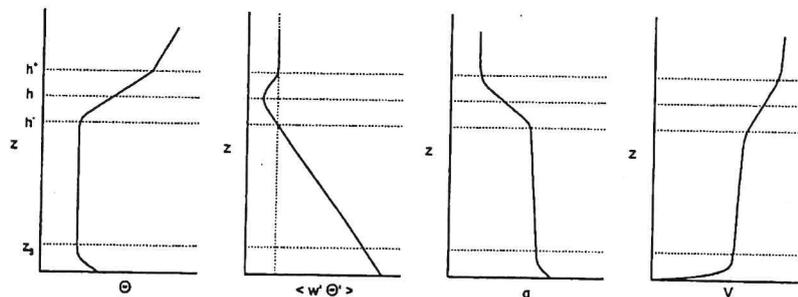


Fig.2.66: profilo verticale nel PBL convettivo della temperatura potenziale, del flusso di calore sensibile, dell'umidità specifica e della velocità del vento (Seibert e al., 1998).

In Fig.2.66 sono evidenziate alcune quote caratteristiche. Quelle indicate come z_i ed h^+ non hanno bisogno di commenti particolari, rappresentando la base e la sommità dello strato di *entrainment*, mentre h è la quota cui corrisponde il valore minimo (negativo) di flusso verticale di calore sensibile. Anche se questa quota è probabilmente la più interessante dal punto di vista fisico, non è certo rilevabile con i dati di un radiosondaggio. Un'ultima considerazione deve essere dedicata doverosamente al caso in cui ci sia una copertura nuvolosa. Questi casi sono i

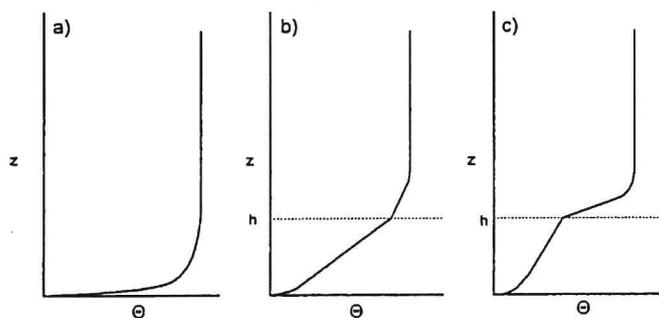
più difficili da trattare ed i più controversi. Per i dettagli conviene riferirsi a Stull (1989), comunque quello che è certo è che l'estensione verticale del *PBL* non potrà essere superiore alla quota della base delle nuvole, che possono essere individuate come la quota in corrispondenza della quale si riscontra il massimo avvicinamento tra la temperatura dell'aria a bulbo secco e quella a bulbo umido, grandezze normalmente sempre misurate durante un radiosondaggio.

Stima dai sistemi remote sensing

L'unico sistema *remote sensing* attualmente impiegato in pratica per la stima dell'altezza di rimescolamento è il *SODAR* che è in grado sia di misurare alcune delle caratteristiche della turbolenza del *PBL* che il profilo verticale del vento. Ciò che interessa maggiormente in questo caso è il profilo dell'eco di ritorno ed il profilo di σ_w . In sostanza, ad una quota prossima a z_i e ad h (normalmente intermedia tra le due) il profilo dell'eco presenta un massimo relativo, mentre il profilo di σ_w , un'inarrestabile discesa. In effetti, al contrario di un radiosondaggio, il *SODAR* è sensibile proprio alla turbolenza, cioè proprio alla causa stessa dell'esistenza del *PBL*. Sarebbe un mezzo di indagine molto promettente se non presentasse una controindicazione decisiva: raramente la quota massima raggiunta da un *SODAR* supera i 600 metri e ciò limita molto l'applicabilità di un tale sistema. Di fatto la sua principale utilità è limitata alle prime ore del giorno e quindi utile per indagare l'evoluzione iniziale dell'accrescimento del *PBL*.

2.9.4.2 Determinazione dell'estensione verticale del *PBL* stabile

Come si può supporre per quanto già detto, questa situazione è la più difficile da trattare. Si prenda in considerazione la *Fig.2.67* in cui sono presentati tre tipici profili di temperatura potenziale (ideali) rappresentanti rispettivamente (a) una situazione con vento debole e forte stabilità, (b) vento moderato e (c) vento forte.



*Fig.2.67: profilo verticale della temperatura potenziale in un *PBL* stabile (a-vento debole, b-vento medio, c-vento forte) da (Seibert e al., 1998).*

Nel primo caso la situazione sarà altamente intermittente e la turbolenza estremamente bassa, localizzata in poche decine di metri dal suolo e quindi parlare di altezza del *PBL* (h) è veramente difficile. In questa situazione l'unico modo per quantificarla è l'analisi dell'eco del *SODAR*. Infatti il *SODAR* presenterà un profilo dell'eco piuttosto forte fino ad una quota in corrispondenza della quale crollerà bruscamente, come si può vedere in *Fig.2.68*. Nel caso (b) e (c) ciò che si nota nel profilo della temperatura potenziale è un tratto rettilineo, dopo la grande inversione con base al suolo. L'altezza del *PBL* potrebbe essere localizzata in corrispondenza della fine di questo tratto rettilineo. Anche in questi casi il *SODAR* risulta un aiuto prezioso, visto che l'eco di ritorno diminuirà al di sopra dello strato con base al suolo in cui è confinata la turbolenza. Nel caso (c) il profilo dell'eco potrebbe presentarsi più complesso del previsto, tuttavia la regola grossolana di considerare terminato il *PBL* quando l'eco non cresce più può essere una strategia appropriata.

