

# ミリ波レーダを用いた雲のリモートセンシング

岡本 創、 堀江宏昭

郵政省通信総合研究所鹿島宇宙通信センター

## 要旨

ここでは最近通信総合研究所において稼働を始めた、95GHz雲レーダを用いた雲のリモートセンシングについて述べる。雲レーダのターゲットは氷雲を考えた。氷粒子の形状として様々な縦横比を持つものを（板状のものから針状のものまで）考慮し、その後方散乱特性を高い計算精度で求めたものを解析に適用した。また粒子サイズは、5ミクロンから2500ミクロンまでの幅広い範囲を考慮した。現在の雲レーダデータ解析状況、及び現在開発中のアルゴリズムについても言及する。

### 1. 初めに

近年可能になった95GHz (3.2mm) 雲レーダは、それ以上の長い波長では不可能であった氷粒子のリモートセンシングを可能するものとして期待されている。またアクティブセンサーの特徴である雲の微物理量の鉛直プロファイルの取得もできるため、雲物理の理解に大きく貢献することが期待されている。95GHzを持つ雲レーダはアメリカのマリアミ大学で1985年に初めて試みられて以来、ペンシルバニア州立大学、ドイツのGKSS研究所などで地上設置型のレーダ観測が行われている。現在通信総合研究所でも航空機搭載型レーダが稼働しており航空機観測が今年1月と3月に実施されている (Horie et al., 1998)。一般にレーダによって得られる量は雲粒子のサイズ分布、個数分布の両方に依存する。また氷粒子の非球形性、及びどのように空間配置しているか、というオリエンテーションの不確定性もあり、そのシグナルの解釈は必ずしも成功していない。ここではまず、氷粒子の非球形性を考慮した散乱計算理論であるdiscrete dipole approximation (DDA) を用いた計算例を示し、その理論計算の精度評価を行う。さらに氷粒子の形状としてさまざまな縦横比を持つ六角柱を考慮し、またサイズの範囲として同体積球に直した平均半径が5ミクロンから2500ミクロンまでの幅広い範囲をカバーするような計算を行い、サイズ及び形状に対する感度実験を行った。1波長のレーダのみから単位体積の大気に含まれる氷粒子の量 (ice water content) を導出することは困難であり、このためには他のセンサーとの組み合わせが必要である。

### 2. DDAと後方散乱

リモートセンシングにおいてはこれまで均質球形粒

子の仮定のもと、Mie理論が広く利用されてきた。非球形粒子の散乱理論としては、浅野と山本 (1975) によってseparation of variable method と呼ばれる方法がある。この方法により回転楕円体の問題は解析的に解かれている。また回転対称性のある散乱体に関しては近年T-Matrix法が広く用いられており、縦横比が1に近いものに対しては計算機の進歩もあり最大でサイズパラメータ $X (=2\pi r/\lambda)$ で100を越えるサイズの計算が可能になった。しかし六角柱のような鋭い角があるようなものに対しては、解析解の導出は極めて困難で、近似的な方法のみが考案されている。その一つにdiscrete dipole approximation (DDA) がある。これはPurcellとPennypackerにより1973年に考えられたもので、天文における大きなトピックの一つである星間塵の光散乱の問題に適用された。その後この理論は大気物理、惑星科学、工学、医学、生物と幅広い分野にまたがって発展、応用されている (Draine and Flatau 1994)。

DDAにおいて、散乱体はN個の微小体積要素に分けられその一つ一つが点状の電気的雙極子 (ダイポール) に置き換えられる。あるダイポール*i*における電磁波は、点*i*における入射波と*i*以外のN-1個のダイポールからの散乱波の和によって表せる。ただし、あるダイポールからダイポール*j*への散乱波の計算には*j*のダイポールモーメントの情報が必要であるがこれを未知数としておく。ダイポールモーメントは物質によって決まる分極率とそこでの電場の積で表される。こうしてこれらN個のダイポールに関して方程式が建てられ、これを解くことで各ダイポールの値が得られる。ここでダイポール相互作用は電磁波の場所による位相の違いも完全に考慮されているため、波長より小さいサイズに限らずこの理論を原理的には適用することが可能である。

