HOKKAIDO UNIVERSITY

Title	飛行機雲の偏波ライダー観測
Author(s)	播磨屋, 敏生; 本間, 晃; 梶川, 正弘
Citation	北海道大学地球物理学研究報告, 66, 11-31
Issue Date	2003-03-20
DOI	https://doi.org/10.14943/gbhu.66.11
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/14323
Type	departmental bulletin paper
File Information	66_p11-31.pdf

Hokkaido University Collection of Scholarly and Academic Papers : HUSCAP

北海道大学地球物理学研究報告
Geophysical Bulletin of Hokkaido University, Sapporo, Japan
No. 66, March 2003, pp. 11－31

飛行機雲の偏波ライダー観測

播磨屋敏生・本間　晃
北海道大学大学院理学研究科地球惑星科学専攻
梶川　正弘
秋田大学工学資源学部土木環境工学科

(2003年1月6日受理)

Contrail Observations by Polarization Lidar

Toshio HARIMAYA, Akira HONMA
Division of Earth and Planetary Sciences, Graduate School of Science, Hokkaido University
and
Masahiro KAJIKAWA
Department of Civil and Environmental Engineering, Faculty of Engineering
and Resource Science, Akita University

(Received January 6, 2003)

Observations by polarization lidar were performed at Akita University in Akita City in order to study the growth process and microphysical structure of the contrail. Four observations at higher altitude were above the Appleman (1953) threshold for contrail formation. Ten observations at lower altitude were below the Appleman threshold and confirmed to form at temperatures of a few degree above the threshold for contrail formation. These results agree with a previous report (Kajikawa, 1996).

The scattering ratio values of the contrail became smaller toward the outside with the maximum value in the center of the contrail. Therefore, the contrail is thought to mix with the surrounding air and diffuse outward. The depolarization ratio values became nearly zero at the center of the contrail and larger toward the outside of the contrail. Ice particles in the center of the contrail where the concentration of ice particles is high grow slowly and maintain the initial shape of frozen drop, whereas ice particles in the outside of the contrail where the concentration of ice particles is low grow quickly and become aspherical. The vertical section of the contrail showed the shape which descends from a tip to a tail. From this fact, it is considered that ice particles of the contrail is falling, so the contrail is extended horizontally. The width of the contrail increased linearly with wind shear. Therefore, the width of the contrail is considered to be dependent on wind shear.

I. ま え が き

飛行機雲や巻雲のような対流圏上層部に存在する氷雲は，地球の表面積の20～30%を覆っている．これらは太陽放射の一部を反射して大気中に流入する放射量を減少させるアルベド効果と，地表面，大気からの赤外放射を吸収して大気の温度を上昇に導く温室効果の2つの効果によって，地球の放射収支や気候変動に関して大きな影響力を持っていることが考えられている（Liou, 1986）．飛行機雲はかつて，飛行機雲を消して偵察飛行を行う為などの軍事的な要求のもとで研究されていたが，近年は交通量が激しく増加し，また高空を飛行するようになった為，低温の雲が気候変動に対し，どのような影響を与えているかが注目されてきている（Sassen, 1997）．

一般に，飛行機雲や巻雲のような存在高度が高く，光学的に薄い雲は，太陽放射を透過し易く，赤外放射を吸収し易い為，結果的に地球を暖める方向に影響を与えると言われている．しかし，雲の放射特性は雲を構成する氷晶の晶癖，粒径，数濃度などの微物理特性や雲の存在高度に強く影響される．飛行機雲や巻雲のような高層にある雲はその存在する高度が高く低温であり様々な粒径や晶癖をもつ氷晶から構成される為に，その放射特性は非常に複雑なものになっている．それで，これら飛行機雲や巻雲の気候への影響を理解する為にはその放射特性，それを支配する微物理特性を正確に見積もる必要がある．これらの高層にある雲は存在高度が高く航空機等によるその場観測が困難である事，光学的に薄く肉眼で発見しづらい事，時間的空間的に不均質である事等の理由によって正確な微物理パラメータを得る事が難しい．近年，ライダーを用いた飛行機雲の観測が行われてきてはいるが（Freudenthaler et al. 1995 ; Freudenthaler et al., 1996 ; Sassen and Ching-yu, 1998），実際の観測例はまだ少なく，それらの雲の詳細な過程についてはまだ理解できていないのが現状である．

飛行機雲の発生様式には，直接的方法と間接的方法の2通りがある（Schröder et al., 2000）．直接的方法による飛行機雲とは，航空機のすぐ後ろに形成される飛行機雲であり，エンジンから出た排気ガスが冷たい外気と混じり合い，初めから空気中に存在していた氷晶核か，もしくは航空機から放出された氷晶核により結晶化する．そのように形成された排気飛行機雲と，機体に接した空気が機体付近の気圧の低い所での断熱膨張により結晶化して形成された翼端飛行機雲がある．間接的方法による飛行機雲は，すすと硫酸等の液体揮発性エアロゾルの内部混合物から構成される航空機の排出物がある程度時間が経過してから核化したもので，航空機の通過がなければ雲が発生しなかった所に形成された飛行機雲である．これは航空機の排出物粒子が周囲の粒子に比べて氷を形成する能力が強まった時に発生する．

飛行機雲や巻雲の測定には，ライダー等のリモートセンシングが有用である．ライダーはレーザー光を大気中に発射し，その後方散乱光を受信して雲の特性を測定する．ライダーは下層雲や中層雲に対しては，発射光が粒子の強い散乱や吸収により大きく減衰してしまうので，測定には適さないが，光学的に薄い飛行機雲や巻雲に対しては非常に有効であり，雲の探知，厚さの測定，後方散乱係数や偏光解消度による粒子の形の算定等に用いられている．また，近年では航空機搭

載型のライダーやスペースライダーによる観測も行われている（Omar and Gardner, 2001）.

