Resoconto sulla “Summer School on Mountain Meteorology 2004: Orographic Effects on Precipitation” 25/07/2004 ÷ 30/07/2004

Agostino Manzato
ARPA – Agenzia Regionale per la Protezione dell’Ambiente del FVG,
settore OSMER – Osservatorio Meteorologico Regionale, Visco (UD), Italy

1 Introduzione

Quest’anno si è svolta la terza Summer School on Mountain Meteorology organizzata dall’Università di Trento, in collaborazione con l’American Meteorological Society, L’Istituto Nazionale di Ricerca in Montagna e l’Associazione Internazionale per la Ricerca in Idraulica.
Il tema di quest’anno era particolarmente invitante, essendo basato sulle piogge orografiche, che sono un argomento particolarmente importante per la meteorologia della nostra regione. Il corso di quest’anno aveva come direttori Dino Zardi (Università di Trento) e Richard Rotunno (NCAR, Boulder, CO).
Sul sito internet della scuola, all’indirizzo:

http://www.unitn.it/events/ssmm2004/

sono già disponibili tutte le lezioni dei docenti (“lecture notes”), in formato PDF, oltre a quelle dei 2 anni precedenti. Di particolare interesse c’è la SSMM 2002, in cui hanno insegnato Rotunno, Klemp, Buzzi e Steinacker. Tali lezioni sono disponibili al link:

http://www.unitn.it/ricerca/dottorati_form_av/estiva/lecture.htm

2 Richard Rotunno (rotunno@ucar.edu)

Observation and Theory of Orographic Precipitation

Il corso tenuto da questo noto ricercatore dell’NCAR era per alcuni versi simile a quello esposto 2 anni fa alla scuola estiva del Grand Combin. Per questo molte cose le potete trovare già riassunte in Intranet all’URL:

http://intranet.osmer.fvg.it/mercoledi/20021023/resoconto.pdf

Vorrei quindi soffermarmi su alcuni aspetti generali e su alcuni dettagli matematici.
L'idea iniziale è quella di derivare il *rain–rate* al suolo, $\mathrm{R}(z_0)$, ipotizzando che le gocce di nube siano costanti e che tutta la variazione nel tempo di densità di vapor acqueo (condensato) sia uguale alla variazione lungo la colonna verticale del tasso di precipitazione:

$$\frac{\partial R(z)}{\partial z} \cong \frac{\mathrm{d}\rho_{sat}}{\mathrm{d}t} \qquad \Rightarrow \qquad \mathrm{R}(z_0) = \int_{z_0}^{\infty} -\frac{\mathrm{d}\rho_{sat}}{\mathrm{d}t}\mathrm{d}z \cong \int_{z_0}^{\infty} -w\frac{\partial \rho_{sat}}{\partial z}\mathrm{d}z \qquad (1)$$