いずれにせよ、DDAにおいては(1)微小体積要素が波長より小さければダイポールのみしか励起されず、また(2)多数の微小体積要素で散乱体を分割することで散乱体の境界もうまく表せるようになる。このため無限小の微小体積要素を用いれば、原理的には正しい散乱計算ができる、というのがDDAの理論的基礎である。実際は有限の大きさの微小体積要素を用いるため、解は近似的に正しいものでしかないが、Nを増やせばそれだけ真の値が得られると期待される。ここでは詳しくは述べないがDDA法の精度に深く関与する電気的雙極子の分極率の決定に関しては今だ発展の余地があり、近年も活発に議論されている(Draine 1988, Draine and Goodman 1993, Okamoto 1995, Okamoto and Xu 1998)。

後方散乱の計算は、式(1)で定義される散乱行列を求めることである。

$$\begin{pmatrix} E_{H,s} \\ E_{V,s} \end{pmatrix} = \frac{e^{ikr}}{-ikr} \begin{pmatrix} S_2 & S_3 \\ S_4 & S_1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{H,i} \\ E_{V,i} \end{pmatrix} \quad (1)$$

ここでH,Vは偏波の向きを示す。今後、本記事の中では $S_i$ の計算においては、散乱角は180度で固定されるとする。これら各 $S_i$ はDDAによって求める事ができる。

入射電場の方向(H)と散乱電場の方向が等しい状態(H)である、co-polarizationに対する後方散乱強度は、

$$L_{HH} = |S_2|^2 \quad (2)$$

と書ける。また入射電場(H)と散乱電場(V)の方向が直交するcross-polarizationに対する後方散乱強度は、 $S_4$ を用いて式(3)のように書くことができる。

$$L_{HV} = |S_4|^2 \quad (3)$$

これらの量は、一般に散乱体の大きさ、波長、その物の複素屈折率、形状、入射光に対する粒子の配置に依存する。

またこれらは後方散乱断面積と、

$$C_{bk}(HH) = \frac{\lambda^2}{\pi} |S_2|^2 \quad (4)$$

$$C_{bk}(HV) = \frac{\lambda^2}{\pi} |S_4|^2 \quad (5)$$

のような関係にある。よって(4)、(5)を用いて、散乱体のサイズ分布を考慮した場合の平均後方散乱断面積である $\overline{C_{bk}}$ は、

$$\overline{C_{bk}(HH)} = \frac{\lambda^2}{\pi} \int_{r_{\min}}^{r_{\max}} |S_2(r)|^2 \frac{dn(r)}{dr} dr \quad (6)$$

と書ける。ここで $\frac{dn(r)}{dr}$ は粒子のサイズ分布で、 $r$ と $r+dr$ の幅のある単位体積あたりの個数を表す。一方、粒子状散乱体に対するレーダ方程式は、

$$P_r = \frac{P_t G_0 \lambda^2 h \theta_h^2}{2^{10} \pi^2 R^2 \ln 2} \overline{C_{bk}} \quad (7)$$

と書ける。ここで $P_r$ は受信電力、 $P_t$ は送信電力、 $\lambda$ はレーダの波長、 $G_0$ はアンテナゲイン、 $h$ は送信パルス空間長、 $R$ はレーダと散乱体との距離、 $\theta_h$ はビーム幅である。この式を用いることで観測により $\overline{C_{bk}}$ を求めることができる。実際には $\overline{C_{bk}}$ よりも次の式(8)で定義されるradar reflectivity  $Z_e$ がレーダ観測の成果物として計算されることが多い。

$$Z_e = \frac{\lambda^4}{\pi^5} |K|^2 \overline{C_{bk}} \quad (8)$$

ここで $K$ は、

$$K = \left| \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right| \quad (9)$$

で与えられ、ここで $m$ は氷の3.2mmに対する複素屈折率で、 $1.78 + i2.728e-3$ である。以上より、 $Z_e$ を(8)を用いて観測から求め、(6)を使って理論より求めたものとを比較することで雲粒子の微物理量に対しての情報が得られると期待できる。

