

RELAZIONE SCIENTIFICA

RIFERIMENTI DEL PROGETTO

Num. Contratto	P.G. ASI 003882
Coordinatore	Del Guasta Massimo
Ente	IFAC (ex IROE) CNR
Acronimo	FACE TRACING
Titolo	Simulazione numerica della diffusione della luce da parte dei cirri mediante tecnica di "ray-tracing" di seconda generazione. Applicazione delle simulazioni all'interpretazione delle misure LIDAR a depolarizzazione (532- 1064 nm) dallo spazio in termini di microfisica dei cirri.

PARTECIPANTI

Unità di ricerca coinvolte:	Del Guasta Massimo - IFAC CNR
------------------------------------	-------------------------------

EXECUTIVE SUMMARY

In this work, an innovative , numerical technique derived from "ray-Tracing" was used for the simulation of LIDAR returns from cirrus clouds. The technique was developed in order to calculate the LIDAR depolarization and the LIDAR ratio expected of clouds composed of ice crystals of polyhedral shape in the single-scattering approximation. The new technique ("Face-Tracing") includes physical optics effects (diffraction) and makes it possible to simulate the LIDAR backscatter in a more realistic way than Ray-Tracing. The same technique was used for the simulation of the whole Mueller matrix of polyhedral crystals.

Face-Tracing was applied to the simulation of elastic-backscatter, depolarized LIDAR returns from hexagonal crystals, either pristine or deformed.

Results for large, pristine hexagonal hardly match the experimental data obtained for LIDAR ratio and for the 532-1064 nm color ratio. This problem is due to the peculiar backscatter peak shown by this very particular crystal shape. The deformation of the pristine shape leads to smoother phase functions, to an increase of the LIDAR ratio and a decrease of depolarization.

OBIETTIVI DEL PROGETTO

Il LIDAR a backscattering elastico è uno strumento di remote-sensing che permette di produrre profili verticali, 2D o 3D di radiazione luminosa retrodiffusa da parte di aerosoli e nubi. I recenti sviluppi tecnologici delle sorgenti laser a stato solido hanno permesso di pianificare missioni per LIDAR spaziali. Le agenzie spaziali di diversi paesi quali USA (NASA), Giappone (NASDA), ed Europa (ESA) hanno sviluppato piani per LIDAR spaziali. NASDA si sta preparando per una missione LIDAR dimostrativa (MDS-2) verso il 2002, in vista di un suo impiego su un satellite di maggiori dimensioni. Un satellite-LIDAR (PICASSO-CENA) verrà lanciato nel 2003 in orbita quasi polare in una missione congiunta franco-statunitense. I LIDAR spaziali opereranno alla lunghezza d'onda fondamentale del Nd-YAG (1064 nm). Questi strumenti forniranno profili verticali di "backscatter" con una risoluzione verticale di un centinaio di metri (ESA, 1999). I LIDAR spaziali devono necessariamente risultare robusti e di lunga vita, ed ogni aumento di complessità deve corrispondere ad un effettivo aumento di informazione sulla microfisica delle nubi o degli aerosoli. È il caso dell'aggiunta di una seconda lunghezza d'onda (532 nm) e di canali di depolarizzazione. Oltre alle difficoltà tecnologiche connesse a tali aggiunte, sicuramente superabili nei prossimi decenni, esiste una certa incertezza relativa alla loro utilità in termini di aumento di informazione.

Nel presente progetto si intende valutare l'utilità di un canale di depolarizzazione e di una ulteriore lunghezza d'onda (532 nm) nello studio delle nubi troposferiche di alta quota (cirri) mediante LIDAR spaziale. La valutazione non riguarda la fattibilità tecnologica, quanto la possibilità teorica che un tale "upgrade" fornisca informazioni importanti sulla microfisica dei cirri. Il lavoro teorico prevede altresì una validazione mediante dati LIDAR da terra.

Il lavoro si basa sul calcolo numerico della retrodiffusione elastica della luce da parte di particelle di ghiaccio mediante la tecnica di "face-tracing", una tecnica innovativa sviluppata presso l'IROE CNR e derivata dalle tecniche di ray-tracing convenzionali. Il progetto prevedeva il calcolo a 532 e 1064 nm di due quantità intensive LIDAR (depolarizzazione (δ) e LIDAR ratio (k)). Sebbene i cristalli di ghiaccio dei cirri presentino in genere dimensioni superiori alla lunghezza d'onda LIDAR, una dipendenza di δ e k dalla lunghezza d'onda (o dalle dimensioni dei cristalli, a parità di lunghezza d'onda) è attesa teoricamente per alcune classi di cristalli di ghiaccio osservati in natura. Questa dipendenza è dovuta al fatto che in tali cristalli (es. prismi esagonali) la funzione di fase di scattering presenta un picco marcato (e depolarizzato) nel backscattering; la diffrazione allarga questo picco causando una riduzione del backscatter e della depolarizzazione al diminuire delle dimensioni del cristallo (o all'aumentare della lunghezza d'onda), con un conseguente aumento del rapporto k . L'uso di due lunghezze d'onda permette quindi, in linea di principio, di stimare le dimensioni dei cristalli e/o di verificare la presenza nella funzione di fase delle particelle di un picco nel backscatter. Quest'ultima informazione permetterebbe di distinguere particelle poliedriche (che presentano almeno alcune facce parallele e perpendicolari) da particelle di ghiaccio decisamente irregolari o sferiche. Tale informazione ha profonde implicazioni nella modellistica delle caratteristiche ottico-radiative delle nubi di ghiaccio.

Nella ricerca, δ e k vengono calcolati per diverse tipologie di cristalli di ghiaccio (da cristalli esagonali perfetti a deformati) e per diverse dimensioni dei cristalli. I risultati per le diverse tipologie di particelle vengono riportati in scatter-plots del tipo (δ , k). In simili grafici vengono riportati anche i punti (δ , k) corrispondenti a miscele di particelle di diverso tipo e dimensioni, con concentrazioni variabili. I risultati vengono analizzati con tecnica di clustering in modo da individuare alcune "classi microfisiche" (suddivise in base al tipo di particella e/o alle sue dimensioni) ben definite, entro le quali risulta in principio possibile classificare in senso probabilistico (in base alla distanza dai diversi centroidi) i dati LIDAR.

Per una verifica dei risultati teorici, dati LIDAR sperimentali di cirri sono stati raccolti presso l'IROE CNR, dove è attualmente in funzione un LIDAR multispettrale (532-1064 nm, con depolarizzazione) e presso Dumont d'Urville (Antartide). Dal confronto tra le coppie (δ , k) sperimentali e teoriche emerge il numero di classi microfisiche in cui è possibile effettivamente classificare i dati sperimentali LIDAR. Tale analisi è intesa a mostrare l'utilità o meno dell'implementazione di canali depolarizzati e/o di ulteriori lunghezze d'onda nei futuri progetti di LIDAR spaziali per lo studio delle nubi dell'alta troposfera.

PUBBLICAZIONI PROGETTO

Publicazioni su riviste:

1. M. Del Guasta : Simulation of LIDAR returns from pristine and deformed hexagonal ice prisms in cold cirrus by means of "face tracing", *J. Geophys. Res.* Vol. 106 ,D12 , 12589-12602, 2001.
2. Del Guasta M., Naranjan K., Observation of low-depolarization contrails at Florence (Italy) using a 532-1064 nm polarization LIDAR. *Geophys. Res. Lett.*, 28,4067-4070, 2001
3. M. Del Guasta, E. Vallar. In-cloud variability of LIDAR depolarization of polar and midlatitude cirrus. *Geophys. Res. Lett.* , 1578-1582, 2003.

RELAZIONE SCIENTIFICA ESTESA PROGETTO ASI

Linea Strategica: 4. Terra e sistema climatico dallo spazio

Indirizzo di ricerca: 3. Analisi dati e modelli teorici e sperimentali di stretta rilevanza spaziale

SIMULAZIONE NUMERICA DELLA DIFFUSIONE DELLA LUCE DA PARTE DEI CIRRI MEDIANTE TECNICA DI "RAY-TRACING" DI SECONDA GENERAZIONE. APPLICAZIONE DELLE SIMULAZIONI ALL'INTERPRETAZIONE DELLE MISURE LIDAR A DEPOLARIZZAZIONE (532- 1064 NM) DALLO SPAZIO IN TERMINI DI MICROFISICA DEI CIRRI.

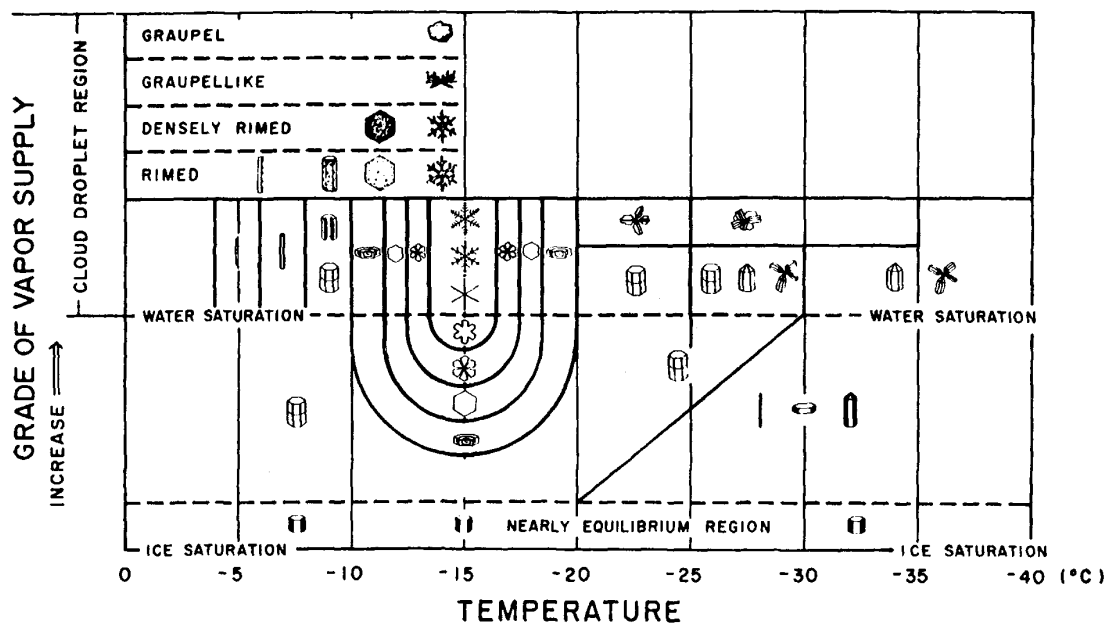
**Coordinatore Progetto:
Massimo Del Guasta**

**Istituto Fisica Applicata IFAC “Nello Carrara” del CNR
(Ex Istituto Ricerca Onde Elettromagnetiche IROE CNR)**

via Panciatichi 64, 50127 Firenze

1. INTRODUZIONE

L'acqua assume in atmosfera forme cristalline di vario genere, funzione complessa della temperatura e dell'umidità relativa [Pruppacher and Klett, 1985; Pekkala et al., 1998; Lynch et al., 1994; Riikonen et al. 2000; Hemsfield, 1986; Weinheimer and Knight, 1987], come indicativamente descritto nella seguente figura:



Forme tipiche dei cristalli di ghiaccio in diverse condizioni ambientali (Pruppacher and Klett, 1985)

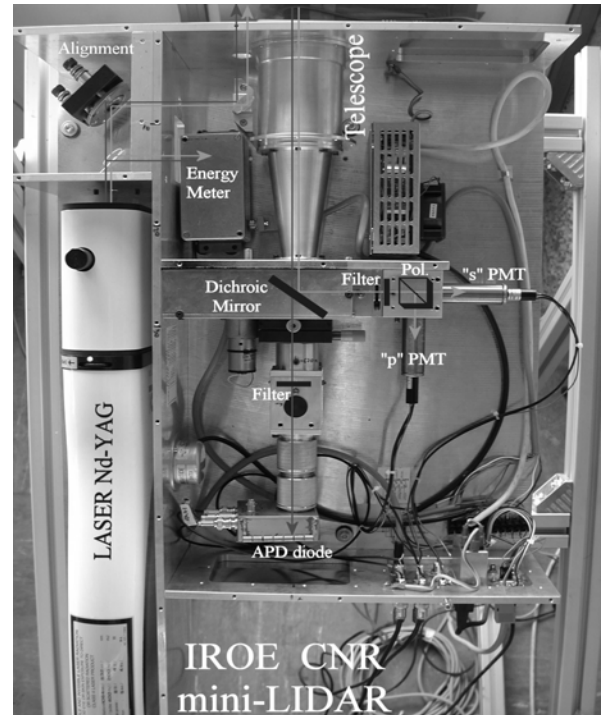
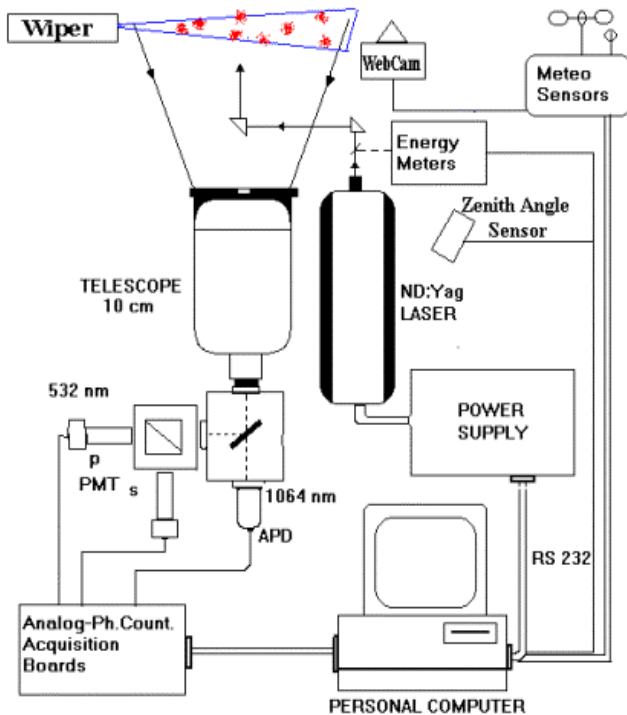
La maggior parte di tali forme sono riconducibili a cristalli a simmetria esagonale (prismi, piastrine esagonali, prismi appuntiti, e loro aggregati). Forme geometriche pure sono raramente osservate, essendo più probabile la presenza (almeno a temperature superiori ai -30° circa) di solidi a base esagonale e loro aggregati solo parzialmente regolari. La maggior parte dei cristalli la cui forma sia stata osservata in situ con tecniche microscopiche, a causa delle limitazioni delle tecniche di raccolta e/o osservazione, presenta dimensioni superiori

alla decina di micron circa. Recenti osservazioni hanno mostrato la presenza consistente di particelle piu' piccole [es. Dowling and Radke, 1990; Platt et al. 1989, Sassen et al.,1998; Platt et al., 2002], una presenza che porta a riconsiderare le caratteristiche ottiche e radiative dei cirri in chiave piu' complessa e moderna, ed a riconsiderare la progettazione di dispositivi di remote-sensing sia terrestri che spaziali intesi a studiare queste nubi. Lo studio delle proprieta' ottiche dei cristalli di ghiaccio e' attuabile tecnicamente mediante l'approssimazione del campo diffuso come somma del campo diffratto e di quello ottenuto con i metodi dell'ottica geometrica (tracciamento dei raggi).

Il confronto tra le proprieta' ottiche misurate simulate e misurate sperimentalmente nelle nubi di ghiaccio mediante strumenti di remote sensing come il LIDAR consente in linea di principio l'identificazione del tipo cristallino che compone la nube nel caso questa sia dominata da cristalli di dimensioni superiori alla lunghezza d'onda della radiazione utilizzata. Questa ipotesi di lavoro ha portato alla simulazione delle proprieta' ottiche di forme estremamente varie di particelle di ghiaccio. Tuttavia le tecniche LIDAR consentono di ottenere solo poche informazioni ottiche effettivamente confrontabili coi risultati teorici, e di conseguenza esiste il rischio di non essere in grado, mediante le misure sperimentali LIDAR, di operare la distinzione non ambigua tra i diversi tipi di particelle neppure in presenza di un apparato teorico molto raffinato. I prismi esagonali ideali sono stati i primi solidi ad essere simulati dal punto di vista della diffusione della luce da parte dei cirri. Queste simulazioni riproducono correttamente alcuni fenomeni ottici come gli aloni a 22° ed a 46° attorno al sole, ed i risultati di tali simulazioni sono stati e sono tuttora molto popolari non solo nei modelli radiativi ma anche nell'interpretazione dei dati LIDAR. Purtroppo l'uso di questo semplice modello appare sempre piu' inopportuno almeno nel campo LIDAR (es. Sassen et al., 1994), e questo crollo di popolarita' deriva dalle sempre piu' numerose misure in-situ di scattering della luce, oltre alla semplice constatazione quotidiana che la maggior parte dei cirri non presenta evidenti aloni a 22° ed a 46° ,come invece atteso per prismi esagonali (es. Francis, 1994; Auriol et al.,2001). Questo lavoro ha lo scopo di mostrare i pro ed i contro della interpretazione dei dati lidar a retrodiffusione elastica e depolarizzazione (532 nm) in termini di prismi esagonali ideali e con diversi gradi di deformazione, e di discutere il possibile ruolo di una seconda lunghezza d'onda (1064 nm) nell'interpretazione microfisica dei dati LIDAR. A questo scopo e' stato predisposto un apparato teorico-numeric originale, denominato "Face-Tracing" , operante secondo i principi dell'ottica geometrica e maggiormente adatto del simile "ray-tracing" nella simulazione della retrodiffusione LIDAR. I risultati numerici delle simulazioni sono stati confrontati con i risultati sperimentali ottenuti sui cirri dal gruppo LIDAR dell' IFAC presso Firenze e Dumont d'Urville (Antartide), alla ricerca di un eventuale schema per la classificazione dei risultati nel senso della microfisica dei cirri.

2. IL LIDAR A RETRODIFFUSIONE ELASTICA

Il LIDAR a retrodiffusione elastica è un radar ottico operante nel visibile, vicino infrarosso e/o ultravioletto. E' costituito da un trasmettitore laser impulsato che emette impulsi di durata dell'ordine di alcuni nanosecondi. L'impulso viaggia in atmosfera e viene retrodiffuso verso il ricevitore (telescopio) da parte delle particelle sospese in atmosfera, molecole ed aerosoli. Nelle figure seguenti e' riportato, a titolo di esempio, lo schema del LIDAR attualmente utilizzato presso l'IFAC CNR. Il sistema impiega un laser Quantel Nd-YAG che emette a 532 (400mJ/impulso, polarizzazione lineare) e 1064 nm (400 mJ/impulso, polarizzata circolarmente).



La radiazione laser retrodiffusa da parte dell'atmosfera viene captata da un telescopio ed analizzata spettralmente nelle due componenti 532 e 1064 nm mediante filtri interferenziali a banda stretta (0.15 nm). La componente a 532 nm viene analizzata mediante un beam-splitter polarizzatore che separa le due componenti ortogonali della polarizzazione.

Le due componenti della polarizzazione vengono infine trasformate in due segnali elettrici tramite fotomoltiplicatori Hamamatsu. La componente 1064 nm (non polarizzata) viene tradotta in segnale elettrico mediante diodo APD EG&G 3092 al silicio. I segnali elettrici vengono analizzati nel dominio del tempo mediante schede di acquisizione LeCroy CAMAC (risoluzione LIDAR 30 m). Il sistema consente quindi la misura simultanea dei segnali a 532 nm (con polarizzazioni parallela e perpendicolare alla polarizzazione lineare del laser) e a 1064 (non polarizzato).

Il segnale ricevuto dal LIDAR (prima dell'analisi di polarizzazione), a ciascuna lunghezza d'onda, e' dato dall'equazione LIDAR integrale:

$$V(z) = kE_0 \frac{1}{z^2} (\beta(z) + \beta_m(z)) e^{-2 \int_0^z (\sigma(z') + \sigma_m(z')) dz'}$$

dove $V(r)$ e' il segnale ricevuto dalla quota z , k e' una costante di sistema, E_0 e' l'energia dell'impulso laser, β e' il coefficiente di retrodiffusione di volume (backscatter) espresso

in $[m^{-1}sr^{-1}]$, σ e' l'estinzione $[m^{-1}]$. Il pedice m e' relativo alla componente molecolare della retrodiffusione.

I sistemi LIDAR monostatici consentono la ricezione della radiazione retrodiffusa da parte di una nube ad un angolo di scattering di esattamente 180° . In questo processo, date le dimensioni fisiche del telescopio (dell'ordine del metro o meno di diametro) e la distanza delle nubi di ghiaccio (dell'ordine di 10km per LIDAR terrestri, dell'ordine di 100km per LIDAR spaziali) fanno si' che il telescopio raccolga la radiazione retrodiffusa dalla nube in un cono di apertura dell'ordine di 0.0001 radianti (LIDAR terrestre) o addirittura inferiore nel LIDAR spaziale.

Mediante metodi di inversione del segnale LIDAR (Klett, 1981; Morandi, 1992) e' possibile estrarre informazioni relative alla sola componente molecolare, ed in particolare $\beta(z)$ e $\sigma(z)$. Le due quantita' $\beta(z)$ e $\sigma(z)$ ed il loro rapporto integrale all'interno della

nube $k = \frac{\int \sigma(z)dz}{\int \beta(z)dz} \approx \frac{\sigma(z)}{\beta(z)}$ possono essere ottenute con diversi gradi di incertezza (Del Guasta, 1998).

3. DEPOLARIZZAZIONE LIDAR

Inviando luce polarizzata linearmente sulla nube, si analizza la luce retrodiffusa in intensita' e polarizzazione al fine di estrarre informazioni intensive sulla nube.

La depolarizzazione del segnale LIDAR puo' essere ottenuta punto per punto della nube usando una delle definizioni alternative:

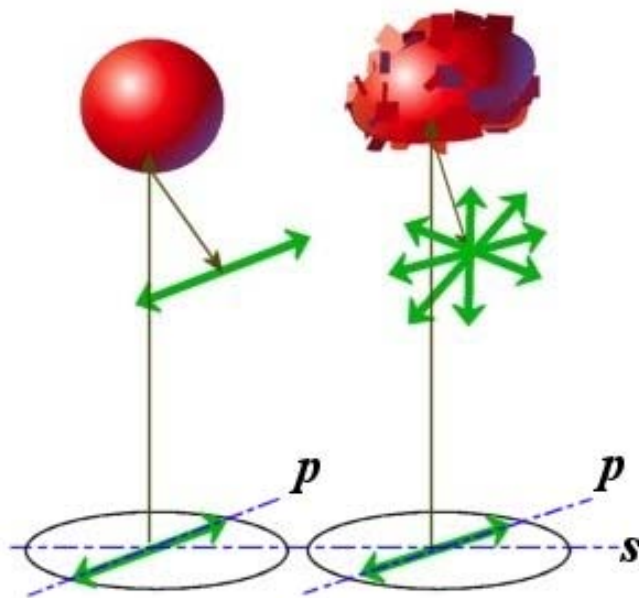
$$\delta(z) = \frac{V_s(z)}{V_p(z)}$$

oppure:

$$\delta' = \frac{V_s(z)}{V_p(z) + V_s(z)}$$

ove $V_p(z)$ e $V_s(z)$ sono rispettivamente i segnali ottenuti dall'analizzatore con polarizzazione rispettivamente parallela e perpendicolare alla polarizzazione lineare del laser.

Si tratta in ogni caso di una quantità intensiva legata strettamente alla mancata simmetria cilindrica del cristallo attorno all'asse di sparo LIDAR. La depolarizzazione della radiazione incidente linearmente polarizzata è nulla solo nel caso di elevata simmetria cilindrica, come suggerito dalla figura:



schema del processo di depolarizzazione LIDAR

Per ottenere valori confrontabili di depolarizzazione, è necessaria una intercalibrazione dei due canali ricevitori al fine di conoscere il rapporto tra i due guadagni complessivi dei due canali. Questo può ottenersi mediante diverse procedure, adottate soggettivamente dai diversi gruppi di ricerca:

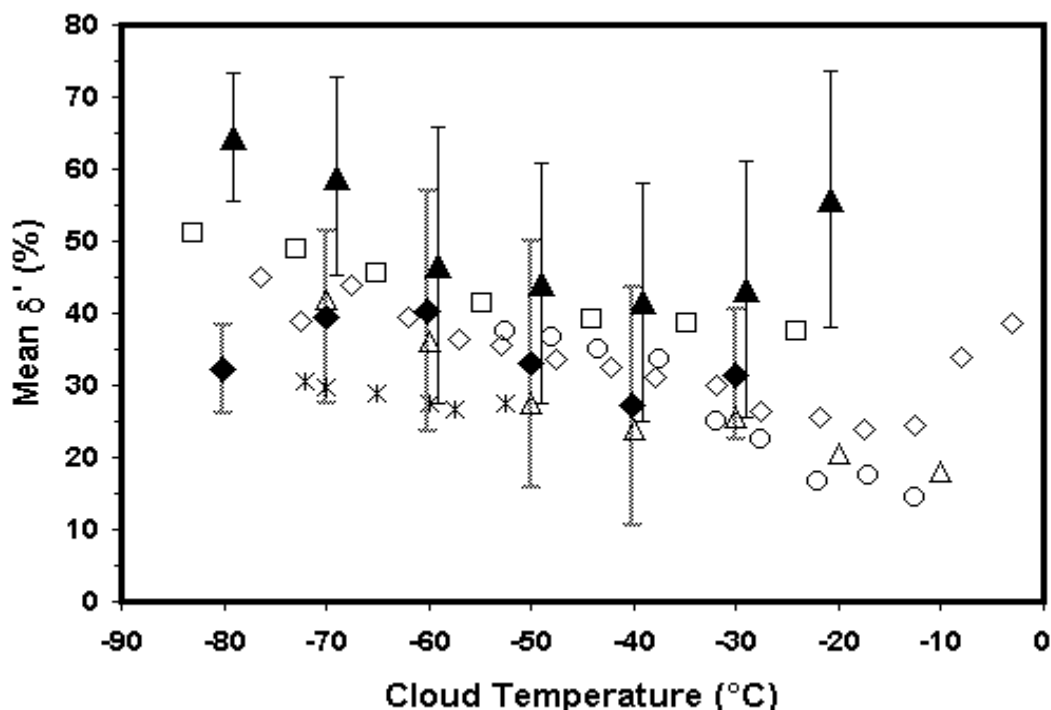
- 1) Intercalibrazione dei due canali in base alla depolarizzazione presunta dell'atmosfera molecolare. In questa procedura si assume una depolarizzazione nota per l'atmosfera pulita. Il rapporto tra i segnali V_p e V_s dei due canali polarizzati ottenuta in condizioni di cielo pulito viene normalizzato al valore presunto di depolarizzazione di Rayleigh. Questa procedura è intrinsecamente soggetta a forti errori in quanto:
 - a) La depolarizzazione molecolare teorica presenta valori dell'ordine del 1%. Un errore relativamente trascurabile in valore assoluto su questo valore può portare ad errori considerevoli nel coefficiente di calibrazione e quindi nella depolarizzazione delle nubi.
 - b) La depolarizzazione molecolare teorica dipende dalla larghezza di banda del filtro interferenziale usato per bloccare la radiazione di fondo.
 - c) È discutibile la possibilità di eseguire misure troposferiche in condizioni di atmosfera molecolare pura, e cioè in condizioni di depolarizzazione nota.
- 2) Intercalibrazione dei due canali mediante scambio dei due fotomoltiplicatori p ed s. Questa procedura può essere attuata in condizioni di cielo pulito, ma senza necessità di una atmosfera molecolare pura. Si tratta di eseguire due misure

LIDAR nelle quali i due PMT vengono scambiati di posto. La media geometrica dei rapporti tra i segnali dei due PMT fornisce il rapporto di calibrazione cercato, anche in presenza di fluttuazioni del segnale. Questo metodo appare estremamente stabile ed esente da errori. Per questa misura, il segnale LIDAR reale può inoltre venire sostituito con un segnale sostitutivo (es. led impulsato).