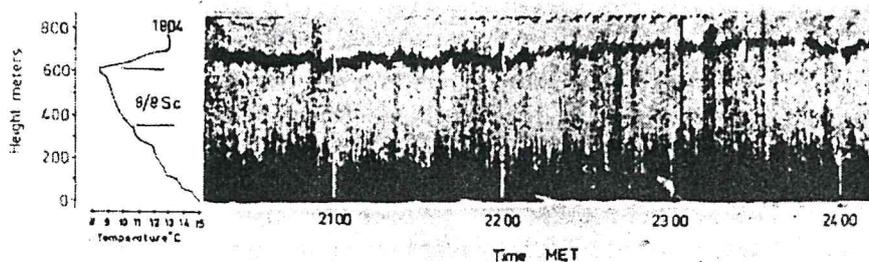


Fig. 2.68: eco SODAR durante le ore stabili (Neff e Coulter, 1986).

2.10 MODELLI NUMERICI DI PBL

L'obiettivo che ci si prefigge è quello di utilizzare il modello fluidodinamico del *PBL* e la Teoria della Similarità per costruire modelli operativi di tipo numerico capaci di fornire le informazioni meteorologiche e micrometeorologiche richieste dai vari Modelli di Simulazione della Dispersione degli inquinanti. La trattazione (preliminare e semplificata) avrà uno sviluppo *top-down*, cioè inizierà considerando modelli di complessità maggiore fino a giungere a modelli di *PBL* ridotti all'essenziale dedicati alle esigenze di una stima preliminare della dispersione di inquinanti in aree limitate. Per prima cosa è indispensabile classificare in qualche modo i possibili modelli numerici del *PBL*.

La prima classe di modelli numerici è la classe dei modelli prognostici, molto eterogenea ma con un importante elemento comune: la possibilità di prevedere l'evoluzione spazio-temporale dei principali campi meteorologici. In tale classe di modelli, le misure sperimentali disponibili costituiscono normalmente le condizioni iniziali ed al contorno delle varie equazioni costituenti il modello, oltre che un mezzo per valutarne le previsioni. I modelli di questa classe hanno un'applicabilità del tutto generale.

La seconda classe è la classe dei modelli diagnostici in cui la struttura matematica è costituita da un numero ridotto di relazioni di conservazione (generalmente la sola conservazione della massa), da relazioni di Similarità e a tutto ciò si aggiunge l'impiego diretto delle misure realizzate nella zona oggetto della simulazione modellistica. Ovviamente questi modelli non hanno un'applicabilità generale, visto che ipotizzano un'evoluzione temporale dei fenomeni meteorologici lenta e quindi approssimabile come una sequenza di stati quasi stazionari.

L'ultima classe è quella dei processori meteorologici monodimensionali per i modelli di simulazione della dispersione degli inquinanti di tipo ingegneristico. In pratica, più che di veri e propri modelli monodimensionali, essi in realtà sono semplici processori meteorologici, cioè programmi che, sulla base di informazioni meteorologiche (generalmente di routine) disponibili in un punto del territorio, frequentemente nelle prossimità del suolo, ricostruiscono i parametri meteorologici e micrometeorologici che ogni modello dispersivo richiede.

2.10.1 modelli prognostici

Col termine modello prognostico si intende un modello numerico in grado di ricostruire o prevedere l'evoluzione spaziale e temporale dei campi meteorologici che caratterizzano il *PBL*. La costruzione di un tale passa necessariamente attraverso tre stadi logici:

- la scelta delle equazioni matematiche che costituiscono il modello: questo passo non è scontato e quanto riportato in precedenza dovrebbe averlo dimostrato, infatti, la scelta del dominio di calcolo, cioè dell'ambito spaziale e temporale a cui ci si riferisce, sempre condiziona la decisione di operare o meno opportune semplificazioni alle equazioni fluidodinamiche di base;
- la scelta del tipo di chiusura da adottare: questo stadio logico è condizionato dal precedente e, a sua volta, spesso lo condiziona. Infatti, una volta scelte le equazioni prognostiche per le principali variabili meteorologiche di interesse, la scelta di una loro chiusura spesso richiede che entrino a far parte del modello anche altre equazioni prognostiche;
- la soluzione numerica del modello matematico. Anche se ci sono alcuni esempi di soluzione analitica (si veda per esempio il lavoro di Otte e Wyngaard, 1996) delle equazioni fluidodinamiche che costituiscono un modello prognostico (praticamente tutte riferite a situazioni molto idealizzate e quindi di interesse pratico veramente molto limitato), nella maggioranza dei casi è indispensabile operare una risoluzione numerica delle equazioni.

T trattare questo argomento in maniera rigorosa e completa il problema della scelta delle equazioni e del tipo di chiusura del modello è ben lontano dagli scopi di questo documento e la letteratura disponibile è enorme e *magmatica* e, per certi versi, anche *scoraggiante*. A chi fosse interessato professionalmente all'argomento o costretto dagli eventi ad occuparsene è consigliabile riferirsi inizialmente quanto riportato in Garratt (1992) e Sorbjan (1989) e a Pielke (2002), riferimento in cui almeno potrà orientarsi prima di immergersi nella sconfinata bibliografia di riferimento.

Una prima possibilità è costituita dall'adozione delle equazioni fluidodinamiche relative alle variabili istantanee. Questa scelta, che ha portato ai modelli **Full Simulation**, non ha una reale applicazione pratica negli studi del *PBL*, anche se di fatto costituisce una sorta di *laboratorio fluidodinamico di tipo numerico* con cui ricostruire porzioni limitate di fluido e studiarne nel dettaglio le caratteristiche turbolente.