### 3. DDA法の六角柱に対する誤差評価

一般に後方散乱の計算は、他の散乱計算に比べて正確な解を得ることが難しい(Okamoto et al. 1995)。これまでDDAの誤差評価としては、球に対しては

完全解が得られるためDDAの誤差評価が行われてきた(Drainé1988)。また六角柱のように鋭い角を持つような粒子に対しては厳密解を得ることができないため、近似解を利用するしかないのが現状である。このような場合、 $N$ を変えて計算することで解の収束を調べて $N$ に対する誤差の依存性を導くという方法をとることができる。まず、六角柱の対称軸と六角形の面を含むような円の直径との比で定義されるaspect ratioが3の六角柱を考える。この粒子を長い辺を水平面に平行になるように配置し、水平面に対して鉛直方向に3.2mmの波長を持つ電磁波が入射する状況を考える。また電場の向きは対称軸に直交する場合と平行な場合を考える。ダイポールの個数 $N$ を240から52620まで変化させ後方散乱断面積における解の収束を調べた。この結果、サイズパラメータを増やすにつれて現れる後方散乱の極小の所での解の収束が極めて悪く、30%~50%くらいで振動してしまうことがわかった(Okamoto et al., 1995)。現実の状況では粒子はランダムに配置していると考えられる。粒子の入射電波に対する配置はランダムオリエンテーションを仮定した。ダイポールの総数 $N$ は6615から52920まで変化させたが、co-polarizationに対する断面積の計算結果ではサイズパラメータが5以下では、固定した配置の場合の誤差に比べて劇的に減少し、オリエンテーションを固定させたときに見られた解の振動はほとんどおきないことがわかった(図1)。