Si fa quindi una stima del profilo verticale del vapore (considerato sempre saturo) e poi una stima empirica del profilo della velocità verticale, w. Ad esempio, per una montagna idealizzata alta H e lunga L, un flusso di vento orrizzontale U contro la montagna produce circa una $w \cong U \cdot H/L$.
Per fare però i calcoli più precisi, bisogna derivare dalle equazioni del moto una stima precisa di $w(z,x)$, che è un po' il contenuto principale di queste lezioni. In questo caso, viene trattato prima il caso di aria secca, poi di aria umida ma stratificata in modo stabile e solo infine il caso di aria satura instabile.
La "teoria lineare secca" è stata esposta in modo analitico nei lavori di R. S. Scorer del 1953 e 1954 (*Theory of airflow over Mountains*, Quart. J. R. Met. Soc.). Risultati utili per valutare anche i flussi di Föhn sono illustrati nel lavoro del 1975 di Klemp and Lilly (*The dynamics of wave–induced downslope winds*, J. Atmos. Sci.).
La "teoria lineare umida" è stata affrontata nei lavori del 1982 di Durran and Klemp (*The effect of moisture...*, J. Atmos. Sci.). La teoria umida non stabile viene attualmente affrontata sia con tecniche di simulazioni (Rotunno and Ferretti, 2003, *Orographic effects on rainfall in MAP cases IOP 2b and IOP 8*, Quart. J. R. Met. Soc.) sia con tecniche più analitiche, come i recentissimi lavori di due giovani studenti di Andrea Buzzi: Marcello Miglietta (Miglietta and Buzzi, 2003, *A numerical study of moist stratified flow regimes over isolated topography*, Quart. J. R. Met. Soc., o Miglietta and Rotunno, 2004, *Simulations of nearly neutral flow over a ridge*, J. Atmos. Sci.), attualmente all'ISAC di Lecce, e Matteo Faganello, neolaureato con una tesi sugli effetti dell'umidità sulle onde orografiche. Per chi volesse fare degli approfondimenti ho a disposizione il file PDF con tutta la bella tesi di Faganello (in italiano!).
Tra le considerazioni finali la più stimolante è stata l'idea che il temporale generato per sollevamento orografico possa essere "costretto" a dirigere il downdraft controvento (perché la catena montuosa lo blocca da un lato), creando quindi un fronte freddo su cui si solleva l'aria calda della pianura e generando celle figlie che possono poi avere una traiettoria completamente diversa, a seconda del profilo del vento: spazzare la pianura se prevale un vento in quota molto diverso dal flusso basso verso la montagna o viceversa ritornare anch'esse verso la montagna, dando l'impressione di un temporale *stazionario*.
Per finire comunico che Rotunno mi ha detto che sarebbe opportuno che andassimo all'ultimo MAP meeting (Zara, 23–27 maggio 2005) perché verrà fatto un "riassunto generale" di tutto quanto appreso durante il Mesoscale Alpine Project.
Il sito internet di Rotunno è il seguente:

http://www.mmm.ucar.edu/individual/rotunno/rotunno.html

2.1 Cenni di teoria lineare secca e stabile

Consideriamo un caso bidimensionale: un flusso U di vento, parallelo all'asse delle x, sbatte contro una montagna $h(x)$ e si solleva lungo l'asse z.
Supponiamo che la lunghezza L della montagna sia molto inferiore a 100 km e quindi che si possa trascurare l'accelerazione di Coriolis ($f \cdot v \cong 0$). Lo *stato base* dell'aria è supposto in equilibrio idrostatico, cioè:

$$\frac{\mathrm{d}p_0}{\mathrm{d}z} = -g \cdot \rho_0 \tag{2}$$

Questo significa che non c'è accelerazione verticale e che le componenti del vento u_0 e w_0 valgono rispettivamente U e 0.
Supponiamo che la presenza di una montagna provochi delle piccole perturbazione di questo stato, cosicché le nuove grandezze della particella perturbata valgano $u(x,z) = U(z) + u'(x,z)$, $w(x,z) = w'(x,z)$, $\rho(x,z) = \rho_0(z) + \rho'(x,z)$, $p(x,z) = p_0(z) + p'(x,z)$, $T(x,z) = T_0(z) + T'(x,z)$ (nel caso secco ciò equivale a $\Theta(x,z) = \Theta_0(z) + \Theta'(x,z)$).

equazione di continuità :

Per la natura 2 D del problema e poiché trascuriamo Coriolis, $v = 0$.