Una seconda possibilità è costituita da una famiglia di modelli fluidodinamici noti col nome di **LES (Large Eddy Simulation Models)** che *risolvono* (cioè ricostruiscono numericamente nel dettaglio) i vortici di medie e grandi dimensioni presenti entro il *PBL*. Le equazioni che li costituiscono sono derivate dalla mediazione spaziale delle equazioni fluidodinamiche non mediate. Dato che il modello è costituito da equazioni relative a valori medi, è necessariamente richiesta una chiusura che però risulta concettualmente molto più semplice, dato che deve tener conto solo delle strutture turbolente a minor scala (*subgrid parameterization*). Tali modelli sono stati ampiamente impiegati su domini di calcolo di dimensioni molto contenute, anche se, rispetto ai modelli precedenti, tali domini rappresentano veramente il *PBL*. Il loro impiego è limitato esclusivamente alla ricerca di base, visti gli enormi tempi di calcolo richiesti per le simulazioni. Ulteriori informazioni possono essere trovate in Moeng (1984)

La maggior parte dei modelli prognostici utilizzati nelle applicazioni più comuni, avendo la necessità di descrivere la variabilità spaziale e temporale di un *PBL* in situazioni più generali (per esempio caratterizzate da una notevole estensione superficiale e da scarsa omogeneità orizzontale), si basano sulle equazioni fluidodinamiche relative alle variabili medie del *PBL* ed in particolare:

- le equazioni prognostiche relative alle tre componenti medie del vento, che esprimono la conservazione della quantità di moto;

- l'equazione prognostica relativa alla temperatura potenziale, che esprime la conservazione dell'entalpia;
- la relazione prognostica relativa al contenuto di acqua;
- la relazione differenziale che esprime la conservazione della massa;
- la equazione dei gas perfetti.

La scelta della chiusura potrebbe richiedere la presenza nel modello anche di altre equazioni prognostiche. Se si adotta infatti una chiusura locale di tipo K o la chiusura non locale di Stull, non è necessario l'introduzione nel modello di altre equazioni prognostiche. Quello che è necessario, invece, è la determinazione, nel primo caso, di opportune relazioni semiempiriche per esprimere i coefficienti diffusivi e, nel secondo caso, di un modello (di tipo sostanzialmente algebrico) per l'implementazione del meccanismo di dispersione non locale (determinazione del potenziale ed alla fine della *transilient matrix*). Se, invece, le chiusure sono di ordine superiore, è indispensabile individuare altre equazioni prognostiche che, nella maggior parte dei casi, si riducono alla sola equazione relativa all'energia cinetica turbolenta. Chiaramente il tempo di calcolo richiesto dal modello sarà più che proporzionale al numero di equazioni prognostiche da integrare numericamente.

In realtà ci sono altri problemi da risolvere. Il primo è legato al sistema di coordinate adottato. Le equazioni fluidodinamiche sono state scritte in termini di coordinate cartesiane (x,y) , tuttavia, se la regione su cui viene applicato il modello è vasta, è probabile che sia necessario adottare altri tipi di coordinate, come per esempio la latitudine e la longitudine. Per quanto riguarda la coordinata cartesiana verticale z , anche se parrebbe una scelta naturale e ragionevole, spesso il suo uso risulta estremamente difficoltoso in presenza di orografia. Per questo spesso i modellisti adottano sistemi di riferimento non cartesiani che richiedono la riscrittura delle equazioni prognostiche in funzione del nuovo sistema di coordinate e ciò sempre comporta una complicazione formale nella struttura delle equazioni.

Un altro problema da risolvere è la scelta della *dimensionalità* del modello. Anche se la logica vorrebbe che il modello fosse tridimensionale, il tempo di calcolo richiesto dall'integrazione delle equazioni differenziali del modello, più che proporzionale con la dimensionalità del problema, a volte può consigliare scelte diverse. Per esempio, se si sta studiando il *PBL* costiero, è ragionevole ritenere che sia presente in un tale problema un certo grado di omogeneità lungo la direzione parallela alla costa e quindi può essere consigliabile riscrivere le equazioni del modello in modo tale da evidenziare esclusivamente la variabilità spaziale lungo la direzione perpendicolare alla linea di costa e lungo la verticale.

Una volta selezionate le equazioni del modello ed il tipo di chiusura è indispensabile una loro riscrittura adeguata con i metodi di risoluzione numerici che inevitabilmente devono essere impiegati. Questo argomento è di una complessità formidabile e non è il caso di trattarlo in questa sede. In Sozzi e al. (2002) viene presentata un'introduzione elementare sull'argomento, mentre in Pielke (2002) sono presentati dettagli molto più numerosi, anche se in una forma non molto didattica.

2.10.2 Modelli diagnostici

Per *modello di PBL diagnostico* si intende una classe eterogenea di modelli che non prevedono di descrivere l'evoluzione temporale delle variabili meteorologiche, ma solo la loro distribuzione spaziale ad ogni istante di interesse sulla base di un numero ridotto di leggi fisiche e soprattutto sulla base di un insieme sufficientemente ricco di misure sperimentali. La sua applicazione principale (attualmente molto estesa) è la preparazione dei campi meteorologici per

i modelli di simulazione della dispersione degli inquinanti in atmosfera di media ed alta complessità, come i modelli a particelle Monte Carlo ed i modelli fotochimici di tipo euleriano nonché l'inizializzazione del campo di vento per i modelli prognostici di *PBL*. La preferenza che viene data (quando possibile) a modelli di questo tipo deriva dal fatto che essi sono molto più semplici e veloci rispetto ai modelli meteorologici di tipo prognostico. In pratica, una volta disponibili delle misure meteorologiche di vario genere nei pressi del suolo (normalmente entro il *SL*) e, possibilmente anche il profilo verticale delle principali variabili medie (come il vettore vento e la temperatura) in alcuni punti della zona che si intende indagare, un generico modello di tipo diagnostico si occupa di ricostruire i dettagli spaziali dei vari campi di interesse. La metodologia seguita dai differenti modelli diagnostici non è generale e neppure consolidata e spesso si deve adattare alla tipologia di dati meteorologici disponibili. Qui di seguito presenteremo i dettagli normalmente seguiti per la ricostruzione:

- del campo tridimensionale del vento,
- del campo di temperatura e di umidità,
- del campo delle principali caratteristiche che definiscono la turbolenza atmosferica,

2.10.2.1 Ricostruzione del campo di vento a divergenza nulla

Una parte importante di un modello diagnostico del *PBL* è la ricostruzione del campo tridimensionale del vento medio ad un dato istante sulla base della conoscenza di misure realizzate all'istante considerato in alcuni punti della regione di interesse. L'idea su cui si basano i vari modelli di campo di vento a divergenza nulla è la seguente:

- si consideri un istante t ed un dominio di calcolo spaziale in cui si è interessati a determinare il campo di vento. Tale dominio, a priori qualsiasi, nelle applicazioni pratiche viene normalmente definito come un parallelepipedo avente gli spigoli orientati secondo il sistema di assi cartesiani usato in meteorologia, con base inferiore posta alla quota del terreno (che per il momento possiamo considerare completamente piatto) e con la base superiore posta ad una altezza H , solitamente superiore alla massima estensione verticale del *PBL*;
- siano disponibili al tempo t N misure del vettore vento medio (di componenti u , v e w) all'interno di un dominio di calcolo (nella pratica è difficile disporre di valori per la componente verticale, che comunque nei pressi del suolo dovrà essere prossima a zero);
- sia possibile ricostruire in ogni punto del dominio mediante un metodo interpolativo (di cui si parlerà più avanti) il campo tridimensionale del vento (*campo di vento iniziale*) in modo tale che in ogni punto del dominio sia noto il valore interpolato del campo (u_0, v_0, w_0) ;
- si cerchi quindi un nuovo campo di vento (u, v, w) che minimizzi la *distanza* dai valori interpolati e che *rispetti la legge della conservazione della massa*.

Il problema così formulato ammette un'unica soluzione, una volta definito l'algoritmo di interpolazione con cui si ottiene il campo iniziale. Dal punto di vista matematico la sua risoluzione è stata presentata da diversi autori (Sherman, 1978, Endlich e al. 1982, Bernard e al. 1987, Ross e al. 1988, Ratto e al. 1994, Ishikawa 1994). Se con (u_0, v_0, w_0) si indica in un punto P del dominio le componenti del vento ottenute per interpolazione dai dati misurati e con (u, v, w) il nuovo campo che desideriamo individuare, è necessario che il *funzionale*:

$$E(u, v, w) = \int_{\Omega} [\alpha_1^2 (u - u_0)^2 + \alpha_2^2 (v - v_0)^2 + \alpha_3^2 (w - w_0)^2] \cdot dV \quad [2.141a]$$

sia minimo. In questa relazione α_1 , α_2 e α_3 (*moduli di precisione di Gauss*) sono i pesi relativi alle varie componenti cartesiane del campo, strettamente legati allo stato di stabilità nel punto considerato del dominio di calcolo, e da essi dipendono gli aggiustamenti che l'algoritmo ricostruttivo del campo di vento realizzerà. Il campo (u, v, w) così ottenuto è il campo cercato solo se rispetterà la *legge di conservazione della massa* che, nella forma più semplice, è data dalla relazione seguente:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad [2.141b]$$

cioè la *divergenza del campo di vento risulta nulla* nell'ipotesi che la densità non vari apprezzabilmente nel tempo e nello spazio. Questo è un noto problema dell'*Analisi Variazionale*, il cui risultato è costituito dalle relazioni seguenti (equazioni di Eulero) che legano tra loro il campo interpolato ed il campo di vento cercato:

$$\begin{aligned} u &= u_0 + \frac{1}{2\alpha_1^2} \frac{\partial \lambda}{\partial x} \\ v &= v_0 + \frac{1}{2\alpha_2^2} \frac{\partial \lambda}{\partial y} \\ w &= w_0 + \frac{1}{2\alpha_3^2} \frac{\partial \lambda}{\partial z} \end{aligned} \quad [2.141c]$$

che, introdotte nella (2.141b) portano alla relazione seguente, una volta assunto per semplicità che $\alpha_1 = \alpha_2$ ed una volta posto $\alpha = \alpha_1/\alpha_3$:

$$\frac{\partial^2 \lambda}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \lambda}{\partial y^2} + \alpha^2 \frac{\partial^2 \lambda}{\partial z^2} = -2\alpha_1^2 \left(\frac{\partial u_0}{\partial x} + \frac{\partial v_0}{\partial y} + \frac{\partial w_0}{\partial z} \right) \quad [2.141d]$$

Questa è un'*equazione di Poisson*, ben nota nella Fisica Matematica. Una volta definite opportune condizioni al contorno, questa equazione può essere risolta (non necessariamente analiticamente) ottenendo il campo scalare λ cercato. Da esso ed impiegando le (2.141c), si può individuare completamente il campo di vento desiderato.

Tutto ciò è valido in generale, tuttavia se si considera una situazione reale, il dominio di calcolo sarà costituito da un parallelepipedo avente come base inferiore il suolo. Dato che la superficie terrestre può essere caratterizzata dalla presenza di un'orografia più o meno accentuata, può essere estremamente scomodo formulare il problema in termini di coordinate cartesiane ortogonali. In alternativa a questo modo di procedere è possibile operare un cambio di coordinate e riferirsi ad un sistema non ortogonale di coordinate *terrain-following*. Se si indica con H la quota massima del dominio di calcolo e con $h(x, y)$ la quota che il generico punto del suolo (x, y) ha rispetto ad una quota di riferimento (*quota orografica*), è possibile definire un nuovo sistema di *assi non ortogonali* in cui al posto di z si sostituisce una *la variabile* σ , definita come:

$$\sigma(x, y, z) = \frac{H - z}{H - h(x, y)} = \frac{H - z}{\pi(x, y)} \quad [2.142]$$

Questa trasformazione non è l'unica possibile ed in Ratto e al. (1994) sono elencate altre definizioni impiegate in letteratura. Ritornando alla (2.142), è immediato rendersi conto che σ è

pari a 0 alla sommità del dominio di calcolo, mentre vale 1 a livello del suolo. Inoltre è evidente che le superfici corrispondenti a valori di σ costanti non sono superfici piane, ma curve che tanto più ricalcano la forma dell'orografia quanto più si riferiscono a valori di σ prossimi ad 1. L'introduzione delle coordinate *terrain-following* richiede la riscrittura di tutte le equazioni fin qui presentate ed in particolare la (2.141d) che risulta notevolmente più complessa. Per ulteriori dettagli si rimanda a Sozzi e al. (2002).