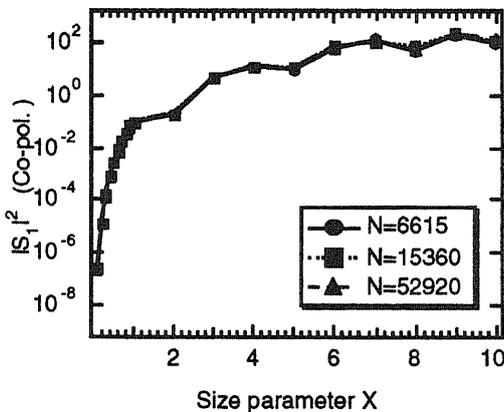


図1 co-polarizationに対する後方散乱強度。横軸は粒子全体の等体積半径を使って定義されたサイズパラメータ。 $N$ はダイポールの総数。

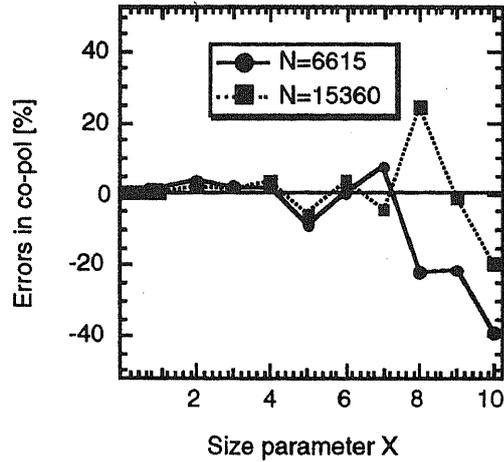


図2 図1の $N=52920$ の解を使って導いた $N$ に対するco-polに対する後方散乱強度における誤差評価。

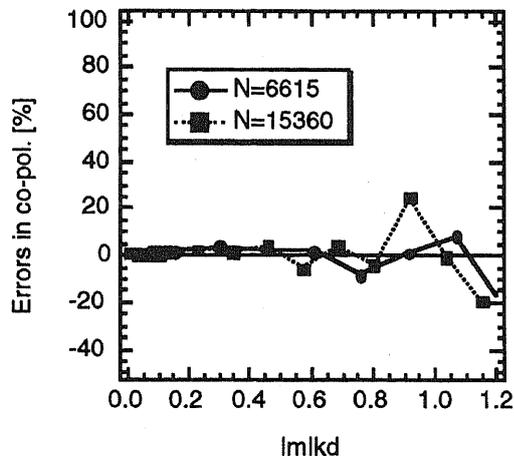


図3 図2と同じだが、横軸は微小体積要素のサイズパラメータに複素屈折率をかけたものを示す。

$N=52920$ を正しいものと仮定して導出した誤差評価の計算結果を行ったのが図2である。またこの結果をよく理解するため、誤差をダイポールの間隔を用いて定義される微小体積要素のサイズパラメータ、 $|m|kd$ で表示したのが図3である。この結果、 $|m|kd < 0.5$ であれば収束解が得られることがきれいに示された。

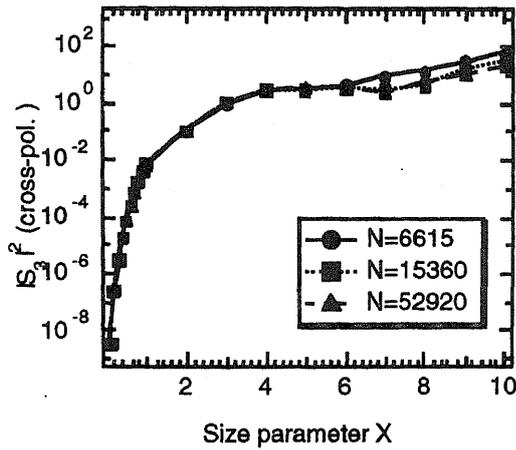


図4 図1と同じだが、cross-polarizationに対する後方散乱強度。

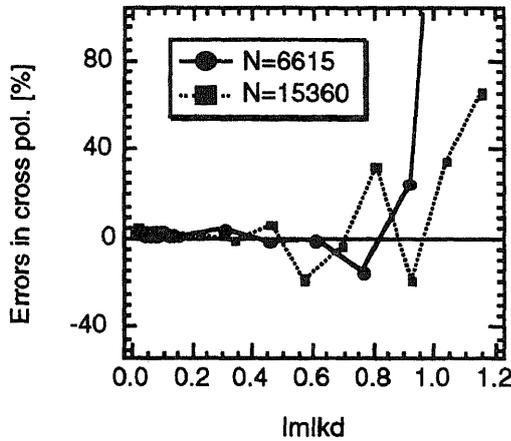


図5 図3と同じだが、cross polarizationに対するもの。

次に正確な計算が困難とされるcross-pol.に対しても同様な計算を行ったのが図4、図5である。やはりco pol.の時と同様に $|m|kd < 0.5$ であればほぼ収束解が得られることがわかった。

また、aspect ratioを6に変えて同様の計算を行った結果が、図6から図9までである。やはり、aspect ratioが3の場合と同様、 $|m|kd < 0.5$ であれば、co-pol.、cross-pol.に対してほぼ収束した解が得られることがわかった。この条件はDraine and Goodman(1993)が球に対して、オリエンテーションを固定し、さらに消散断面積、散乱断面積等に対して導いたものと一致している。以上より現在通常のワークステーションで許されるメモリを考慮して100万個程度のダイポールを使えば後方散乱強度に対しても、サイズパラメータで15くらいまで