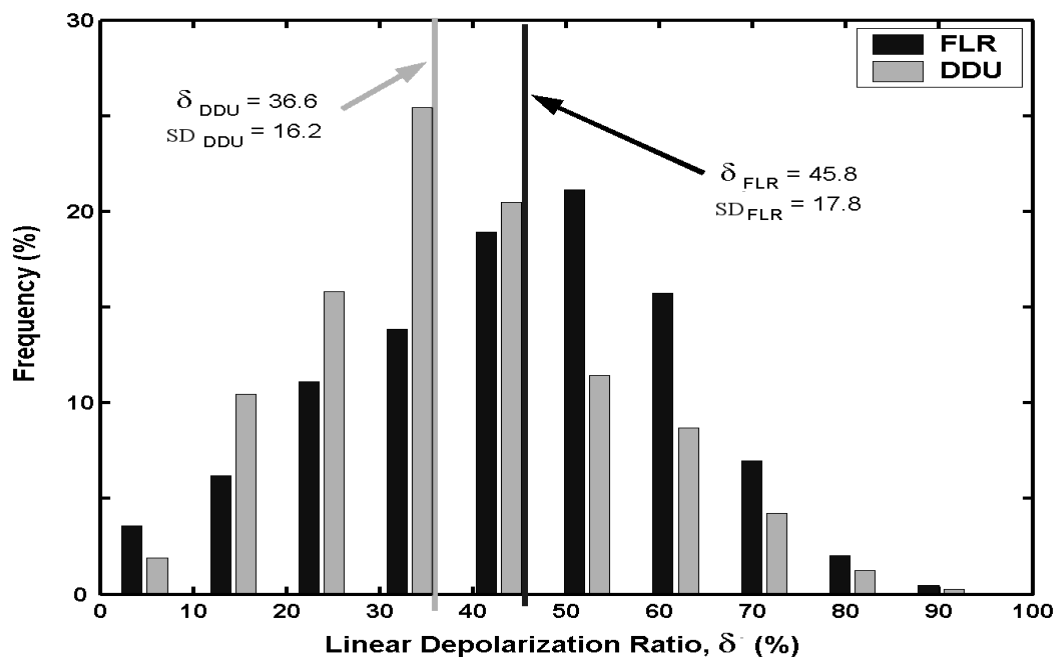
- 3) Intercalibrazione dei due canali mediante introduzione di una lamina a quarto d'onda nel fascio laser. Questa procedura consente in via di principio l'invio di luce polarizzata circolarmente in atmosfera, e di conseguenza la ricezione di luce polarizzata circolarmente al telescopio. In questo caso il rapporto di calibrazione è teoricamente dato dal semplice rapporto tra i segnali V_p ed V_s . In realtà la qualità della lamina ed il posizionamento della stessa sono critiche, per cui è difficile avere la certezza di polarizzazione circolare. Questa tecnica di calibrazione è stata tuttavia utilizzata per i dati LIDAR ottenuti a Dumont d'Urville 1994-1996 e Firenze riportati nel presente lavoro.

Sono numerosi i lavori che hanno analizzato la depolarizzazione delle nubi ottenuta mediante LIDAR. La maggior parte dei lavori sperimentali (es. Sassen, 1991; Sassen e Benson, 2001) mostra depolarizzazioni δ nel range del 20-70% per i cirri.

Nella seguente figura sono riassunti i dati statisticamente rilevanti ottenuti presso la stazione LIDAR di Dumont d'Urville (DDU, 1994-1996, Antartide, ottenuti mediante un LIDAR dell'IFAC CNR), Firenze IFAC (FLR, 2001-2002) e altri dati rilevanti di letteratura. I dati sono riportati in funzione della temperatura di midcloud.

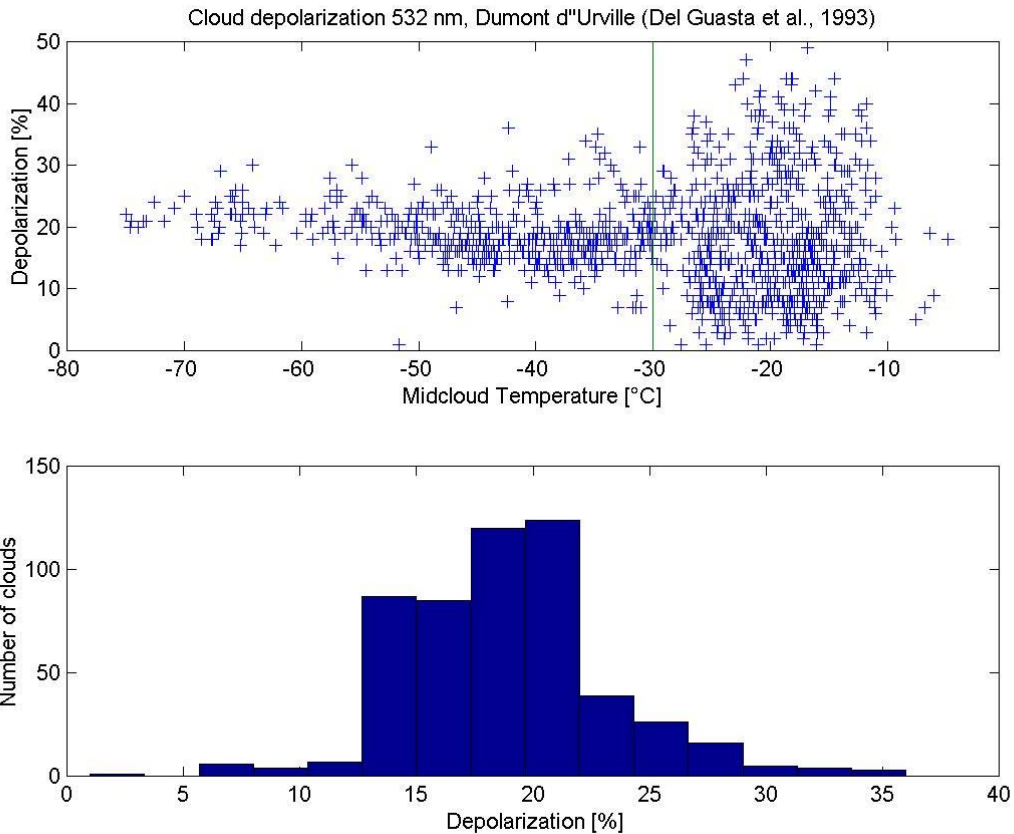


Confronto dei valori di δ per Dumont d'Urville (Antartide), Firenze IFAC (Italia), e altri valori di letteratura. Le barre indicano la Standard Deviation in intervalli di 10°C. [(◆)DDU, (▲)FLR, (◇)Midlatitude, FARS (Sassen and Benson, 2001), (□)Pacific Ocean, TOGA/COARE (Sassen et al., 2000), (△)Equatorial Kavieng, (○)Midlatitude Aspendale (Summer), (*)Tropical Darwin (Platt et al., 1998)]



Istogramma dei valori di depolarizzazione ottenuti presso Firenze 1994-1996 IFAC (FLR) e Dumont d'Urville (DDU) e relative Standard deviations (SD)

Valori simili di depolarizzazione sono stati ottenuti per i cirri da Chen et al., 2002. Valori statisticamente più bassi di depolarizzazione sono stati ottenuti sempre presso la stazione LIDAR di Dumont d'Urville (DDU, Antartide) nel 1989, utilizzando una diversa procedura di inter-calibrazione dei due canali a 532 nm (scambio dei PMT). Questi risultati sono riportati nella figura seguente. La diversa depolarizzazione mostra l'importanza di una corretta e standardizzata procedura di calibrazione dei canali polarizzati del LIDAR al fine di ottenere risultati di depolarizzazione riproducibili e confrontabili tra diversi autori.



Valori di depolarizzazione ottenuti presso Dumont d'Urville (DDU) nel 1989. Intercalibrazione dei canali polarizzati ottenuta mediante scambio dei PMT

4. RAPPORTO LIDAR TRA ESTINZIONE E BACKSCATTER

La seconda quantità intensiva della nube misurabile mediante LIDAR a retrodiffusione elastica è il rapporto k . Questo rapporto fornisce una indicazione minima sulla forma del lobo di radiazione diffuso prodotto dalle particelle della nube. Per questa quantità esistono alcuni valori di riferimento:

- 1) Nel caso di **scattering Raileigh** (particelle molto piccole rispetto alla lunghezza d'onda si ha

$$\frac{\sigma}{\beta} = \frac{8\pi}{3} \approx 8$$

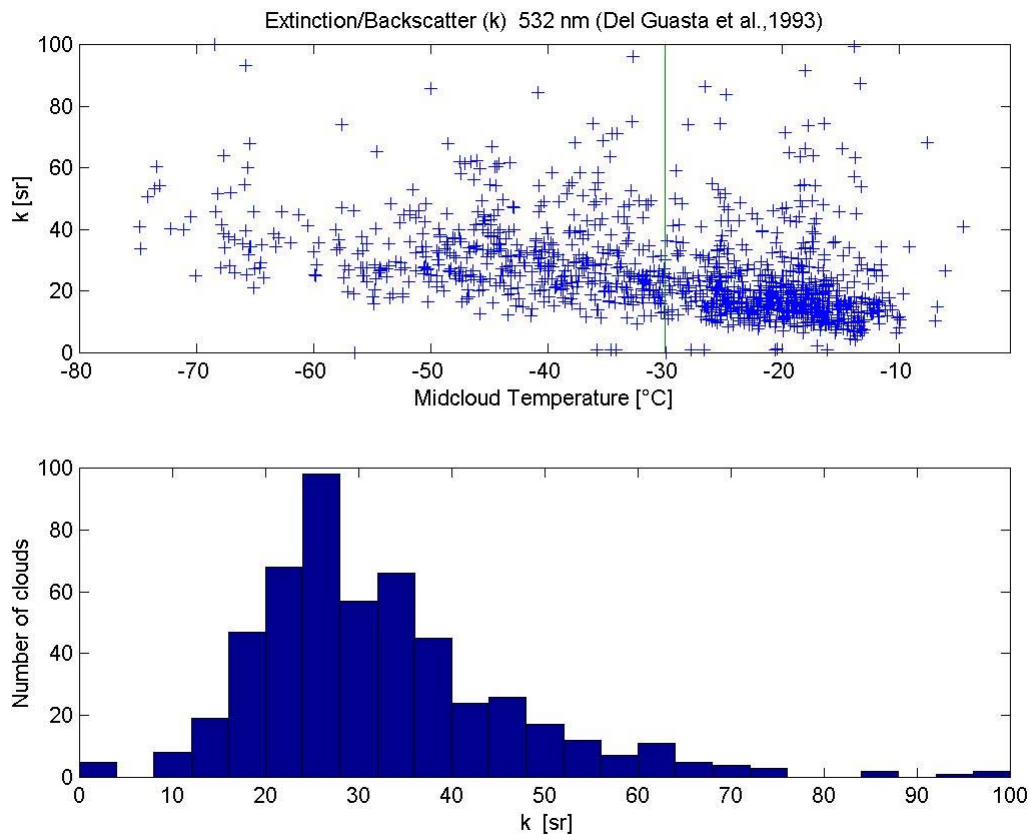
- 2) Nel caso di particelle caratterizzate da **scattering isotropo** si attende invece

$$\frac{\sigma}{\beta} = \frac{8\pi}{2} \approx 12$$

Valori di k più elevati di quanto atteso in condizioni di scattering isotropo indicano un lobo di radiazione spostato in avanti, mentre valori più bassi indicano la presenza di un picco nella funzione di fase a 180° (retrodiffusione). **La maggior parte dei lavori**

sperimentali mostra rapporti k dell'ordine di 20-40 per i cirri, indicando un lobo spostato in avanti.

Nella seguente figura sono riportati i valori di k ottenuti presso la stazione LIDAR di Dumont d'Urville nel 1989 (Del Guasta et al., 1993).



Valori di k ottenuti presso Dumont d'Urville (DDU) nel 1989.

Valori simili sono stati ottenuti da Chen et al., 2002, mentre valori leggermente più bassi (media attorno a $k=20$) sono stati ottenuti da Reichardt et al. (2002).

IL METODO DEL TRACCIAMENTO DEI RAGGI APPLICATO AL LIDAR.

Nel caso di particelle grandi rispetto alla lunghezza d'onda (che normalmente dominano le nubi cirriformi) il fascio laser incidente sulle particelle di ghiaccio può essere considerato costituito da raggi soggetti alle leggi dell'ottica geometrica. Ciascun raggio incidente genera più raggi che si allontanano dal solido, dovuti sia alla semplice riflessione che avviene sulle facce esterne del solido, che alla trasmissione verso l'esterno dell'energia "intrappolata" nel solido a causa delle riflessioni multiple interne. Questo processo è simulabile numericamente mediante il metodo del tracciamento dei raggi ("ray-tracing"), che

si basa sulla semplice applicazione delle leggi di Snell e Fresnel. L'applicazione di tale tecnica ai cristalli esagonali [Cai and Liou, 1982; Hess and Wiegner, 1994; Muinonen et al., 1989; Noel et al., 2001; Peltoniemi et al., 1989] o a forme solide piu' complesse [Hess et al., 1998; Liou et al., 1983; Liu et al., 1996; Takano and Liou, 1989; Macke, 1993; Macke et al., 1996; Macke and Mischenko, 1996; Mulnonen et al., 1996; Takano and Jayaweera, 1985; Rockwitz, 1989; Bottlinger and Umhauer, 1991; Macke et al. 1998; Mishchenko et al., 1996] ai fini del calcolo degli effetti radiativi delle nubi e' ben consolidata. Meno numerosi sono i lavori sperimentali (eseguiti in camere fredde, con backscattersonde, ecc.) volti al confronto della teoria di ray-tracing con lo scattering reale da parte delle nubi [es. Sassen and Liou, 1979a; Sassen and Liou, 1979b, Sassen, 1991; Platt and Dilley, 1984, Barkley et al,1999; Mishchenko and Macke,1999; Sassen et al., 1994]. Dai lavori teorici si ha la netta impressione che le misure sperimentali (specialmente quelle LIDAR) e la teoria del ray tracing seguano binari distinti, fornendo risultati comparabili solo in condizioni particolari. In particolare sono pochissimi i tentativi [Noel et al. 2002;; Del Guasta, 2001] di interpretare il backscattering e la depolarizzazione del lidar in termini di tracciamento dei raggi, mentre la maggior parte delle applicazioni di tale tecnica riguardano lo studio delle funzioni di fase delle nubi per calcoli radiativi. Il backscattering viene in tali studi trattato in maniera marginale ed imprecisa, non consentendo l'applicazione dei risultati di tali lavori alla tecnica LIDAR, in cui solo la radiazione retrodiffusa entro un cono di pochi gradi o milliradianti attorno all'angolo di scattering di 180° viene effettivamente misurata.

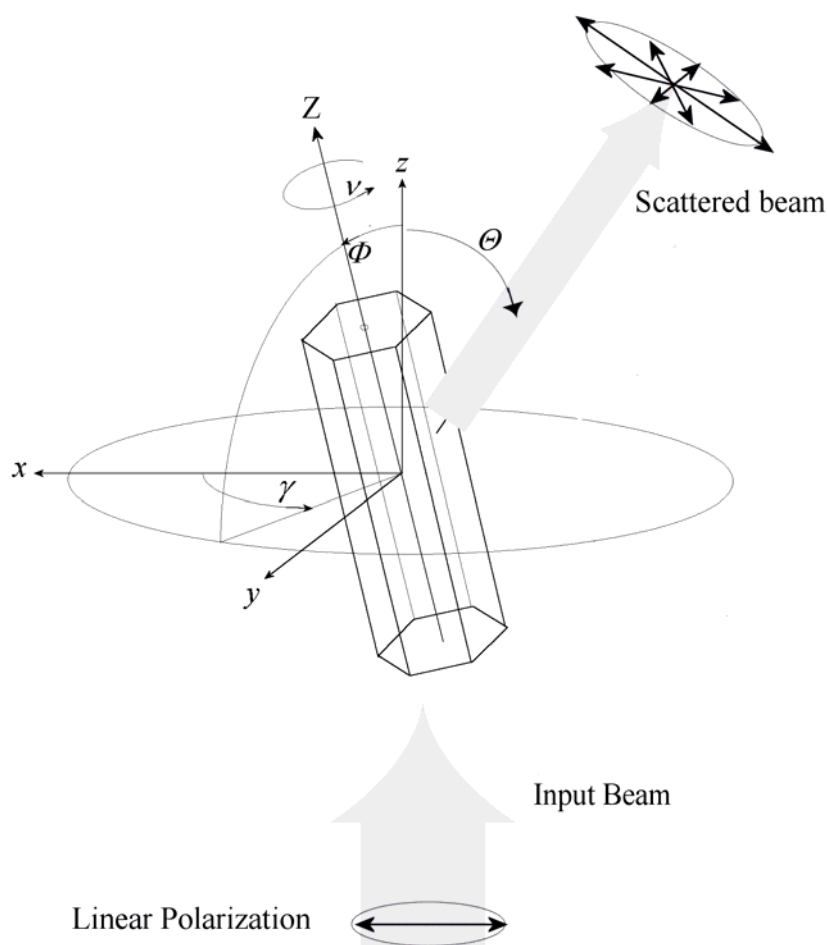
In questo lavoro la tecnica del tracciamento dei raggi in una forma evoluta (Face Tracing) viene applicato alla caratterizzazione microfisica delle nubi di ghiaccio con particolare attenzione alla tecnica LIDAR a backscattering. La nuova tecnica consente di modellizzare in maniera piu' corretta la diffrazione di Fraunhofer, ed in particolare i suoi effetti nella radiazione retrodiffusa.

Nelle simulazioni numeriche stati trascurati tre fenomeni:

- 1)La birifrangenza del ghiaccio , in quanto e' trascurabile nel calcolo della funzione di fase e della depolarizzazione [Takano and Liou, 1989] (con dei dubbi a riguardo considerando alcune misure sperimentali [Konnen and Timbergen, 1991])
- 2)L'interferenza tra i raggi uscenti dal solido. Quest'ultima approssimazione deriva dalla constatazione che, sebbene l'interferenza tra due "raggi" aventi lo stesso vettore d'onda che seguono diversi cammini ottici nel singolo cristallo non sia trascurabile [Takano and Jakaweera, 1985], se si considera una nube naturale di cristalli avente una distribuzione dimensionale tipicamente molto larga (con cristalli dal micron ad alcuni millimetri), l'effetto di interferenza si perde in quanto l'interferenza va "mediata" su un continuo di differenze di cammino ottico tra i due raggi.
- 3)L'assorbimento nel cristallo, in quanto per le frequenze visibili il ghiaccio presenta assorbimento trascurabile [Warren, 1984]. Questo significa che, a meno di un fattore moltiplicativo, la distribuzione angolare della radiazione diffusa per ottica geometrica da un dato solido con una certa orientazione spaziale rimane la stessa anche riscaldando uniformemente le dimensioni lineari del solido stesso. Il fattore di scala tra le radianze nei due casi e' semplicemente il quadrato dello scaling delle dimensioni lineari. Lo stesso fattore di scala si applica ai coefficienti di backscattering e di estinzione LIDAR. Questa constatazione consente di simulare le proprieta' ottiche di una nube composta da cristalli dello stesso tipo (es. piastrine esagonali) aventi distribuzione dimensionale nota a partire dalle proprieta' ottiche di un singolo cristallo, ottenute mediante la tecnica di tracciamento dei raggi.

5.LA GEOMETRIA UTILIZZATA

Lo schema di figura illustra la geometria utilizzata per orientare i cristalli nello spazio. Il cristallo ha tre gradi di liberta' (assiale ν e azimutale γ e equatoriale Φ) attorno all'origine delle coordinate di laboratorio xyz . La radiazione laser incidente e' diretta secondo z . L'angolo di scattering θ per ciascun raggio/fascio prodotto nel processo di diffusione risulta quindi riferito all'asse z .



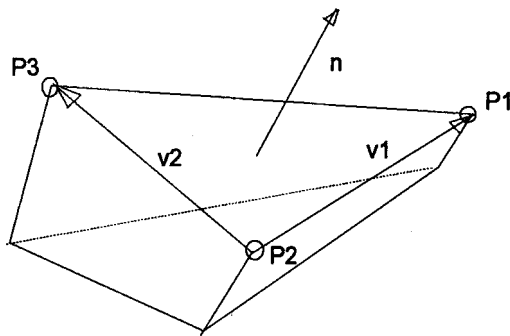
Geometria utilizzata nel resto del lavoro

PARAMETRIZZAZIONE DELLE FIGURE SOLIDE

Qualunque poliedro, anche bucato o con cavita', puo' essere parametrizzato e soggetto alla procedura di ray tracing e sue successive evoluzioni.

Il solido viene parametrizzato faccia per faccia: ad esempio la faccia di vertici P_1, P_2, P_3 , viene definita dalle coordinate dei tre vertici, la cui numerazione e' tale che, guardando la faccia dall'esterno del cristallo, segua il senso orario. In tal modo resta definita un versore normale alla faccia rivolto verso l'esterno della faccia dato da:

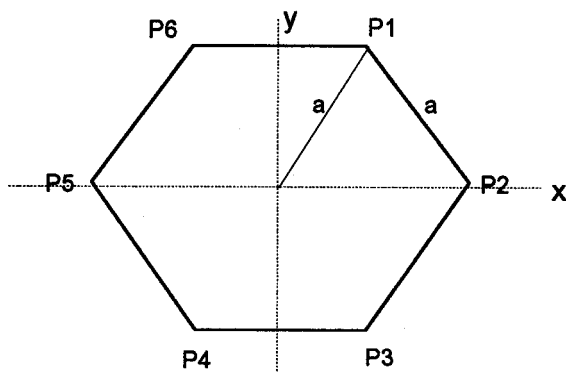
$$\vec{n} = \frac{(\overline{P1 - P2}) \wedge (\overline{P3 - P2})}{|(\overline{P1 - P2}) \wedge (\overline{P3 - P2})|}$$



GEOMETRIA DEI CRISTALLI UTILIZZATI NEI CALCOLI

1) CRISTALLI A BASE ESAGONALE PURA:

La fig. 3 rappresenta la faccia superiore di un cristallo a base esagonale.



Le coordinate dei vertici sono:

$$P1 = [a \sin(30^\circ), a \cos(30^\circ), b]$$

$$P2 = [a, 0, b]$$

$$P3 = [a \sin(30^\circ), -a \cos(30^\circ), b]$$

$$P4 = [-a, 0, b]$$

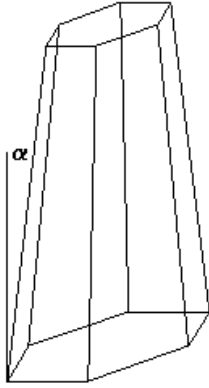
$$P5 = [-a \sin(30^\circ), a \cos(30^\circ), b]$$

$$P6 = [-a \sin(30^\circ), -a \cos(30^\circ), b]$$

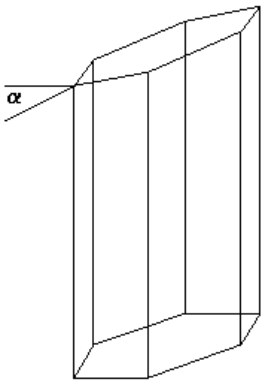
con b = quota z della faccia. La faccia inferiore ha gli stessi vertici, ma i pedici sono orientati in senso antiorario.

2) CRISTALLI A BASE ESAGONALE DEFORMATI:

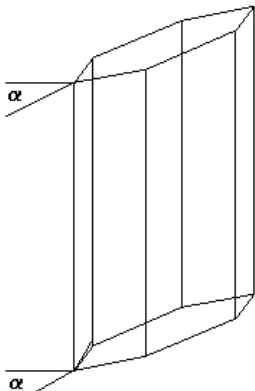
Modificando le coordinate P1-P6 di ciascuna delle due facce esagonali del solido di base sono state definite alcune deformazioni del cristallo esagonale ideale, come indicato nelle figure seguenti:



Deformazione 1: le superfici laterali del cristallo sono inclinate di α gradi rispetto all'asse del cristallo (piramide esagonale tronca).

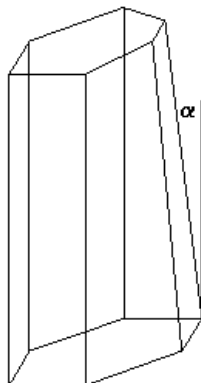


Deformazione 2: una base esagonale del cristallo e' inclinata di α gradi rispetto alla perpendicolare all'asse.



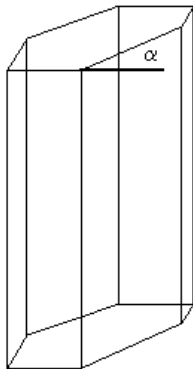
Deformazione 3: entrambe le superfici esagonali del cristallo sono inclinate di α gradi rispetto alla perpendicolare all'asse.

Deformazione

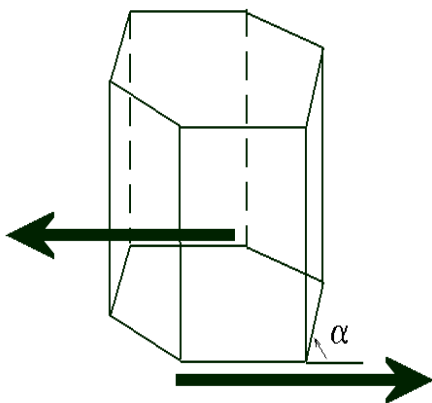


4: una sola superficie laterale del cristallo e'

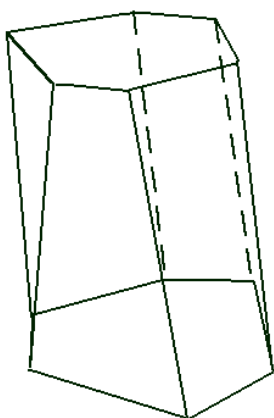
inclinata di α gradi rispetto all'asse.



Deformazione 5: Un lato di ciascuna base esagonale forma un angolo di α gradi (anziché 60°) rispetto alla faccia contigua.



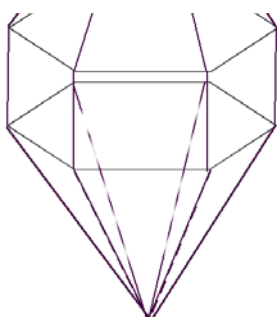
Deformazione 6: Scorrimento rigido di due lati opposti di entrambe le facce esagonali. I due lati opposti formano un angolo di α gradi (anziché 60°) rispetto ad una faccia contigua. Gli altri lati sono spostati di conseguenza mantenendo la stessa lunghezza.



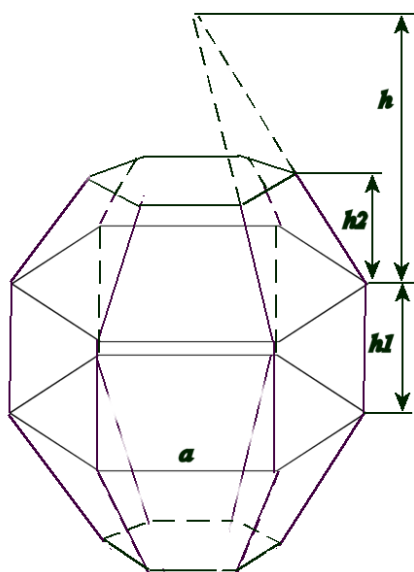
Deformazione 7: Prisma esagonale con deformazione random dei vertici. I vertici vengono spostati in maniera random per una massima escursione ϵ attorno alle posizioni dei vertici del solido indeformati. Viene mantenuta la planarità delle facce.

3) CRISTALLI DI FORME DIVERSE

Alcune forme di cristallo sono state impiegate nelle simulazioni. In particolare assume un certo interesse teorico la saltuaria presenza in atmosfera di cristalli di ghiaccio esagonali con punte piramidali eventualmente tronche (Pekkola et al., 1998; Riikonen et al., 2000).

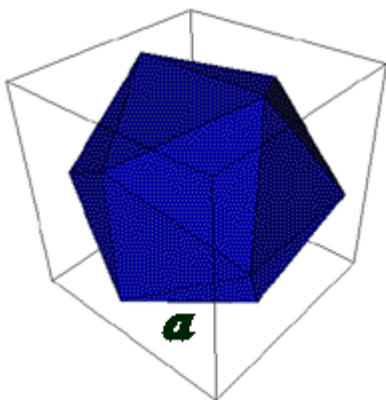


Prisma esagonale con due punte piramidali



Prisma esagonale con due punte piramidali tronche

3) CRISTALLI IRREGOLARI DI TEST



Icosaedro regolare con vertici deformati. Questa particella e' stata impiegata come forma di test per simulare lo scattering da parte di poliedri irregolari. E' infatti possibile deformare in maniera random tutti i vertici dell'icosaedro regolare mantenendo la planarita' delle facce. Il numero elevato di facce di questo solido rende tuttavia lunghissimo il calcolo numerico delle proprieta' ottiche di questo solido.

ROTAZIONE DEL CRISTALLO NEL SISTEMA DI LABORATORIO xyz.

Ogni solido risulta definito da m facce definite dai relativi vertici. Il solido di partenza viene ruotato nel sistema xyz secondo gli angoli indicati in fig.1 per simulare le possibili orientazioni spaziali dei cristalli di ghiaccio.

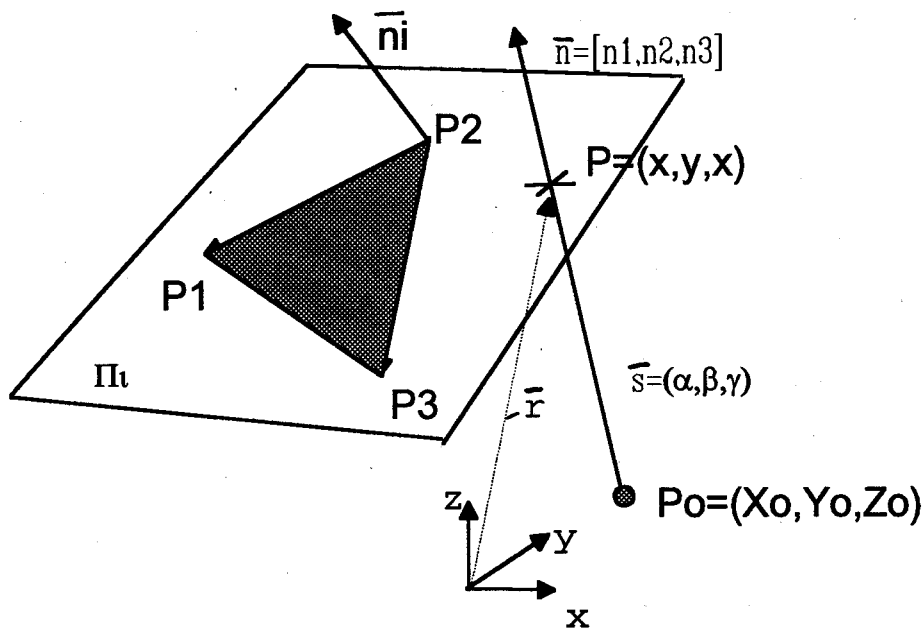
Una generica rotazione del cristallo viene eseguita come composizione di tre rotazioni: una prima rotazione assiale secondo v , una seconda rotazione secondo γ , ed una terza secondo Φ . Le componenti di un generico punto P del solido ruotato si ottengono quindi dalla composizione delle tre matrici seguenti, applicate al punto iniziale P_0 :

$$\begin{pmatrix} P_x \\ P_y \\ P_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(\gamma) & -\sin(\gamma) & 0 \\ \sin(\gamma) & \cos(\gamma) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \cos(\varphi) & -\sin(\varphi) & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ \sin(\varphi) & 0 & \cos(\varphi) \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \cos(v) & -\sin(v) & 0 \\ \sin(v) & \cos(v) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} P_{ox} \\ P_{oy} \\ P_{oz} \end{pmatrix}$$

La rotazione viene eseguita su tutti i punti-vertice delle facce e sulle normali a ciascuna delle m facce.