Una volta formulato il problema che consiste nell'equazione (2.141d) o della sua analoga scritta in coordinate *terrain-following*, è necessario realizzare un'integrazione numerica di tale equazione. Il problema non è semplice e non verrà trattato in questa sede. Anche in questo caso si rimanda a Sozzi e al. (2002) per i dettagli.

Nell'esprimere la (2.141a) sono stati introdotti tre pesi α_1 , α_2 e α_3 , un peso cioè per ciascuna componente del vento. Dato che non esiste a priori una ragione fisica per cui le due componenti orizzontali del vento vengano trattate in maniera differente, è normale porre $\alpha_1 = \alpha_2$. È stato poi introdotto il rapporto α , dato da $\alpha = \alpha_1/\alpha_3$. Dal punto di vista fisico questi parametri assumono il significato seguente: se α è molto maggiore di 1, il campo di vento determinato con l'algoritmo *mass-consistent*, di fronte ad una barriera posta sul terreno (una montagna per esempio) farà in modo da prediligere uno *scavalco dell'ostacolo stesso*, piuttosto che un suo aggiramento. Questo, come noto, è un tipico comportamento in situazioni convettive. Viceversa, se α è molto minore di 1, si ha che gli eventuali ostacoli presenti lungo il fluire del vento verranno prevalentemente *aggirati*, cosa piuttosto frequente in condizioni stabili. Risulta dunque evidente che il valore attribuito a questi parametri (moduli di precisione di Gauss) risulta determinante nella ricostruzione del campo di vento *mass-consistent*. La determinazione dei valori appropriati per i tre pesi è fondamentale per un modello di campo di vento. Quello che si può dire è che essi dipendono sia dalle condizioni di stabilità del *PBL* sia dalla forma dell'orografia presente. Per maggiori dettagli si faccia riferimento a Chino (1992), Ross e al., (1988) e Moussiopoulos e al. (1988).

Il metodo con cui ricostruire il campo di vento iniziale, necessario per l'applicazione dei metodi *mass-consistent*, non può essere del tutto generale e dipende fortemente dal tipo di territorio che si sta considerando e dal numero e dal tipo di dati disponibili. Si consideri il problema della ricostruzione del campo bidimensionale delle componenti u e v nelle immediate vicinanze del suolo. Si immagini di avere a disposizione M misure in altrettante stazioni meteorologiche S_k , poste in prossimità del suolo (diciamo a 10 metri dal suolo, come normalmente capita) nelle posizioni (x_k, y_k) . Il problema da risolvere è la determinazione delle due componenti orizzontali del vento in un generico punto del territorio $P(x, y)$. Il metodo più semplice, impiegabile con successo in situazioni piane e con uso del suolo sostanzialmente uniforme in tutta la regione di interesse, è il metodo di Creessman, proposto da Goodin e al. (1979). In pratica:

$$(u, v)_P = \frac{\sum_{k=1}^M (u, v)_{S_k} W(r_{P, S_k})}{\sum_{k=1}^M W(r_{P, S_k})} \quad [2.143a]$$

in cui i pesi W dipendono dalla distanza r tra il punto in cui si desidera l'interpolazione ed il punto in cui è collocata la generica stazione di misura e sono dati dalla relazione seguente:

$$W(r_{P, S_k}) = \frac{R^2 - r_{P, S_k}^2}{R^2 + r_{P, S_k}^2} \quad [2.143b]$$

dove:

$$r_{P,S_k} = \sqrt{(x - x_k)^2 + (y - y_k)^2} \quad [2.143c]$$

e R è il raggio di influenza della stazione che può essere scelto in modo da far sì che la stazione pesi solo in zone aventi caratteristiche superficiali simili a quelle presenti nella stazione di misura stessa. Questa tecnica è di semplice applicazione ma poco adatta a tener conto di situazioni geograficamente molto complesse. In Chino (1992) è stata presentata una strategia molto più complessa che qui non riportiamo per semplicità.

2.10.2.2 Ricostruzione dei parametri caratteristici del PBL

Un elemento essenziale di un modello diagnostico è la sua capacità di ricostruire i parametri caratteristici della turbolenza del *PBL*, cioè u_* , H_0 e z_i al suolo, in tutti i nodi della griglia di calcolo corrispondenti alla frontiera inferiore. Per poter ricostruire u_* ed H_0 in tutti i nodi $(i,j,0)$ è opportuno operare nella maniera seguente. Dato che il campo di vento *mass-consistent* richiede il campo di temperatura per poter definire in maniera corretta i moduli di precisione di Gauss, la stima di questi parametri avverrà prima della ricostruzione diagnostica del campo di vento. Con un meccanismo interpolativo come quello illustrato dalle (2.143) è quindi possibile stimare in questi nodi la velocità del vento e la temperatura cui si attribuisce una *quota di misura* pari a quella caratteristica delle postazioni impiegate. A questo punto si considerano le misure di Radiazione Solare Globale e si realizza l'interpolazione di tale variabile nei nodi considerati, che dovrà essere poi corretta per tener conto adeguatamente della pendenza del suolo riscontrata in questi nodi. A questo punto, impiegando il metodo di *Priestley-Taylor* modificato e le relazioni di Similarità di Monin-Obukhov sarà possibile ottenere in ogni nodo $(i,j,0)$ il valore corretto per u_* e H_0 . Per fare ciò, è però necessario conoscere in ogni nodo un valore caratteristico di rugosità superficiale z_0 che dovrà essere definito dall'utente del modello.