計算できることがわかった。つまりミリ波で氷粒子を対象にするかぎり、DDAは十分実用域に入っていることが示された。

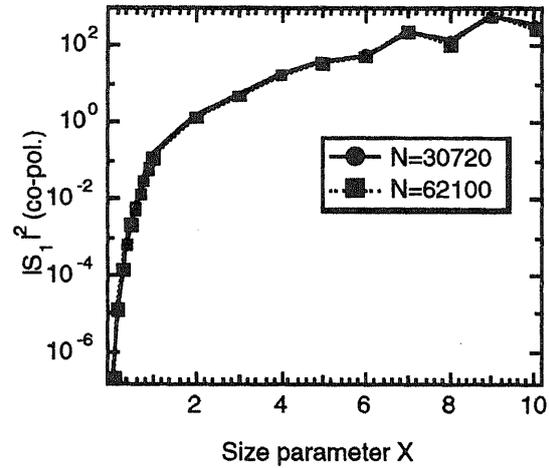


図6 図1と同じだが、六角柱のaspect ratioが6の針状のもの。

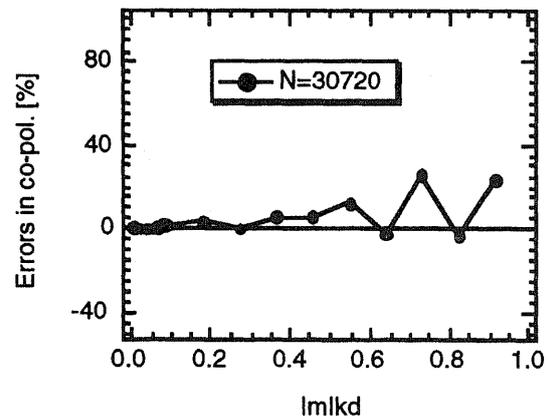


図7 図3と同様だが、aspect ratioが6のもの。また図6のN=62100の解を用いて導いた誤差評価。

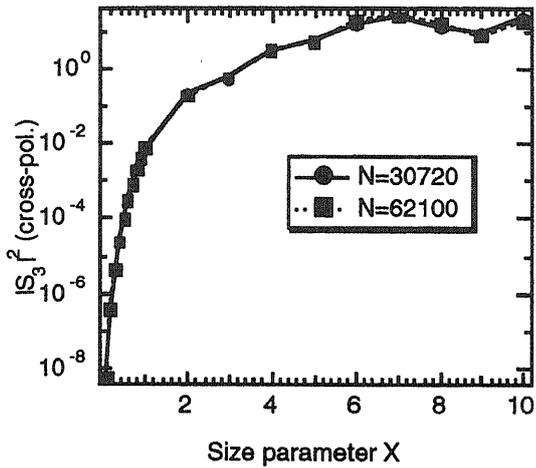


図8 図4と同様だがaspect ratioが6のもので、cross-polarizationに対する解。

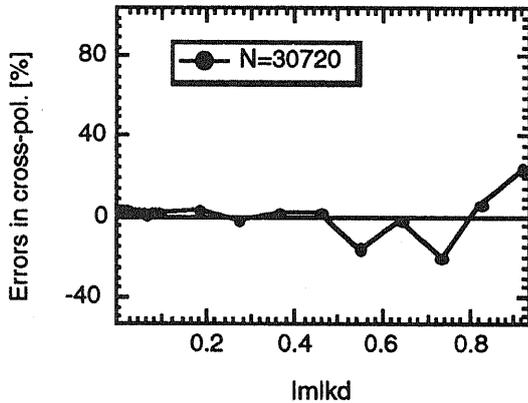


図9 図5と同様だが、aspect ratioが6のものでcross-polarizationに対するもの。

### 3. レーダへの応用

さて実際にレーダで観測される散乱体積中には粒子はあるサイズ分布を持って存在していると考えられるため、受信される信号の解析には考えられるサイズの変化に対応した計算が必要になる。図10には様々なaspect ratioを持つ単一のサイズの後方散乱強度の計算が掲載されてある。aspect ratioが1/3とは板状の六角柱を表し、その断面積の大きな面が水平面に垂直になるように落下すると考え、水平ランダムオリエンテーションを仮定して計算を行った。aspect ratioが3や6のものについては長い軸が水平面に配置するような水平ランダムオリエンテーションを仮定した。

粒子のサイズが波長に比べて小さい時はレーリー

散乱の時と同様に、後方散乱強度はサイズの6乗に比例する。しかしその絶対値は形によってfactorで変化することがわかる。またサイズが大きくなっていくと共鳴の領域に入ってくるためサイズとともに散乱強度は振動し、その極大極小の位置も形に依存することがわかる。