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \tag{3}$$

equazioni del moto :

Supponiamo che valga l'approsimazione di Boussinesq (Ogura and Phillips, 1962, *Scale analysis of deep and shallow convection in the atmosphere*, J. Atmos. Sci., o confronta il sito http://kiwi.atmos.colostate.edu/group/dave/drweb/AneBous.pdf), in tal caso la variazione nel tempo della densità dello stato base è trascurabile, tranne che quando moltiplicata per g (la gravità ha un peso maggiore rispetto alle variazioni d'inerzia). In tale approsimazione, le equazioni del moto della particella perturbata diventano:

$$\frac{\mathrm{d}u}{\mathrm{d}t} = -\frac{1}{\rho_0} \cdot \frac{\partial p'}{\partial x}, \tag{4}$$

$$\frac{\mathrm{d}w}{\mathrm{d}t} = -\frac{1}{\rho_0} \cdot \frac{\partial p'}{\partial z} + g\frac{\Theta'}{\Theta_0}, \tag{5}$$

dove il termine $B = g\frac{\Theta'}{\Theta_0}$ altri non è che la *buoyancy* della particella rispetto all'ambiente (stato base).

conservazione dell'energia :

Nel caso di espansione *adiabatica* secca della particella, sappiamo che la temperatura potenziale si conserva nel tempo: $\frac{\mathrm{d}\Theta}{\mathrm{d}t} = 0$. Facendo uno sviluppo intorno allo stato base possiamo scrivere: $\frac{\mathrm{d}\Theta}{\mathrm{d}t} = \frac{\mathrm{d}\Theta_0}{\mathrm{d}t} + \frac{\mathrm{d}\Theta'}{\mathrm{d}t} = w\frac{\partial\Theta_0}{\partial z} + \frac{\mathrm{d}\Theta'}{\mathrm{d}t} = 0$. Moltiplicando per g/Θ_0 e introducendo la frequenza di Brunt–Väisälä, $N^2 = \frac{g}{\Theta_0} \cdot \frac{\partial\Theta_0}{\partial z}$, otteniamo finalmente:

$$N^2 \cdot w = -\frac{g}{\Theta_0}\frac{\mathrm{d}\Theta'}{\mathrm{d}t} = -\frac{\mathrm{d}B}{\mathrm{d}t} \tag{6}$$

Nel caso particolarmente idealizzato in cui l'aria sia secca e la sua stratificazione stabile, con un lapse rate di temperatura potenziale *costante*, allora $N^2 = \frac{g}{\Theta_0} \cdot \Gamma_\Theta$ non varia con z e possiamo approssimare $\Theta' \cong \Gamma_\Theta \cdot H$, ove H è l'altezza dello strato d'aria che viene sollevato dalla montagna (es. $H \cong 2.5\,\text{km}$). In tal caso la buoyancy diventa semplicemente $B = N^2 H$.
Si può anche introdurre il *numero di Froude* $F = U/(NH)$ e si vede (Sheppard, 1956, *Airflow over mountains*, Quart. J. R. Met. Soc.) che l'aria si solleva fino all'altezza massima $H_{max} \cong U/N = FH$. Ovvero il flusso passa *sopra* la montagna se e solo se $F > 1$, mentre per $F \leq 1$ c'è il fenomeno del *blocking*, in cui la montagna viene aggirata.

Il sistema delle 4 equazioni differenziali 3–6, nelle 4 incognite u, w, p' e Θ', ci permette di combinarle insieme per ottenere una sola equazione nel campo delle velocità verticali, nel caso particolare di onde *stazionarie* (ovvero vale l'approsimazione $\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t} \cong U \cdot \frac{\partial}{\partial x}$). Tale equazione è chiamata di Scorer e la sua soluzione ci dà il campo di velocità verticale:

$$\frac{N^2}{U^2} \cdot w = -\left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2}\right) \tag{7}$$