ライダー観測から求めることができる散乱比や偏光解消度は，飛行機雲を構成する粒子の大きさ，数濃度や形状を示すとともに，飛行機雲の高度や厚さ，幅を決める事が出来る．また散乱比を求める事により，観測に用いた波長における後方散乱係数や消散係数，そして光学的厚さを決める事ができ，それらの値は飛行機雲の放射特性の理解にも繋がる．本研究は秋田大学のライダーシステム（梶川，1996）を用いて観測を行い，得られた光学的パラメータを用いて飛行機雲の放射特性を理解する為に必要な第一段階である微物理構造，および成長過程の理解を目的としている．

II．観 測 ・ 解 析 方 法

1．観測場所

観測は2000年夏から秋にかけて3回，2001年夏から秋にかけて2回の計5回秋田県秋田市の秋田大学屋上で行われた．秋田市上空は非常に多くの航空機が飛び交う空のラッシュ地帯であり，北海道と各地の空港を行き来する国内航空機によって非常に多くの飛行機雲が形成されている．また，秋田市上空のジェット気流によって，秋田市西方に発生した飛行機雲は，蒸発する事がなければそのまま西から東へと移動する．それで，秋田大学上空では，これらの飛行機雲に対してライダー測定を行う事が可能であり，飛行機雲の観測を行う為には非常に適した環境である．

2．観測機器

観測地点である秋田大学において，ライダー，スカイラジオメーター，パーティクルカウンターを用いた測定，そして写真撮影を行ったほか，目視により西方から東方へ流れてくる飛行機雲について，その発生時刻，消滅時刻，方角，おおよその位置，特徴を記録した．飛行機雲を発生させた航空機を発見できた時はその航空機の特徴も記録した．

ライダーは秋田大学2階屋上に設置されているミー散乱ライダー（日本電気株式会社製）を用いた．主に測定は飛行機雲を遮る雲が存在しない晴天時の航空機が飛行し始める午前から日没後，航空機や飛行機雲を目視できなくなるまで行われた．飛行機雲が観測地点上に到達した時点でライダーのレーザ光を真上に向け出射し，約30秒おきに10秒間100回の平均した後方散乱信号強度の高度プロファイルを得た．

Fig. 1のブロック図に示すように，ライダーは送受信部と信号処理部から構成されている．送受信部は，光源であるレーザ発信器，レーザ発信器から出射されたレーザ光を上空に向けて出射する送信光学系，散乱光を集光する受信光学系，集光された散乱光を検出して電気信号に変換する信号検出部，信号検出部からの信号をアナログデジタル変換するデジタルオシロスコープ等から構成されている．レーザ発信器はContinuum社製の第2高調波発生装置付きNd:YAGレーザ発信機Surelite I-10で，発振波長は532 nm（第2高調波），出力エネルギー160 mJ，繰り返し周波数最大10 Hzの性能を有している．送信光学系ではレーザ発振器から出射されたレーザを第2高調波のみ選択し，偏光を1方向に揃えてビーム広がり角0.27 mrad以下で上空に出射する．ま

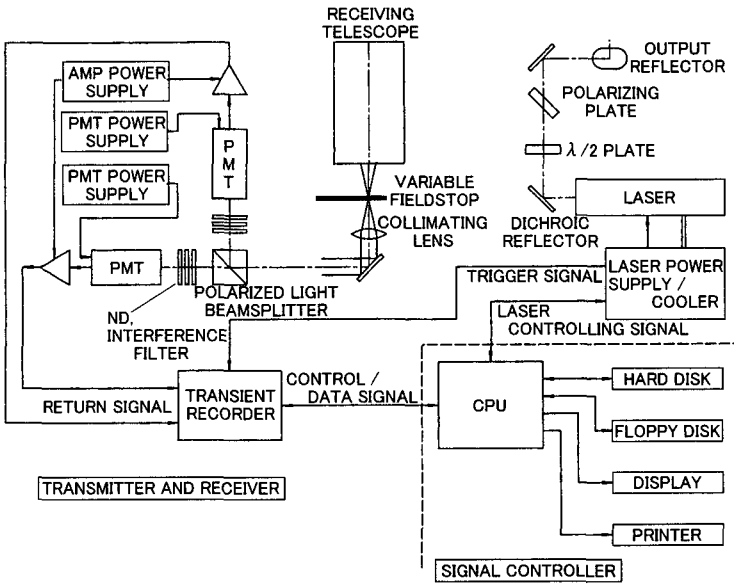

Fig. 1. Block diagram of Akita University lidar system.

た，受信光学系の望遠鏡と出射レーザの光軸を平行に合わせる為の調整機構も有している．受信光学系では送信光学系より上空に出射されたレーザの後方散乱光を有効径 20 cm，合成焦点距離 80 cm のシュミットカセグレン式望遠鏡で集光し，その散乱光を偏光ビームスプリッタにより 2 つの光路に分割して信号検出部に導く．また，望遠鏡の視野を 0.5～5 mrad の間で 5 段階に調整できる視野絞りを有している（通常は 0.8 mrad に設定）．信号検出部は受信光学系で集光された散乱光を干渉フィルターを通した後，PMT（Pipelined MultiThread execution）により電気信号に変換する．PMT は浜松フォトニクス社製 H 1949 S を使用している．受信光軸から向かって右側の PMT で出射レーザと同じ偏光の散乱光を検出し，左側の PMT で異なる偏光の散乱光を検出する．PMT 電源は松定プレシジョン社製 HJP-3 N 2-SP を使用している．干渉フィルターの透過率と半値幅はそれぞれ 58%と 1.0 nm である．デジタルオシロスコープは LeCroy 社製 9381 M で，出射レーザ光と同じ偏光成分の散乱光をチャンネル 1（ch 1），偏光方向が 90 度異なる偏光成分の散乱光をチャンネル 2（ch 2）として処理し，加算平均演算(100 回に設定)を行った後，外部へデータを転送している．高度分解能は 15 m に設定した．信号処理部はパソコン及びプリンタの CPU 部とパソコンとレーザ電源，デジタルオシロスコープとを接続するインターフェイス部から構成されており，CPU 部は i 486 DX 2 搭載の PC-9821 Bp/U 8 W 等から成っている．このような仕様のライダーにより，出射レーザ光と同じ偏光成分の後方散乱強度(ch 1)と偏光方向が 90 度異なる偏光成分の後方散乱強度（ch 2）の値が得られる．

写真撮影は飛行機雲が観測地点上に到達し，ライダーのレーザー光を上空に向け出射した時に，天頂を向け固定した設置カメラにより行った．カメラのレンズは超広角レンズを用いており，焦