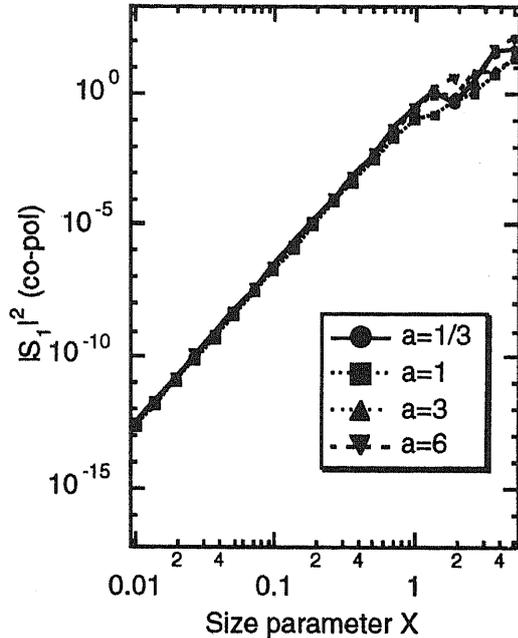


図10 様々なaspect ratioを持つ水平にランダムにオリエンテーションしている氷粒子の後方散乱強度。co-pol.に対するもの。横軸はサイズパラメータ。

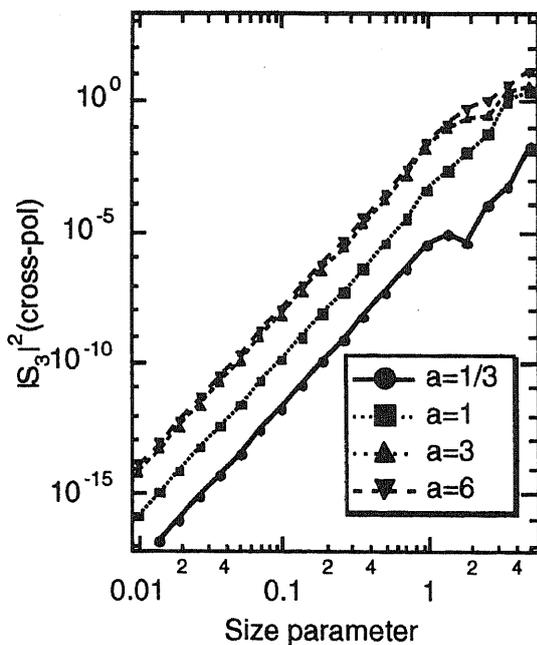


図11 図10と同じだが、cross-pol.に対するもの。

また cross-polarization に対しては後方散乱強度はサイズの6乗に比例するが、形の依存性が大きく、その絶対値はオーダーで変化する。aspect ratio が小さいと数桁小さい cross-polarization の信号しか得られないのである。また粒子のサイズがあまり大きくないときは、cross-polarization と co-polarization を用いてその比をとればサイズによらず一定であるため、形のリトリバルに利用できると思われる。

次に、これらの計算を利用し、 $1cc/1m^3$  の Ice water content がある場合を想定し、co-polarization に対する後方散乱強度を計算し、その平均サイズ依存性を調べたのが図12である。横軸はサイズ分布として log-normal 分布を仮定した場合のモード半径であり、縦軸は式(8)で定義されたそのサイズ分布で積分された radar reflectivity  $Z_e$  を用いて計算された  $10\log Z_e$  [dBz] である。ここでは5ミクロンから2500ミクロンまでの平均サイズをカバーするように計算を行った。またサイズ積分を行い、モード半径としては7ミクロンから1300ミクロンの範囲を扱えるように look up table を作成した。サイズ積分を行ったため共鳴の領域でもスムーズな曲線になっている。レーラー領域といわれるサイズの小さい範囲でもレーダの信号でこれだけ形の依存性が現れることがはっきりみとれる。つまり粒子の形を正しく導くことが Ice water content の導出に重要であることがわかる。