Anche nei casi semplici, come quando il flusso del vento e la buoyancy sono costanti con z, la soluzione di tale equazione è molto difficile.
La tecnica utilizzata normalmente è quella di passare alla trasformata di Fourier, trasformando la dipendenza in x in una rispetto al numero d'onda k e conservando quella in z: $\hat{w}(k,z) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} w(x,z) \cdot \mathrm{e}^{-ikx} \mathrm{d}x$.
Le condizioni al contorno applicate sono quella di *tangenza del vento al suolo* ($w_0(x,z_0) = U(z_0) \cdot \frac{\partial h(x)}{\partial x}$, dove $h(x)$ descrive l'orografia della montagna; in trasformata di Fourier questa condizione diventa: $\hat{w_0}(k,z_0) = ikU(z_0)\hat{h}(k)$) e la *condizione radiativa* in alto (per motivi di bilancio energetico il flusso di momento viene dirottato dalla montagna verso l'alto).
Nelle trasformate di Fourier l'equazione differenziale di Scorer diventa algebrica nel numero d'onda k:

$$-\frac{\partial^2 \hat{w}(k,z)}{\partial z^2} = \left(\frac{N^2}{U^2} - k^2\right) \cdot \hat{w}(k,z) \tag{8}$$

Le soluzioni idealizzate si possono riassumere come segue.
Se l'ostacolo è molto piccolo, $L \ll U/N$ (es. L inferiore a 500 m), allora otteniamo un flusso detto *potenziale* e le deformazioni prodotte sono minime (moto irrotazionale).
Viceversa se la lunghezza dell'ostacolo è molto grande, $L \gg U/N$, (ma sempre tale da poter trascurare Coriolis, es. $10 < L < 60\,\text{km}$), allora la particella oscilla molto e rimane in equilibrio idrostatico. In tal caso c'è un aumento di w nel versante sopravento (dove di solito si forma la pioggia orografica) e un massimo di u nel versante sottovento (dove si forma un forte vento, chiamato Föhn).
Infine nel caso intermedio, $L \cong U/N$, che è quello più diffuso (con valori tipici di $U \cong 20\,\text{m/s}$ e $N \cong 0.007\,\text{s}^{-1}$ otteniamo $L \cong 3\,\text{km}$) si creano nel versante sottovento le *onde di gravità* (Lee waves).
Interessanti approfondimenti si trovano anche al sito:

http://www.math.sfu.ca/∼dmuraki/research/queney.html

2.2 Cenni di teoria lineare umida

Nel caso in cui non dominano le transizioni di fase del vapore, ovvero quando l'aria umida rimane sempre lontana dalla saturazione o quando già inizialmente tutta la colonna d'aria davanti l'ostacolo sia già satura, è possibile approssimare la teoria lineare umida con quella secca, una volta cambiata opportunamente la frequenza di Brunt–Väisälä, N.
In generale la frequenza di oscillazione N causata da un piccolo spostamento δ_z è tale che $-N^2\delta_z = B = g\frac{\rho_e-\rho_p}{\rho_p}$. Facendo uno sviluppo in serie di Taylor attorno alla densità iniziale, $\rho_e \cong \rho_0 + \frac{\partial\rho_e}{\partial z}\delta_z$, e $\rho_p \cong \rho_0 + \frac{\partial\rho_p}{\partial z}\delta_z$, si può scrivere:

$$-N^2\delta_z = g\frac{\rho_0 + \frac{\partial\rho_e}{\partial z}\delta_z - \rho_0 - \frac{\partial\rho_p}{\partial z}\delta_z}{\rho_0 - \frac{\partial\rho_p}{\partial z}\delta_z} \quad \Rightarrow \quad N^2 \cong -\frac{g}{\rho_0}\left(\frac{\partial\rho_e}{\partial z} - \frac{\partial\rho_p}{\partial z}\right), \tag{9}$$

dove al denominatore è stata trascurata la variazione di ρ_p rispetto al valore iniziale ρ_0. Tale approsimazione si può fare anche nelle derivate al numeratore, ottenendo la formula generale:

$$N^2 \cong -g\left(\frac{\partial \ln\rho_e}{\partial z} - \frac{\partial \ln\rho_p}{\partial z}\right). \tag{10}$$