点距離は 18 mm である．撮られた写真は飛行機雲の伸張方向を知り，飛行機雲の法線方向の幅を調べる為に用いた．詳細は後の節で述べる．

尚，秋田市上空の気温，風速等の気象データは，財団法人気象業務支援センター提供の高層観測気象データとワイオミング大学のレーウィンゾンデのデータを用いた．

3．光学的パラメータの算出

飛行機雲や巻雲，エアロゾル等の探知や高度の確認，そして分類する為に広く使われる光学的パラメータとして，散乱比や偏光解消度がある．これらの値は偏波ライダーで測定した後方散乱強度を用いて求める事ができる．

散乱比Rは一般的に，空気分子の後方散乱係数 β_2 に対する粒子状物質の後方散乱係数 β_1 と空気分子の後方散乱係数 β_2 の和の比で示される．

$$R=\frac{\beta_1+\beta_2}{\beta_2}=1+\frac{\beta_1}{\beta_2} \tag{1}$$

レーザ光は雲粒子やエアロゾル，大気分子によっても散乱されるが，このエアロゾルや大気分子によるレーザ光の減衰は常に同じではなく時々刻々と変化する為，粒子状物質の信号を抽出する為にはこのような比を用いたデータ解析が行われている．本研究では飛行機雲の散乱比を求める為に梶川（1996）が用いた簡便法を参照した．後方散乱信号強度が近似的にバックグラウンドエアロゾルを含む大気のみによる減衰とみなせる場合は，即ち雨天後の晴天時における後方散乱信号強度の高度分布が奇麗な曲線の形で減衰していることを用いて，散乱比を空気分子とバックグラウンドエアロゾルの後方散乱係数の和に対する，粒子状物質，空気分子，バックグラウンドエアロゾル全ての後方散乱係数の和の比としている．つまり散乱比は大気分子やバックグラウンドエアロゾルからの後方散乱信号強度を 1 とした時の粒子状物質からの後方散乱信号強度の値の比であり，ある高度において粒子状物質が全く存在しなければ，その高度での散乱比の値は 1 になる．

偏光解消度Δは粒子の非球形度合を表し，出射ライダー光と同じ偏光方向の後方散乱係数 $\beta_{1\parallel}$ と出射方向と垂直に偏光した後方散乱係数 $\beta_{1\perp}$から求められる．

$$\Delta=\frac{\beta_{1\perp}}{\beta_{1\parallel}} \tag{2}$$

氷晶のようにでこぼこした形の粒子は結晶内部の反射から偏波を生み出すが，球形で均質な粒子は後方散乱方向に偏波を作り出さず，偏光解消度の値は 0 になる．

ライダー測定は日中に観測される飛行機雲に対して行われた為，得られた後方散乱信号強度には使用したライダーと同じ波長帯に当たる太陽光のノイズが含まれている．また，ライダーそのものが発生させているノイズも後方散乱信号強度に含まれている．よって，散乱比や偏光解消度の正確な値を求める為には，これらのノイズの影響を取り除く必要がある．以下，ライダーにより得られた後方散乱信号強度の値から太陽光のノイズやライダーから発生されるノイズを除去し

た散乱比と偏光解消度の計算式を導出する．

まず，ライダー方程式は次のように与えられる(岩坂・他，1991)．

$$P(z)=P_0\alpha Q^2\left(\int\sigma_1 n(r)dr+\sigma_2 N\right)/z^2 \tag{3}$$

ここで，$P(z)$は高度zにおける空間から受光した後方散乱信号強度，P_0は出射した信号強度，αはライダーのシステム定数，Qは大気の透過率，σ_1は雲粒子の後方散乱断面積，σ_2は空気分子とバックグラウンドエアロゾルの後方散乱断面積，$n(r)$は雲粒子の粒径分布，Nは空気分子とバックグラウンドエアロゾルの数密度である．大気の透過率はライダー光源と散乱体との間での光の減衰の効果を示すものであり，様々の散乱や吸収がすべて考慮される．

太陽光によるノイズは，太陽が無限遠の位置から平行光線を出射し，その光が散乱されてライダーに入射する成分だとすると，太陽光によるノイズSの値は，

$$S(z)=XQ\left(\int\sigma_1 n(r)dr+\sigma_2 N\right)/z^2 \tag{4}$$

で示される．ここでXは太陽光強度に依存する量であるとする．

高度zにおける空間から受光した後方散乱信号に上式の太陽光によるノイズと，ライダーから一定に発生されるノイズP_1が含まれているとすると，ライダー方程式は(3)式と(4)式より，以下のように書き換えられる．

$$P(z)=P_0\alpha Q^2\left\{\int\sigma_1 n(r)dr+\sigma_2 N+\frac{X}{P_0\alpha Q}\left(\int\sigma_1 n(r)dr+\sigma_2 N\right)\right\}/z^2+P_1$$

ここで

$$\frac{X}{P_0\alpha Q}\int\sigma_1 n(r)dr=s_1$$

$$\frac{X}{P_0\alpha Q}\sigma_2 N=s_2$$

と書き換えると，ライダー方程式は，

$$P(z)=P_0\alpha Q^2(\beta_1+\beta_2+s_1+s_2)/z^2+P_1 \tag{5}$$

となる．ここで，先に示したようにβ_1は雲粒子の後方散乱係数，β_2は空気分子とバックグラウンドエアロゾルの後方散乱係数である．雲が存在しない時に高度zにおける空間から受光した後方散乱信号を$P'(z)$，太陽光によるノイズを$S'(z)$とすると，上式より

$$P'(z)=P_0\alpha Q^2(\beta_2+s_2)/z^2+P_1$$

$$S'(z)=XQ(\sigma_2 N)/z^2$$

となる．

従って，(1)式と(5)式から散乱比Rは，

$$
\begin{aligned}
R(z)&=\frac{\beta_1+\beta_2}{\beta_2}\\
&=\left\{\frac{(P(z)-P_1)z^2}{P_0\alpha Q^2}-(s_1+s_2)\right\}\Big/\left\{\frac{(P(z)-P_1)z^2}{P_0\alpha Q^2}-(\beta_1+s_1+s_2)\right\}\\
&=\frac{P(z)-P_0\alpha Q^2(s_1+s_2)/z^2-P_1}{P(z)-P_0\alpha Q^2\{(\beta_1+\beta_2+s_1+s_2)-(\beta_2+s_2)+s_2\}/z^2-P_1}\\
&=\frac{P(z)-XQ(\int\sigma_1 n(r)dr+\sigma_2 N)/z^2-P_1}{P_0\alpha Q^2(\beta_2+s_2)/z^2-XQ\,\sigma_2 N/z^2}\\
&=\frac{P(z)-S(z)-P_1}{P'(z)-S'(z)-P_1}
\end{aligned}
$$