6. INTERSEZIONE DEL GENERICO RAGGIO CON IL SOLIDO RUOTATO.

Dato un generico raggio luminoso avente coseni direttori $\vec{s} = [\alpha, \beta, \gamma]$ nel sistema xyz e passante per il punto $P_0 = [X_0, Y_0, Z_0]$ (eventualmente punto di origine del raggio), se ne deve determinare l'eventuale punto di impatto con la faccia del cristallo. Si cercano innanzitutto le m intersezioni P_i del raggio con tutti gli m piani delle facce del solido.



i piani Π_i delle m facce del solido sono definiti da: $\vec{n}_i \cdot \vec{r} = c$, ove $\vec{r} = [x, y, z]$, raggio vettore in coordinate x, y, z , mentre c è la distanza del piano dall'origine.

L'intersezione P_i del raggio con il piano si calcola con una delle tre seguenti terne di equazioni, a seconda della direzione di s :

$$\left[\begin{array}{l} Z = \frac{c - (X_0 - Z_0 \frac{\alpha}{\gamma})n_x - (Y_0 - Z_0 \frac{\beta}{\gamma})n_y}{(\frac{\alpha}{\gamma}n_x + \frac{\beta}{\gamma}n_y + n_z)} \\ X = X_0 + (Z - Z_0) \frac{\alpha}{\gamma} \\ Y = Y_0 + (Z - Z_0) \frac{\beta}{\gamma} \end{array} \right] \text{ se } \gamma > 0$$

$$\left[\begin{array}{l} Y = \frac{c - (X_0 - Y_0 \frac{\alpha}{\beta})n_x - Z_0 n_z}{(n_y + \frac{\alpha}{\beta}n_x)} \\ Z = Z_0 \\ X = X_0 + (Y - Y_0) \frac{\alpha}{\beta} \end{array} \right] \text{ se } \gamma = 0, \beta > 0$$

$$\left[\begin{array}{l} X = \frac{c - Y_0 n_y - Z_0 n_z}{(n_y + \frac{\alpha}{\beta}n_x)} \\ Y = Y_0 \\ Z = Z_0 \end{array} \right] \text{ se } \gamma = 0, \beta = 0$$

Ove n_x, n_y, n_z sono le componenti della normale n_j a Π_j .

Una volta note le m intersezioni P con gli m piani del solido, occorre ricercare il vero punto in cui il raggio incontra per primo il solido. Il primo passo è determinare quale delle intersezioni avviene, oltre che sul piano j -esimo, anche all'interno della faccia j -esima.

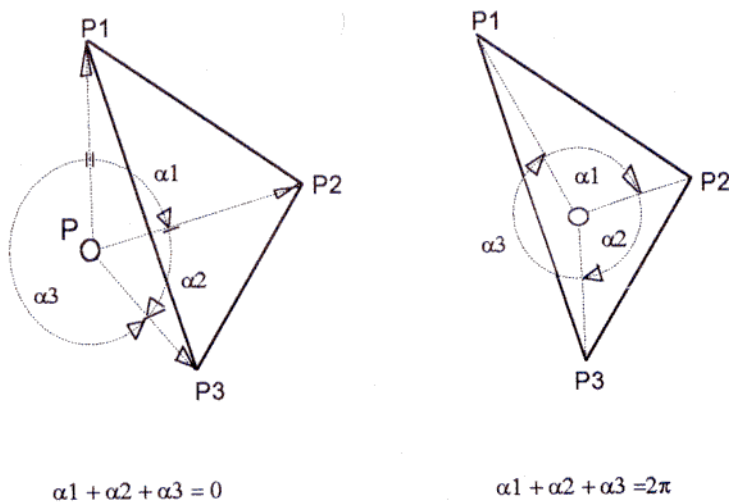
Siano $\overline{P_j - P}$ e $\overline{P_{j+1} - P}$ i vettori che congiungono due vertici successivi della faccia i-esima del solido al punto P di intersezione tra il raggio ed il piano della faccia.

Se con α_i si indica l'angolo tra di essi nel senso del prodotto vettoriale (angolo positivo se $\overline{(P_j - P)} \wedge \overline{(P_{j+1} - P)}$ ha lo stesso verso di \vec{n}), allora se la faccia i-esima ha k vertici, e poniamo $P_{k+1}=P_1$ (vertice iniziale=vertice finale) vale:

$$\sum_1^k \alpha_j = 2\pi \text{ se P appartiene alla faccia}$$

$$\sum_1^k \alpha_j < 2\pi \text{ se P e' esterno alla faccia}$$

Se P giace su un lato della faccia, la somma e' indefinita tra i due valori 0 e 2π .



Intersezione P interna o esterna alla faccia del solido

Il calcolo numerico di α_i avviene calcolandone il segno con:

$$\text{sgn}[\overline{((P_i - P)} \wedge \overline{(P_{i+1} - P))} \cdot \vec{n}] \text{ con la funzione segno e' definita da :}$$

$$\begin{aligned} \text{sgn}(x) &= 1 \text{ se } x \geq 0 \\ \text{sgn}(x) &= -1 \text{ se } x < 0 \end{aligned}$$

mentre il modulo di α_i e' dato da:

$$|\alpha_i| = \arccos \frac{(\overline{P_i - P}) \cdot (\overline{P_{i+1} - P})}{|\overline{P_i - P}| |\overline{P_{i+1} - P}|}$$

$$\alpha_i = \arccos \frac{(\overline{P_i - P}) \cdot (\overline{P_{i+1} - P})}{|\overline{P_i - P}| |\overline{P_{i+1} - P}|} \cdot \text{sgn}[\overline{((P_i - P) \wedge (P_{i+1} - P))} \cdot \overline{n}]$$

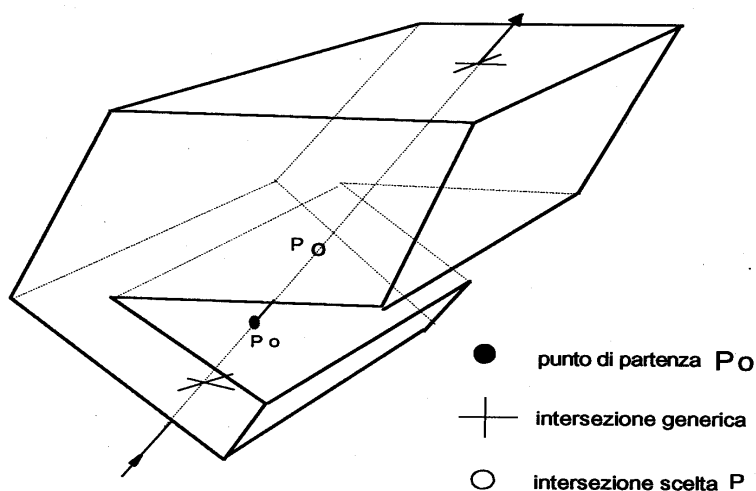
Una volta eseguito il test di appartenenza dell'intersezione P alla faccia del solido, si e' gia' eseguita una prima selezione dei punti di intersezione del raggio con la superficie del solido. Questi punti vanno nuovamente selezionati in base alla loro distanza dal punto di partenza P_0 , (che deve essere minima), ed in base al verso di $P-P_0$, (che deve essere lo stesso di $[\alpha, \beta, \gamma]$, cioe' deve valere una qualunque delle seguenti relazioni:

$$\frac{(X - X_0)}{\alpha} > 0 \text{ se } \alpha \neq 0$$

$$\frac{(Y - Y_0)}{\beta} > 0 \text{ se } \beta \neq 0$$

$$\frac{(Z - Z_0)}{\gamma} > 0 \text{ se } \gamma \neq 0$$

Il punto P, unico risultante dalla selezione, rappresenta la nuova intersezione del raggio con la superficie solida.



Scelta delle intersezioni raggio-faccia del solido

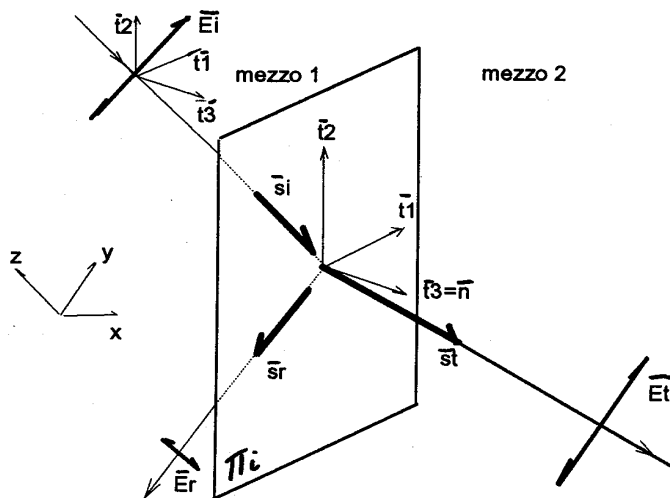
Una volta nota l'intersezione P, si procede al calcolo dei raggi riflessi e rifratti in base alle leggi dell'ottica geometrica. Innanzitutto si definisce una terna di riferimento sulla quale scomporre il campo elettrico nelle componenti parallela e perpendicolare all'interfaccia tra i

due mezzi. Per questo scopo si definisce $\bar{t} = [t_1, t_2, t_3]$ terna ortonormale solidale con la faccia di intersezione nel punto P. t_3 coincide sempre con la normale all'interfaccia, mentre i versori t_1 e t_2 sono rispettivamente perpendicolare e parallelo al piano di incidenza.

$$\bar{t} = \begin{bmatrix} t_1 = \frac{\bar{n} \wedge \bar{s}}{|\bar{n} \wedge \bar{s}|} \\ t_2 = \frac{\bar{n} \wedge t_1}{|\bar{n} \wedge t_1|} \\ t_3 = \bar{n} \end{bmatrix} \quad \text{se } \bar{n} \wedge \bar{s} \neq 0$$

se $\bar{n} \wedge \bar{s} = 0$, si ha la possibilita' di scegliere arbitrariamente il versore t_1 :

$$\bar{t} = \begin{bmatrix} t_1 = \text{versore arbitrario sul piano } \Pi_i \\ t_2 = \frac{\bar{n} \wedge t_1}{|\bar{n} \wedge t_1|} \\ t_3 = \bar{n} \end{bmatrix}$$



Definizione del versore \bar{t} all'interfaccia tra i due mezzi

Si definisce la matrice di trasformazione di coordinate M in base alle componenti lungo x,y,z di t_1, t_2, t_3 (automaticamente resta definita la relativa inversa M^{-1}):

$$M = \begin{pmatrix} t_{1x} & t_{1y} & t_{1z} \\ t_{2x} & t_{2y} & t_{2z} \\ t_{3x} & t_{3y} & t_{3z} \end{pmatrix} \quad \text{e la sua inversa:} \quad M^{-1} = M^T$$

M trasforma le coordinate dei vettori dal sistema xyz al sistema solidale alla faccia del solido t_1, t_2, t_3 .

Definendo $\bar{s}_i = [\alpha_i, \beta_i, \gamma_i]$ versore di propagazione del raggio incidente nella terna x,y,z

lo stesso versore espresso in terna t_1, t_2, t_3 vale :

$$\bar{s}'_i = [\alpha', \beta', \gamma']$$

$$\bar{s}'_i = M \bar{s}_i$$

da cui applicando la legge di Snell si ottengono rispettivamente i versori di propagazione dei raggi riflesso \textcircled{r} e rifratto (t):

$$\bar{s}'_r = [\alpha'_r, \beta'_r, \gamma'_r] = [\alpha'_i, \beta'_i, -\gamma'_i]$$

$$\bar{s}'_t = [\alpha'_t, \beta'_t, \gamma'_t] = \left[\frac{\alpha'_i}{n_{12}}, \frac{\beta'_i}{n_{12}}, \sqrt{1 - \frac{1 - \gamma_i'^2}{n_{12}^2}} \right]$$

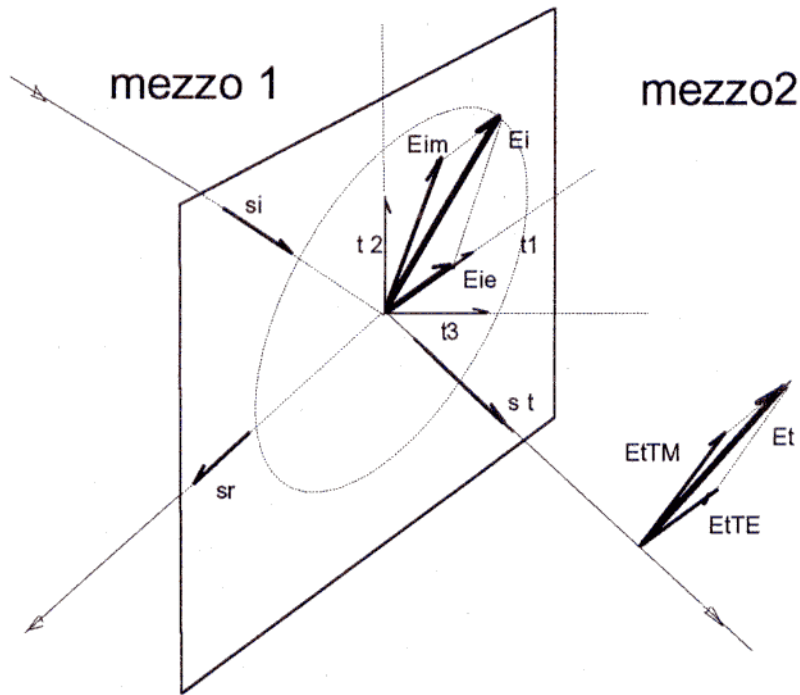
con $n_{12} = \frac{n_2}{n_1}$ rapporto tra gli indici di rifrazione assoluti dei mezzi 2 e 1

Riportando i versori in coordinate xyz mediante M^{-1} si hanno subito i versori di propagazione nel sistema di laboratorio. Restano da calcolare i campi elettrici associati ai raggi

7.CALCOLO DEL CAMPO ELETTRICO ASSOCIATO AI RAGGI RIFLESSO E RIFRATTO

Si definisce il campo elettrico come:

$$\vec{E}(r,t) = \vec{E} e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}-i\omega t}$$



Scomposizione del campo elettrico nelle componenti TE e TM

D'ora in poi, salvo indicazioni contrarie, indicheremo con \vec{E} il vettore campo complesso.

Il campo elettrico E relativo a ciascun raggio resta completamente definito dalle tre componenti E_x, E_y, E_z , riconducibili a due sole componenti polarizzate TM e TE ortogonali giacenti su un piano ortogonale al raggio. Indichiamo con E' il campo E espresso in coordinate t_1, t_2, t_3 solidali con la faccia del solido. Vale:

$$\vec{E}' = M\vec{E}$$

Indicheremo con E_1, E_2, E_3 le componenti di E su t_1, t_2, t_3 , e con pedici "i" il campo incidente, "r" il riflesso, e "t" il campo trasmesso.

L'applicazione delle formule di Fresnel per il calcolo dei campi riflessi e rifratti richiede la scomposizione dei campi nelle componenti TE (normale al piano di incidenza) e TM (parallelo al piano di incidenza). Tale scomposizione, nelle coordinate t_1, t_2, t_3 [Del Guasta e Ronchi, 1995] vale per il campo incidente:

$$\bar{\mathbf{E}}_{iTE}' = \mathbf{E}_{i1} \bar{\mathbf{t}}_1$$

$$\bar{\mathbf{E}}_{iTM}' = \sqrt{\mathbf{E}_{i3}'^2 + \mathbf{E}_{i2}'^2} \left(\gamma_i' \bar{\mathbf{t}}_2 + \sqrt{1 - \gamma_i'^2} \bar{\mathbf{t}}_3 \right)$$

I campi riflesso e trasmesso sono dati da:

$$\begin{aligned} \bar{\mathbf{E}}_{rTM}' &= \mathbf{r}_{TM} \left(\bar{\mathbf{s}}_i \wedge \bar{\mathbf{E}}_{iTM}' \right) \wedge \bar{\mathbf{s}}_r \\ \bar{\mathbf{E}}_{tTM}' &= \mathbf{t}_{TM} \left(\bar{\mathbf{s}}_i \wedge \bar{\mathbf{E}}_{iTM}' \right) \wedge \bar{\mathbf{s}}_t \\ \bar{\mathbf{E}}_{tTE}' &= \mathbf{t}_{TE} \bar{\mathbf{E}}_{iTE}' \\ \bar{\mathbf{E}}_{rTE}' &= \mathbf{r}_{TE} \bar{\mathbf{E}}_{iTE}' \end{aligned}$$

ove r e t sono i coefficienti di riflessione e di trasmissione per le due componenti TE e TM del campo.

In assenza di riflessione totale, cioè nella condizione: $(1 - \gamma_i'^2) \leq n_{12}^2$

i campi trasmessi e riflessi nelle componenti TM e TE sono dati dalle note formule di Fresnel:

$$\mathbf{r}_{TM} = \frac{n_{12} \gamma_i' - \gamma_t'}{n_{12} \gamma_i' + \gamma_t'}$$

$$\mathbf{t}_{TM} = \frac{2\gamma_i'}{\gamma_i' + \frac{\gamma_t'}{n_{12}}}$$

$$\mathbf{t}_{TE} = \frac{2\gamma_i'}{\gamma_i' + n_{12} \gamma_t'}$$

$$\mathbf{r}_{TE} = \frac{\gamma_i' - n_{12} \gamma_t'}{\gamma_i' + n_{12} \gamma_t'}$$

Nel caso di **riflessione totale** $(1 - \gamma_i'^2) > n_{12}^2$, il campo riflesso è in modulo uguale a quello incidente, ma la presenza del campo trasmesso evanescente che si

propaga nel mezzo meno denso fa sì che il campo riflesso subisca uno sfasamento differenziale nelle due componenti TE e TM. In riflessione totale valgono le seguenti formule [Clarke and Grainger, 1971]:

$$r_{TM} = \frac{-\sqrt{n_{12}^2 - (1 - \gamma_i'^2)} - n_{12}^2 \gamma_i'}{-\sqrt{n_{12}^2 - (1 - \gamma_i'^2)} + n_{12}^2 \gamma_i'}$$

$$t_{TM} = 0$$

$$r_{TE} = \frac{\gamma_i' + \sqrt{n_{12}^2 - (1 - \gamma_i'^2)}}{\gamma_i' - \sqrt{n_{12}^2 - (1 - \gamma_i'^2)}}$$

$$t_{TE} = 0$$

Le riflettività sono in questo caso complesse.

Sia nel caso di riflessione totale che di rifrazione usuale, è possibile infine calcolare le componenti del campo e i coseni direttori dei raggi riflessi e rifratti nelle coordinate del laboratorio applicando la matrice M^{-1} .

Occorre innanzitutto convertire $(E'_{rTE}, E'_{rTM}), (E'_{tTE}, E'_{tTM})$ in componenti del campo secondo t_1, t_2, t_3 :

$$E'_{t_1} = E'_{tTE} + \left[(\bar{s}'_i \wedge \bar{E}'_{tTM}) \wedge \bar{s}'_t \right] \bullet \bar{t}_1$$

$$E'_{t_3} = \left[(\bar{s}'_i \wedge \bar{E}'_{tTM}) \wedge \bar{s}'_t \right] \bullet \bar{t}_3$$

Formule del tutto analoghe valgono per il campo riflesso:

$$E'_{r_1} = E'_{rTE} + \left[(\bar{s}'_i \wedge \bar{E}'_{rTM}) \wedge \bar{s}'_r \right] \bullet \bar{t}_1$$

$$E'_{r_2} = \left[(\bar{s}'_i \wedge \bar{E}'_{rTM}) \wedge \bar{s}'_r \right] \bullet \bar{t}_2$$

$$E'_{r_3} = \frac{1}{n_{12}} \left[(\bar{s}'_i \wedge \bar{E}'_{rTM}) \wedge \bar{s}'_r \right] \bullet \bar{t}_3$$

Da queste componenti secondo t_1, t_2, t_3 si convertono i campi riflesso e trasmesso nella terna di laboratorio xyz mediante M^{-1} :

$$\begin{aligned}\bar{E}_t &= M^{-1} \bar{E}'_t \\ \bar{E}_r &= M^{-1} \bar{E}'_r\end{aligned}$$

Questa procedura, applicata al singolo raggio luminoso, e' la base numerica dei processi di ray-tracing e di Face-tracing.

8. TRATTAMENTO DEI RAGGI NEL RAY-TRACING USUALE

Nella procedura numerica di ray-tracing, ciascun raggio R risulta completamente definito dalle seguenti informazioni:

- Un punto per cui passa il raggio
- versore di propagazione
- campo elettrico (Ex,Ey,Ez) (complesso)
- mezzo in cui si propaga il raggio
- fattore energetico $\prod \left| \frac{\gamma_t}{\gamma_i} \right|$

Tutte queste informazioni sono riassumibili numericamente nel vettore R , 11-dimensionale:

$$\bar{R} = [(X_o, Y_o, Z_o), (\alpha, \beta, \gamma), (E_x, E_y, E_z), \text{mezzo propagaz.}, \prod \left| \frac{\gamma_t}{\gamma_i} \right|]$$

La produttoria $\prod \left| \frac{\gamma_t}{\gamma_i} \right|$ e' estesa su tutte le successive rifrazioni (e riflessioni, in cui $\left| \frac{\gamma_t}{\gamma_i} \right| = 1$)

che portano dal raggio iniziale che incide per la prima volta sul solido fino al raggio attuale. Si tratta di una informazione di carattere energetico e proviene dalla seguente considerazione:

il vettore di Poynting vale in modulo :

$$|\bar{S}| \propto n |\bar{E}|^2$$

nel caso del primo raggio incidente sul solido dal mezzo 1 (immaginato energeticamente come un fascio di sezione infinitesima ΔS), la potenza apportata per unita' di superficie alla faccia di incidenza sul solido vale:

$$|\bar{S}| \propto n_1 |\bar{E}_i|^2 |\gamma_i|$$

mentre per i campi riflesso e rifratto, alla prima rifrazione, vale:

$$\left| \overline{\mathbf{S}_r} \cdot \overline{\mathbf{n}} \right| \propto n_1 \left| \overline{\mathbf{E}_r} \right|^2 \left| \gamma_r \right|$$

$$\left| \overline{\mathbf{S}_t} \cdot \overline{\mathbf{n}} \right| \propto n_2 \left| \overline{\mathbf{E}_t} \right|^2 \left| \gamma_t \right|$$

In termini di intensita', i coefficienti di riflessione e trasmissione sono dati da:

$$r_I = \frac{\left| \overline{\mathbf{S}_r} \cdot \overline{\mathbf{n}} \right|}{\left| \overline{\mathbf{S}_i} \cdot \overline{\mathbf{n}} \right|} = \frac{\left| \overline{\mathbf{E}_r} \right|^2}{\left| \overline{\mathbf{E}_i} \right|^2}$$

$$t_I = \frac{\left| \overline{\mathbf{S}_t} \cdot \overline{\mathbf{n}} \right|}{\left| \overline{\mathbf{S}_i} \cdot \overline{\mathbf{n}} \right|} = \frac{n_1}{n_2} \frac{\left| \gamma_t \right|}{\left| \gamma_i \right|} \frac{\left| \overline{\mathbf{E}_t} \right|^2}{\left| \overline{\mathbf{E}_i} \right|^2} = n_{12} \frac{\left| \gamma_t \right|}{\left| \gamma_i \right|} \frac{\left| \overline{\mathbf{E}_t} \right|^2}{\left| \overline{\mathbf{E}_i} \right|^2}$$

per la conservazione dell'energia vale: $r_I + t_I = 1$ (questa ultima formula e' di grande utilita' pratica nello sviluppo di programmi numerici di ray-tracing, in quanto consente il controllo continuo dell'esattezza numerica dei calcoli).

In generale, la potenza totale associata al raggio r dopo aver subito g rifrazioni vale, con n_g indice di rifrazione nel punto in cui viene osservato il raggio:

$$P_g \propto \frac{n_g}{n_1} \left| \overline{\mathbf{E}_g} \right|^2 \Delta S \prod_g \left| \frac{\gamma_t}{\gamma_i} \right|$$

Una volta definito il vettore $\overline{\mathbf{R}}$ relativo ad un generico raggio inviato inizialmente sul solido nel sistema xyz, e' possibile utilizzare numericamente la teoria fin qui sviluppata per trasformare il raggio incidente in raggi rifratto e riflesso caratterizzati da due nuovi vettori $\overline{\mathbf{R}_r}, \overline{\mathbf{R}_t}$, ciascuno dei quali verra' trattato in seguito esattamente come il primo raggio incidente. Questa procedura genera un "albero" di raggi che si propagano all'interno del cristallo o vengono infine diffusi nello spazio esterno al cristallo:

Nella procedura numerica, dato un raggio di partenza diretto secondo z, definito da un vettore \mathbf{R}_1 , se ne calcola l'intersezione col solido ed i relativi nuovi due raggi trasmesso e riflesso definiti da due vettori \mathbf{R}_2 e \mathbf{R}_3 , che vengono aggiunti ad \mathbf{R}_1 in uno stack di vettori \mathbf{R} . Alla fine del calcolo, il vettore \mathbf{R}_1 iniziale viene rimosso dallo stack in quanto si e' "trasformato" nei due raggi \mathbf{R}_2 e \mathbf{R}_3 . Lo stack composto da due vettori viene adesso riscalato: per ciascun nuovo vettore \mathbf{R}_1 e \mathbf{R}_2 viene calcolata l'intersezione colle facce del

solido e gli eventuali nuovi due vettori riflesso e rifratto. Ne consegue uno stack composto da 6 vettori, da cui i due vettori iniziali vengono eliminati, lo stack riscaldato, ecc. Il processo può in principio proseguire all'infinito a raddoppiare ad ogni successiva rifrazione la dimensione dello stack. In realtà, una parte dei raggi rifratti o riflessi si allontanano definitivamente dal solido, ed i relativi vettori R vengono eliminati dallo stack. Nei casi di riflessione totale, solo il raggio riflesso viene prodotto dal raggio incidente, per cui non si incrementa la dimensione dello stack. I raggi che si allontanano definitivamente dal solido vengono raccolti per il calcolo della matrice di Müller, dell'estinzione e del backscattering LIDAR.

Il calcolo corrente della potenza complessiva trasportata da tutti i raggi uscenti dal solido e generati da ciascun raggio iniziale viene interrotto quando il rapporto tra tale potenza e la potenza incidente arriva a 0.999. In genere, 4 o 5 riflessioni/rifrazioni successive sono sufficienti a raggiungere lo scopo, per cui la dimensione dello stack di vettori R non supera alcune decine di unità. Ad ogni successivo raggio incidente in arrivo, lo stack viene azzerato ed il processo viene ripetuto.

Nella procedura numerica adottata, una "pioggia" di raggi incidenti iniziali vengono inviati secondo z , con luce polarizzata linearmente consecutivamente secondo l'asse x e l'asse y per il calcolo della matrice di Müller e della depolarizzazione LIDAR.