E' poi necessario ricostruire l'altezza del *PBL* z_i . Se le situazioni considerate sono quelle notturne, in precedenza sono state presentate semplici relazioni diagnostiche che ne consentono la determinazione a partire da valori noti di *friction velocity* e di flusso turbolento di calore sensibile. Sfortunatamente per le situazioni convettive non sono disponibili relazioni diagnostiche per il calcolo di z_i , ma solo relazioni prognostiche. Va comunque rilevato che un modello diagnostico normalmente opererà per un periodo di simulazione ragionevolmente lungo (parecchi giorni), soprattutto se suo compito è fornire dati meteorologici a modelli di simulazione della dispersione degli inquinanti in aria di media complessità. In tal caso non sarà un problema innestare un calcolo prognostico di z_i nelle situazioni convettive, impiegando uno dei modelli presentati, come per esempio il modello termodinamico o il modello di Gryning-Batchvarova. Entrambi sono formalmente rappresentati da un'equazione differenziale ordinaria che può essere facilmente integrata con metodi numerici standard.

2.10.2.3 Ricostruzione diagnostica dei campi scalari di interesse

I campi di interesse per un modello diagnostico di *PBL* dipendono dal suo impiego. Se, per esempio, l'interesse è volto alla dispersione degli inquinanti in atmosfera, i possibili campi da ricostruire sono legati alle necessità del modello di dispersione impiegato. Se, per esempio, si prendesse in considerazione un modello di tipo lagrangiano a particelle, i possibili campi di interesse potrebbero essere la temperatura potenziale θ , le deviazioni standard delle tre componenti del vento e della temperatura (σ_u , σ_v , σ_w , σ_T), le covarianze $\overline{u'w'}$, $\overline{v'w'}$ e $\overline{w'\theta'}$ e la dissipazione di energia cinetica turbolenta ε . In precedenza sono state discusse le relazioni di Similarità adeguate a descrivere realisticamente tali variabili entro tutto il *PBL*. In pratica si potrà operare nel modo seguente:

1. si consideri un generico nodo $(i,j,0)$. Per tale nodo è noto il valore di u_* , H_0 e z_i ;
2. per ogni nodo (i,j,k) , con $k = 0,1,\dots, N_z$ si determini la quota $z_k = k \cdot \Delta z$. In corrispondenza del nodo alla superficie ($k = 0$), si adotti come $z_{k=0}$ un valore opportuno (2 o 10 metri, per esempio). Impiegando le relazioni di Similarità relative alle variabili di interesse, se ne calcoli il valore alle varie quote z_k : in questo modo risultano determinati le variabili meteorologiche di interesse per tutti i nodi della colonna verticale di nodi con indici (i,j) ;
3. si ripetano i passi 1 e 2 per tutti le coppie di indici (i,j) .

2.10.3 Meteorologia per i modelli stazionari di dispersione degli inquinanti in atmosfera

Nella pratica corrente sono frequentemente impiegati modelli di tipo stazionario per la stima del trasporto e della dispersione degli inquinanti in atmosfera. Il loro impiego normalmente è limitato alla determinazione di prima approssimazione dell'impatto che le varie sorgenti inquinanti presenti hanno nei confronti di un territorio di estensione limitata e di caratteristiche estremamente regolari. Le ipotesi su cui si basano tutti questi tipi di modelli sono:

- le situazioni meteorologiche devono essere *lentamente variabili nel tempo* in modo tale che si possa immaginare di trattare una sequenza di situazioni di fatto stazionarie;
- il campo di vento e delle altre variabili meteorologiche che determinano il trasporto e la dispersione degli inquinanti in aria è orizzontalmente omogeneo;
- per tutte le variabili meteorologiche si ipotizza un profilo verticale noto;
- la turbolenza atmosferica deve essere descritta nella maniera più semplice e più compatta possibile.

In pratica, per soddisfare le necessità meteorologiche e micrometeorologiche di tali modelli è sufficiente considerare un solo punto del dominio di calcolo da essi considerato, che per quel che si è detto, risulta orizzontalmente omogeneo: le informazioni micrometeorologiche e meteorologiche relative a tale punto saranno dunque rappresentative dell'intero dominio di calcolo. Pertanto si può dire che tale classe di modelli richiedono un modello monodimensionale di *PBL* che inoltre è stazionario, dato che questi modelli di dispersione ipotizzano che in ogni intervallo temporale considerato il *PBL* resti stazionario e quindi simulano una successione di stati quasi stazionari. Qui di seguito vengono presentati gli elementi essenziali di un tale modello di *PBL*, tenendo conto sia dei modelli di dispersione di vecchia generazione, come per esempio il modello ISC3 dell'US-EPA, sia i modelli di nuova generazione, come per esempio il modello AERMOD dell'US_EPA.

2.10.3.1 La turbolenza atmosferica per i modelli stazionari

E' questo uno degli aspetti che più differenziano i modelli di dispersione stazionari di vecchia e nuova generazione. Per quanto riguarda i modelli ibridi di nuova generazione, come per esempio AERMOD, la struttura della turbolenza del *PBL* risulta completamente descritta una volta che risultino noti nel punto di riferimento del dominio di calcolo:

- la lunghezza di rugosità z_0 , caratteristica dell'intero dominio di calcolo stesso;
- la turbolenza di tipo meccanico, rappresentata dalla velocità di frizione u_* ;
- la turbolenza di tipo convettivo, caratterizzata dal flusso turbolento di calore sensibile H_0 ;
- l'estensione verticale del PBL convettivo z_i (normalmente indicata col termine di altezza di

rimescolamento), sia nelle ore convettive che nelle ore stabili.