となる．太陽光によるノイズが，雲が存在する高度でのライダーの後方散乱信号受光時と雲が存在しない高度でのライダーの後方散乱信号受光時を問わず，常に一定値で含まれていると考えられるので，$S(z)$，$S'(z)$は定数となり，かつ2つの値は等しい値になる．その値の積分値をSとすると，散乱比は，

$$R(z)=\frac{P(z)-(S+P_1)}{P'(z)-(S+P_1)} \tag{6}$$

となる．

一方，偏光解消度Δは，出射ライダー光と同じ偏光方向成分のパラメータを$\parallel$，出射方向と垂直に偏光した方向の成分のパラメータを$\perp$を用いて記すと，(2)式と(5)式から，

$$
\begin{aligned}
\Delta&=\frac{\beta_{1\perp}}{\beta_{1\parallel}}\\
&=\frac{(P_\perp(z)-P_{1\perp})z^2/P_0\alpha Q^2-(\beta_{2\perp}+s_{1\perp}+s_{2\perp})}{(P_\parallel(z)-P_{1\parallel})z^2/P_0\alpha Q^2-(\beta_{2\parallel}+s_{1\parallel}+s_{2\parallel})}\\
&=\frac{P_\perp(z)-P_0\alpha Q^2\{(\beta_{2\perp}+s_{2\perp})+s_{1\perp}\}/z^2-P_{1\perp}}{P_\parallel(z)-P_0\alpha Q^2\{(\beta_{2\parallel}+s_{2\parallel})+s_{1\parallel}\}/z^2-P_{1\parallel}}\\
&=\frac{P_\perp(z)-P'_\perp(z)-P_0\alpha Q^2\{(s_{1\perp}+s_{2\perp})-s_{2\perp}\}/z^2}{P_\parallel(z)-P'_\parallel(z)-P_0\alpha Q^2\{(s_{1\parallel}+s_{2\parallel})-s_{2\parallel}\}/z^2}\\
&=\frac{P_\perp(z)-P'_\perp(z)-(S_\perp(z)-S'_\perp(z))}{P_\parallel(z)-P'_\parallel(z)-(S_\parallel(z)-S'_\parallel(z))}
\end{aligned}
$$

太陽光によるノイズが，雲が存在する高度でのライダーの後方散乱信号受光時と雲が存在しない高度でのライダーの後方散乱信号受光時を問わず，常に一定値で含まれていると考えられるので，$S(z)$，$S'(z)$の各成分は定数となり，かつ各成分の2つの値は等しい値となる．その値の各積分値を$S_\parallel$と$S_\perp$とすると，偏光解消度は

$$\Delta(z)=\frac{\{P_\perp(z)-(S_\perp+P_{1\perp})\}-\{P'_\perp(z)-(S_\perp+P_{1\perp})\}}{\{P_\parallel(z)-(S_\parallel+P_{1\parallel})\}-\{P'_\parallel(z)-(S_\parallel+P_{1\parallel})\}} \tag{7}$$

となる．

具体的な散乱比と偏光解消度の算出方法は，2001 年 8 月 16 日 15 時 51 分 7 秒の観測例を用いると次のようになる．

1．ライダーで受光した，出射レーザ光と同じ方向に偏光した後方散乱信号強度（ch 1）と垂直方向に偏光した後方散乱強度（ch 2），そしてそれらの和からなる反射強度（ch 1＋ch 2）を高度について 5 点（75 m）移動平均をとる．それらはそれぞれ$P_{\parallel}(z)$，$P_{\perp}(z)$である．

2．使用したライダーでは高度 30 km についての後方散乱信号強度の値まで出力されるが，実際には高度 20 km 以上では出射したライダー信号が到達していない．よって，高度 20 km から 30 km で後方散乱信号強度として得られた値は，実際は太陽光によるノイズとライダーから発生されるノイズの和によるものであると考えられるので，高度 20 km から 30 km の間で得られた ch 1，ch 2，（ch 1＋ch 2）の値を平均すると，それらはそれぞれ$(S_{\parallel}+P_{1\parallel})$，$(S_{\perp}+P_{1\perp})$，$(S+P_1)$となる．Fig. 2 は受光した後方散乱信号強度の高度分布の例を示したも

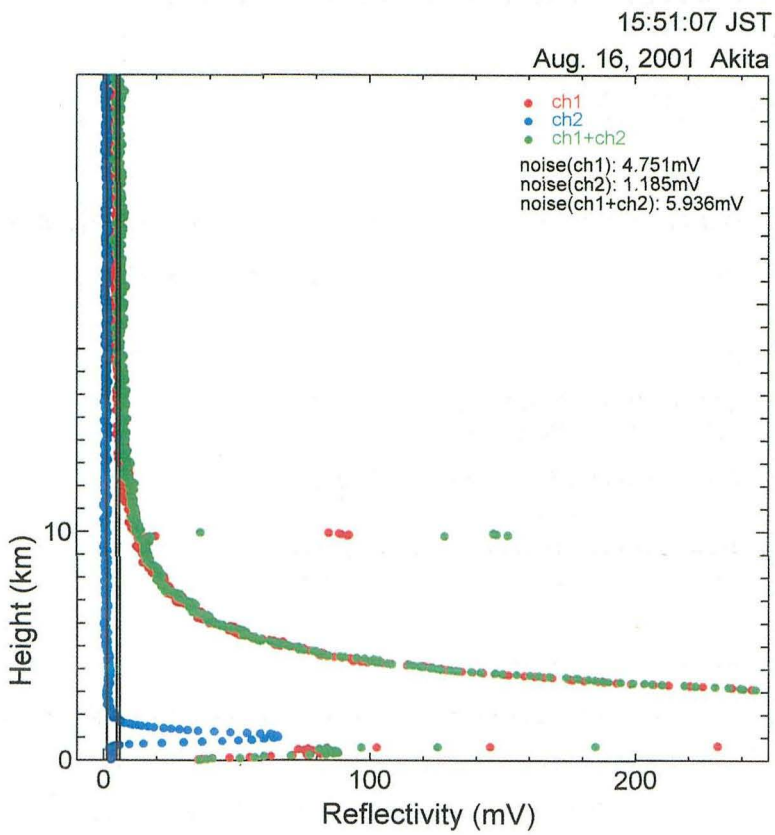

Fig. 2. Vertical distributions of the lidar backscatter signals including noises. Red circle, blue circle, green circle and three solid lines represent ch 1, ch 2, ch 1＋ch 2 and each value of the sums of sun light noise and system noise in ch 1, ch 2 and ch 1＋ch 2, respectively.