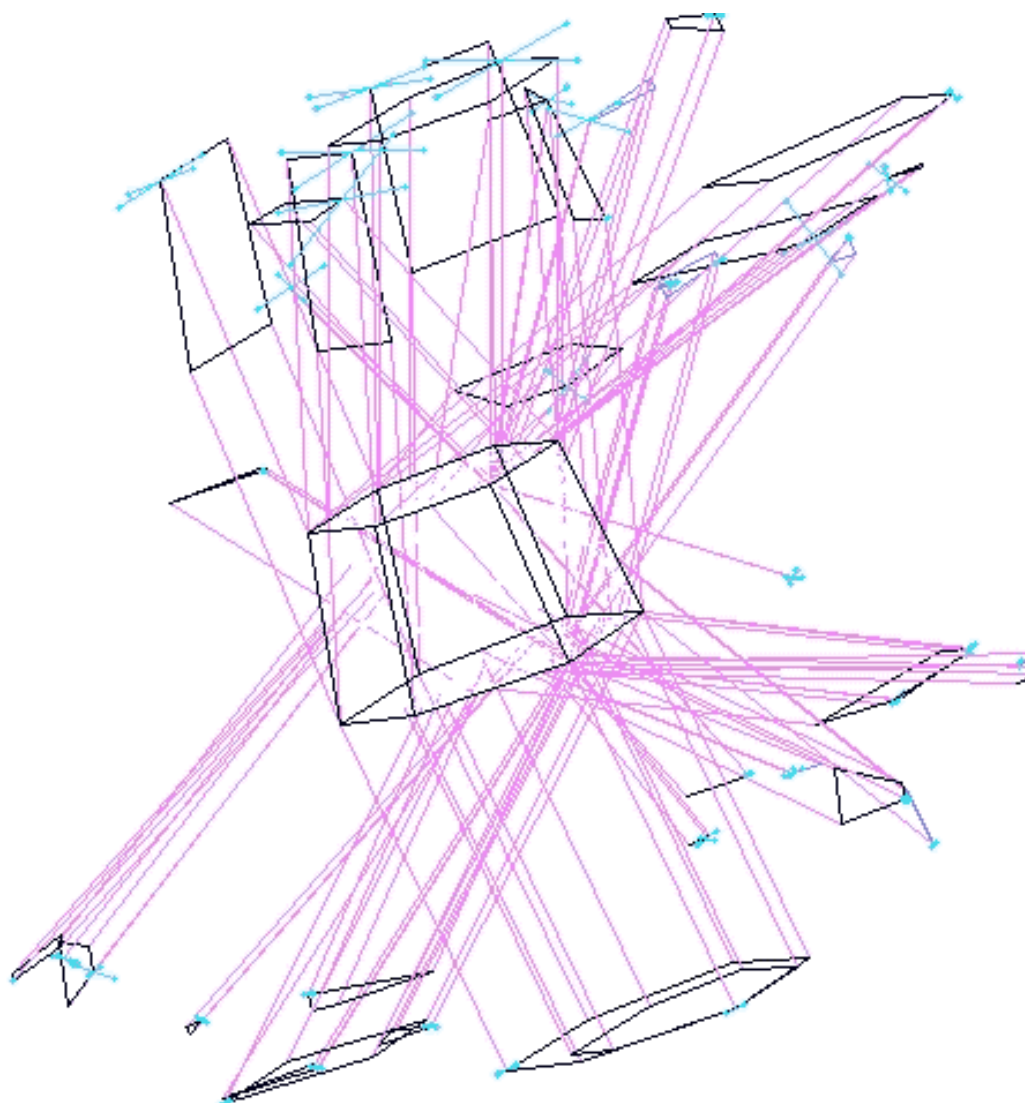
9. LA TECNICA DI FACE-TRACING COME EVOLUZIONE DEL RAY-TRACING

L'uso di un numero elevato di raggi luminosi incidenti sul solido, caratteristico delle procedure di ray-tracing usuali presenta alcuni inconvenienti:

1) Occorre un numero molto elevato di raggi (dell'ordine di 10^6) per ottenere una buona rappresentazione dello scattering da parte del cristallo. Ogni raggio richiede un elevato numero di operazioni numeriche, spesso ridondanti in quanto molti raggi seguono percorsi identici.

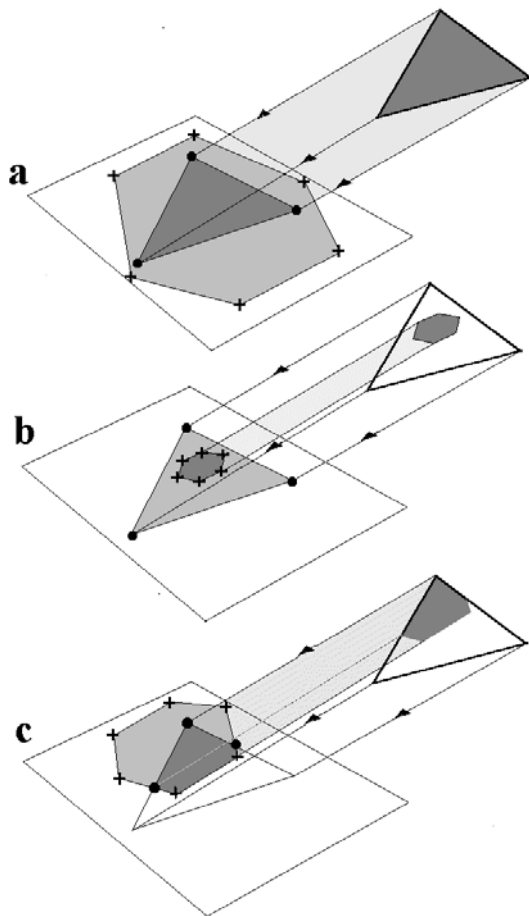
2) Non si ottengono informazioni sulla sezione dei fasci che vengono prodotti dal cristallo. In effetti, il cristallo illuminato dalla radiazione laser non emette insiemi di raggi (di sezione necessariamente infinitesima), ma fasci di luce di sezione finita, soggetti alle leggi dell'ottica fisica (diffrazione). La diffrazione dei singoli fasci non è quindi contemplata dalle procedure di ray-tracing usuali.

Un superamento di alcuni di questi inconvenienti è risultato possibile mediante la tecnica di "Face-Tracing" (indicata in seguito con FC), sviluppata presso l'IFAC CNR [Del Guasta, 2001]. Questa tecnica permette la simulazione dello scattering della luce da parte di poliedri non-assorbenti qualunque. Nel ray-tracing convenzionale, singoli raggi luminosi vengono inviati sul cristallo, riflessi e rifratti dal medesimo, ed infine raccolti nello spazio al fine di calcolare la funzione di fase e gli altri parametri di Stokes. Nella tecnica Face-tracing, ogni faccia illuminata del cristallo definisce un fascio di luce iniziale incidente, che subisce riflessione e rifrazione secondo le leggi di Snell e Fresnel, analogamente ai raggi convenzionali. Nelle riflessioni interne al cristallo, il fascio viene scisso in più sotto-fasci, uno per ciascuna faccia illuminata dal fascio iniziale. Questo processo prosegue fino alla raccolta nello spazio esterno al cristallo di una percentuale fissata dell'energia incidente su ciascuna faccia. Il processo viene ripetuto per tutte le facce illuminate e per tutte le orientazioni spaziali necessarie al fine di calcolare gli elementi della matrice di scattering. Il procedimento consente di conoscere esattamente la sezione normale di ogni fascio che esce dal cristallo, e quindi consente di calcolare gli effetti di diffrazione del fascio stesso.



Una “istantanea” del processo di face-tracing, applicato ad un cristallo esagonale di ghiaccio deformato a tronco di piramide. I poligoni neri mostrano le sezioni normali dei fasci uscenti dal solido, le frecce indicano le componenti p ed s del campo elettrico associato a ciascun fascio.

L'intersezione geometrica tra un fascio di luce ed una faccia del poliedro ha forma poligonale e viene calcolata numericamente seguendo lo schema della figura seguente:



- a) Se la proiezione del fascio incidente (grigio scuro in figura) e' completamente contenuta nella faccia del solido (grigio chiaro in figura), l'area illuminata definisce automaticamente la sezione dei nuovi fasci riflesso e rifratto prodotti sulla faccia del solido.
- b) Se la proiezione del fascio sulla faccia del solido illumina tutta la faccia, i vertici della faccia definiscono la sezione dei nuovi fasci riflesso e rifratto prodotti sulla faccia del solido.
- c) Se parte dei vertici della proiezione appartengono alla faccia ed altri sono esterni, significa che la faccia e' solo parzialmente illuminata dal fascio. In queste condizioni, la procedura numerica determina l'intersezione geometrica tra proiezione e faccia, e la utilizza come sezione dei nuovi fasci emergenti.

La definizione della geometria del fascio a partire dai vertici delle intersezioni tra fascio incidente e facce del solido richiede una numerazione (oraria o antioraria) dei vertici che rispetti la convessita' dei poligoni di intersezione, talvolta di forma complicata. La figura di intersezione viene analizzata in cerca di eventuali intersezioni tra i suoi lati, determinate da erronee numerazioni dei vertici. In caso di presenza di intersezioni, i vertici vengono

automaticamente ri-numerati al fine di assicurare l'assenza di intersezione tra i lati ed infine la superficie massima. Questo processo e' un inconveniente della procedura di Face-Tracing nel caso di poliedri di forma complicata. In tali casi risultano ridotti i vantaggi di face-Tracing su Ray-tracing in termini di tempo di calcolo.

10. CALCOLO DEL CAMPO ELETTRICO DIFFUSO

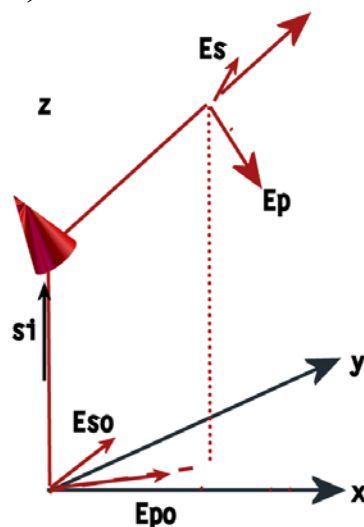
Il calcolo numerico dello scattering da parte dei cristalli di ghiaccio, sia che avvenga con la tecnica di ray-tracing che con Face-tracing, porta alla determinazione numerica del campo diffuso E associato al raggio/fascio uscente in base al campo incidente (associato al raggio/fascio iniziale) E_o noto. Le simulazioni numeriche dello scattering utilizzano per semplicita' la terna fissa xyz , e conducono ad un campo diffuso espresso nella stessa terna:

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} = \text{RAY} \begin{pmatrix} E_{xo} \\ E_{yo} \\ E_{zo} \end{pmatrix}$$

ella pratica, non vengono calcolati gli elementi della matrice RAY di scattering, ma solo la terna $(E_x E_y E_z)$ ottenuta per un ben definito campo iniziale $(E_{xo} E_{yo} E_{zo})$.

Nella simulazione dello scattering, e' conveniente utilizzare il sistema di riferimento costituito da due versori rispettivamente parallelo e perpendicolare al piano di scattering, ed entrambe perpendicolari alla direzione di propagazione. Essendo il campo elettrico trasverso, questo sistema di riferimento consente di ridurre il vettore campo elettrico ad un vettore bidimensionale di componenti E_p, E_s . In tale sistema, schematizzato in figura, si definisce la matrice di trasformazione del campo A :

$$\begin{pmatrix} E_p \\ E_s \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A_2 & A_3 \\ A_4 & A_1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{po} \\ E_{so} \end{pmatrix}$$



Gli indici degli elementi (complessi) di matrice seguono la notazione di Van de Hulst,(1957). Sono stati omessi per comodità il fattore di fase dipendente dal tempo ed un fattore moltiplicativo di fase costante. Le componenti p ed s dei campi sono riferite al piano di scattering, con p componente parallela ed s perpendicolare al piano di scattering stesso.

È utile derivare gli elementi di matrice A non dalla matrice RAY (normalmente sconosciuta) ma direttamente dalle terne (Ex Ey Ez) ottenute per particolari polarizzazioni del campo incidente. A tal scopo si utilizzano due polarizzazioni per Eo dirette rispettivamente secondo x e secondo y, usando il metodo seguente:

Si definiscono i versori \bar{t}_p, \bar{t}_s espressi nella terna xyz come:

$$\begin{aligned}\bar{t}_p &= \bar{z} \wedge \bar{s} \\ \bar{t}_s &= \bar{z} \wedge (\bar{z} \wedge \bar{s})\end{aligned}$$

Risulta così definita la matrice di trasformazione del campo tra la terna xyz e la coppia \bar{t}_p, \bar{t}_s :

$$\begin{pmatrix} E_p \\ E_s \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \bar{z} \wedge \bar{s} \\ \bar{z} \wedge (\bar{z} \wedge \bar{s}) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \bar{z} \wedge \bar{s} \\ \bar{z} \wedge (\bar{s} \wedge \bar{s}) \end{pmatrix} \cdot \mathbf{R} \cdot \begin{pmatrix} E_{xo} \\ E_{yo} \end{pmatrix}$$

Ezo è sempre nullo per definizione.

Resta da ridefinire il campo incidente in una nuova coppia di versori $\bar{t}_{p\theta}, \bar{t}_{s\theta}$ definita univocamente dalla proiezione di \bar{t}_p, \bar{t}_s sul piano x,y. Questa operazione ha senso solo per angoli di scattering $0 < \theta < \pi$: per direzioni $\theta = 0$ e $\theta = \pi$ le coppie \bar{t}_p, \bar{t}_s e $\bar{t}_{p\theta}, \bar{t}_{s\theta}$ restano indeterminate.

$$\begin{aligned}\bar{t}_{p\theta} &= \frac{1}{\sqrt{\alpha^2 + \beta^2}} (\alpha \bar{t}_p + \beta \bar{t}_s) \\ \bar{t}_{s\theta} &= \bar{z} \wedge \bar{t}_{p\theta}\end{aligned}$$

La matrice T costituita dai due versori $\bar{t}_{p\theta}, \bar{t}_{s\theta}$ consente la trasformazione del campo incidente da (Exo Eyo) a (Epo Eso):

$$\begin{pmatrix} E_{po} \\ E_{so} \end{pmatrix} = \mathbf{T} \begin{pmatrix} E_{xo} \\ E_{yo} \end{pmatrix}$$

$$T = \begin{pmatrix} (\alpha & \beta) \\ \bar{z} \wedge (\alpha & \beta) \end{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{\alpha^2 + \beta^2}} \quad \text{vale poi:} \quad T^{-1} = T^T$$

Si ottiene per il campo diffuso:

$$\begin{pmatrix} \text{Ep} \\ \text{Es} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \bar{z} \wedge \bar{s} \\ \bar{z} \wedge (\bar{z} \wedge \bar{s}) \end{pmatrix} \cdot R \cdot \begin{pmatrix} \text{Exo} \\ \text{Eyo} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \bar{z} \wedge \bar{s} \\ \bar{z} \wedge (\bar{z} \wedge \bar{s}) \end{pmatrix} \cdot R \cdot T^T \begin{pmatrix} \text{Epo} \\ \text{Eso} \end{pmatrix}$$

Ai fini pratici si inviano due polarizzazioni lineari ortogonali per il raggio incidente rispettivamente polarizzate secondo x (1) e secondo y (2):

$$\begin{pmatrix} \text{Exo} \\ \text{Eyo} \end{pmatrix}_1 = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} \text{Exo} \\ \text{Eyo} \end{pmatrix}_2 = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$$

I campi risultanti, ottenuti numericamente mediante ray o face-tracing saranno, per ciascun raggio uscente e nella terna x,y,z:

$$\begin{pmatrix} \text{Ex} \\ \text{Ey} \\ \text{Ez} \end{pmatrix}_1 = R \cdot \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} \text{Ex} \\ \text{Ey} \\ \text{Ez} \end{pmatrix}_2 = R \cdot \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$$

Passando a coordinate \bar{t}_p, \bar{t}_s per il campo uscente si ha:

$$\begin{pmatrix} \text{Ep} \\ \text{Es} \end{pmatrix}_1 = \begin{pmatrix} \bar{z} \wedge \bar{s} \\ \bar{z} \wedge (\bar{z} \wedge \bar{s}) \end{pmatrix} \cdot R \cdot \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} \text{Ep} \\ \text{Es} \end{pmatrix}_2 = \begin{pmatrix} \bar{z} \wedge \bar{s} \\ \bar{z} \wedge (\bar{z} \wedge \bar{s}) \end{pmatrix} \cdot R \cdot \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$$

Ed infine esprimendo il campo uscente in \bar{t}_p, \bar{t}_s ed il campo incidente in \bar{t}_p, \bar{t}_s si ottiene la matrice A:

$$\begin{pmatrix} E_{p_1} & E_{p_2} \\ E_{s_1} & E_{s_2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \bar{z} \wedge \bar{s} \\ \bar{z} \wedge (\bar{z} \wedge \bar{s}) \end{pmatrix} \cdot \mathbf{R} \cdot \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \bar{z} \wedge \bar{s} \\ \bar{z} \wedge (\bar{z} \wedge \bar{s}) \end{pmatrix} \cdot \mathbf{R} \cdot \mathbf{T}^T \begin{pmatrix} E_{p_0} \\ E_{s_0} \end{pmatrix} = \mathbf{A} \begin{pmatrix} E_{p_0} \\ E_{s_0} \end{pmatrix}$$

da cui segue che, una volta calcolata numericamente la matrice $\begin{pmatrix} E_{p_1} & E_{p_2} \\ E_{s_1} & E_{s_2} \end{pmatrix}$ inviando consecutivamente le due polarizzazioni secondo x e secondo y per il raggio incidente, la matrice \mathbf{A} e' semplicemente data da:

$$\mathbf{A} = \begin{pmatrix} E_{p_1} & E_{p_2} \\ E_{s_1} & E_{s_2} \end{pmatrix} \mathbf{T}^T$$

11. CALCOLO DELLA MATRICE DI MÜELLER DEI CRISTALLI DI GHIACCIO

La matrice di Mueller di scattering trasforma il vettore di Stokes incidente (I_0, Q_0, U_0, V_0) nel vettore di Stokes diffuso (I, Q, U, V) [van de Hulst, 1957]. Il vettore di Stokes fornisce una rappresentazione completa dello stato di polarizzazione della luce ed e' di vasto utilizzo in ottica.

$$\begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix} = F(\theta, \nu, \varphi, \lambda) \begin{pmatrix} I_0 \\ Q_0 \\ U_0 \\ V_0 \end{pmatrix}$$

$$\begin{aligned} I &= E_p E_p^* + E_s E_s^* \\ Q &= E_p E_p^* - E_s E_s^* \\ U &= E_p E_s^* + E_s E_p^* \\ V &= i(E_p E_s^* - E_s E_p^*) \end{aligned}$$

con

La matrice di Mueller dei cristalli di ghiaccio e' stata ottenuta numericamente a partire dalla matrice \mathbf{A} di trasformazione del campo secondo le formule di van de Hulst, 1957:

$$F = \begin{pmatrix} \frac{1}{2}(M_2 + M_3 + M_4 + M_1) & \frac{1}{2}(M_2 - M_3 + M_4 - M_1) & S_{23} + S_{41} & -D_{23} - D_{41} \\ \frac{1}{2}(M_2 + M_3 - M_4 - M_1) & \frac{1}{2}(M_2 - M_3 - M_4 + M_1) & S_{23} - S_{41} & D_{23} - D_{41} \\ S_{24} + S_{31} & S_{24} - S_{31} & S_{21} + S_{34} & -D_{21} + D_{34} \\ D_{24} + D_{31} & D_{24} - D_{31} & D_{21} + D_{34} & S_{21} - S_{34} \end{pmatrix}$$

con:

$$\begin{aligned} M_k &= A_k A_k^* \\ S_{kj} &= S_{jk} = \frac{1}{2}(A_j A_k^* + A_k A_j^*) \\ -D_{kj} &= D_{jk} = \frac{i}{2}(A_j A_k^* - A_k A_j^*) \end{aligned}$$

La depolarizzazione LIDAR è legata agli elementi di F . Assumendo radiazione laser polarizzata linearmente che incide sulla particella di ghiaccio, le intensità I_p, I_s retrodiffuse a 180° con polarizzazioni rispettivamente parallela e perpendicolare alla polarizzazione del laser risultano:

$$\begin{aligned} I_p &\propto F_{11} + 2F_{12} + F_{22} \\ I_s &\propto F_{11} - F_{22} \end{aligned}$$

da cui la depolarizzazione LIDAR risulta, nelle due diverse definizioni più usate:

$$\delta = \frac{I_s}{I_p} = \frac{F_{11} - F_{22}}{F_{11} + 2F_{12} + F_{22}}$$

$$\delta' = \frac{I_s}{I_p + I_s} = \frac{1}{2} \left(\frac{F_{11} - F_{22}}{F_{11} + F_{12}} \right)$$

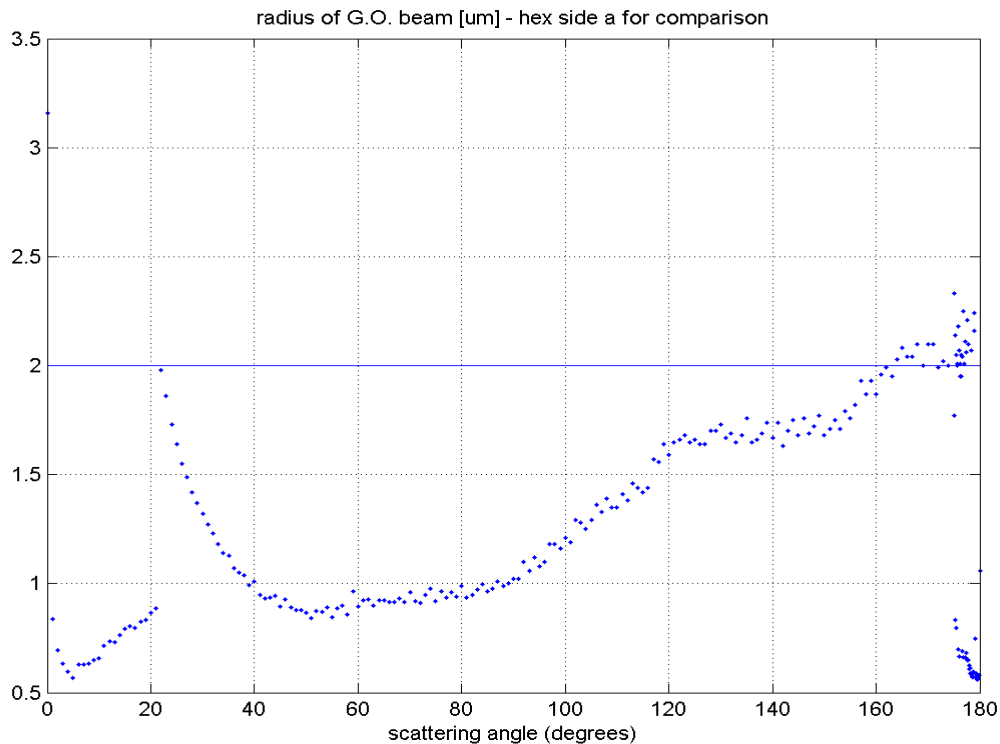
la “polarizzazione lineare” della radiazione (generica) diffusa resta invece definita nella terminologia ottica corrente come:

$$P_{lin} = \frac{-F_{12}}{F_{11}}$$

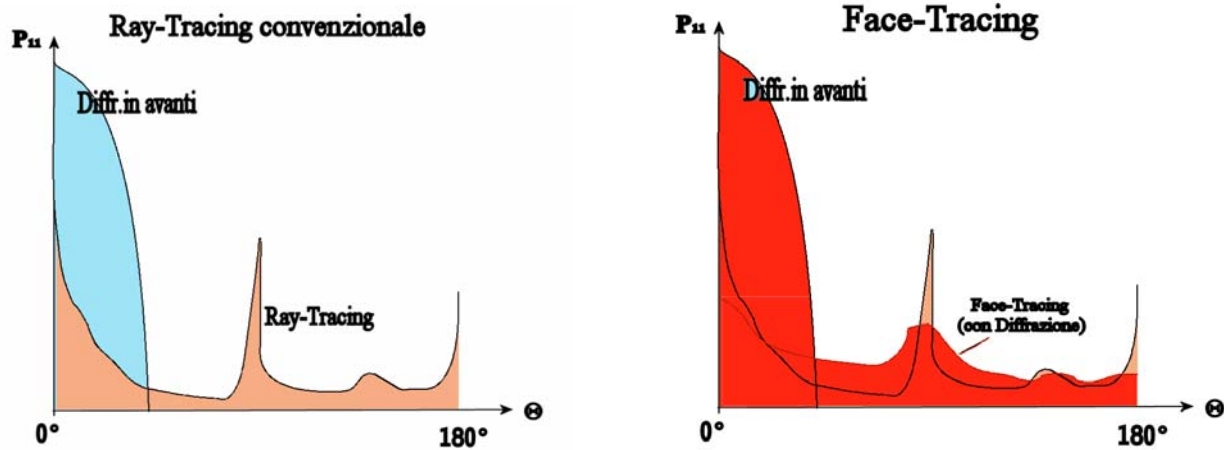
12. INCLUSIONE DELLA DIFFRAZIONE NEL FACE-TRACING.

La tecnica di Face Tracing consente, contrariamente al Ray-tracing convenzionale, di conoscere in forma e dimensioni la sezione normale dei fasci di luce prodotti dal cristallo a seguito dei processi di riflessione e rifrazione. In figura è

riportato un esempio che mostra il diametro medio equivalente dei fasci uscenti (per un cristallo esagonale di ghiaccio di diametro $2a = 2 \mu\text{m}$, altezza $10 \mu\text{m}$) in funzione dell'angolo di scattering. Si nota ad esempio che il diametro dei fasci prodotti nel backscatter e nello scattering in avanti sono mediamente inferiori al diametro della particella, mentre può essere uguale per altri angoli di scattering (es. 22° , corrispondente anche ad un picco della funzione di fase, e 170°), indicando in tal caso un contributo delle facce laterali del cristallo allo scattering.



La conoscenza delle dimensioni fisiche delle sezioni dei fasci prodotti dal solido consente, a differenza del ray-tracing, di tenere conto della diffrazione di Fraunhofer per ciascun singolo fascio prodotto nello spazio dal cristallo. Nei programmi di ray-tracing convenzionali la diffrazione viene modellizzata piuttosto brutalmente calcolando mediante ottica geometrica la componente "geometrica" della matrice di Müller, ed in seguito aggiungendo a tale matrice il contributo dovuto alla diffusione a 0° (raggi non deviati nel processo di scattering) ed il lobo di diffrazione prodotto in avanti dall'intero cristallo illuminato dall'onda piana incidente.

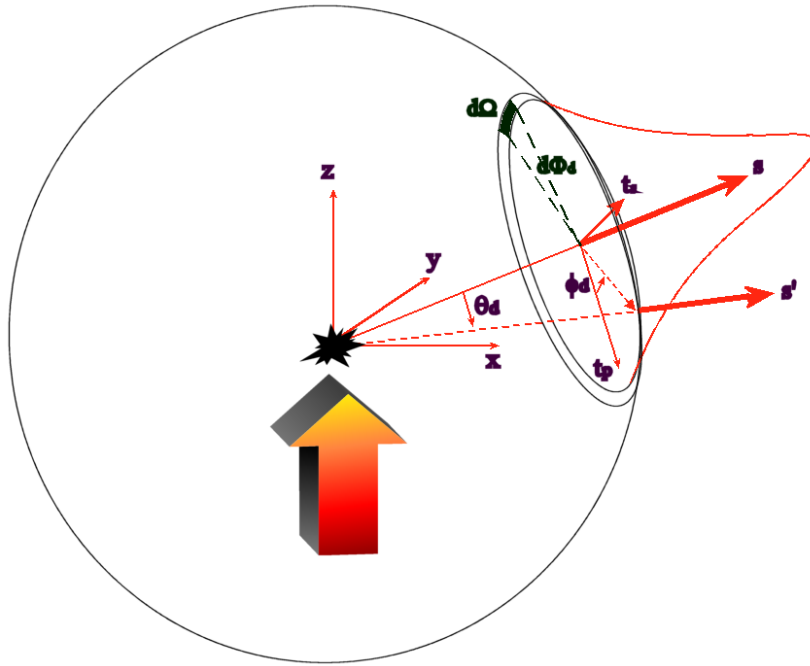


Differente modellizzazione della diffrazione in ray- e face-tracing

Questo metodo non puo' tener conto dell'allargamento per diffrazione dei singoli raggi distribuiti nello spazio dal cristallo, per il semplice fatto che nel ray-tracing i raggi hanno sezione infinitesima. Nel Face-Tracing e' possibile calcolare, oltre alla diffrazione in avanti prodotta dalla particella, anche l'allargamento diffrattivo dei singoli fasci prodotti nello spazio. Questo procedimento consente di ottenere per tutti gli angoli di scattering la convoluzione tra gli elementi della matrice di Mueller (funzioni $F_{ij}(\Theta)$, ad esempio $F_{11}(\Theta)$, funzione di fase di scattering) e la "spreading function" per diffrazione. Come risultato, le funzioni $F_{ij}(\Theta)$ ottenute con Face-tracing, tenendo conto degli effetti diffrattivi, sono piu' smussate rispetto alle analoghe funzioni ottenute per Ray-tracing. Con Face-tracing e' inoltre possibile considerare l'influenza delle dimensioni fisiche delle particelle sugli elementi $F_{ij}(\Theta)$, cosa impossibile col ray-tracing.

Il calcolo della diffrazione sui singoli fasci uscenti dal solido avviene seguendo lo schema seguente:

Sia $\bar{s} = (\alpha, \beta, \gamma)$ il versore di propagazione del fascio uscente dal solido e \bar{t}_p, \bar{t}_s i versori parallelo e perpendicolare al piano di scattering gia' definiti dall'ottica geometrica.



Geometria utilizzata per l'allargamento diffrattivo dei fasci ottenuti da Face-Tracing

La radiazione associata al fascio uscente dal solido (di sezione normale A) verrà distribuita per diffrazione di Fraunhofer in tutte le direzioni con intensità dettate dall'ottica fisica, funzioni di A , λ , e della forma della sezione normale del fascio. Come semplificazione per i calcoli numerici, si è assunta in prima approssimazione una sezione normale circolare equivalente in area alla sezione normale effettiva del fascio. Nel caso di fasci a sezione circolare il campo diffratto ad un angolo Θ_d dalla direzione \bar{s} del fascio dipende solo da Θ_d , λ ed A .