Nel caso di aria secca e di pressione uguale nella particella e nell'ambiente è facile passare dalle densità all'inverso delle temperature (eventualmente virtuali) e quindi l'equazione 9 diventa una differenza tra il lapse rate dell'ambiente e quello della particella, che per definizione segue un'adiabatica secca.

$$N_d^2 = \frac{g}{T_0}\left(\frac{\partial T_e}{\partial z} + \Gamma_d\right) = \frac{g}{\Theta_0}\cdot\frac{\partial\Theta_0}{\partial z}. \tag{11}$$

Invece, nel caso di aria umida bisogna tener conto del vapore e del condensato nel calcolo della densità. Nel caso di aria con un contenuto d'acqua iniziale molto vicino alla *saturazione*, una formula approssimata per N diventa:

$$N_m^2 = \frac{g}{T}\left(\frac{\partial T_e}{\partial z} + \Gamma_m\right)\cdot\left(1 + \frac{\mathcal{L}_c q_s}{R_d T}\right) - \left(\frac{g}{1+q_l}\frac{\partial q_l}{\partial z}\right), \tag{12}$$

dove q_l è il mixing ratio dell'acqua condensata (cfr. Klemp, 1992, in *Encyclopedia of Earth Science*, Academic Press).
In generale, l'aria umida tende ad avere una N minore di quella secca, e quindi è più facilmente sollevabile. Ciò significa che le onde generate dallo stesso flusso U che colpisce la stessa montagna saranno più "lunghe" che nel caso secco. Questo diventa particolarmente interessante quando abbiamo 2 regioni distinte: una stratificazione stabile non satura, in cui vale la soluzione idrostatica, e una nuvola, generata per sollevamento orografico, in cui la stratificazione stabile esterna viene "compensata" dal fatto che l'aria è satura. All'interno di questa zona satura si sviluppano velocità verticali molto alte, che possono giustificare tassi di precipitazione molto elevati.
Una delle considerazioni che mi hanno più colpito è il fatto di quanto siano diversi gli effetti della dinamica secca da quella umida. Per quel che mi riguarda, sono sempre più propenso a pensare che valutare l'instabilità potenziale sempre con lo stesso metro di giudizio (la Lifted Parcel Theory) possa portare a previsioni errare nel caso di sondaggi quasi completamente saturi, almeno per quanto riguarda la precipitazione.

Da un semplice confronto tra i 2 poster che ho portato a Trento (quello sulla climatologia dei temporali e quello sulla climatologia delle piogge in pianura) emerge una differenza sui periodi in cui si verificano i massimi d'intensità: i temporali più forti sono più frequenti in luglio, mentre le piogge più intense sono più frequenti in settembre e ottobre. Probabilmente mentre i concetti d'instabilità potenziale ben si adattano al caso dei temporali, mentre per le piogge intense (comunque a forte componente convettiva) un approccio che tenga conto della "dinamica umida" potrebbe portare a risultati migliori e spiegare lo spostamento verso l'autunno dei casi più piovosi.

3 Franco Prodi **(f.prodi@isao.bo.cnr.it)**

Microphysics: an introduction

Attualmente è il direttore del ISAC (Istituto di Scienze dell'Atmosfera e del Clima), la nuova struttura del CNR che ha unito l'IASO di Bologna, l'IFA di Roma, l'ISIATA di Lecce e l'ICGF di Torino.

Il suo corso di microfisica era l'unico le cui dispense non erano state preparate in anticipo, a causa dei suoi molti impegni. Quindi le dispense sono fatte in modo disomogeneo: ci sono fotocopie di lucidi delle lezioni che tiene all'Università di Ferrara, fotocopie del libro di microfisica da lui scritto (l'intero capitolo 2, in italiano) e infine slide di presentazioni Power Point.

Nonostante questa varietà di supporti, è riuscito a trasmettere abbastanza bene l'idea della complessità dei problemi di microfisica. Ad esempio ha approfondito la nucleazione omogenea ad alta sovrasaturazione e poi la nucleazione eterogenea, ovvero innescata da nuclei di condensazione (es. *aerosol*, che può essere più o meno solubile in acqua), che avviene a valori di sovrasaturazione più bassi (1–2 %), come quelli normalmente misurati nelle nubi.