のであり，赤丸が ch 1，青丸が ch 2，緑丸が (ch 1＋ch 2) の値を示している．太陽光によるノイズとライダーによるノイズの和のそれぞれの値は 3 本の実線で示されており，図の右上にその数値が示されている．

3．後方散乱信号強度の高度分布のグラフより，ライダー信号がほぼ大気のみで減衰しているとみなせる範囲の見当をつけ，受光した後方散乱信号強度 ch 1，ch 2，(ch 1＋ch 2) からそれぞれのノイズ値を引いた値に累乗近似の方程式を最小二乗法によりフィットさせると，それらはそれぞれ$\{P'_{\parallel}(z)-(S_{\parallel}+P_{1\parallel})\}$，$\{P'(z)-(S_{\perp}+P_{1\perp})\}$，$\{P'(z)-(S+P_1)\}$となる．ただし，高度 5 km 以下の受光信号はライダー周辺からのノイズが多い為，また高度約 13 km 以上のデータは後方散乱信号の値が小さく，太陽光やライダーによるノイズの影響が大きい為，データ解析には使用できないので範囲からは除外する．Fig. 3 は受光した後方散乱信号強度からそれぞれのノイズ値を引いた値に，近似曲線をフィットさせたものである．尚，図中の実線で描かれた範囲から雲が存在している範囲を除去した部分が，ライダー信号が大気のみで減

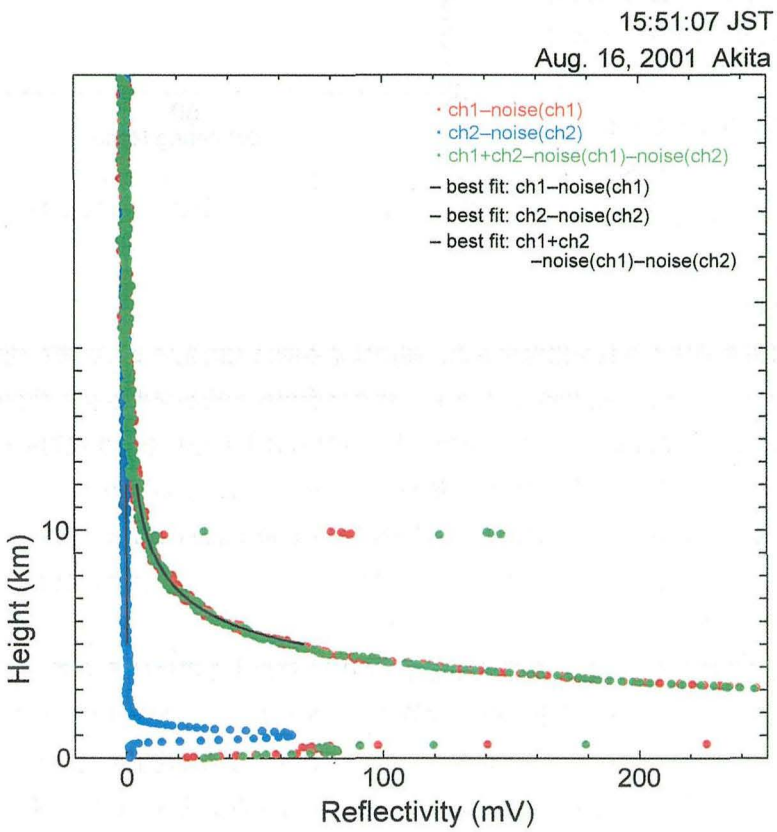

Fig. 3. Vertical distributions of lidar backscatter signals excluding noises. Solid curves show the approximate curves of each lidar backscatter signal. Two approximate curves of red circle and green circle are superposed.

衰していると判断した高度範囲である．このようにして得られた曲線は近似的な大気のみによる減衰曲線である．

4．以上のようにして求められた各パラメータを用いて散乱比と偏光解消度の値を計算する．我々が定義した偏光解消度は雲粒子が存在する高度でのみ有効な値であるので，雲が存在していない範囲では使用できない．そこで我々は散乱比が2以上の部分を雲が存在する部分と仮定し，偏光解消度の値はその範囲でのみ求めた．Fig. 4はこのようにして計算された散乱比（実線）と偏光解消度（黒丸）の高度分布を示している．

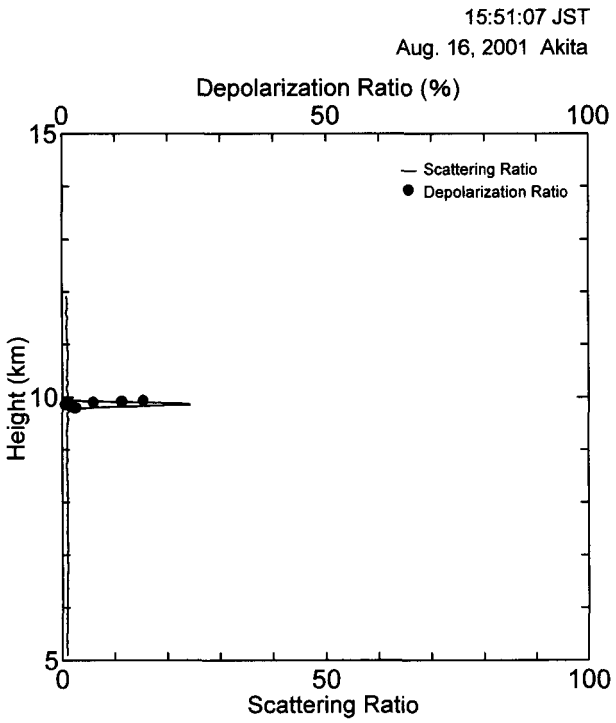

Fig. 4. Vertical distributions of scattering ratio (solid line) and depolarization ratio (solid circle).