Si pone il problema di distribuire l'energia diffratta nelle diverse direzioni $\bar{s}' = (\alpha', \beta', \gamma')$ ottenute ruotando il vettore \bar{s} nello spazio secondo i due angoli Θ_d, Φ_d . Si definisce un vettore \bar{t} ottenuto ruotando il vettore \bar{t}_p di un angolo Φ_d attorno a \bar{s} :

$$\bar{t}_{dp} = \cos(\Phi_d) \bar{t}_p + \sin(\Phi_d) \bar{t}_s$$

A questo punto si ruota \bar{s} di un angolo Θ_d nella direzione e verso dati da \bar{t}_p , cioè attorno ad un vettore Ω perpendicolare sia a \bar{t}_p che ad \bar{s} :

$$\Omega = \frac{\bar{s} \wedge \bar{t}_p}{|\bar{s} \wedge \bar{t}_p|}$$

il nuovo vettore $\bar{s}' = (\alpha', \beta', \gamma')$ è dato dalla soluzione di:

$$\begin{vmatrix} i & j & k \\ \alpha' & \beta' & \gamma' \\ \alpha & \beta & \gamma \end{vmatrix} = \sin(\Theta_d) \begin{pmatrix} \Omega_x \\ \Omega_y \\ \Omega_z \end{pmatrix}$$

con la condizione supplementare: $\bar{s}' \wedge \bar{s} = \bar{\Omega} \sin(\Theta_d)$

la soluzione, se $\gamma \neq 0$, e' data da:

$$\gamma' = \begin{vmatrix} \Omega_y \sin(\Theta_d) & -\gamma \\ \cos(\Theta_d) - \frac{\beta \Omega_x \sin(\Theta_d)}{\gamma} & \alpha \end{vmatrix}$$

$$\alpha' = \begin{vmatrix} \alpha & \Omega_y \sin(\Theta_d) \\ \frac{\beta^2}{\gamma} & \cos(\Theta_d) - \frac{\beta \Omega_x \sin(\Theta_d)}{\gamma} \end{vmatrix}$$

$$\beta' = \frac{\Omega_x \sin(\Theta_d) + \gamma' \beta}{\alpha}$$

la soluzione, se $\gamma = 0, \alpha \neq 0$, e' data da:

$$\alpha' = \begin{vmatrix} \cos(\Theta_d) - \frac{\gamma \Omega_y \sin(\Theta_d)}{\alpha} & \beta \\ \Omega_z \sin(\Theta_d) & -\alpha \end{vmatrix}$$

$$\beta' = \begin{vmatrix} \alpha + \frac{\gamma^2}{\alpha} & \cos(\Theta_d) - \frac{\gamma \Omega_y \sin(\Theta_d)}{\alpha} \\ \beta & \Omega_z \sin(\Theta_d) \end{vmatrix}$$

$$\gamma' = \frac{\Omega_y \sin(\Theta_d) + \alpha' \gamma}{\alpha}$$

ed infine, la soluzione nel caso $\gamma = 0, \alpha = 0$, e' data da:

$$\alpha' = \begin{vmatrix} \cos(\Theta_d) + \frac{\gamma \Omega_x \sin(\Theta_d)}{\beta} & \beta + \frac{\gamma^2}{\beta} \\ \Omega_z \sin(\Theta_d) & -\alpha \end{vmatrix}$$

$$\beta' = \left| \begin{array}{c} \alpha \cos(\Theta_d) + \frac{\gamma \Omega_x \sin(\Theta_d)}{\beta} \\ \beta \Omega_z \sin(\Theta_d) \end{array} \right|$$

$$\gamma' = \frac{-\Omega_x \sin(\Theta_d) + \beta' \gamma}{\beta}$$

Una volta noto il versore \bar{s}' di propagazione del fascio diffratto, e' possibile calcolare il campo ad esso associato, che in modulo e' dato dalla funzione u di Airy :

$$|\bar{E}_d| = \frac{|\bar{E}|}{z} \left| kA \frac{1 + \cos(\Theta_d)}{2\pi} \cdot \frac{J_1(kr \sin(\Theta_d))}{kr \sin(\Theta_d)} \right| = |\bar{E}| u$$

ove E e' il campo incidente, z e' la distanza dell'osservatore, r e' il raggio della sezione circolare di area A, $k = \frac{2\pi}{\lambda}$, mentre J_1 e' la funzione di Bessel di primo ordine. Il campo Ed e' dato vettorialmente da:

$$\bar{E}_d = -|u| [\bar{s}' \wedge (\bar{s} \wedge \bar{E})]$$

nel sistema di riferimento definito da \bar{t}_p, \bar{t}_s , vale:

$$\bar{s}' = [\sin(\Theta_d) \cos(\Theta_d), \sin(\Theta_d) \sin(\Theta_d), \cos(\Theta_d)]$$

$$\bar{s} = (0, 0, 1)$$

$$\bar{E} = (E_p, E_s, 0)$$

$$\bar{s}' \wedge (\bar{s} \wedge \bar{E}) = \begin{pmatrix} -\cos(\Theta_d) & 0 \\ 0 & -\cos(\Theta_d) \\ \sin(\Theta_d) \cos(\Theta_d) & \sin(\Theta_d) \sin(\Theta_d) \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} E_p \\ E_s \end{pmatrix}$$

il "raggio" diffratto definisce due nuovi versori parallelo e perpendicolare al piano di scattering:

$$\bar{t}'_s = \bar{z} \wedge \bar{s}' = (-\sin(\Phi_d), \cos(\Phi_d), 0)$$

$$\bar{t}'_p = (\bar{z} \wedge \bar{s}') \wedge \bar{s}' = (\cos(\Phi_d) \cos(\Theta_d), \sin(\Phi_d) \cos(\Theta_d), -\sin(\Theta_d))$$

e nel nuovo sistema di riferimento il campo diffratto (E_p', E_s') e' legato al campo iniziale (E_p, E_s) da:

$$\begin{pmatrix} E_p' \\ E_s' \end{pmatrix} = -|u| \begin{pmatrix} t'_p \\ t'_s \end{pmatrix} \cdot [\bar{s}' \wedge (\bar{s} \wedge \bar{E})] = |u| \cdot \begin{pmatrix} -\cos(\Phi_d) & -\sin(\Phi_d) \\ \sin(\Phi_d)\cos(\Theta_d) & -\cos(\Phi_d)\cos(\Theta_d) \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} E_p \\ E_s \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} E_p' \\ E_s' \end{pmatrix} = |u| \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \cos(\Theta_d) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos(\Phi_d) & \sin(\Phi_d) \\ \sin(\Phi_d) & \cos(\Phi_d) \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} E_p \\ E_s \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} E_p' \\ E_s' \end{pmatrix} = \frac{1}{z} \left| kA \frac{(1 + \cos(\Theta_d))}{2\pi} \cdot \frac{J_1(kr \sin(\Theta_d))}{kr \sin(\Theta_d)} \right| \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \cos(\Theta_d) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos(\Phi_d) & \sin(\Phi_d) \\ \sin(\Phi_d) & \cos(\Phi_d) \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} E_p \\ E_s \end{pmatrix}$$

Nota la matrice di trasformazione del campo, si calcola il contributo a F_{ij} per il fascio diffratto. In base al passo numerico scelto per Θ_d, Φ_d resta definito il passo di integrazione dell'angolo solido attraversato dal flusso di energia associato a $\begin{pmatrix} E_p' \\ E_s' \end{pmatrix}$:

$$d\Omega = d\Phi_d d\Theta_d \sin(\Theta_d)$$

Per ciascun fascio prodotto dall'ottica geometrica ed uscente dal cristallo si calcola il contributo dF_{ij} dei fasci diffratti da esso originati per tutti gli angoli Θ_d, Φ_d , e si somma usando il fattore moltiplicativo di integrazione $d\Omega$.

RANDOMIZZAZIONE DELLE ORIENTAZIONI DEL CRISTALLO NELLO SPAZIO.

La simulazione della diffusione della luce da parte di una nube reale di particelle di ghiaccio richiede una certa randomizzazione delle orientazioni spaziali della particella. Nella maggior parte dei casi si tratta di una randomizzazione completa nello spazio (RND-3D), quando non sono previste orientazioni spaziali privilegiate. In altri casi e' prevedibile una orientazione privilegiata, ad esempio nel caso di piastrine di ghiaccio in caduta libera o in presenza di cristalli colonnari allineati fal flusso d'aria. In questi casi la randomizzazione e' completa su un piano (in genere orizzontale) e ridotta ad un range angolare ristretto nella direzione ortogonale al piano. La simulazione dello scattering di particelle con orientazioni random nello spazio o su un piano ortogonale alla linea di osservazione z permette alcune semplificazioni nella simulazione. Non e' in tali casi necessario mediare F_{ij} ripetendo la simulazione per tutte le orientazioni

spaziali del cristallo (v, γ, Φ), in quanto la rotazione γ puo' essere ridotta, ai fini del calcolo della matrice di Müller per l'insieme di particelle, a due sole orientazioni spaziali ortogonali ($\gamma=0^\circ$ e $\gamma=90^\circ$, equivalenti all'invio sul solido di due fasci luminosi identici, ma con polarizzazioni ortogonali). Questa semplificazione e' legata alla simmetria cilindrica dello scattering dell'insieme di cristalli rispetto all'asse z (asse di sparo LIDAR). La randomizzazione dell'orientazione spaziale delle particelle consente inoltre delle semplificazioni a-priori della matrice di Müller media per la nube.

Il calcolo numerico delle proprieta' ottiche di una particella generica e' nel caso generale una funzione unica dei tre gradi di orientazione spaziale della particella. Nel caso di particelle con simmetrie speciali (es. sfera) la matrice di Müller per la singola particella risulta fortemente semplificata (van de Hulst,1957), cosi' come risulta semplificata per particolari particelle che presentano simmetrie nei casi di scattering in avanti ($\Theta = 0$) o indietro ($\Theta = \pi$) (Hu et al., 1987). Con esclusione di questi casi particolari, la matrice di Müller per singola particella non puo' invece essere significativamente semplificata.

Nel caso di scattering da un insieme di particelle (es. nube) intervengono fortunatamente delle regole di simmetria che consentono di semplificare in molti casi la matrice senza richiedere particolari simmetrie per la singola particella (van de Hulst,1957).

1) Nel caso di un insieme di particelle (di qualunque tipo) orientate random in 3 dimensioni (RND-3d), in cui si possa assumere una distribuzione con simmetria cilindrica attorno alla direzione ($\Theta = 0$), e la presenza di particelle e particelle "speculari" rispetto a ($\Theta = 0$) in ugual numero, si ottiene per **scattering laterale** ($0 < \Theta < \pi$) che la matrice di Müller media (per singola particella) dell'insieme, e' ottenibile dalla matrice di Müller di singola particella mediante:

$$\begin{pmatrix} F_{11} & F_{12} & F_{13} & F_{14} \\ F_{21} & F_{22} & F_{23} & F_{24} \\ F_{31} & F_{32} & F_{33} & F_{34} \\ F_{41} & F_{42} & F_{43} & F_{44} \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} F_{11} & F_{12} & 0 & 0 \\ F_{21} & F_{22} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & F_{33} & F_{34} \\ 0 & 0 & F_{43} & F_{44} \end{pmatrix} \quad (0 < \Theta < \pi)$$

singola particella

media nella nube

2) Nel caso di **scattering in avanti** ($\Theta = 0$), e nel caso di un insieme di particelle (di qualunque tipo) orientate random in 3 dimensioni (RND-3d), in cui si possa assumere una distribuzione con simmetria cilindrica attorno alla direzione ($\Theta = 0$), la matrice di Müller media (per particella) dell'insieme, per scattering entro $0 < \Theta < \pi$, e' ottenibile dalla matrice di Müller di singola particella :

$$\begin{pmatrix} F_{11} & F_{12} & F_{13} & F_{14} \\ F_{21} & F_{22} & F_{23} & F_{24} \\ F_{31} & F_{32} & F_{33} & F_{34} \\ F_{41} & F_{42} & F_{43} & F_{44} \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} F_{11} & 0 & 0 & F_{14} \\ 0 & \frac{F_{22} + F_{33}}{2} & \frac{F_{23} - F_{32}}{2} & 0 \\ 0 & -\frac{F_{23} - F_{32}}{2} & \frac{F_{22} + F_{33}}{2} & 0 \\ F_{14} & 0 & 0 & F_{44} \end{pmatrix}$$

singola particella

media nella nube

FATTORE DI RANDOMIZZAZIONE ED INTEGRAZIONE DELLA MATRICE DI MÜELLER NELLO SPAZIO.

Nel calcolo di ray-tracing o di face-tracing l'orientazione spaziale del cristallo viene ottenuta mediante le tre rotazioni ν, γ, Φ . Si usa uno step fissato per ciascuna rotazione, dipendente dal dettaglio richiesto per gli elementi della matrice di Müller e dal range di valori dettato dalle simmetrie del cristallo o della distribuzione dei cristalli nella nube.. Ogni fascio uscente dal solido per ogni orientazione del cristallo produce un contributo additivo alla matrice di Müller.

La rotazione quantizzata delle tre rotazioni del cristallo con conseguente integrazione degli elementi F_{ij} non coincide con una effettiva randomizzazione sulla sfera spaziale. Assumendo una uniforme distribuzione nello spazio degli assi Z della particella, il numero di orientazioni spaziali possibili per $0 \leq \gamma \leq 2\pi$ per un determinato angolo Φ dell'asse del cristallo rispetto a z e' infatti proporzionale a $|\sin(\Phi)|$. E' stato introdotto quindi un fattore moltiplicativo arbitrario m pari a:

$$m = 120 * |\sin(\Phi)| \quad \text{se } 0 < \Phi < \pi$$

$$m=1 \quad \text{se } \Phi = 0, \quad \Phi = \pi$$

Questo fattore non si annulla per $\Phi = 0, \quad \Phi = \pi$, e presenta una buona continuita' numerica attorno a questi punti.

L'angolo θ di scattering di ogni fascio/raggio uscente dal solido nel processo di Face-tracing con vettore di propagazione $\vec{s} = (\alpha, \beta, \gamma)$ resta definito univocamente da $\cos(\Theta) = \gamma$. Per l'integrazione numerica della matrice F, θ viene quantizzato in n classi, assumendo valori tra 0° e 180° . E' stato scelto un passo di 1° per $0 \leq \Theta < 175^\circ$ e di 0.1° per $\Theta \geq 175^\circ$.

Gli elementi dF_{ij} della matrice di Müller relativi a ciascun fascio/raggio uscente dal cristallo vengono sommati con peso m all'elemento corrispondente a quel θ di una matrice $F_{ij}(\theta)$ di dimensione $4*4*n$, in base all'angolo di scattering θ . Il processo viene ripetuto per tutte le orientazioni ν e Φ del cristallo (RND-3D) oppure ν, Φ , e γ (orientazioni non random). E' implicito che in $F_{ij}(\theta)$, essendo presente la sola dipendenza da θ , e' andata persa ogni informazione relativa alla distribuzione angolare della radiazione diffusa sul piano xy.

$F_{ij}(\theta)$ viene infine normalizzato mediante un fattore c ottenuto in modo che l'integrale sull'intera sfera della funzione di fase $F_{11}(\theta)$ risulti 4π .

$$c \sum_1^n 2\pi F_{11}(\Theta) \sin(\Theta) \Delta\Theta = 4\pi$$

$$c = \frac{4\pi}{\sum_1^n 2\pi F_{11}(\Theta) \sin(\Theta) \Delta\Theta}$$

Questa normalizzazione consente il confronto dei risultati con i lavori di letteratura.

Nel caso di ray-tracing convenzionale, nella sommatoria viene esclusa la radiazione trasmessa dalla particella in avanti esattamente a 0°. Tale radiazione (esprimibile come una di Dirac centrata su $\theta=0$) risulta infatti non diffusa, in quanto ridiretta in avanti entro il fascio di luce incidente. Nel calcolo di ray-tracing tale potenza viene calcolata a parte, e non considerata direttamente nel calcolo dell'estinzione. Nella tecnica di Face-Tracing non esiste invece questa distinzione tra radiazione trasmessa e diffusa in quanto anche la radiazione trasmessa a 0° è soggetta a diffrazione e quindi viene trattata come qualunque altro evento di scattering.

13. RISULTATI DELLE SIMULAZIONI di FACE TRACING PER CRISTALLI PRISMATICI ESAGONALI

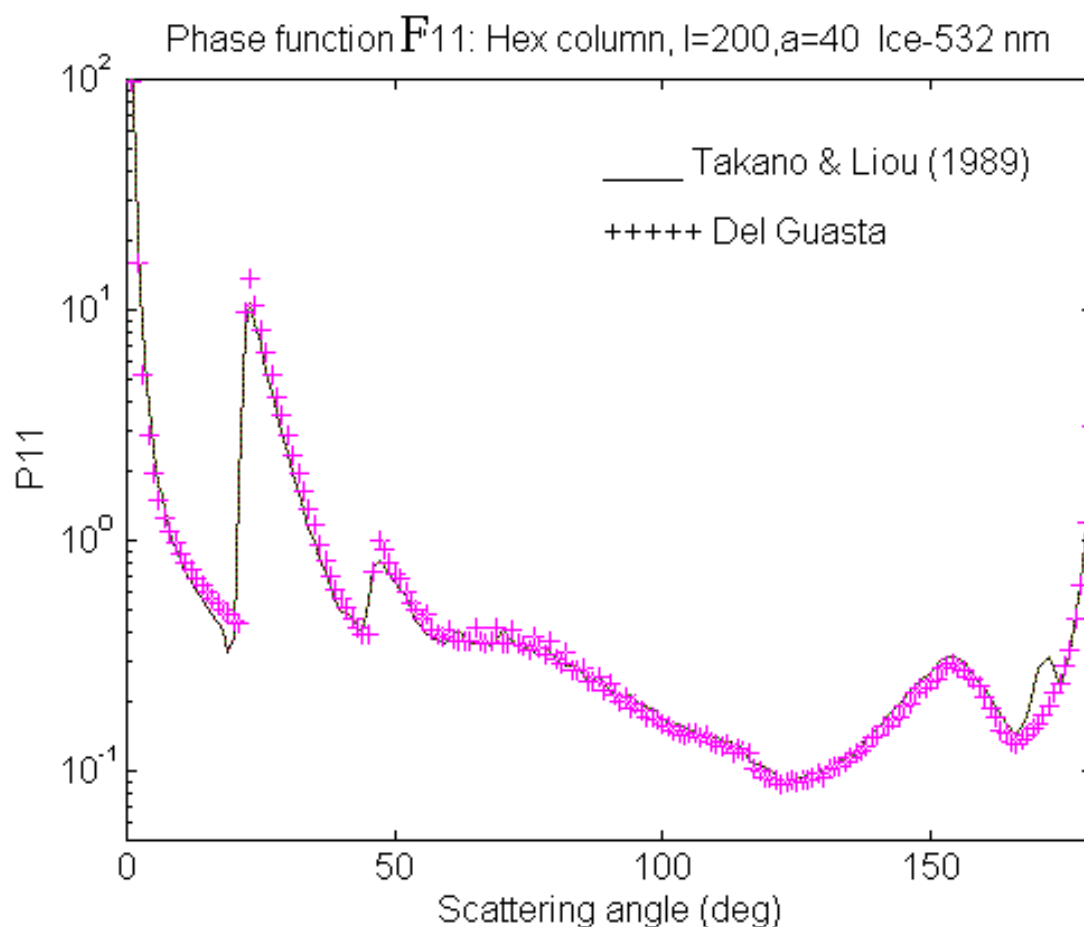
CRISTALLI DI GHIACCIO A BASE ESAGONALI “IDEALI”

La maggior parte dei modelli considerano le nubi di ghiaccio come composte da cristalli esagonali prismatici “ideali”, cioè privi di sostanziali de3formazioni. Il motivo risiede nella lunga tradizione della simulazione delle proprietà ottiche di questi solidi. La simulazione delle proprietà ottiche di questi solidi particolari permette un rapido confronto tra i risultati della tecnica di ray/face tracing sviluppati presso l'IRROE CNR con i risultati di altri studi, fornendo un utile strumento di verifica della correttezza dei calcoli. Nel presente lavoro i prismi esagonali indeformati sono stati parametrizzati mediante la dimensione del lato esagonale (a) e l'altezza del prisma (h). Un utile parametro di forma di uso generale è l'**Aspect Ratio** (AR), dato dal rapporto tra altezza del prisma ed il suo diametro di base (approssimato con 2a):

$$AR = \frac{h}{2a}$$

VALIDAZIONE DELLA PROCEDURA DI FACE-TRACING CON DATI DI LETTERATURA

Una prima simulazione è stata eseguita per validare la tecnica di face-tracing nei confronti di dati di letteratura. Come funzione di fase F_{11} di riferimento è stata scelta quella fornita cortesemente in tabulato da Takano (Takano e Liou, 1989). Il calcolo è stato eseguito a 532 nm su cristalli di lunghezza 200 μm e lato 40 μm . Dal momento che la tecnica di ray-tracing usata nei lavori di letteratura non include la diffrazione se non nel lobo in avanti prodotto dall'intero cristallo, in questa simulazione il calcolo della diffrazione è stato disabilitato, e la diffrazione in avanti è stata simulata come descritto in letteratura per il ray-tracing (Takano e Liou, 1989). Il confronto tra le funzioni di fase (figura seguente) mostra un buon accordo, con l'eccezione dell'assenza dai risultati di Face-tracing di un picco secondario a 170° presente invece nei dati di riferimento.



Validazione della tecnica Face-Tracing con dati di letteratura

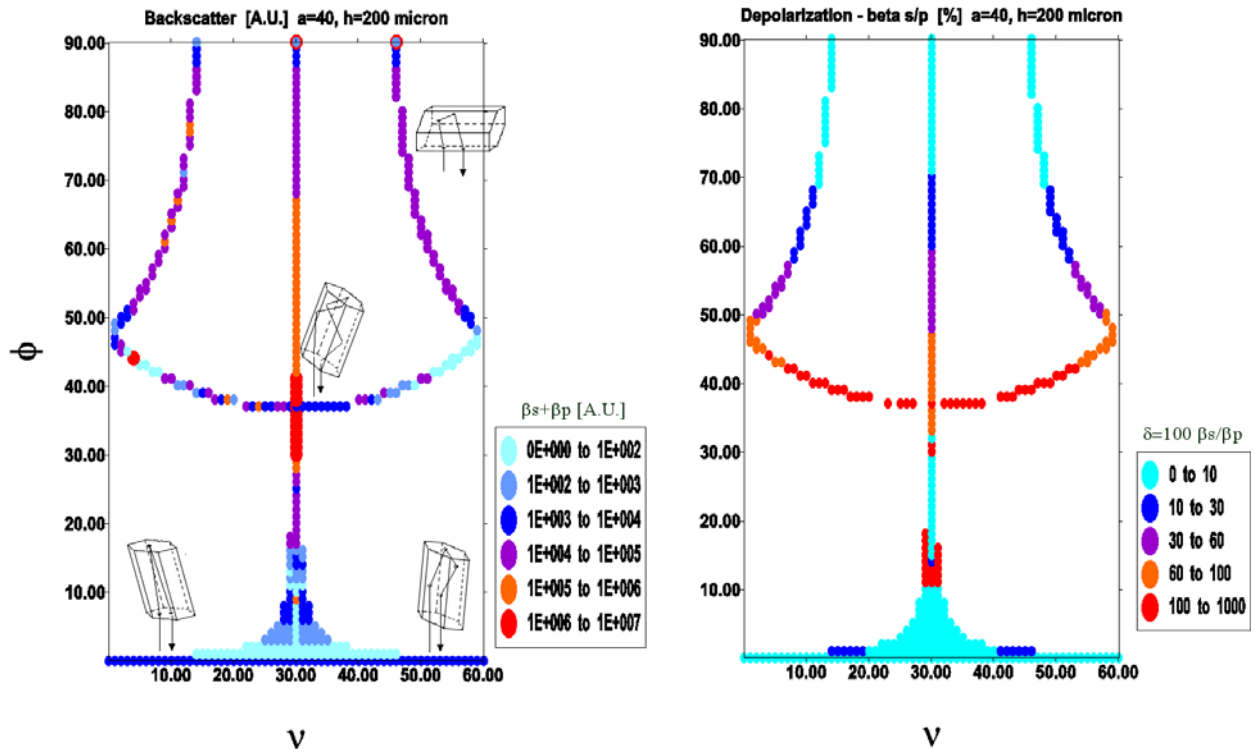
MAPPA DELLE ORIENTAZIONI SPAZIALI DEL CRISTALLO PRISMATICO IDEALE CHE PRODUCONO RETRODIFFUSIONE.

Il software di face-tracing prevede il salvataggio su computer, oltre alla matrice di Müller del cristallo analizzato, anche di informazioni accessorie che consentono di indagare più profondamente i dettagli del processo di diffusione della luce da parte dei poliedri. In particolare, per l'angolo di scattering di 180° (il solo di interesse nella tecnica LIDAR), ogni volta che il face-tracing produce un fascio retrodiffuso, viene salvata in una matrice l'informazione riguardante gli angoli ν e Φ di orientazione spaziale del cristallo, la potenza e la depolarizzazione LIDAR associate al singolo fascio, ed il contributo del fascio a ciascun elemento dF_{ij} . In questo modo è possibile, a posteriori, conoscere le orientazioni spaziali del cristallo che danno luogo a particolari fenomeni di retrodiffusione (picchi di potenza retrodiffusa o di depolarizzazione, ecc.).

Per visualizzare i percorsi seguiti dai fasci luminosi all'interno del cristallo, è sufficiente rileggere tale matrice e tracciare col metodo del ray-tracing convenzionale i raggi relativi alle rotazioni spaziali del cristallo in essa contenuti.

Un esempio di risultati, tipico di **prismi esagonali allungati** ($AR=5, h=200 \mu\text{m}, a=40 \mu\text{m}$) è riportato nella seguente figura. Gli assi x ed y rappresentano le due rotazioni fondamentali ν (attorno all'asse del cristallo) e Φ (rotazione fuori zenith), mentre i falsi colori rappresentano tutte le combinazioni tra i due angoli di rotazione che danno luogo a

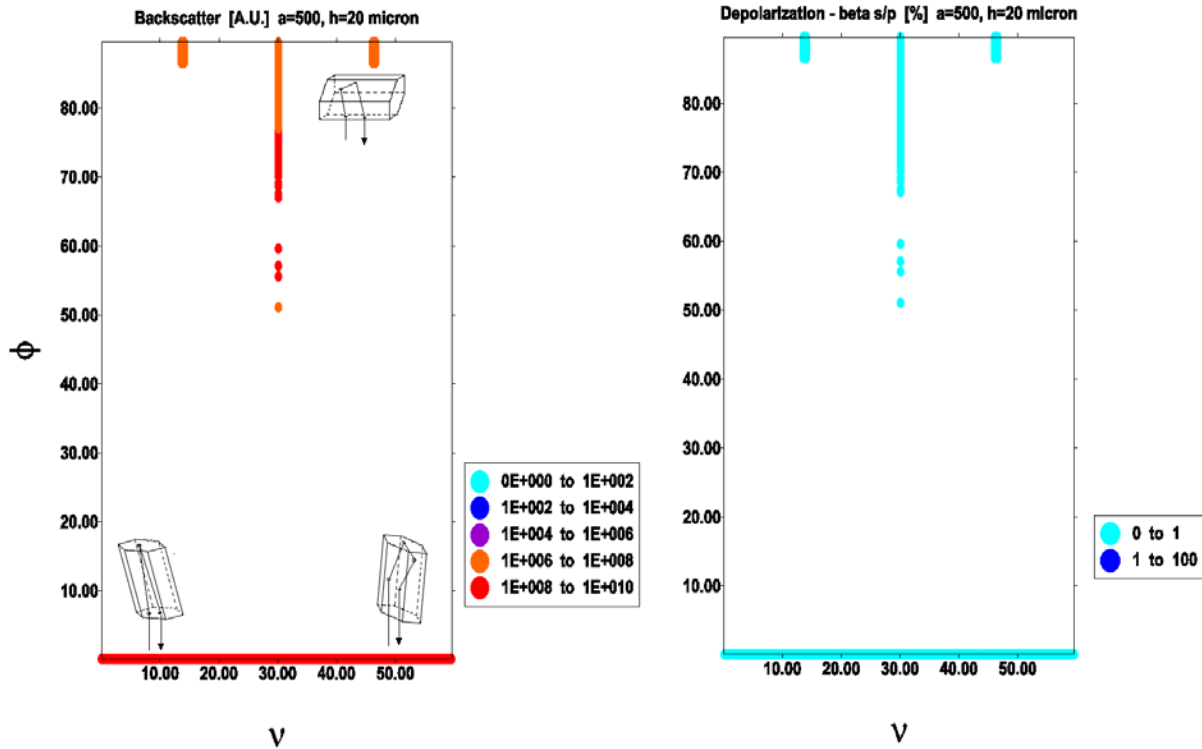
retrodiffusione a 180° . Le rotazioni ν e Φ sono limitate nel plot a 60° e 90° rispettivamente, a causa delle simmetrie del cristallo ideale. Il diagramma per i restanti valori di ν e Φ sono la semplice ripetizione dei plot riportati. La prima figura rappresenta, in unita' arbitrarie, l'intensita' retrodiffusa. La figura a destra mostra la depolarizzazione associata.