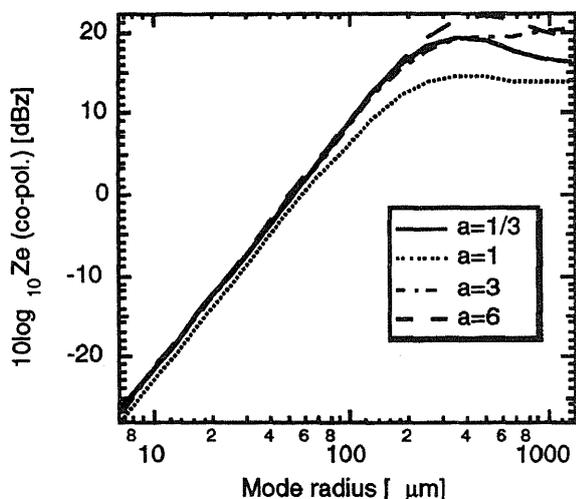


図12 図10の結果を用いて計算された様々な aspect ratio を持ち、Ice water content が  $1cc/m^3$  で、あるモード半径を持つような水粒子群からの co-polarization に対する radar reflectivity。横軸はモード半径。

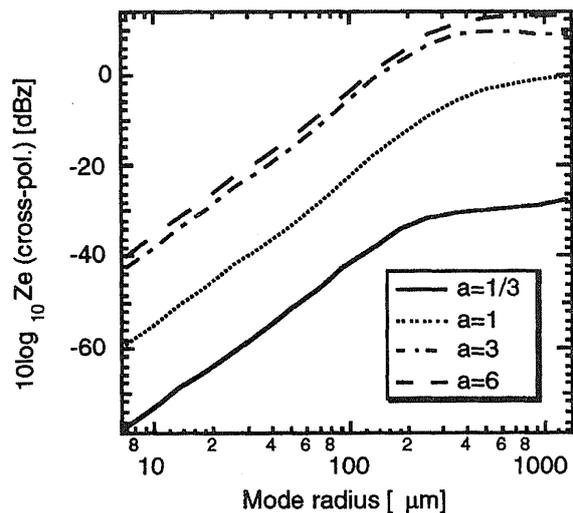


図13 図12と同じだが、図11を用いて計算された cross-polarization に対するもの。

これらの結果を用いて、実際に航空機観測から得られた信号の解析を試みた。図14は、今年の3月27日に得られたデータである。縦軸は海上からの高度で、航空機の下に搭載された雲レーダが雲を真下にみる形で観測したものである。高度7kmから10kmの間にある層と、その下に厚い降雨を伴う雲が存在している。距離の二乗に比例してノイズが増えることに注意されたい。残念ながらこのケースでは氷雲とみられる所からは cross-polarization に対する有意な信号を得られなかった。現在粒子の平均サイズの導出について、雲分光計等のパッシブセンサーを組み合わせたアルゴリズムを考察中であるが、ここでは単に図12の結果を用いて Ice water content のリトリバル結果に対する平均サイズや形に対する依存性を調べた(図15)。波長に対して粒子のサイズが小さい領域ではサイズの6乗に比例するため、半径が36ミクロンと50ミクロンでは数倍も IWC の導出に違いが出てしまう。これに比べれば形の依存性はそれほどめだたない。しかし、aspect ratio が3の粒子の方が1の粒子よりも低い IWC の結果を与えるので、やはり粒子の形状の不確かさが誤差要因となってしまうことがわかる。