4．データの選択

ライダーは可視光領域の波長を出射する為，観測は基本的に太陽光による影響を受けない夜間に行うのが普通である（Sassen, 1997）．しかし，我々は商用航空機が発生させる飛行機雲を観測対象としている為，太陽光によるノイズの影響を多く受ける日中もやむを得ず観測を行った．よって，測定により得られた後方散乱信号強度の値が小さい高度では，太陽光のノイズの影響を大きく受けている事が考えられる．ゆえに，梶川（1996）やOmar and Gardner（2001）で行ったライダー測定では散乱比の値が連続して1以上の範囲を雲としているが，我々は散乱比の値が連続して2以上の範囲を雲とし，ノイズにより雲と誤判定する可能性を除去した．

さらに，前節で説明したように，散乱比や偏光解消度を算出する際にはライダー信号がほぼ大気のみで減衰しているとみなせる範囲のデータ値に近似曲線をフィットさせた．しかし，飛行機雲の他に巻雲等が存在している場合，近似曲線にフィットさせる為に使用可能なデータ数が少なくなってしまう．その場合，大気のみで減衰しているとみなす近似曲線を正確に求める事が困難になり，散乱比や偏光解消度の値に影響を与える事が起こり得る．その為，我々は巻雲等が存在している時のデータは基本的に用いず，飛行機雲のみが存在している時のデータを用いて解析をおこなった．

気象データに関しては，秋田市上空の9時，15時，21時におけるレーウィンゾンデの値を用い，

中間の時間帯に観測された飛行機雲に対しては，高度と時間について比例配分させて算出した．

5．写真測定

写真測定は飛行機雲の幅の算出，そして飛行機雲が存在する高度での法線方向への風速やシアーを求める際に用いた．ライダーは約30秒おきに天頂1点のみを測定する為，得られた値は必ずしも飛行機雲の法線方向のものとは限らない．それで，実際の飛行機雲の断面を正確には表しておらず，また飛行機雲の幅も大きく求めてしまうことになる．そこで，我々はカメラを東西南北方向に正確に固定させて写真測定を行うことにより飛行機雲の法線方向を求め，また飛行機雲の構成粒子は風とともに動くと考えて，レーウィンゾンデでの風向のデータと合わせて，それら2方向を挟む角度を求め飛行機雲の幅を算出した．

飛行機雲が存在する高度での風向をu，飛行機雲の法線方向と風向を挟む角度をθ，ライダーが求めた飛行機雲の長さをOX'とすると，実際の飛行機雲の幅OXは，

$$OX = OX' \cos\theta$$

より求める事ができる．

III．結　　果

1．飛行機雲の発生条件

航空機は燃料の燃焼により空気中へ水蒸気と熱を放出するが，飛行機雲の発生はその空気中に加えられた水蒸気と熱量，そして周囲の気象条件により決められる．Appleman (1953) は，航空機が放出する排気ガスに含まれる水蒸気と熱がその周囲の空気との混合した時，その混合物が水飽和に達しているか否かを調べることにより，飛行機雲が形成し始める気象条件を求めた．航空機からmgの排気ガスが放出される時，周囲の空気中にWgの水蒸気とQcalの熱が加えられる．排気ガス1g当たりNgの周囲の空気が混合するとすると，混合物における混合比の増加量Δwは$(W\times1{,}000)/mN$g kg^{-1}であり，温度上昇ΔTは空気の比熱をcとするとQ/mcN℃となる．Appleman (1953) はここで，m=12g，W=1.4g，Q=10000cal，c=0.24cal g^{-1} ℃$^{-1}$の値を用いて，$\Delta w=(1.4\times1{,}000)/12N$g kg^{-1}，$\Delta T=10000/(12N\times0.24)$℃としている．また，混合した大気について，温度上昇に対する混合比の増加量$(\Delta w/\Delta T)$は前記の値を代入すると0.0336g kg^{-1} ℃$^{-1}$と定数になる．航空機通過前における大気の混合比をw，飽和混合比をw_{sw}，水に対する相対湿度をf_wとすると，$w=w_{sw}(f_w/100)$と表せる．この大気が初期の気温と気圧のままで水飽和に達する為に必要な水蒸気量をδwとすると，$\delta w=w_{sw}(1-f_w/100)$となる．よって，排気ガスが放出され周囲の大気と混じり合った混合物が飽和し続ける為に用いる事ができる水蒸気量をΔwとすると，Δwは，

$$\Delta w=\frac{1.4\times1000}{12N}-w_{sw}(1-f_w/100)$$

$$\frac{\Delta w}{\Delta T}=0.0336-\frac{1}{\Delta T}w_{sw}(-f_w/100) \tag{8}$$

と表される．Appleman (1953) は周囲の大気の気圧を 100 hPa 毎に 1000 hPa から 100 hPa まで，周囲の大気の温度を 5 度毎に −80 度まで，周囲の大気の相対湿度を水に対して 0，60，90，100%，排気ガスと周囲の大気が混合する比率Nを 58，87，175，350，700，1750，3500，7000 まで変化させ，排出ガスと周囲の大気の混合物が排気ガスから加えられた熱による温度上昇の中で水飽和であり続ける為に必要な水蒸気量とΔwの値が等しくなる時の気象条件を求めた．その結果が Fig. 5 であり，飛行機雲が発生する為の気象状況の境界が 2 本の実線で示されている．気象条件は周囲の大気の気圧，温度と水に対する相対湿度で決められる．周囲の大気の気象状況が相対湿度 100%の線よりも右側にある時 (Never) は，周囲の大気が水に対して過飽和である場合を除き，飛行機雲は発生しない．周囲の大気の気象状況が相対湿度 0 %の線よりも左側にある時 (Always) には，たとえ相対湿度が 0 %の場合でも飛行機雲が形成される．周囲の大気の気象状況が 2 本の実線の間である場合 (Possible) には周囲の大気の相対湿度に依存し，図に示された数値よりも相