Si nota che solo alcune particolari rotazioni (ν, Φ), disposte regolarmente sul diagramma, conducono a retrodiffusione. Le combinazioni con $\Phi \cong 0$ originano una semplice riflessione all'interno del cristallo (su una faccia esagonale), e conducono ad una debole o nulla depolarizzazione. Una depolarizzazione maggiore e' associata a raggi/fasci che subiscono due riflessioni interne, su facce laterali del solido per $\Phi \cong 70^\circ, \nu \cong 50^\circ$. Un vero picco di retrodiffusione e' osservabile solo per un limitato range di rotazioni attorno a $\nu=30^\circ, \Phi=35^\circ$. In queste condizioni si osserva una potenza retrodiffusa di alcuni ordini di grandezza superiore al resto del diagramma. Analizzando le traiettorie dei raggi, si nota che questa condizione corrisponde ad un elevato numero di riflessioni interne al cristallo, che coinvolgono sia le facce laterali che le facce esagonali di base. In queste condizioni si osserva una forte depolarizzazione δ della radiazione LIDAR. E' da notare che questa combinazione di angoli produce in retrodiffusione una intensita' di alcuni ordini di grandezza superiore a quanto prodotto dalla semplice riflessione speculare dei cristalli per $\Phi \cong 0$. Questa particolarita' del backscatter, in cui il cristallo si comporta come un corner-reflector depolarizzante e' probabilmente una caratteristica del solo prisma esagonale ideale [Borovoi, 2000]. Questo risultato mostra quanto sia forse irrealistico continuare a modellare le caratteristiche ottiche dei cristalli di ghiaccio mediante prismi esagonali perfetti, almeno nella regione di retrodiffusione.

Riducendo l'aspect ratio del cristallo esagonale fino a trasformarlo in una **piastrella esagonale** (AR=1/25, h=20 μm , a= 500 μm) il diagramma precedente si modifica

profondamente. In particolare, svanisce l'effetto di corner-reflector in quanto i percorsi dei raggi che lo producono sono impossibili dalla nuova geometria. Svanisce la possibilità di molte riflessioni interne al cristallo e di conseguenza svanisce la depolarizzazione LIDAR. Resta solo la possibilità di backscatter non depolarizzato per riflessione speculare sulle facce esagonali $\Phi \cong 0$ e di doppia riflessione internamente al cristallo.

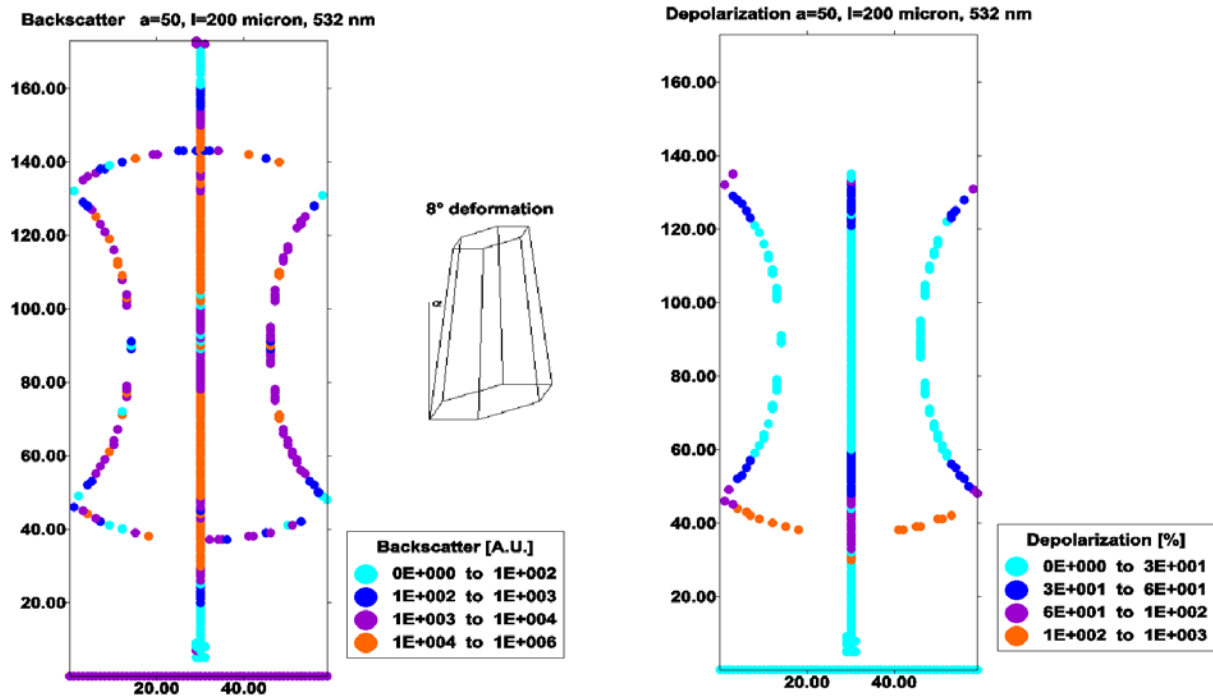


MAPPA DELLA RADIAZIONE RETRODIFFUSA IN FUNZIONE DELL'ORIENTAZIONE DEL CRISTALLO PRISMATICO DEFORMATO

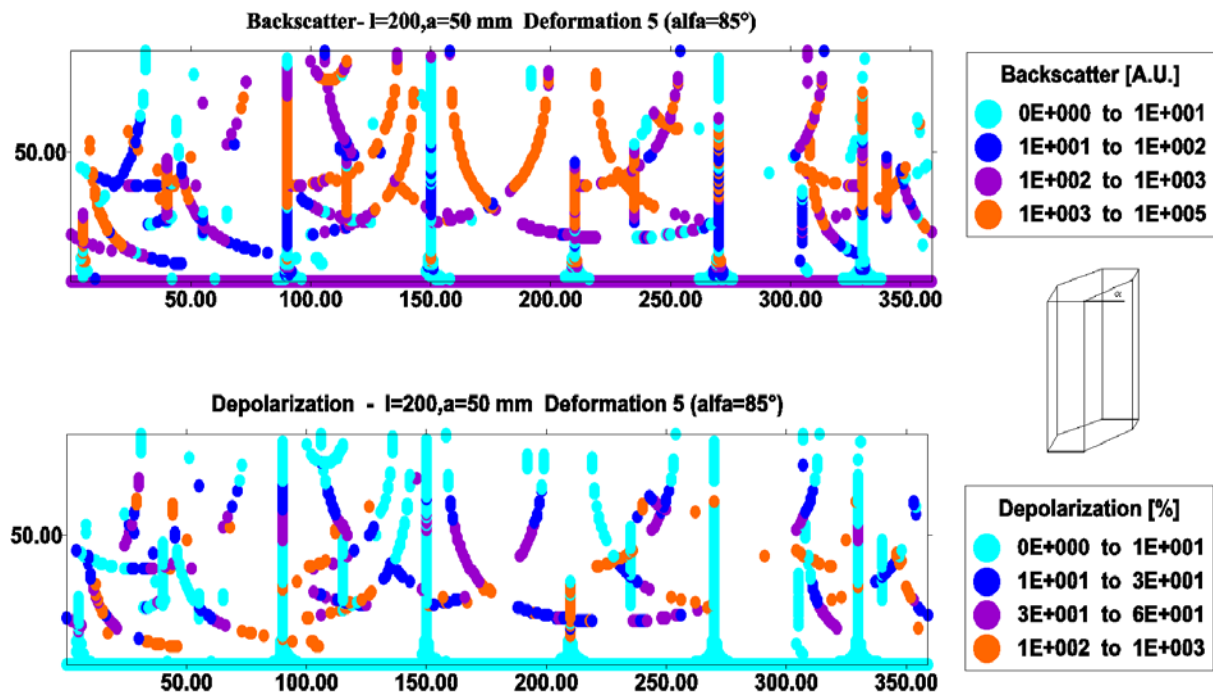
L'introduzione di deformazioni del prisma esagonale porta alla graduale complicazione dei diagrammi di backscatter. Le rotazioni v e Φ non possono più essere limitate tra $0^\circ - 60^\circ$ e $0-90^\circ$ rispettivamente, a causa della perdita di simmetrie del cristallo.

Sono riportati due esempi di risultato per i casi di deformazione di tipo 1 e 5 relativi ad un prisma esagonale con Aspect ratio 2.

Nel caso di deformazione 1 (tronco di piramide esagonale, con semi-apertura angolare di 8°) si nota una sostanziale conservazione delle strutture individuate graficamente per il prisma esagonale. Si nota tuttavia una drastica riduzione della depolarizzazione, osservabile già con deformazioni molto deboli (dell'ordine di 2°).



Deformazioni come la deformazione di tipo 5 (riportata nella seguente figura) modificano invece drasticamente la struttura topologica delle combinazioni v e Φ che producono backscatter, rendendo difficile stabilire un semplice collegamento tra percorso dei raggi nel cristallo e caratteristiche dell'intensità retrodiffusa.



ELEMENTI DELLA MATRICE DI MÜELLER

E' stato eseguito un confronto tra matrici di Müller ottenute mediante Face Tracing (FC) e risultati di letteratura (Takano, 1989; Hess e Wiegner (COP), 1994) utilizzando come riferimento un cristallo prismatico di aspect ratio AR=10/4 orientato RND-3D nello spazio, illuminato con luce a 532 nm . Nel calcolo FC sono stati utilizzati cristalli prismatici ideali con diverse dimensioni lineari ma con lo stesso AR e quindi di uguale forma. Le differenze tra le matrici di Müller sono in questa situazione legate ai soli effetti diffrattivi.

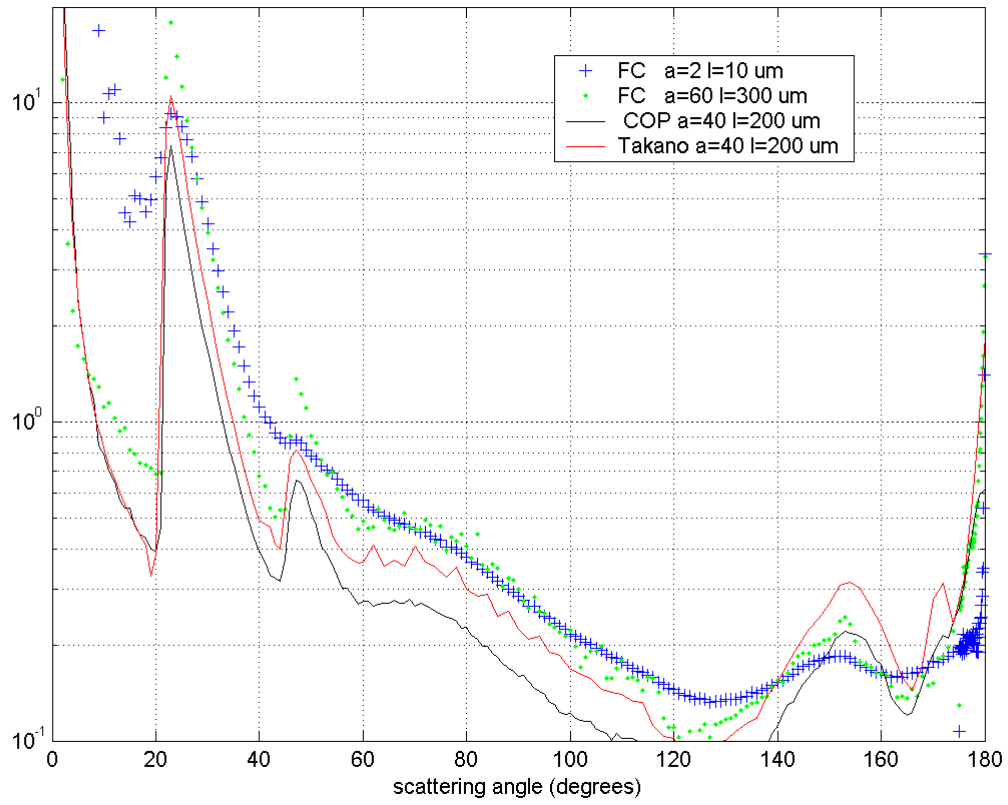
Assumendo una nube con particelle distribuite con simmetria cilindrica attorno alla direzione ($\Theta = 0$), e la presenza di particelle e particelle "speculari" rispetto a ($\Theta = 0$) in ugual numero, la matrice di Müller media per particella dell'insieme e'

$$\begin{pmatrix} F_{11} & F_{12} & F_{13} & F_{14} \\ F_{21} & F_{22} & F_{23} & F_{24} \\ F_{31} & F_{32} & F_{33} & F_{34} \\ F_{41} & F_{42} & F_{43} & F_{44} \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} F_{11} & F_{12} & 0 & 0 \\ F_{21} & F_{22} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & F_{33} & F_{34} \\ 0 & 0 & F_{43} & F_{44} \end{pmatrix} \quad \text{per } (0 < \Theta < \pi)$$

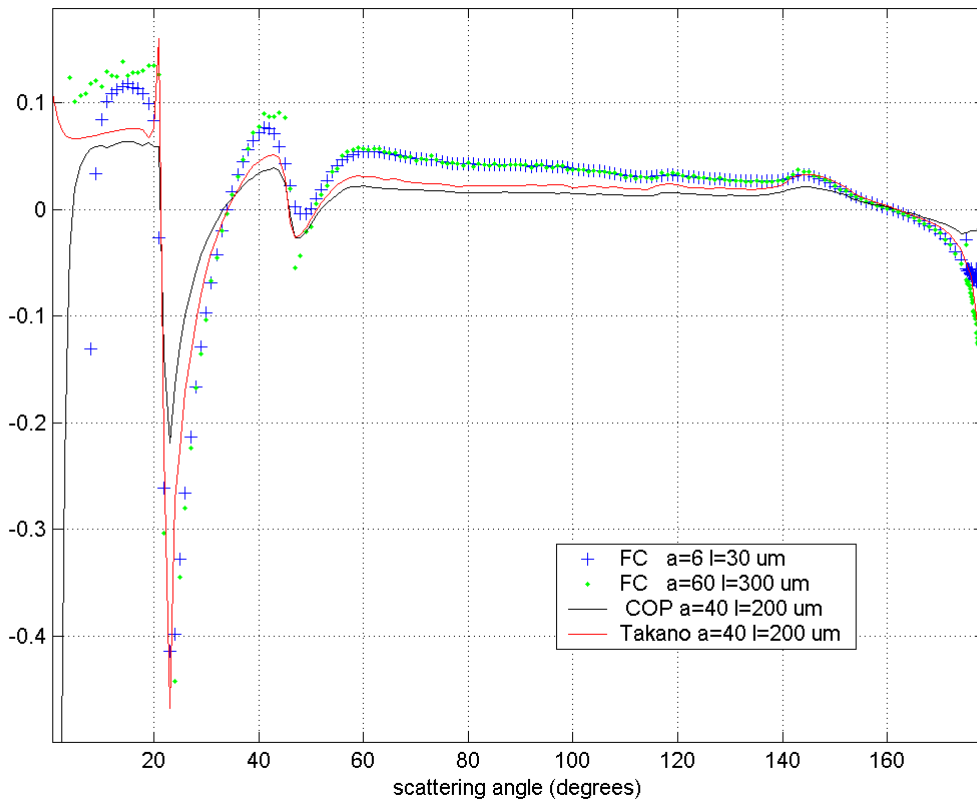
per scattering a 0° e 180° i termini fuori diagonale si annullano, come visto, e $F_{22} = -F_{33}$. Assumendo distribuzione RND-3D, sono stati calcolati esclusivamente gli elementi attesi non nulli nella matrice di Müller, riportati nelle figure seguenti.

In tutte le figure si nota un graduale smussamento delle curve ed un allontanamento delle stesse dalle curve di riferimento (ottenute con ray-tracing) al diminuire delle dimensioni delle particelle simulate col Face-Tracing. Lo smussamento e' particolarmente marcato a 180° ed a 0° in quasi tutti i grafici. Lo smussamento nello scattering in avanti e' evidentemente legato all'allargamento del lobo di Airy al diminuire delle dimensioni delle particelle, mentre lo smussamento del picco nel backscatter e' legato all'allargamento diffrattivo del fascio retrodiffuso per effetto "corner-reflector" dal cristallo ideale.

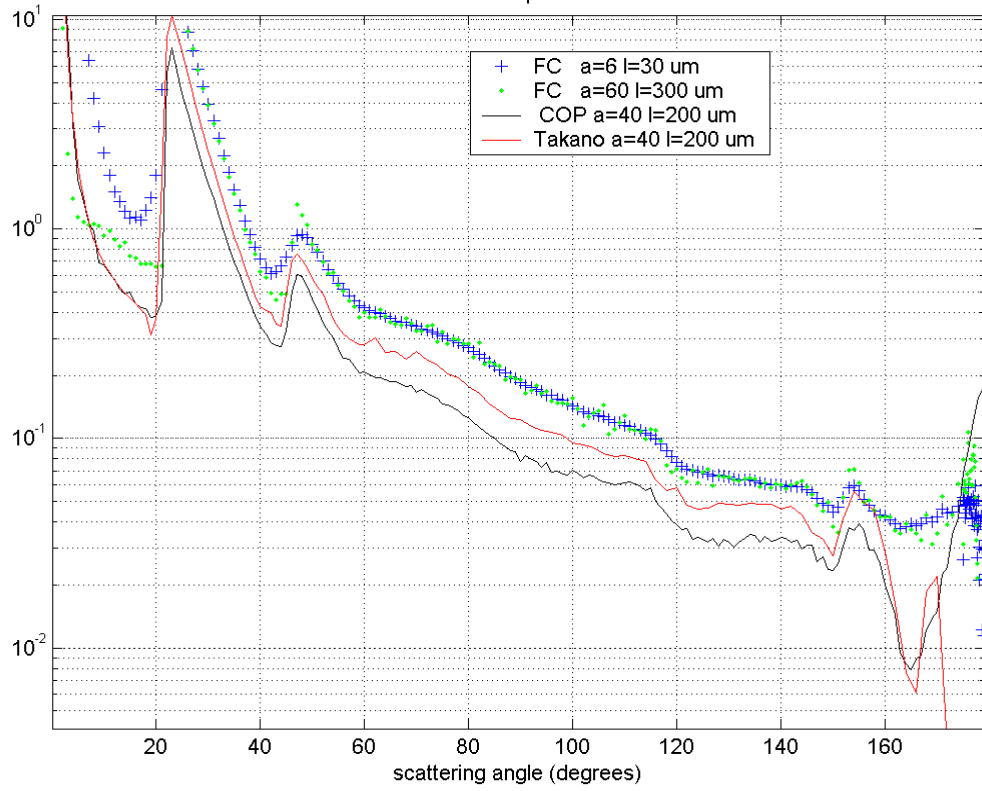
F_{11} comparison



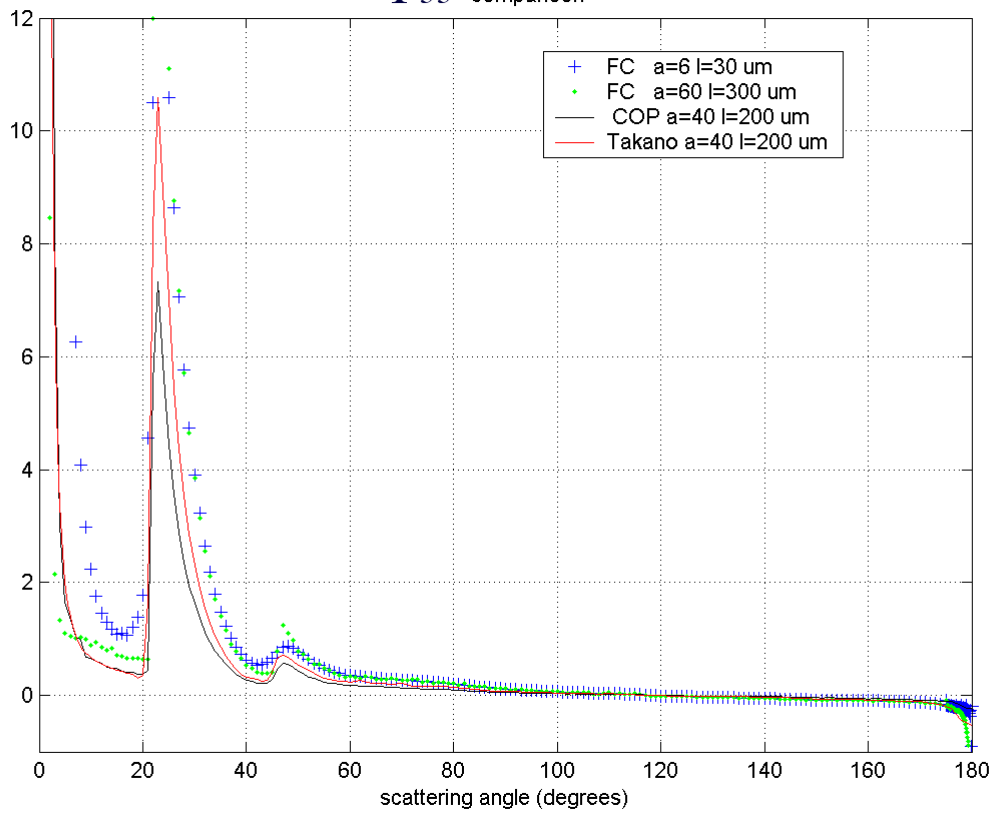
$-F_{12}$ comparison



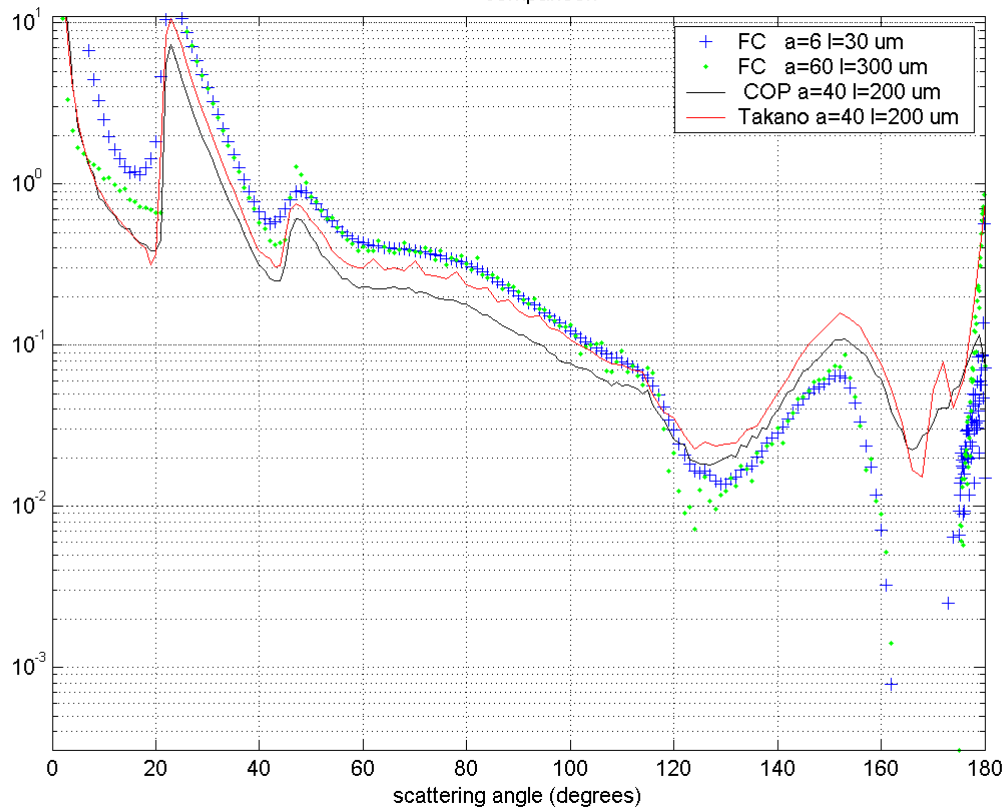
F₂₂ comparison



F₃₃ comparison



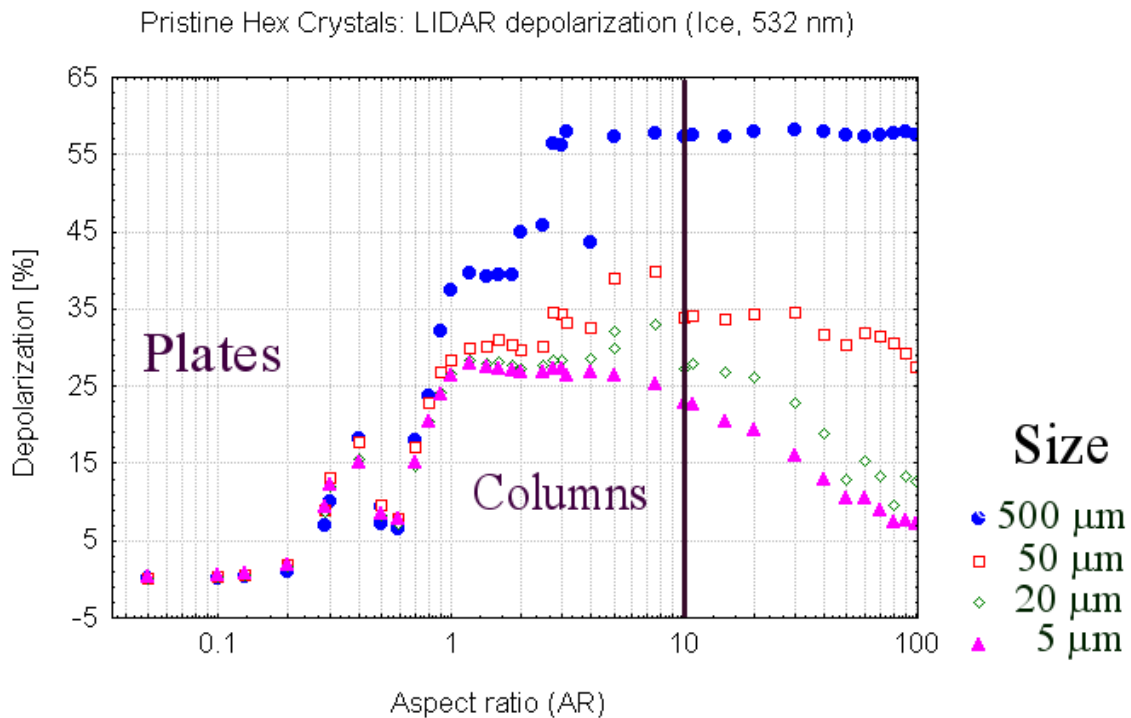
F₄₄ comparison



Dall'analisi delle figure precedenti si nota quanto sia critica la scelta del passo numerico di quantizzazione dell'angolo di scattering θ nella regione di backscatter, se si considera che il picco della funzione di fase nel backscatter ha un'apertura di pochi gradi. In questo senso risulta molto problematico il confronto tra risultati di simulazioni di diversi autori ottenuti con diversi passi $\Delta\theta$ nella regione del backscatter, e risulta difficile l'utilizzo pratico di tali risultati in campo LIDAR.

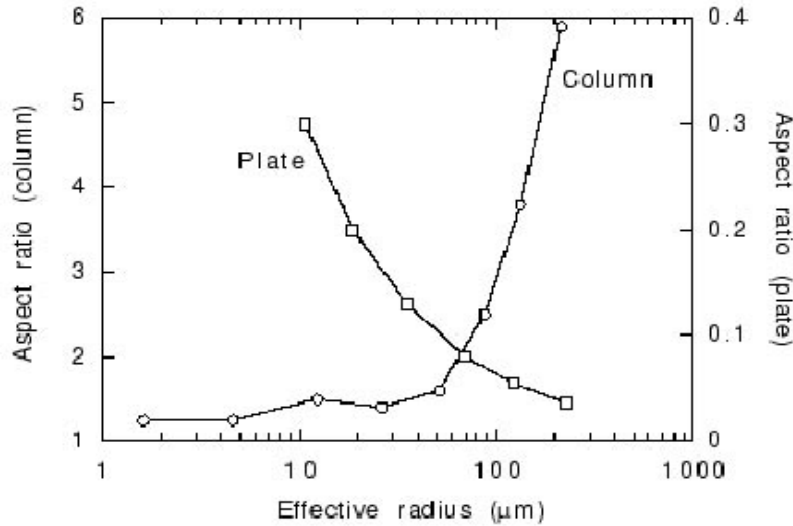
DEPOLARIZZAZIONE LIDAR PER PRISMI IDEALI

Utilizzando la tecnica di Face-tracing e' stata calcolata la depolarizzazione lidar δ' (attesa utilizzando polarizzazione lineare nella radiazione laser) come funzione dell'Aspect ratio e delle dimensioni massime dei prismi esagonali ideali:



Depolarizzazione simulata in funzione di Aspect ratio e dimensioni del cristallo

E' da notare che i valori di aspect ratio utilizzati nelle simulazioni comprendono nel test anche colonne esagonali irrealisticamente sottili ($AR > 10$), almeno seguendo i valori tipici per cristalli prismatici di ghiaccio riportati da Hess e Wiegner, (1994), e riportati nella figura seguente:

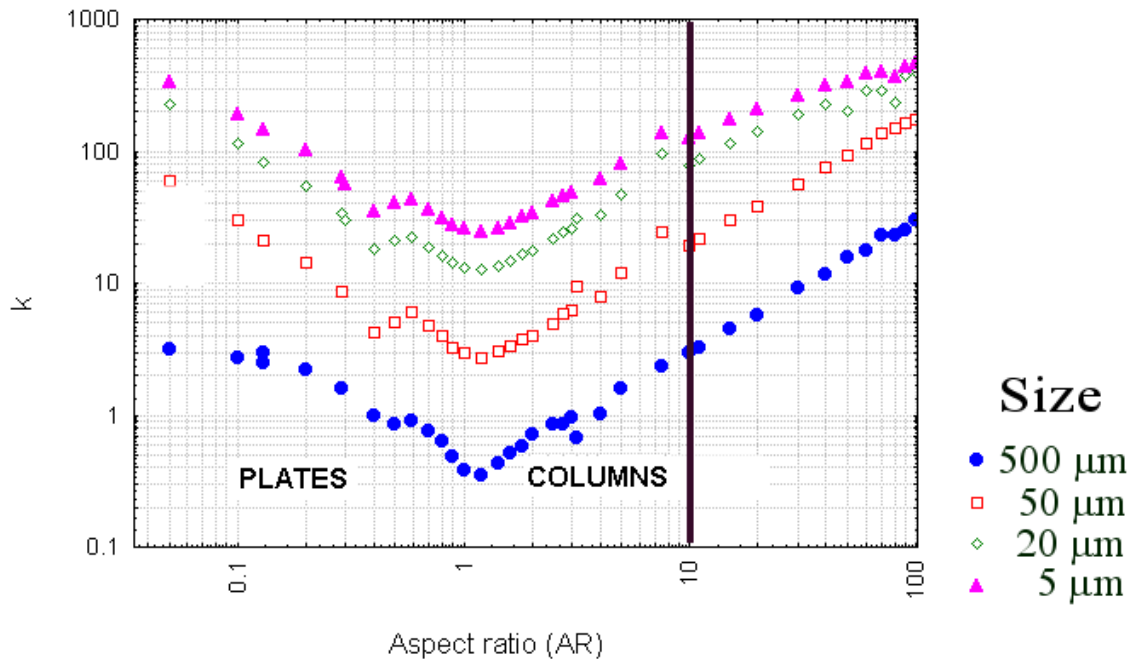


I risultati di depolarizzazione mostrano al variare dell'Aspect ratio un rapido aumento della depolarizzazione (pressoché indipendente dalle dimensioni del cristallo) per $0.3 < AR < 1$, fino a raggiungere un valore stabile di depolarizzazione (funzione delle dimensioni lineari) per prismi colonnari. La depolarizzazione dei prismi ($AR > 1$) è risultata funzione crescente delle dimensioni dei cristalli, come previsto nelle considerazioni sulla diffrazione.