La differenza di tipo di aerosol porta poi a diversi raggi critici delle gocce che si formano, e questo porta alla formazione di nuvole "morfologicamente" diverse: nubi *continentali* con basse concentrazioni di goccioline (50 per cm^3) ma di diametro grande (ad es. $50\,\mu$ di diametro), ovvero nubi *marittime* con alte concentrazioni (200 per cm^3) di gocce piccole ($10\,\mu$).

Ha poi parlato della rimozione di aerosol dall'aria, sviluppando la teoria del moto di una piccola particella sospesa: turbolenza, forze elettrostatiche, forze di foresi (gradienti termici) e moto Browniano contribuiscono a complicare l'equazione del moto. Nel contesto di tali studi si inseriscono i suoi recenti esperimenti fatti nella Drop Tower di Brema (4.7 secondi di microgravità) o nei voli parabolici in aereo (24 secondi a $g \cong 0.1\,m/s^2$). Di questi esperimenti ci ha mostrato delle foto fatte col microscopio olografico digitale, in cui, ad esempio, si può distinguere il moto Browniano da quello termoforetico.

Ha poi accennato alla formazione della precipitazione: per coalescenza o per processi che necessitano all'inizio di cristalli di ghiaccio e sui quali si deposita il vapore (pressione di vapor saturo più bassa sul ghiaccio che sull'acqua liquida), oppure impattano le goccioline di nube sovraffuse. La forma della goccia di pioggia diventa sempre più oblata al crescere della massa, finché si forma un buco nella faccia inferiore che porta alla formazione di un toro e finalmente si ha la divisione in 2 gocce distinte quando il diametro raggiunge al massimo i 7 mm.

Infine l'ultima lezione è stata tutta dedicata alla grandine: dalla "nascita", di solito attorno

ad un graupel conico, alla crescita *secca* (a temperature superficiali inferiori allo zero, con ghiacciamento istantaneo e colore opaco dovuto alle bolle d'aria intrappolate) fino alla crescita *bagnata*, a temperature della superficie del chicco prossime allo zero (parte trasparente del chicco).
Anche in questo caso ha mostrato i risultati dei suoi esperimenti, fatti nella macchina del vento in cui un cilindretto di ghiaccio viene immerso in un updraft verticale, che trasporta goccioline sovraffuse. Si riescono a ricreare sia le gocce radiali di aria che la crescita *a lobi* tipica dei chicchi di grandine.
Una menzione finale sui 3 libri che ha scritto: il primo volume tratta la dinamica dell'atmosfera, il secondo la microfisica e l'ultimo la radiazione e il remote sensing. I 3 volumi (tutti in Italiano) sono scritti in LaTeX e sono editi "in proprio", nonché venduti al prezzo popolare di 10 E l'uno. Chi fosse interessato li può ordinare direttamente da lui.