Come risulta evidente, i modelli dispersivi stazionari di nuova generazione richiedono correttamente tutti gli elementi identificativi di un *PBL* monodimensionale. Il problema che nasce con il loro utilizzo è che non sempre le variabili sopra indicate sono realmente disponibili in pratica. Più frequentemente sono disponibili solo misure meteorologiche tradizionali come:

- la velocità e la direzione del vento ad una quota di riferimento (normalmente a 10 metri dal suolo);
- la temperatura e l'umidità relativa nei pressi del suolo;
- la radiazione globale;
- la radiazione netta, anche se quest'ultima variabile frequentemente è assente nella stazioni meteorologiche tradizionali.

Si presenta quindi il problema di realizzare una stima dei parametri che caratterizzano la turbolenza atmosferica a partire da queste semplici e limitate misure meteorologiche. Come si è visto, questo problema non risulta particolarmente complesso, essendo disponibili metodi di stima abbastanza accurati, per lo meno in situazioni non patologiche.

Per quanto riguarda, invece, i modelli dispersivi stazionari di vecchia generazione, di cui ISC3 è un esempio tipico, la situazione è molto diversa. Tutti questi modelli, per descrivere lo stato di turbolenza del *PBL*, usano un *parametro sintetico*, noto col nome di Categoria di Stabilità Atmosferica, che *pretende* di classificare in 6 classi tipiche tutte le possibili configurazioni del *PBL*, siano esse convettive che stabili, e che non deriva da considerazioni di natura micrometeorologica, ma solo dall'osservazione della forma dei pennacchi di fumo emessi da ciminiere elevate. In effetti negli anni '60 e '70 sono state realizzate numerose campagne sperimentali negli USA volte a classificare le varie forme dei pennacchi emessi da ciminiere elevate (prevalentemente da centrali termoelettriche) e dall'analisi della forma di questi pennacchi di fumo si è tentata una correlazione con le principali variabili meteorologiche (ma non micrometeorologiche) disponibili. Curiosamente tutto questo lavoro, tedioso e complesso, non ha in alcun modo tenuto conto degli enormi progressi sulla conoscenza della turbolenza atmosferica che proprio in quegli anni risultavano disponibili. Tradizionalmente, le 6 Categorie di Stabilità Atmosferica sono le seguenti:

- sono previste tre Categorie, denominate A, B, C (o equivalentemente 1, 2, 3), che rappresentano le situazioni convettive. La **Categoria A** rappresenta situazioni molto convettive, con velocità del vento bassa e forte insolazione. La **Categoria B** è una situazione che si presenta quando o la radiazione solare è relativamente poco elevata o la velocità del vento (e quindi la turbolenza di origine meccanica) è elevata. La **Categoria C** ha luogo con velocità del vento elevata e radiazione solare ridotta.
- è stata prevista una situazione che rappresenta tutte quelle situazioni (stabili o convettive) prossime all'adiabaticità, denominata **Categoria D** (o 4) che quindi rappresenta situazioni diurne o notturne con cielo coperto e vento teso.
- sono state previste due situazioni stabili (relative esclusivamente a situazioni notturne) indicate come **Categoria E** (o 5) e **Categoria F** (o 6), la prima relativa a situazioni con vento abbastanza elevato e cielo poco nuvoloso, mentre l'ultima relativa a situazioni con cielo sereno e velocità del vento bassa.

E' evidente che una classificazione così rigida e così limitata difficilmente potrà essere in grado di dar conto della estrema complessità e variabilità del *PBL*. Sono stati proposti numerosissimi

schemi per determinare le Categorie di Stabilità Atmosferica a partire dalle principali variabili meteorologiche e quanto riportato in (US - Environmental Protection Agency 1987) ne è un esempio significativo. La cosa demoralizzante è che frequentemente, dato un insieme di variabili meteorologiche tradizionali, l'applicazione dei vari schemi proposti può fornire stime differenti di Categorie di Stabilità Atmosferica. Tra l'altro, spesso sono stati proposti schemi mal posti dal punto di vista strumentale. Un esempio per tutti è un celebre schema che pretende di stimare la Categoria di Stabilità Atmosferica a partire dalla deviazione standard della direzione del vento. Come si è detto in precedenza, tale parametro risulta più o meno realistico a seconda delle caratteristiche dinamiche del sensore impiegato per la determinazione di tale parametro. La *pretesa* che anemometri tradizionali siano in grado di fornire realisticamente tale variabile porta spesso a stime completamente irrealistiche della Categoria di Stabilità Atmosferica. Alla luce dell'esperienza, l'unico metodo di stima della Categoria di Stabilità Atmosferica che ci sentiamo di segnalare è quello basato sulla velocità del vento e sulla Radiazione Solare Globale (per le ore diurne) e sulla Radiazione Netta (per le ore notturne).

Vento (m/s)	Radiazione Solare Globale (W/m ²)					
	>700	700÷540	540÷400	400÷270	270÷140	<140
<2	A	A	B	B	C	D
2 ÷ 3	A	B	B	B	C	D
3 ÷ 4	B	B	B	C	C	D
4 ÷ 5	B	B	C	C	D	D
5 ÷ 6	C	C	C	C	D	D
>6	C	C	D	D	D	D

Tab. 2.12: determinazione della Categoria di Stabilità Atmosferica nelle ore diurne.

Vento (m/s)	Radiazione Netta (W/m ²)		
	> -20	-20 ÷ -40	< -40
< 2	D	F	F
2 ÷ 3	D	E	F
3 ÷ 5	D	D	E
5 ÷ 6	D	D	D
> 6	D	D	D

Tab. 2.13: determinazione della Categoria di Stabilità Atmosferica nelle ore notturne.