RAPPORTO ESTINZIONE/BACKSCATTER PER PRISMI IDEALI.

I risultati ottenuti per il rapporto estinzione/backscatter k con Face-Tracing per prismi esagonali ideali è riportato nella seguente figura. Si nota che, nel caso di grandi particelle, il rapporto k è decisamente inferiore a quanto previsto per un diffusore isotropo, a causa della presenza di un intenso picco di retrodiffusione. Il rapporto assume valori superiori a quanto previsto per un diffusore isotropo solo per particelle di dimensioni dell'ordine della decina di micron o inferiori, per le quali il picco di retrodiffusione risulta fortemente allargato per diffrazione. Si nota che, per una dimensione massima fissata per il cristallo, il rapporto k presenta un minimo in corrispondenza di $AR=1$, nel qual caso avviene il massimo trasferimento di energia nella direzione $\theta=180^\circ$.

Pristine Hex Crystals: LIDAR Extinction/Backscatter (Ice, 532 nm)



Rapporto estinzione/backscatter k simulato in funzione di Aspect ratio e dimensioni del cristallo

14. PICCO DI RETRODIFFUSIONE A 180° PER PRISMI IDEALI, DIFFRAZIONE DI FRAUNHOFER, E CIRRI REALI.

La regione della funzione di fase attorno a 180° presenta problemi di simulazione nel ray-tracing convenzionale. Solidi cristallini come i cristalli prismatici mostrano come visto un picco marcato e stretto di retrodiffusione a 180°.

Assumiamo che, a $\Theta = 180^\circ$ il cristallo si comporti come un corner-reflector, cioè esista un picco molto stretto nella funzione di fase. In queste condizioni il cristallo può essere assimilato ad un bersaglio speculare di sezione A. Il campo retrodiffuso è dato da:

$$|\bar{E}_d| = \frac{|\bar{E}|}{z} \left| kA \frac{1 + \cos(\Theta_d)}{2\pi} \cdot \frac{J_1(kr \sin(\Theta_d))}{kr \sin(\Theta_d)} \right| = |\bar{E}|u$$

dove E è il campo retroriflesso per ottica geometrica dal bersaglio. In termini di intensità vale:

$$I(\Theta) = \frac{1}{\lambda^2 z^2} A^2 |D(\Theta, \phi)|^2 \kappa I_0$$

ove κ è un fattore di scala tra campo incidente e retroriflesso da ottica geometrica (assimilabile ad una "riflettività" a 180°). I_0 è l'intensità dell'onda piana incidente, A è la proiezione della particella sul piano ortogonale all'asse ottico, ed r è la distanza della nube

dal telescopio. $|D(\Theta)|$ e' una funzione che dipende dalla forma della particella, e che per $\Theta = 0^\circ$ e' unitaria .

Nel caso semplificato di target circolare di superficie A e raggio r, vale [es. Van de Hulst, 1957]

$$D(\Theta) = [1 + \cos(\Theta)] \frac{J_1(kr \sin(\Theta_d))}{kr \sin(\Theta_d)}$$

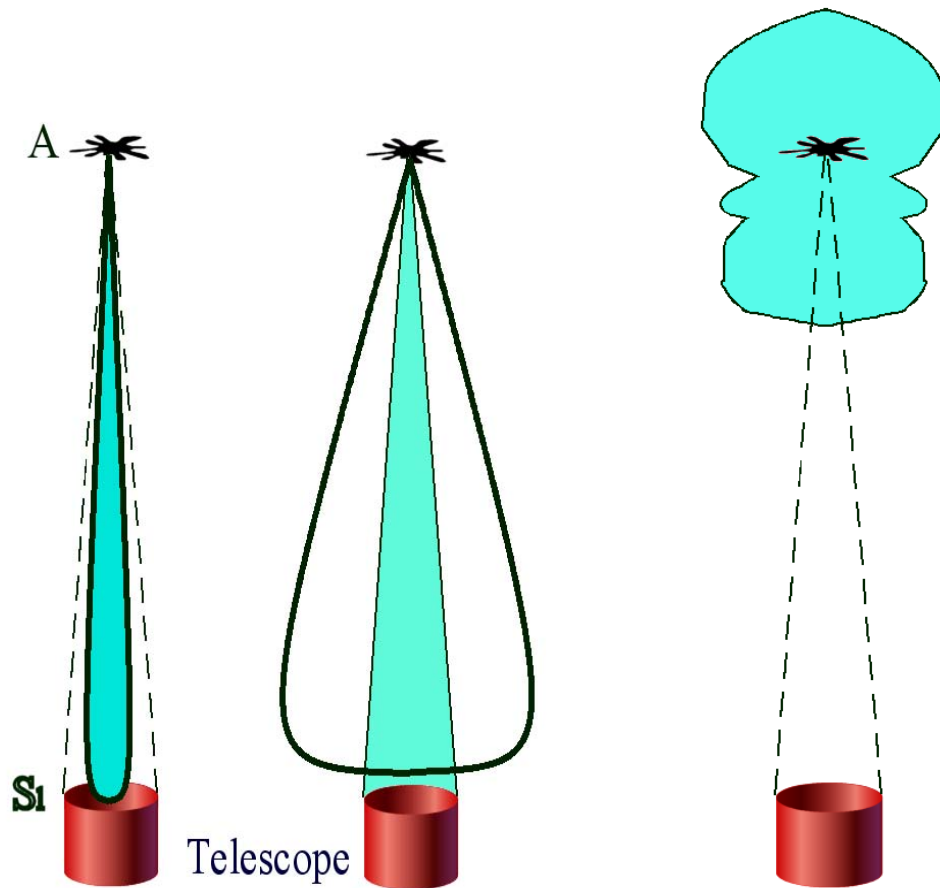
Il lobo principale di diffrazione (disco di Airy) ha semiapertura $\alpha_d = 1.22 \frac{\lambda}{2r}$

L'energia luminosa sottratta al fascio dal target per ottica geometrica e diffrazione in avanti, e' pari a $2A I_0$, e la sezione d'urto di estinzione per singola particella e' quindi $\sigma = 2A$, indipendente dalla lunghezza d'onda.

L'intensita' retrodiffusa entro tutto il lobo sara' $I = \frac{\kappa A I_0}{z^2}$, indipendente da λ . Nel caso il telescopio raccolga luce entro un angolo maggiore di α_d , il coefficiente di backscattering per singola particella tende ad una δ di Dirac centrata a 180° , il cui integrale e' pari a $\beta = \kappa A$. Il rapporto $\frac{\sigma}{\beta}$ diviene : $\frac{\sigma}{\beta} = \frac{2}{\kappa}$, dipendente dalla forma della particella tramite κ ma indipendente dalle dimensioni della particella e dalla lunghezza d'onda.

Questa situazione si verifica se $1.22 \frac{\lambda}{2r} < \frac{S_1}{z}$: nel caso di radiazione con $\lambda=532$ nm questa condizione e' verificata per $D[\mu\text{m}] \approx 0.5z[\text{m}]$

Nel caso di lidar terrestri, se la nube e' situata in alta troposfera ($z \approx 10000\text{m}$) questo si verifica per cristalli di diametro $D \approx 10\text{mm}$ e quindi e' assai raramente verificata. Nel caso di LIDAR su satellite, questa condizione diviene ancora piu' improbabile, essendo richieste particelle di ghiaccio ancora piu' grandi per essere soddisfatta.



Se un picco a 180° e' presente nella funzione di fase e le particelle non rispettano la precedente condizione, il telescopio osserva solo una piccola parte centrale del lobo di radiazione prodotto dalla particella per diffrazione, cioe' osserva approssimativamente la radianza del lobo a 180° moltiplicata per l'angolo solido sotteso dal telescopio:

$$I \propto \frac{\kappa A I_0 S_1}{z^2} \propto \frac{A^2 \kappa I_0}{\lambda^2} \text{ da cui}$$

$$\left(1.22 \frac{\lambda}{2r}\right)^2$$

$$\beta \propto \frac{A^2 \kappa}{\lambda^2}$$

$$\frac{\sigma}{\beta} \propto \frac{\lambda^2}{\kappa A}$$

La dipendenza di $\frac{\sigma}{\beta}$ da A e λ puo' essere facilmente provata sperimentalmente analizzando i dati LIDAR multispettrali ottenuti su nubi di ghiaccio a 532 e 1064 nm. Questo risultato semiquantitativo concorda con i risultati delle simulazioni FC ottenuti per prismi esagonali ideali. Si nota infatti una evidente decrescita del rapporto $\frac{\sigma}{\beta}$ con legge inversa al

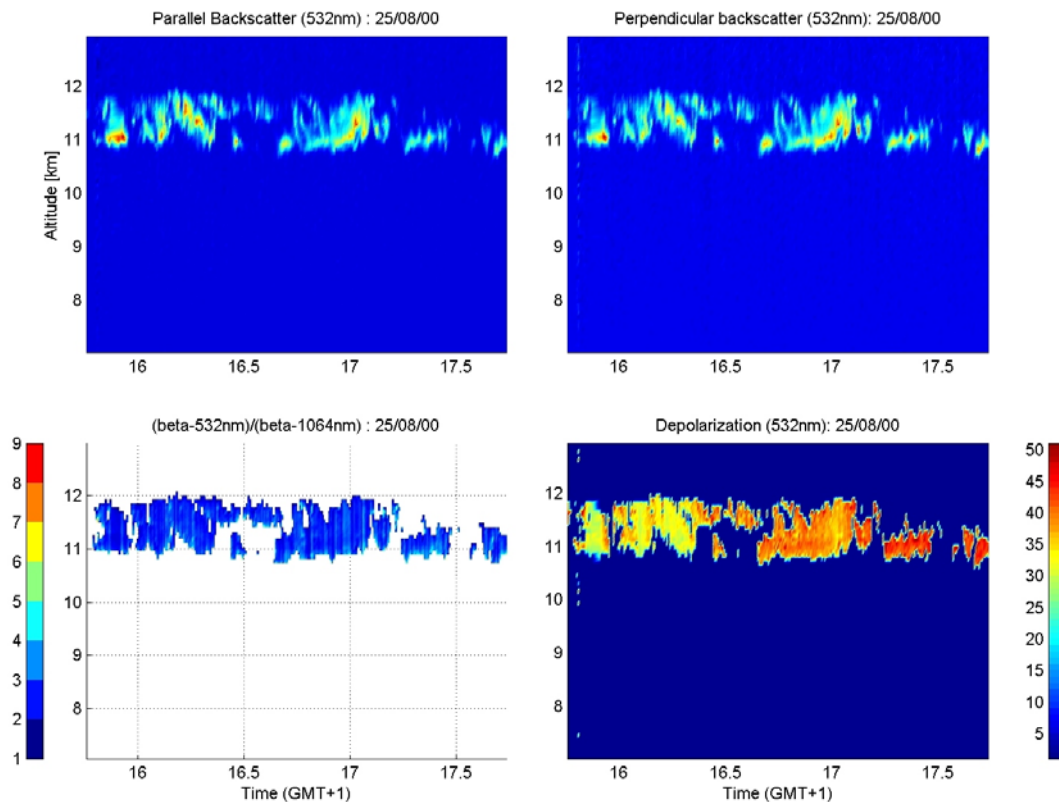
crescere delle dimensioni delle particelle, dovuto al crescente assottigliamento del lobo di diffrazione associato al picco di retrodiffusione da ottica geometrica.

I risultati sperimentali ottenuti per il rapporto $\frac{\sigma}{\beta}$ in numerosi lavori LIDAR mostrano per i cirri valori attorno a 20-40, spiegabili in termini di prismi ideali ricorrendo a particelle di ghiaccio di piccole dimensioni (5-50 μm). Tuttavia, per tali particelle ideali sarebbe attesa una dipendenza del tipo $\beta \propto \frac{A^2 \kappa}{\lambda^2}$ per il backscatter, a causa del picco di scattering a 180° . Utilizzando le due armoniche del laser Nd-YAG 532 e 1064 nm, una tale dipendenza sarebbe facilmente rivelabile in quanto corrisponde ad un Color Ratio $CR = \frac{\beta_{523\text{nm}}}{\beta_{1064\text{nm}}} \approx 4$.

La presenza di uno stretto e marcato picco a 180° nella funzione di fase dovrebbe tradursi in una marcata dipendenza di $\frac{\sigma}{\beta}$ dalla lunghezza d'onda. Tale dipendenza potrebbe essere interpretata come scattering prodotto da particelle di piccole dimensioni rispetto alla lunghezza d'onda.

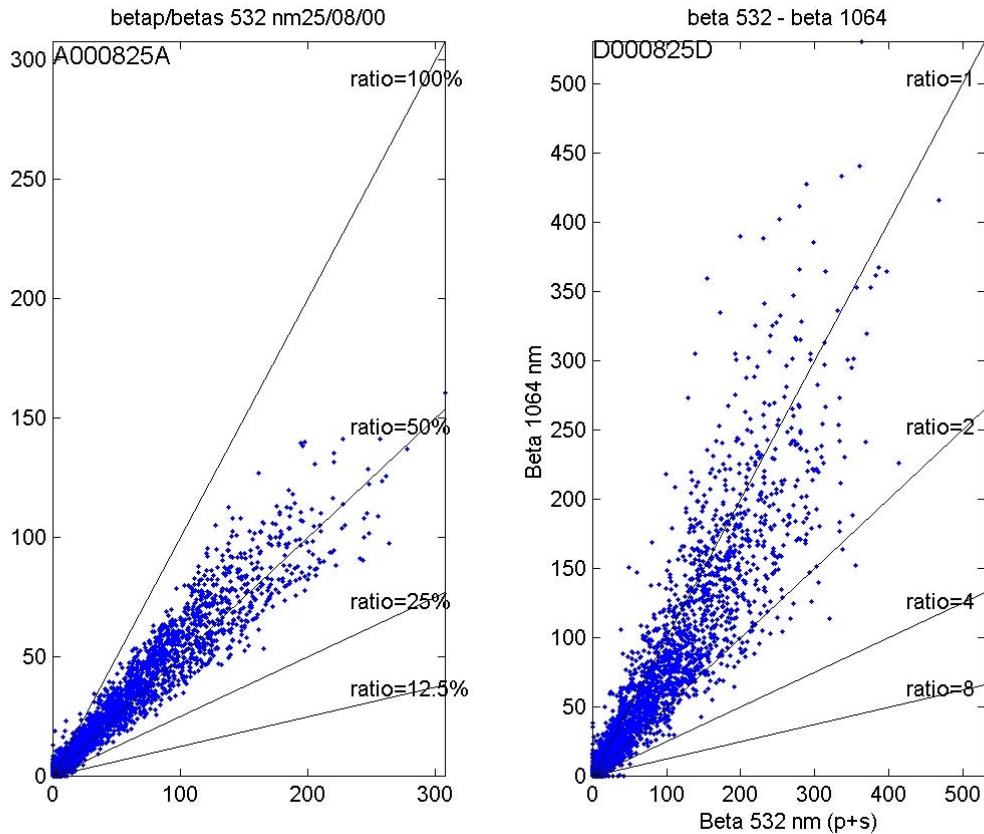
15. CONFRONTO TRA SIMULAZIONI PER PRISMI ESAGONALI IDEALI ORIENTATI RND-3D E DATI LIDAR DI CIRRI

I risultati sperimentali ottenuti a Firenze (Del Guasta e Niranjana, 2002; Del Guasta e Vallar, 2003) hanno mostrato solo eccezionalmente un color ratio diverso da 1: di norma il backscatter e' risultato indipendente dalla lunghezza d'onda (Del Guasta e Niranjana, 2001). La figura seguente riporta un tipico esempio di misura di cirri ottenuta mediante LIDAR presso Firenze:



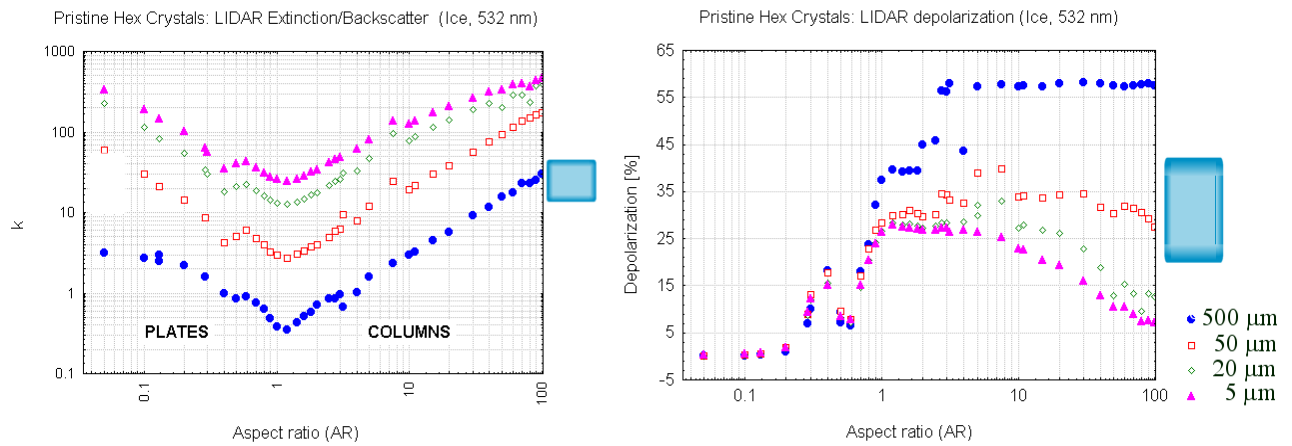
In figura sono riportati in falsi colori i grafici Tempo-Quota per β_p , β_s , color ratio e depolarizzazione δ . Si nota la costanza del color ratio, maggiormente evidenziata nella figura seguente, ove sono raccolti in scatter plot le coppie di valori (β_p, β_s) e $(\beta_{532}, \beta_{1064})$ ottenute punto per punto all'interno della nube (media temporale dei segnali LIDAR su 60 secondi). Sono indicate le linee di ugual depolarizzazione δ e di equal color ratio.

Si nota la stabilita' del Color ratio attorno ad un valor medio di 1.2.

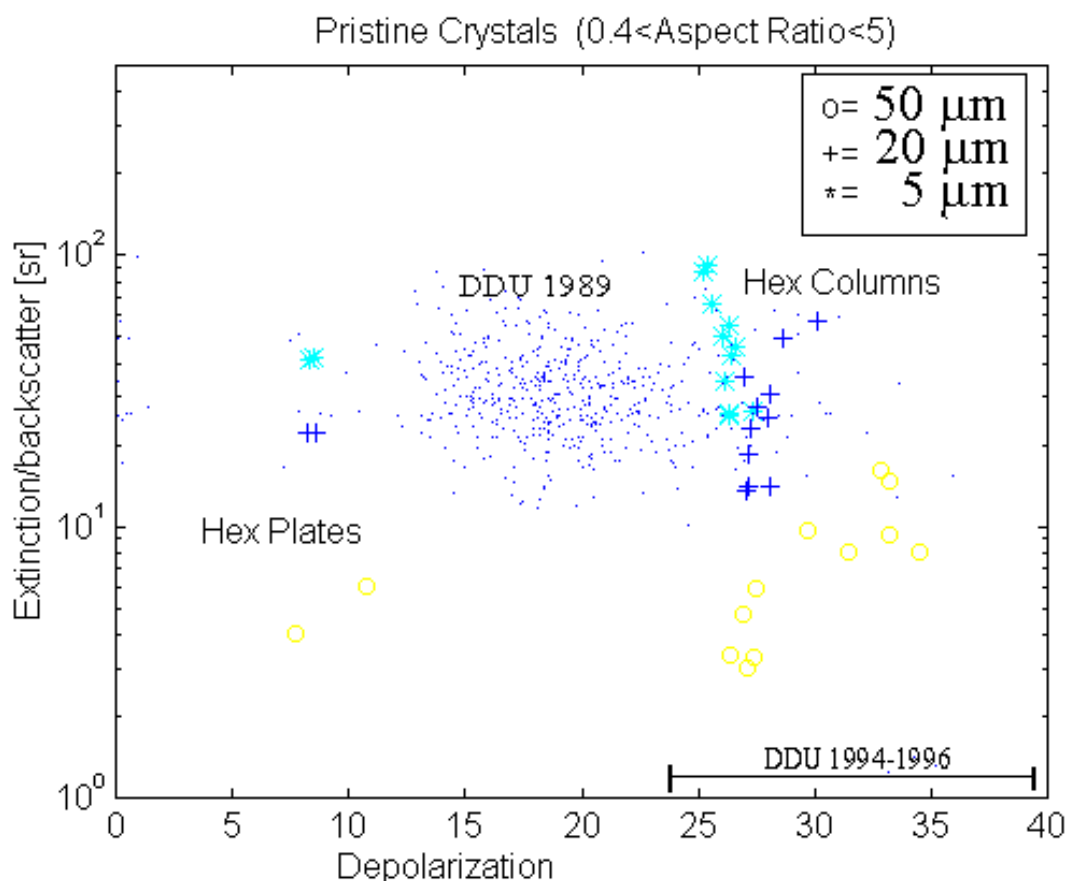


Quello rappresentato in figura e' solo un esempio tipico: su 32 misure di cirri/contrails di lunga durata (>2 ore) eseguiti tra il 2000 ed il 2001 presso l'IFAC CNR, 16 misure hanno consentito la determinazione del color ratio mostrando valori compresi tra 1 e 2, con una unica eccezione in cui parte della nube presentava un color ratio anomalo di 4-8 ed una depolarizzazione inferiore al 10% (Del Guasta e Niranjana, 2001). Assumendo un possibile errore del 20% nel calcolo del color ratio, i valori ottenuti non sono compatibili con il color ratio di 4 atteso per prismi esagonali ideali. Questa semplice constatazione sperimentale getta dei dubbi sulla reale utilita' dei modelli di backscattering di cirri basati su cristalli esagonali perfetti. Come risultato secondario, pur sulla base di un set di dati piuttosto limitato, appare al momento poco promettente l'uso di una seconda lunghezza d'onda (1064 nm) per lo studio dei cirri, in quanto apparentemente non si ottengono particolari informazioni addizionali rispetto all'uso del solo 532 nm.

Nelle seguenti figure e' riportato il confronto tra i valori ottenuti sperimentalmente per k e δ' ed i valori simulati mediante Face-Tracing per prismi perfetti. La barra grigia rappresenta il range di valori osservati per k e δ' entro una deviazione standard presso la base antartica di Dumont d'Urville (Del Guasta et al., 1993). I valori sperimentali possono essere spiegati mediante cristalli di piccole dimensioni (dell'ordine di 10 μm o meno) e con Aspect Ratio superiore ad 1 (prismi allungati).



Assumendo un possibile spettro di valori di Aspect ratio tra 0.4 (piastrine) e 5 (colonne) e' possibile riportare su un diagramma $k - \delta'$ i valori sperimentali ottenuti per i cirri assieme ai valori simulati utilizzando prismi esagonali ideali orientati RND-3D. Nella figura seguente sono riportate le coppie sperimentali $k - \delta'$ ottenute a Dumont d'Urville (DDU, Antartide, Del Guasta et al., 1993). La recente elaborazione di nuovi dati di cirri provenienti dalla stessa stazione (Del Guasta e Vallar, 2003), ottenuti utilizzando una diversa procedura di calibrazione dei canali polarizzati (lamina $\lambda/4$) ha portato a valori sostanzialmente piu' elevati di depolarizzazione δ' . Non essendo disponibili per queste ultime misure i dati di k (essendo i dati troppo rumorosi), il range dei nuovi dati δ' di DDU sono riportati sul grafica come semplice barra di valori di δ' .