4 Jürg Joss (jjo@freesurf.ch)

Radar Meteorology

È un esperto radarmeteorologo di Meteo Swiss, anche se da poco tempo è andato in pensione.
Il suo è stato un corso base di introduzione alla radarmeteorologia, con particolare enfasi sugli aspetti ingegneristici e su come questi influenzino la parte "meteo" del problema. Il succo delle sue lezioni è che il radar può essere uno strumento anche molto preciso, per quel che riguarda le sue misure, ovvero il valore della riflettività, ma chi vuole usarlo per fare una stima precisa della precipitazione va incontro ad innumerevoli difficoltà. La sua morale è che è uno strumento molto utile ai turisti che vogliono sapere se piove o meno, ma poco utile agli idrologi, che necessitano di stime con precisione del 10 %.
Ha descritto i radar in banda C (4–7 cm), preferiti dagli europei per la maggior risoluzione, e di quelli in banda S (7–15 cm), preferiti dagli americani per la minor attenuazione del segnale.
Ha parlato del limite dell'approsimazione di Rayleight nel trattare il backscatter e del problema dei lobi secondari del fascio radar, nonché della "forma" del lobo principale che porta facilmente fino a 3 dB di errore.
Si è poi soffermato sul metodo VAD (Velocity Azimut Display) per la stima del profilo del vento sopra il radar, che in Svizzera trovano molto utile anche per le previsioni (fanno una misura ogni 30 minuti).
Per quello che riguarda la stima della pioggia, c'è il solito problema delle ipotesi da fare sulla distribuzione delle idrometeore. Anche la calibrazione con pluviometri può essere difficoltosa per 2 motivi. Il primo è che essendo la pioggia forte un fenomeno spazialmente circoscritto serve un'alta densità di pluviometri (loro ne usano circa 500 nel dominio del radar!). Il secondo è che non ha senso tarare il radar nei casi di pioggia "normale" perché l'estrapolazione per i casi di alto rain–rate, che sono quelli che ci interessano di più, può venire sbagliata.
Tra le cose che mi hanno colpito di più c'erano le slide firmate dall'OSMER, in cui veniva spiegata la riflettività differenziale e il suo uso negli algoritmi automatici per il riconoscimento del tipo di idrometeore. I colleghi del Veneto mi hanno detto di aver già visto questa presentazione alla scuola di Locarno (maggio 2004): sarebbe bello poterle vedere anche noi

in un “mercoledì di studio”.
Altro contributo dell’OSMER è stato fatto durante l’ultima lezione, quando mi ha chiesto di mostrare i movie di Zebra dell’alluvione a Ugovizza del 29 agosto 2003, come esempio eclatante di pioggia orografica.
Un’altra idea interessante è stata la sua proposta di fare una rete di 100 piccoli radar da 2 kW, in banda X (3 cm), con raggio d’azione di 20 km e angolo di 4 gradi, che secondo lui funzionano meglio e costano (circa 2 M$) come un unico radar in banda C da 250 kW, con raggio d’azione di 250 km.
Per chi fosse interessato alla radarmeteorologia, consiglia di non perdere il prossimo meeting del progetto europeo VOLTAIRE (*Validation of multisensors precipitation fields and numerical modeling in Mediterranean test sites*), che si svolgerà a Lubiana dal 6 all’8 ottobre 2004. Per approfondimenti vedi:

http://www.voltaireproject.org/

5 Evelyne Richard **(evelyne.richard@aero.obs-mip.fr)**

Numerical models and forecasting precipitation

Lavora come ricercatrice del CNR francese al Laboratoire d’Aérologie di Tolosa ed è una delle sviluppatrici del modello non–idrostatico Meso–NH.
Le sue lezioni sono state molto “dense”, in quanto il suo obiettivo è stato quello di illustrare nel dettaglio (con tutte le equazioni del caso) l’intero funzionamento di un modello di simulazione ad area limitata. La prima lezione è stata dedicata alle equazioni del moto, al tipo di coordinate verticale che si possono implementare, ai diversi modi di calcolare le variabili nei punti di griglia (*staggered grid*), alla parametrizzazione della turbolenza, ecc.
La seconda lezione verteva sulla parametrizzazione della microfisica secondo il modello “bulk” (Kessler, 1969, *On the Distribution and Continuity of Water Substance in Atmospheric Circulations*, Meteor. Monogr., No. 32, Amer. Meteor. Soc.), ovvero secondo i modelli semi–spettrali (a due momenti), che permettono di produrre quantitativi di pioggia molto maggiori nel caso di nubi marittime.
Nella terza lezione ha introdotto la parametrizzazione della fase ghiacciata, con tutti i processi annessi alla formazione della neve, graupel, grandine e della pioggia secondo i processi di Bergeron–Findeisen.
In questo modo si passa dalla descrizione di nubi “warm” (in cui prevale la coalescenza) a quelle “mixed phase”, che sono molto più simili a quelle osservate in natura (almeno nelle nostre zone).
La penultima giornata è stata dedicata ai casi di test, con particolare enfasi alle piogge intense (es. MAP IOP 2a, 17/09/99) e alla loro “sensibilità” all’orografia implementata nel modello. Inoltre ha mostrato come le piogge previste dai modelli siano usate dagli idrologi come input per i modelli che calcolano il run–off, e di quanto queste previsioni possano essere sbagliate a seconda della qualità del modello atmosferico.
Infine nell’ultima lezione ha accennato ai metodi di verifica dei modelli, (con particolare riguardo alla curva di ROC e all’Heidke skill score), e agli sviluppi futuri, che consistono principalmente nell’usare i dati misurati da remote–sensing (satellite e radar) per “tarare” meglio la miscrofisica interna al modello, e quindi ottenere simulazioni adattate al singolo