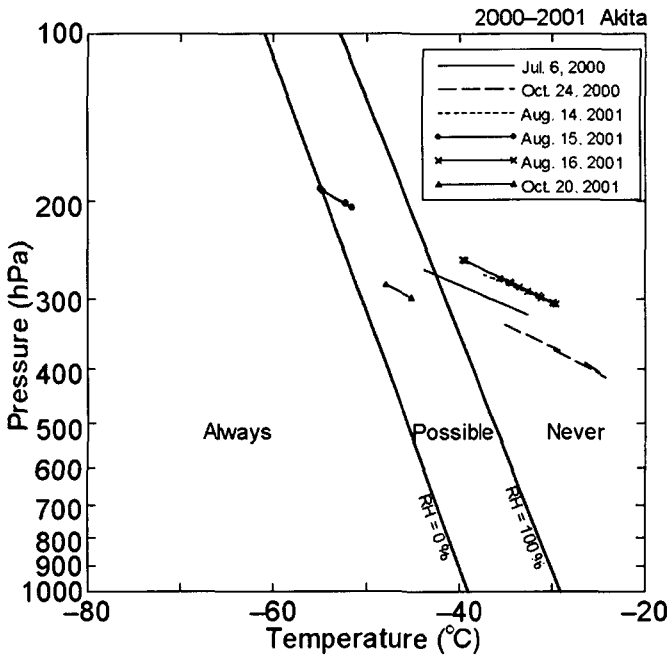

Fig. 5. Contrail formation as a function of pressure, temperature and relative humidity of the environment. Two long solid lines were theoretically derived by Appleman. Others short lines are empirically derived condition of contrail observed in Akita.

対湿度の値が高ければ飛行機雲が発生する．

Fig. 5 には Appleman (1953) の飛行機雲の発生条件と共に，観測した飛行機雲の気象状況が飛行機雲毎に示してある．2001 年 8 月 15 日に比較的高い高度で観測された 2 例の飛行機雲が『Always』に，2000 年 7 月 6 日と 2001 年 10 月 20 日に観測された 2 例の飛行機雲が『Possible』に位置しているが，他の 10 例の飛行機雲に関しては『Never』に位置しており，あまり Appleman (1953) による飛行機雲の発生条件を満たしているとは言えない．しかし，2000 年 10 月 24 日の観測においては上空に多数の巻雲が存在しており，2001 年 8 月 16 日の観測においては上空にもやがかかっていた．これらの気象状況は上空の大気が水飽和である可能性を示唆している．

日本の飛行機雲観測では，梶川 (1996) が観測を行った飛行機雲について Appleman (1953) の発生条件との比較を行っているが，我々の観測と同様に 250 hPa より高い高度では Appleman (1953) の発生条件を満たしているが，それ以下の高度では『Never』に位置する気象状態の際にも飛行機雲が発生している．また，外国における観測においても，Pilié and Jiusto (1958) や Freudenthaler et al. (1995) による観測では Appleman (1953) の発生基準を満たしているが，Knollenberg (1972) や Busen and Schumann (1995) による観測では Appleman (1953) による発生基準よりも数度高い気象状態，つまり気象状態が『Never』に位置する場合でも飛行機雲が発生している．Knollenberg (1972) による観測では気温が−40 度より低い大気中では Appleman (1953) の基準を満たしていたが，−40 度より高い大気においては基準よりも数度高い気象状態でも飛行機雲が発生していた．これについて Knollenberg (1972) は，周囲の大気が水飽和ではないが氷飽和である時に飛行機雲が発生する可能性，航空機が放出する熱が必ずしも全て周囲の大気に含まれるとは限らない事について言及している．また，Busen and Schumann (1995) は航空機の燃料の燃焼により放出された熱量の η が航空機により発生した渦に与えられるものとし，残りの熱量 $(1-\eta)Q$ が排気ガスと周囲の大気の混合物に加えられるとして，Appleman (1953) の発生基準との矛盾を説明している．

さらに，Appleman (1953) による発生基準は航空機が放出する水蒸気量と熱量と周囲の気象状況のみで決められているが，数多くの航空機が飛行しているところでは，大気中にすすや硫酸等の数多くのエアロゾルが放出されている事が考えられ，Busen and Schumann (1995) は硫酸エアロゾルが飛行機雲の発生条件に影響を与える可能性について言及している．それで，『Never』の領域で発生される飛行機雲については，これらのエアロゾルが氷晶核として働き，飛行機雲を発生しやすくしている可能性があるだろう．

2．飛行機雲の成長過程

成長過程について，2001 年 8 月 16 日 15 時 48 分 19 秒から 15 時 51 分 7 秒にかけてライダー測定された飛行機雲を例にして具体的に述べる．この飛行機雲は上昇しながら南下中の航空機により，14 時 43 分に秋田大学西方で発生したものであり，ライダー観測の時には発生してから 3919 秒（1 時間 5 分 19 秒）から 4087 秒（1 時間 8 分 7 秒）が経過していた．Fig. 6 はこの飛行機雲