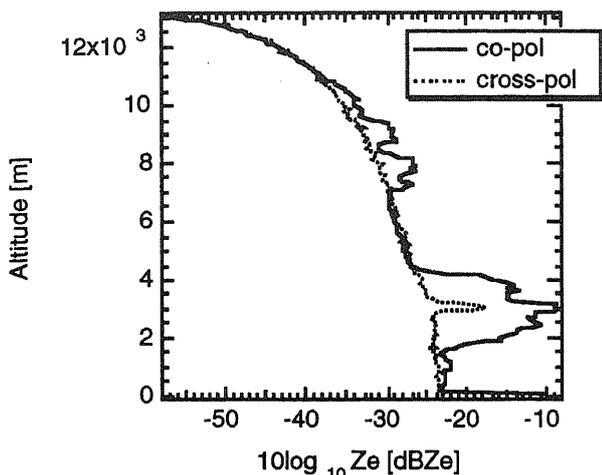


図14 今年3月27日航空機実験で、航空機搭載雲レーダによって観測された雲からの後方散乱の鉛直プロファイル。

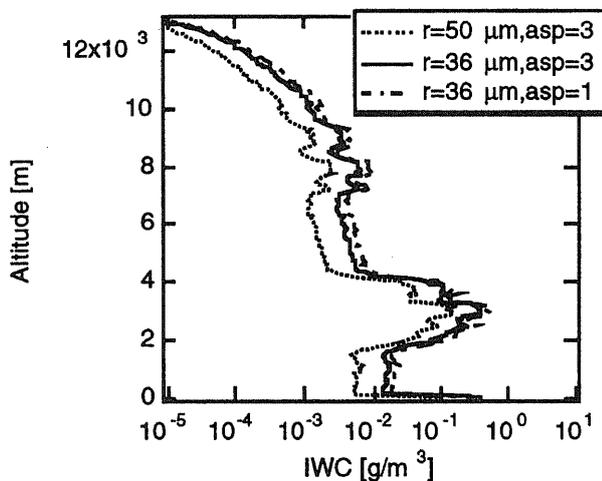


図15 あるサイズ分布、形状を仮定した場合のIWCのリトリバル結果。

#### 4. 結論

これまでの解析でわかったことは以下の通りである。

(1) DDAを用いて、六角柱の氷粒子の後方散乱特性を計算し理論的誤差を見積もった。粒子と入射電波の関係として1つのオリエンテーションしか許さない場合、ダイポールの総数Nを増やすことでも収束解を得るのが困難である。しかしランダムオリエンテーションを考えれば、Co-polarization, cross-polarizationのどちらのケースでも収束解が得られた。この収束条件は $|m|kd < 0.5$ であった。この条件は形によらないことも示された。DDAはミリ波レーダの解析に十分実用的な理論であることが数値的に示された。

(2) 粒子のサイズが波長に比べて小さい場合でも形の違いによって後方散乱強度はfactorで変化する。  
 (3) cross-polarizationは、形に大きく依存する。aspect ratioの大きいものほど大きい値をとる。板状のものからはほとんどcross-polarizationに対する散乱は期待できない。  
 (4) 粒子のサイズが小さい場合、co-polarizationとcross-polarizationはサイズ依存性が一定である。そのためこの比をとると一定値とある。この値を使った粒子のaspect ratioの導出が期待される。  
 (5) 実際の航空機搭載型の雲レーダのデータ解析を行った。IWCの導出にはサイズの情報がまず1番重要で、その次に形の効果である。サイズの決定には雲レーダと他のセンサーと組み合わせたアルゴリズムの開発が必要で現在それに取り組んでいる。

#### References

Asano, S. and G. Yamamoto, Light scattering by a spheroidal particle, *Appl. Opt.*, **14**, 29-49, 1975.  
 Draine, B. T., The discrete-dipole approximation and its application to interstellar graphite grains, *Astrophys. J.*, **333**, 848-872, 1988.  
 Draine, B. T. and J. J. Goodman, Beyond Clausius-Mossotti: wave propagation on a polarizable point lattice and the discrete dipole approximation, *Astrophys. J.*, **405**, 685-697, 1993.  
 Draine, B. T. and P. J. Flatau, The discrete dipole approximation for scattering calculations, *J. Opt. Soc. Am.*, **11**, 1491-1499, 1994.  
 堀江、花土、佐藤、大崎、井口、熊谷、CRL航空機搭載雲レーダの初期観測結果、信学技法、SANE98-21 (1998-06), 17-22, 1998  
 Okamoto, H., A. Macke, M. Quante and E. Raschke, Modeling of backscattering by non-spherical ice particles for the interpretation of cloud radar signals at 94GHz. An error analysis, *Beitr. Phys. Atmosph.*, **68**, 319-334, 1995.  
 Okamoto, H., Light scattering by clusters: the al-term method, *Opt. Rev.*, **2**, 407-412, 1995.  
 Okamoto, H. and Y. Xu, Light scattering by irregular interplanetary dust particles, *Earth Planets Space*, **50**, 577-585, 1998  
 Purcell, E. M. and C. R. Pennypacker, Scattering and absorption of light by nonspherical dielectric grains, *Astrophys. J.*, **186**, 705-714, 1973.