caso. In questo filone si inserisce anche l'interessante sviluppo di modelli numerici per la simulazione del radar, ovvero per simulare le sue misure di riflettività.

6 Studenti particolari

6.1 Matilde Nicolini (nicolini@cima.fcen.uba.ar)

È professoressa di meteorologia all'Università di Buenos Aires, anche se è nata in Italia.
Si interessa in particolare allo studio del Low–Level–Jet, perché quando questi colpisce le Ande riesce a produrre tassi molto alti di precipitazione orografica.
Mi ha colpito in particolare per la grande capacità di spiegare in modo chiaro tutte le tematiche di cui abbiamo parlato (dalla dinamica alla microfisica).
Da giovane ha lavorato sui progetti anti–grandine e ricorda tutti i lavori di Griff Morgan sull'argomento.

6.2 Richard Werner (richard.werner@vorarlberg.at)

Dell'Istituto Ambientale Vorarlberg di Brengenz, ma collabora anche con l'Università di Innsbruck. È un esperto di PBL, si occupa anche di misure del PBL tramite aeroplani telecomandati (mini sondaggi). Ha molta esperienza anche sulla distribuzione dei venti e sul loro possibile uso per i generatori eolici.

7 Conclusioni

La scuola estiva di Trento 2004 è stata per me un'esperienza formativa importante, sia per il contenuto delle lezioni, che per le persone che ho potuto incontrare.
Infatti gli studenti iscritti erano circa 60, di cui metà italiani e l'altra metà da tutto il resto del mondo (Argentina, Canada, Cina, Croazia, India, Islanda, Polonia, Ucraina, USA...).
Per quello che riguarda gli studenti italiani la loro provenienza era molto diversificata: dalle ARPA (Lombardia, Piemonte, Veneto, Emilia–Romagna, Liguria), ai centri zonali della Protezione Civile, all'Aeronautica Militare, fino a diverse Università.
Un ultimo pensiero va all'ottimo staff che ha curato l'organizzatore locale della scuola. Il prof. Dino Zardi, dell'Università di Trento, è riuscito a creare in pochi anni una punto di riferimento importante per la meteorologia in Italia, in particolare per lo studio della meteorologia alpina e della dinamica nelle valli. Molti i dottorandi che qui lavorano, soprattutto facendo simulazioni col modello WRF, e possibilmente collaborando direttamente con i ricercatori dell'NCAR e col dr Rotunno in particolare.
Spero infine che queste note possano trasmettere anche a chi non ha partecipato alla SSMM 2004 degli spunti interessanti e, come al solito, vi ricordo che trovate tutta la documentazione raccolta nella nostra biblioteca.

Visco, 10 agosto 2004.

In alto: *foto di gruppo.*
In centro: *la presentazione dell'alluvione del 29/08/2003.*
In basso: *giocando a "Who's who".*

Grazie a Stefano e Virna per le foto…