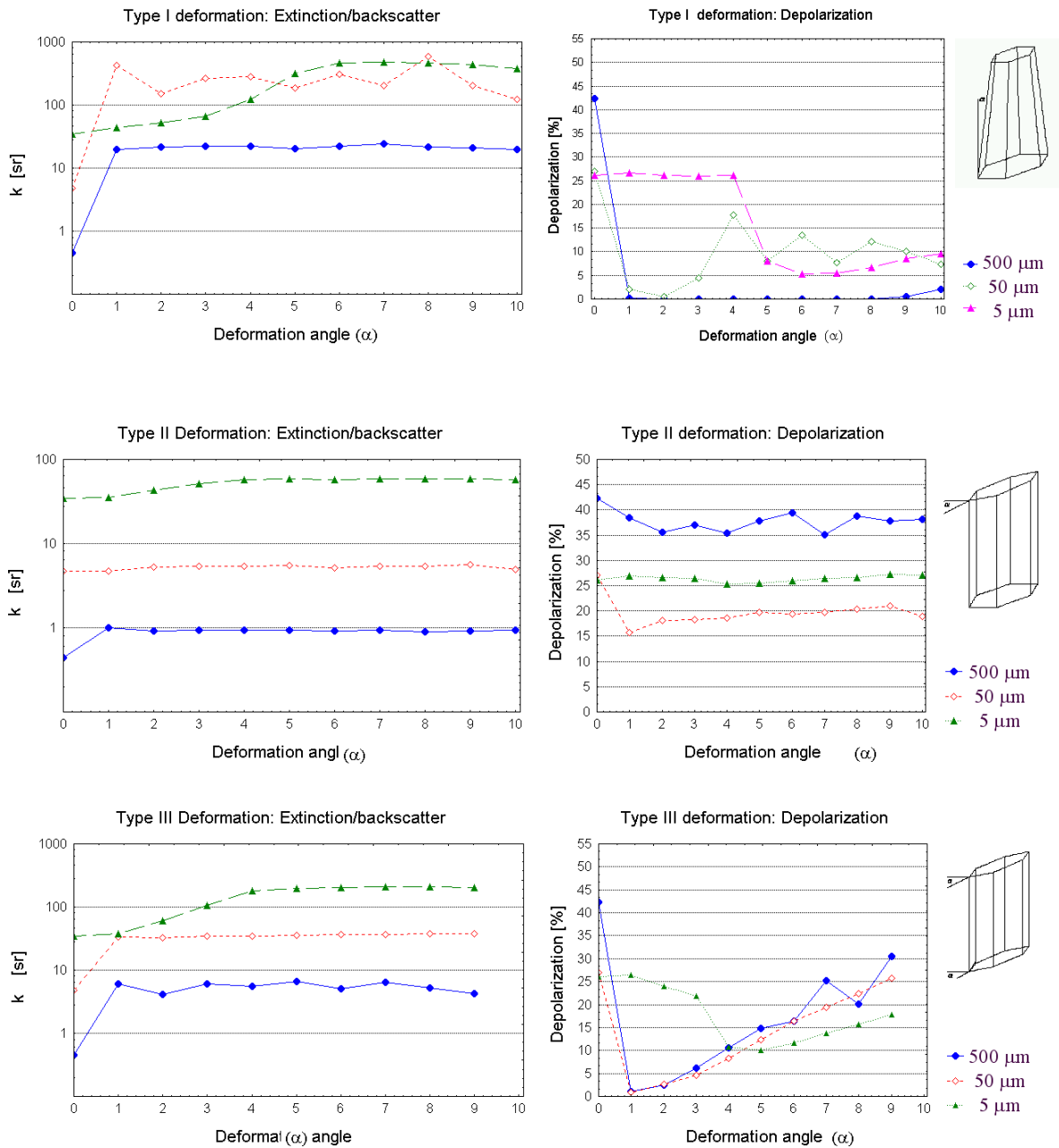


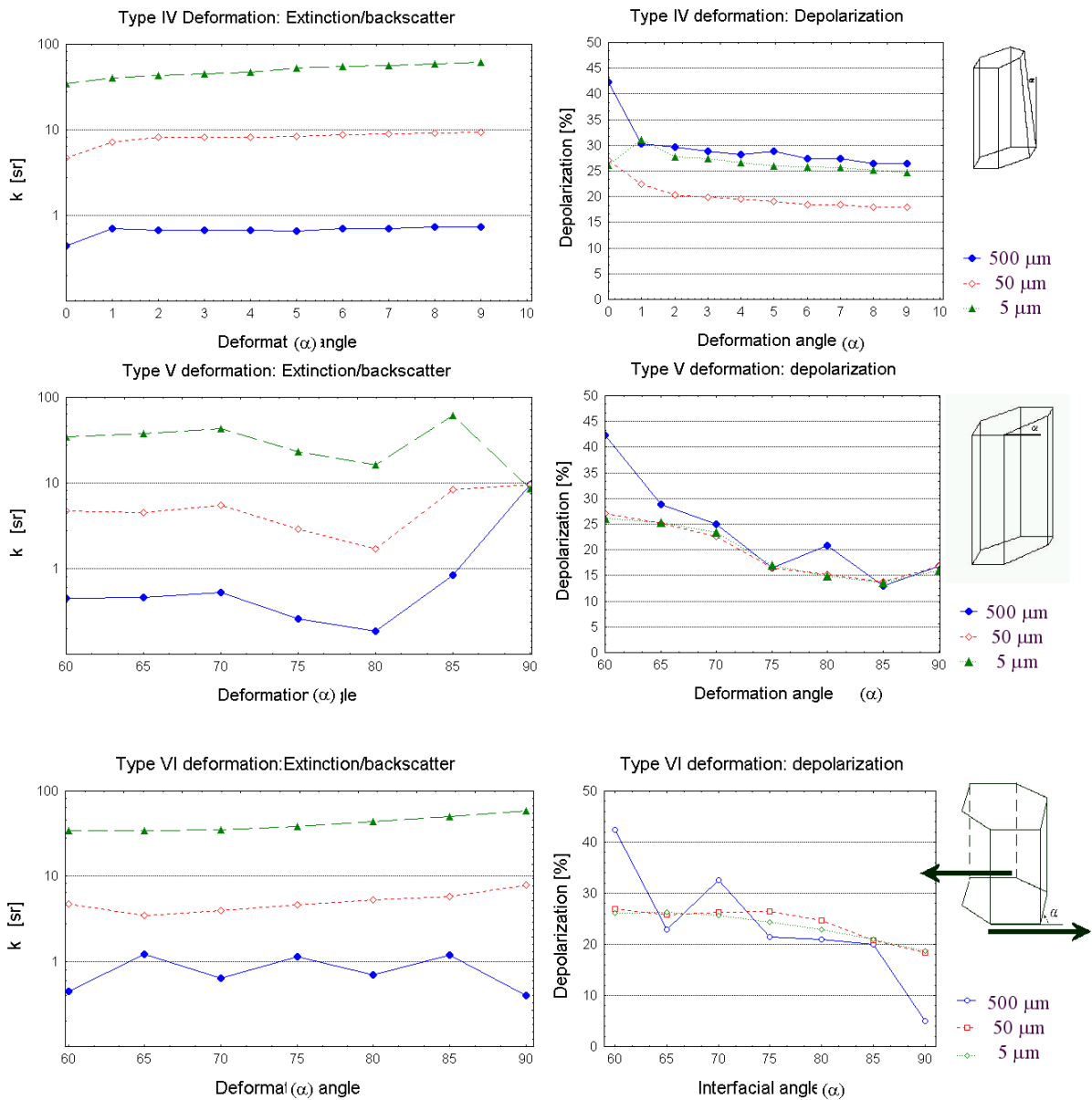
Il confronto tra le simulazioni ed i dati reali mostra un sostanziale accordo tra Face-Tracing e misure sperimentali per cristalli prismatici allungati di piccole dimensioni (inferiori a 20 μm). I valori di depolarizzazioni ottenuti in tali condizioni sono a cavallo tra i range di depolarizzazione ottenuti a DDU nel 1989 e quelli più recenti del 1994–1996. Questa analisi mostra quanto sia importante ai fini di un corretto modeling della microfisica della nube l'uso di sistemi LIDAR estremamente ben calibrati in termini di depolarizzazione.

16. PRISMI ESAGONALI DEFORMATI ORIENTATI RND-3D

Le difficoltà dei modelli di cristalli esagonali ideali nell'interpretazione dei dati LIDAR (ma anche più banalmente l'osservazione che i cirri reali solo raramente presentano gli aloni a 22° e 46° dal sole caratteristici di tali cristalli) ha stimolato in molti gruppi di ricerca la simulazione dello scattering da parte di cristalli irregolari. In questo lavoro sono stati simulati prismi esagonali deformati, nei quali si presumeva assente o almeno ridotto l'effetto di "corner reflector" peculiare dei cristalli ideali. L'assenza di tale picco può infatti spiegare sia i valori elevati di k che il color ratio relativamente basso ottenuti sperimentalmente, senza la necessità di invocare la presenza di cristalli esagonali ideali di piccole dimensioni. Le simulazioni sono state condotte sui primi 6 tipi di deformazione del cristallo ideale, aumentando in ciascun caso gradualmente il grado di deformazione. La deformazione è stata parametrizzata mediante l'angolo α , che assume significati diversi per ciascun tipo di deformazione.

I risultati, in termini delle quantità intensive k e δ' , sono riportati nelle seguenti figure per cristalli con aspect ratio 2 (colonne esagonali) con diverse lunghezze. I risultati per aspect ratio=1 sono estremamente simili a quelli qui presentati. La scelta di AR=1 e' legata al fatto che cristalli "compatti" presentano il massimo trasferimento di energia nel backscatter, ed e' quindi probabile che questi cristalli dominino il backscatter in nubi di cristalli di ghiaccio di diverso AR.





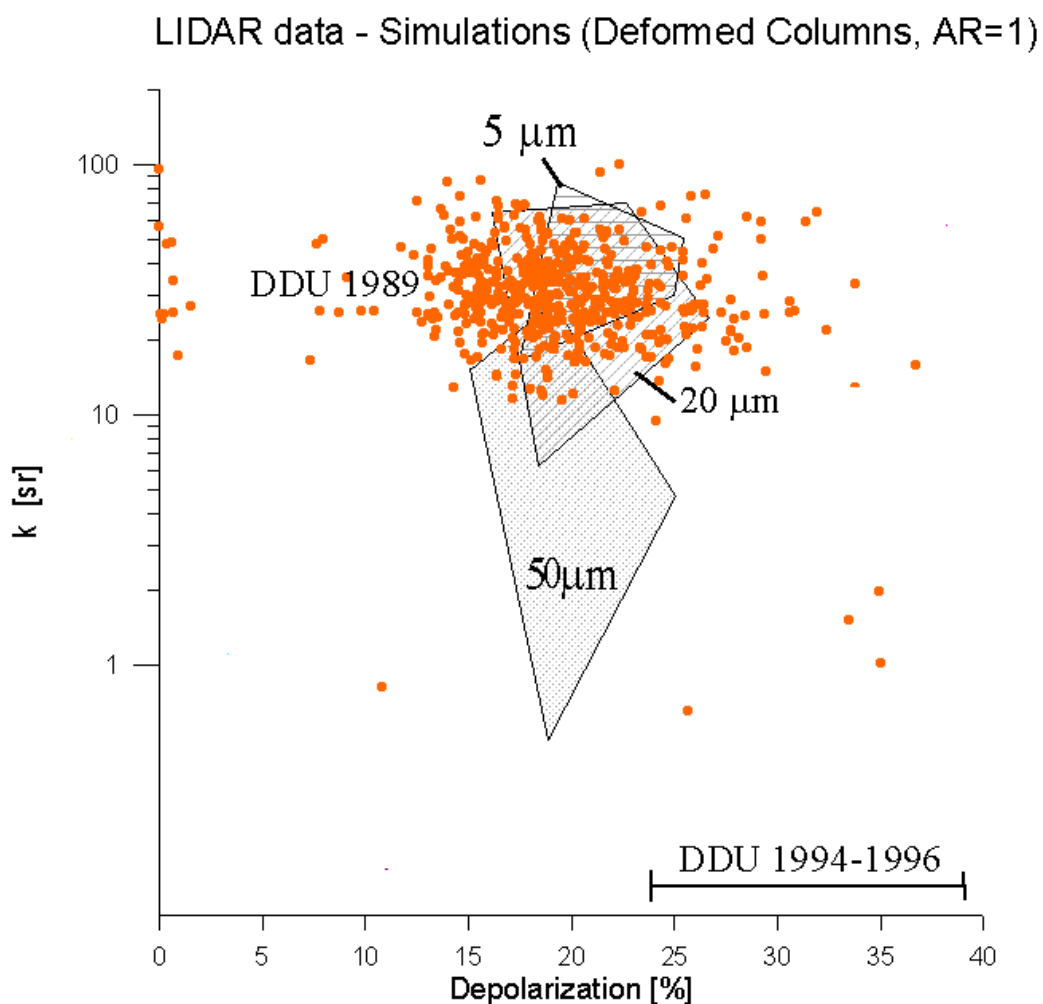
I risultati ottenuti mostrano in generale un aumento di k ed una diminuzione della depolarizzazione δ' con la deformazione del cristallo. L'aumento del rapporto k e' particolarmente marcato quando si deformano tutte le facce laterali del cristallo o entrambe le facce esagonali, a conferma che il picco di backscatter coinvolge sia le facce esagonali che quelle laterali in successive riflessioni interne. L'aumento di k e' visibile anche per deformazioni minime (dell'ordine di 1°), ed e' quindi molto probabile che questo fenomeno avvenga nei cirri naturali. Piccole deformazioni di tale genere possono portare anche grandi cristalli ad assumere valori di k compatibili con quelli osservati sperimentalmente. La deformazione di una sola faccia, sia essa basale o laterale, non e' invece sufficiente a spostare i valori di k da quelli simulati per cristalli ideali, essendo presenti numerosi altri percorsi alternativi al backscatter da corner-reflector.

Per quanto riguarda la depolarizzazione δ' , si nota una generale tendenza alla diminuzione con l'aumento della deformazione, con l'eccezione della deformazione 3 (per la quale un rapido calo di depolarizzazione lascia il passo ad un lento aumento con

l'aumentare della deformazione). Al variare della deformazione, la depolarizzazione assume valori in un range confrontabile col range dei dati ottenuti sperimentalmente.

Anche utilizzando i prismi deformati orientati RND-3D e' possibile realizzare un plot di valori $k - \delta'$ simulati da confrontare coi dati sperimentali. In questo caso sono state realizzate numericamente delle misture di prismi deformati contenenti percentuali variabili (da 0% a 99%) di particelle (AR=1-2) con deformazioni di ciascun tipo di deformazione (deformazioni 1...6), con gradi di deformazione variabile. Nelle simulazioni, ciascun miscuglio di particelle produce un punto nello spazio $k - \delta'$.

Nella figura seguente le simulazioni per particelle deformate sono riportate insieme alle coppie sperimentali $k - \delta'$ ottenute a Dumont d'Urville (DDU, Antartide, Del Guasta et al., 1993). Anche in questo plot, non essendo disponibili per DDU 1994-1996 i dati di k , il range dei nuovi dati di DDU sono riportati sul grafico come barra di valori δ' . I risultati sperimentali sono riportati come punti, mentre i contorni degli scatter plot ottenuti numericamente per diverse dimensioni delle particelle sono riportati come poligoni.



Il confronto tra simulazioni e dati reali mostra due risultati importanti:

1) Miscugli diversi di particelle prismatiche deformate formano un cluster di punti relativamente ristretto sul piano $k - \delta'$ per dimensioni del cristallo inferiori a $20 \mu\text{m}$ circa, fornendo depolarizzazioni δ' tra 16% e 28%, un range comparabile con quanto osservato almeno a DDU nel 1989. Anche i valori di k risultano vicini a quanto osservato sperimentalmente. Questo risultato indica una sostanziale degenerazione dei valori $k - \delta'$ per le diverse forme solide simulate, che rende improbabile la possibilità di estrarre informazioni dettagliate riguardo la forma esatta dei cristalli (almeno assumendo che la loro forma di base sia prismatico-esagonale) a partire dai dati LIDAR $k - \delta'$.

2) Cristalli deformati di dimensioni superiori a circa $20 \mu\text{m}$ forniscono punti $k - \delta'$ in netto contrasto con i valori sperimentali ottenuti nei cirri, almeno per k . Questo risultato, analogo a quanto ottenuto per cristalli ideali) suggerisce che lo scattering LIDAR, almeno nei cirri studiati, sia dominato da piccoli cristalli, nei quali gli effetti della diffrazione nel backscatter risultano rilevanti.

Questo risultato implica inoltre una distribuzione in taglia delle particelle nei cirri analizzati con andamento molto più rapido di $n(D) = D^{-2}$ per particelle con diametro D più grandi di una decina di micron circa. Questo risultato è dovuto al fatto che il backscatter, nei limiti dell'ottica geometrica e trascurando la diffrazione, cresce come il quadrato delle dimensioni lineari della particella. Gli effetti di diffrazione osservati contribuiscono poi ad aumentare ulteriormente l'esponente di crescita.

Questo risultato converge con quanto ad esempio osservato in un cirro freddo (-71°C) di medie latitudini da Sassen et al., (1998) mediante LIDAR e misure in situ. In tale osservazione la distribuzione in taglia presentava un picco per diametro $D=22 \mu\text{m}$ e con forma $n(D) = 1.358 \cdot 10^{-7} D^{5.91} e^{-0.289D}$, con una coda per particelle di grandi dimensioni a decrescita con D molto più rapida di $n(D) = D^{-2}$.

17.SITO INTERNET

Materiale informativo relativo ai risultati di questo progetto è disponibile ai seguenti indirizzi internet:

http://www.ifac.cnr.it/lidar/RAYTRACING2_file/frame.htm (simulazione dello scattering da parte di cristalli di ghiaccio)

http://www.ifac.cnr.it/lidar/contrail_file/slide0001.htm (studio di contrails e cirri mediante LIDAR presso IFAC)

18.BIBLIOGRAFIA

Auriol F., J. Gayet, G.Febvre, O.Jourdan. In situ observation of cirrus scattering phase function with 22° and 46° halos: cloud field study on 19 February 1998. *J. Atmos. Sci.*, 58, 3376-3390, 2001.

Barkey B., K. N. Liou, Y. Takano, W. Gellerman, P. Sokolsky, An Analog Light Scattering Experiment Of Hexagonal Icelike Particles. Part II: Experimental And Theoretical Results, *J. Atm. Sci.*, 56,613-625. 1999.

Barkey B., Matt Bailey, Kuo-Nan Liou, And John Hallett. Light-Scattering Properties Of Plate And Column Ice Crystals Generated In A Laboratory Cold Chamber.*Appl. Opt.* 41, 5792-5796. 2002.

Borovoi A., I. Grishin, E. Naats. Backscattering Peak Of Hexagonal Ice Columns And Plates. *Opt. Lett.* 25, 1388-1390, 2000.

Bottlinger M., H. Umhauer. Modeling Of Light Scattering By Irregularly Shaped Particles Using A Ray-Tracing Method.*Appl. Opt.* 30, 4732-4747.1991.

Cai Q. and K. Liou, Polarized light scattering by hexagonal ice crystals: Theory. *Applied Optics*, vol.21, 3569-3580, No 19, 1982

Chen W.N.,Chiang C.W., Nee J.B. Lidar ratio and depolarization ratio for cirrus clouds. *Appl. Opt.* 41, 6470-6476.

Clarke D., Grainger J.F.. Polarized light and optical measurement. Pergamon Press, pp 380. 1971.

Dowling, D.R. and L.F. Radke, A summary of physical properties of cirrus clouds, *J. of Appl. Meteorol.*, 29, 970-978,1990.

Del Guasta M., M. Morandi, L. Stefanutti, J. Brechet, J. Piquard: One year of cloud lidar data from Dumont d' Urville (Antarctica) Part I: General overview of geometrical and optical properties", *J.Geophys.Res.* 98,18575-18587, 1993

Del Guasta M., M. Morandi, L. Stefanutti, B. Stein, J. Kolenda, P. Rairoux, R. Matthey, E. Kyrö:"Multiwavelength lidar observation of thin cirrus at the base of Pinatubo stratospheric layer during the EASOE campaign", *Geophys. Res. Letters*, vol.21, N13, pp 1339-1342, June 22,1994.

Del Guasta M., M.Morandi, L.Stefanutti: Parameterization of cloud LIDAR backscattering profiles by means of asymmetrical gaussians. *Applied Optics*, vol. 34, No.18, 20 June 1995.

Del Guasta M., M.Morandi, L.Stefanutti, S.Balestri, E.Kyro, M.Rummukainen, R.Kivi, V.Rizi, B.Stein, C.Wedekind, B.Mielke, R.Matthey,V.Mitev, M.Douard: LIDAR observation of spherical particles in a -65°C cold cirrus observed above Sodankyla (FIN) during S.E.S.A.M.E. , *J. Aerosol Sci.* Vol.29, No 3, pp 357-374, 1998.

Del Guasta M., Errors in the retrieval of thin-cloud optical parameters from lidar signals due to the use of a two-boundary algorithm, *Applied Optics* 37, n24, 1998, pp5522-5540.

Del Guasta M., M.Morandi, L.Stefanutti, B.Stein, J.Kolenda, P.Rairoux, J.P.Wolf, R.Matthey, E.Kyro, Multiwavelength lidar observation of thin cirrus at the base of the Pinatubo stratospheric layer during EASOE campaign, *Geoph. Res. Lett.*, vol.21, NO 13, pp1339-1342, June 22, 1994.

Del Guasta M., L.Ronchi , Scomposizione di un'onda piana in un'onda TE e in un'onda TM rispetto ad un piano arbitrario. Atti della fondazione G.Ronchi anno L, N.3, 1995.

Del Guasta M.: Simulation of LIDAR returns from pristine and deformed hexagonal ice prisms in cold cirrus by means of "face tracing", J. Geophys. Res. Vol. 106 ,D12 , 12589-12602, 2001.

Del Guasta M., Naranjan K., Observation of low-depolarization contrails at Florence (Italy) using a 532-1064 nm polarization LIDAR. Geophys. Res. Lett., 28,4067-4070, 2001.

Del Guasta M., E. Vallar. In-cloud variability of LIDAR depolarization of polar and midlatitude cirrus. *Geophys. Res. Lett.* , 1578-1582, 2003.

Francis P.N., Some aircraft observation of the scattering properties of ice crystals. J. of Atmos. Sci. 52, 1142-1154, 1994.

Goodman J., Toon O.B., R.F. Pueschel, K.G. Snetsinger, S.Verma, Antarctic stratospheric ice crystals, J. of Geoph. Res., vol.94, NO D14, pp16449-16457, 1989.

Hess M. and M. Wiegner, COP: a data library of optical properties of hexagonal ice crystals. Applied Optics, vol.33, No 33, 7740-7746, 20 nov 1994.

Hess M., R. B. A. Koelemeijer,P.Stammes. Scattering Matrices Of Imperfect Hexagonal Ice Crystals. J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer 60, No. 3, 301-308, 1998.

Heymsfield A.J., Ice particle observed in a cirriform cloud at -83° C and implications for PSC, J. Atmos. Sci., 43(8), pp851-855,1986.

Hovenier J.W., H.C. van de Hulst, C.V.M. van der Mee. Conditions for the elements of the scattering matrix. Astron. Astrophys. 157, 301-310. 1986.

Hovenier J.W., H.C. van de Hulst. Testing scattering matrices : a compendium of recipes. J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. 55, 649-661, 1996.

Hu C.H., G.W. Kattawar, M.E.Parkin, P.Herb. Symmetry theorems on the forward and backward scattering Müeller matrices for light scattering from a nonspherical scatterer. Appl. Opt. 26, 4159-4173. 1987.

Liou K. N., Q. Cai, J. B. Pollack, And J. N. Cuzzi. Light Scattering By Randomly Oriented Cubes And Parallelepipedes. Appl. Opt. 22, 3001-3009. 1983.

Konnen G.P. and J.Timbergen, Polarimetry of 22° halo, Applied optics, vol.30, No 24, pp 3382-3400, 20 aug.1991.

Konnen G.P., S.H.Muller, and J.Tinbergen, Halo polarization profiles and the interfacial angles of ice crystals, Applied optics, vol.33, No 21, pp 4569-4579, 20 Jul 1994.

Liu C., P. R. Jonas, C. P. R. Saunders. Pyramidal Ice Crystal Scattering Phase Functions And Concentric Halos. Ann. Geophysicae 14, 1192-1197 (1996)

Lynch D.K., S.D.Gedzelman and A.B.Fraser, Subsun, Bottlinger's ring ,and helleptical halos, Applied Optics, vol.33, No 21, pp 4580-4589, 20 Jul 1994.

Macke A. , Scattering of light by polyhedral ice crystals, Applied Optics, vol.32, No 15, pp 2781-2788, 20 May 1993.

Macke A. , P. N. Francis, G. M. Mcfarquhar,S.Kinne. The Role Of Ice Particle Shapes And Size Distributions In The Single Scattering Properties Of Cirrus Clouds. J. Atmos. Sci. 55, 2874-2883.1998.

Macke A., J. Müller, E. Raschke. Single Scattering Properties Of Atmospheric Ice Crystals. *J. Atmos. Sci.* 53, 2813-2825.1996

Macke A., M. I. Mishchenko. Applicability Of Regular Particle Shapes In Light Scattering Calculations For Atmospheric Ice Particles. *Appl.Opt.* 35, 4291-4296. 1996.

Mishchenko M.I., A. Macke. How Big Should Hexagonal Ice Crystals Be To Produce Halos? *Appl. Opt.* 38, 1626-1629.1999.

Mishchenko M.I., W.B. Rossow, A. Macke .Sensitivity Of Cirrus Cloud Albedo, Bidirectional Reflectance and Optical Thickness Retrieval Accuracy To Ice Particle Shape. *J. Geophys. Res.* 101,16,973-16,985, 1996.

Morandi, M., A complete procedure for inverting backscattering LIDAR returns, *Res. Rep. RR/GCF/92.11*, Istituto di Ricerca Onde Elettromagnetiche., 1992.

Muinonen K., K. Lumme, J. Peltoniemi, W.M. Irvine. Light Scattering By Randomly Oriented Crystals. *Appl.Opt.* 28, 3051-3060. 1989.

Muinonen K., T. Nousiainen, P. Fast, K. Lumme, J. I. Peltoniemi, Light Scattering By Gaussian Random Particles:Ray Optics Approximation. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* Vol. 55, No. 5, Pp. 577-601, 1996.

Noel V., G.Ledanois, H. Chepfer, P.H. Flamant. Computation of single-scattering matrix for nonspherical particles randomly or horizontally oriented in space. *Appl. Opt.* 40, 4365-4375. 2001.

Noel V., H. Chepfer, G.Ledanois, A.Delaval, P.H. Flamant. Classification Of Particle Effective Shape Ratios In Cirrus Clouds Based On The Lidar Depolarization Ratio. *Appl.Opt.*41, 4245-4257.2002

Peltoniemi J., K. Lumme, K. Muinonen, W.M. Irvine. Scattering Of Light By Stochastically Rough Particles. *Applied Optics* 28, 4088-4095. 1989.

Pekkola M., M. Riikonen, J.Moilanen, J. Ruuskanen. Halo Arcs From Airborne, Pyramidal Ice Crystals Falling With Their E Axes In Vertical Orientation. *Appl.Opt.* 37, 1435-1440 . 1998.

Platt C.M.R. and A.C.Dilley, Determination of the cirrus particle single-scattering phase function from LIDAR and radiometric data. *Applied Optics*, vol.23, No 3, pp 381-386,1 Feb 1984.

Platt C.M.R., J.D. Spinhirne, and W.D.Hart, Optical and microphysical properties of a cold cirrus cloud: evidence for regions of small ice particles. *J. Geophys. res.*, 94(D8), pp 11151-11164, 1989.

Platt C.M.R., S.A.Young, A.I.Carswell, S.R.Pal, M.P.McCormick, D.M.Winker, M.Del Guasta, L.Stefanutti, W.L.Eberhard, M.Hardesty, P.H.Flamant, R.Valentin, B.Forgan, G.G.Gimmestad, H.Jager, S.S.Khmelevtsov, I.Kolev, B.Kaprieolev, Da-ren Lu, K.Sassen, V.S.Shamanaev, O.Unchino, Y.Mizuno, U.Wandinger, C.Weitkamp, A.Ansmann, and C.Wooldridge: The experimental Cloud Lidar Pilot Study (ECLIPS) for cloud-radiation research. *Bulletin of American Meteorol. Soc.*, vol.75, No.9, sep 1994.

Platt, C. M. R., S. Young, P. Manson, G. Patterson, S. Marsden, R. Austin, and J. Churnside, The optical properties of equatorial cirrus from observations in the ARM Pilot Radiation Observation Experiment, *J. Atmos. Sci.*, 55, 1977-1996, 1998.

Platt C.M.R., S.A.Young, R.T.Austin, G.R.Patterson, D.L.Mitchell, S.D.Miller, LIRAD observation of tropical cirrus clouds in MCTEX. Part I: Optical properties and detection of small particles in cold cirrus. *J. Atmos. Sci.*, 59, 3145-3162, 2002

Popov A.A. and O.V.Shefer. , Theoretical and numerical investigations of the intensity of the lidar signal specular reflected from a set of oriented ice plates, *Applied Optics*, vol.33, No.30, 7038-7044, 20 oct. 1994.

Pruppacher, H.R., D.J.Klett, clouds and precipitation, D.Reidel, Noerwell, Mass., 1985.

Reichardt J., S. Reichardt, A.Behrendt, T.J.McGee. Correlations among the optical properties of cirrus-cloud particles: Implications for spaceborne remote sensing. *Geophys. Res. Lett.* 29, 2002.

Riikonen M., Mika Sillanpaa, Leena Virta, Daniel Sullivan, Jarmo Moilanen, and Ismo Luukkonen. Halo observations provide evidence of airborne cubic ice in the Earth's atmosphere. *App. Optics* 39, No. 33 ,6080-6085, 2000.

Sassen K., N.C. Knight, Y.Takano, and A.J.Heysmsfield, Effects of ice-crystal structure on halo formation: cirrus cloud experimental and ray-tracing modeling studies, *Applied Optics*, vol.33, No 21, pp 4590-4600, 20 Jul 1994.

Sassen, K., The polarization LIDAR technique for cloud research: A review and current assessment, *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, 72 (12), 1848-1866, 1991.

Sassen K., N.C.Knight, Y.Takano, A.J.Heysmsfield. Effects of ice-crystal structure on halo formation: cirrus cloud experimental and ray-tracing modeling studies. *Appl. Opt.*, 33, 4590-4601, 1994.

Sassen K., G.G.Mace, J.Hallett, M.R.Poellot. Corona producing ice clouds: a case study of a cold midlatitude cirrus layer. *Appl. Opt.* 37, 1477-1485, 1998

Sassen, K., and S. Benson, A midlatitude cirrus cloud climatology from the Facility for Atmospheric Remote Sensing. Part II: Microphysical properties derived from LIDAR depolarization, *J. Atmos. Sci.*, 58, 2103-2112, 2001.

Sassen, K., R. Benson, and J. Spinhirne, Tropical cirrus cloud properties derived from TOGA/COARE airborne polarization LIDAR, *Geophys. Res. Lett.*, 27 (5), 673-676, 2000.

Takano Y. and K.Liou, Solar radiative transfer in cirrus clouds. Part I: single-scattering and optical properties of hexagonal Ice crystals, *J. of Atmos. Sci.*, vol.46, No 1, pp 3-19, 1 Jan 1989.

Takano Y. and Jayaweera K., Scattering phase matrix for hexagonal ice crystals computed from ray optics. *Applied Optics*, vol.24, No 19, pp 3254-3263, 1 Oct 1985.

Rockwitz, K-D., Scattering properties of horizontally oriented ice crystal columns in cirrus clouds. Part I. *Applied Optics*, vol.28, no.19, pp 4103-4110. 1 Oct 1989.

Sassen K., and Kuo-Nan-Liou, Scattering of polarized laser light by water droplet, mixed-phase and ice crystal clouds. Part I: angular scattering patterns., *J. of the Atmospheric sciences*, vol.36,, pp 838-851. May 1979.

Sassen K., and Kuo-Nan-Liou, Scattering of polarized laser light by water droplet, mixed-phase and ice crystal clouds. Part II: angular depolarizing and multiple scattering behavior, *J. of the Atmospheric sciences*, vol.36,, pp 852-861. May 1979.

Sassen K., The depolarization Lidar technique for cloud research: a review and current assessment, Bull. Am. Meteorol. Soc., vol.72, No 12, pp 1848-1866, Dec.1991.

Weinheimer A.J., C. A. Knight. Scheiner's Halo: Cubic Ice Or Polycrystalline Hexagonal Ice?. J. Atmos. Sci. 44, 3304-3308. 1987.

Van de Hulst H.C., Light scattering by small particles, Wiley & sons Inc. New York, 1957, pp 470.

Zhang J., L.Xu, Light Scattering By Absorbing Hexagonal Ice Crystals In Cirrus Clouds. Appl. Opt. 34, 5867-5875. 1995.

Warren S.G., Optical constants of ice from the ultraviolet to the microwave, Applied Optics, vol.23, No 8, pp 1206-1225, 15 Apr 1984.