In pratica questo schema opera nel modo seguente:

- per un periodo considerato (generalmente un'ora) si consideri la velocità del vento e la Radiazione Solare Globale (se il periodo è diurno) o la Radiazione Netta (se il periodo è notturno);
- per tutte le situazioni diurne la Categoria di Stabilità Atmosferica verrà determinata mediante la tabella a doppia entrata riportata in Tab. 2.12;
- per tutte le situazioni notturne la Categoria di Stabilità Atmosferica verrà determinata mediante la tabella a doppia entrata riportata in Tab. 2.13;

Molti sono stati i tentativi fatti per mettere in relazione la Categoria di Stabilità Atmosferica con i parametri caratteristici della turbolenza del PBL. I risultati più celebri sono quelli prodotti da Golder (1972) e riassunti in Fig.2.69 dove si nota come in effetti sia possibile stabilire una sorta

di relazione tra la Categoria di Stabilità Atmosferica, la rugosità superficiale (rappresentata da z_0) e la lunghezza di Monin-Obukhov (L), anche se tale relazione non è certamente biunivoca.

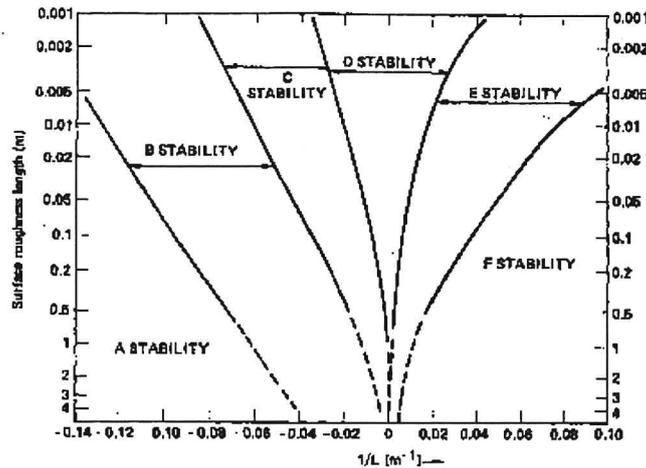


Fig.2.69: relazione tra Categoria di Stabilità Atmosferica, lunghezza di Monin-Obukhov (L) e rugosità superficiale z_0 .

L'ultimo aspetto relativo alla descrizione della turbolenza del *PBL* è la sua estensione verticale. Tutti i modelli di dispersione stazionari (di vecchia e nuova generazione) richiedono la conoscenza di z_i . La determinazione di tale parametro nelle ore diurne si può realizzare senza particolari problemi nel modo seguente:

- con uno dei metodi presentati in precedenza si stima l'evoluzione oraria di u_* e H_0 ,
- si può stimare z_i o col metodo termodinamico o con il metodo di Gryning-Batchvarova.

Per quanto riguarda l'altezza del *PBL* stabile, in precedenza sono state riportate correlazioni utili per una sua stima, una volta noto u_* e H_0 .

A conclusione di questo paragrafo, va detto che la realistica delle simulazioni operate da un modello di dispersione degli inquinanti in aria (anche se di tipo stazionario) è fortemente legata alla realistica della descrizione della turbolenza del *PBL*. Non è quindi sorprendente che quando in un modello stazionario si eliminano le Categorie di Stabilità Atmosferica e si introduce una descrizione della turbolenza del *PBL* basata su u_* e H_0 la realistica della simulazione aumenti.

2.10.3.2 Il profilo verticale del vento e della temperatura

Tutti i modelli stazionari di nuova e vecchia generazione hanno bisogno di un profilo verticale di velocità media del vento. In particolare, nei vecchi modelli stazionari era consuetudine adottare un profilo verticale della velocità media del vento descritto da una relazione del tipo:

$$u(z) = u_r \cdot (z/z_r)^p \quad [2.144]$$

dove z_r è la quota di misura normalmente pari a 10 metri ed il coefficiente p dipende dalla categoria di Stabilità Atmosferica e dal tipo di suolo (classificato solo come rurale o urbano), come indicato nella Tab.2.14 (Hanna e al., 1982).

Categoria di Stabilità Atmosferica	p	
	zone rurali	zone urbane
A	0.07	0.15
B	0.07	0.15
C	0.10	0.20
D	0.15	0.25
E	0.35	0.40
F	0.55	0.60

Tab. 2.14: parametro della relazione di potenza per il profilo verticale della velocità del vento.

Ai lettori non sarà certamente sfuggito quanto sia anacronistico l'impiego di questa relazione quando il principale risultato della Teoria di Similarità di Monin-Obukhov è proprio la determinazione del profilo verticale della velocità del vento in funzione del livello di turbolenza del *PBL* e della rugosità superficiale. Nei modelli stazionari di nuova generazione sono impiegate a questo proposito due tipi differenti di strategie. La prima consiste nell'impiegare direttamente la Relazione di Similarità per il *SL*, con l'ovvia controindicazione che il modello potrebbe estrapolarla anche a quote superiori all'estensione massima del *SL*. La seconda invece richiede all'utente ad ogni periodo di mediazione il profilo verticale della velocità del vento. In questo caso l'utente, a seconda dell'altezza delle sorgenti considerate nella simulazione, potrà decidere se impiegare la relazione di Similarità valida per il *SL* (caso con sorgenti basse) o quella valida per l'intero *PBL* (sorgenti alte).

Per quanto riguarda la direzione del vento, tutti i modelli di nuova e vecchia generazione concordano nel considerare come direzione di provenienza caratteristica per la simulazione, quella misurata dalla stazione meteorologica (normalmente a 10 metri) senza apporre correzioni funzione della quota.

Per quanto riguarda la temperatura dell'aria, tutti i modelli concordano nel considerare come rappresentativa la sola misura realizzata nei pressi del suolo.