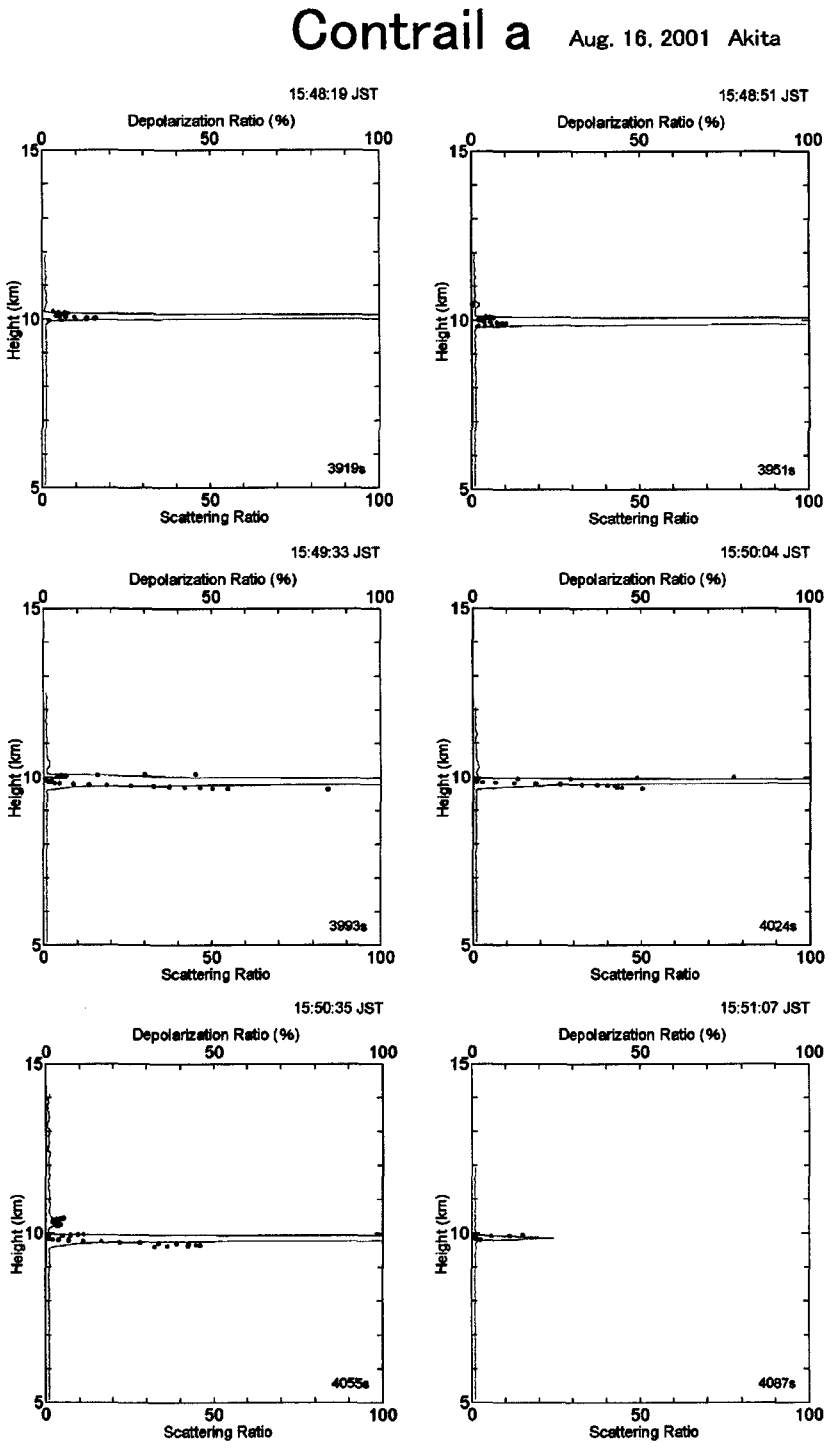

Fig. 6. Temporal change of vertical distributions of scattering ratio and depolarization ratio regarding contrail a. Numerals at lower right corners show the time required since contrail was formed.

における散乱比を実線で，偏光解消度を黒丸で示しており，各時刻の高度分布が並べられている．またそれぞれの図の右下には飛行機雲が発生してからの経過時間を示している．ライダーにより，この飛行機雲に対しては連続して6回データを取得することができた．これらの測定の32秒前と31秒後のライダー測定では飛行機雲は探知されなかった．

Fig. 7とFig. 8は，横軸に飛行機雲の法線方向への水平距離，縦軸に高度をとり，Fig. 6で示した散乱比，偏光解消度の等値線を結んだものである．散乱比と偏光解消度は値の大きさによって7段階のグレースケールで表示されている．尚，飛行機雲は図の左から右へと移動している．

Fig. 7を見ると，まず飛行機雲は中心部ほど散乱比の値が大きく，外側へ行くほどその値が小さくなっていることがわかる．この事は飛行機雲が周囲の空気と混じり合い，拡散しながら外側へ広がっていることを意味している．また，散乱比の等値線を見ると，飛行機雲を構成する粒子は図の右上から左下へ，つまり飛行機雲の進行方向について前方から後方へ落下しながら移動しているのが見て取れる．これは飛行機雲を構成する小粒子と大粒子の落下速度の違いから生じるものである．大粒子は落下するにつれて，小粒子が存在する飛行機雲の上部に比べ水平方向の風

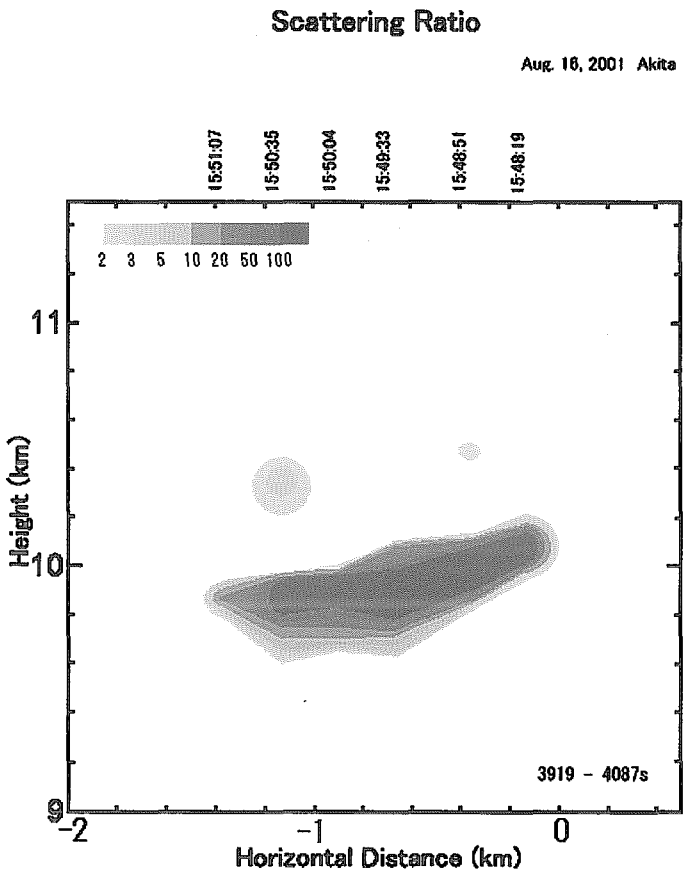

Fig. 7. Vertical section of the contrail in scattering ratio as shown in Fig. 6.

速が小さい高度へと移動する為，結果的に大粒子は小粒子が集まる頭の部分から落下しながら尾の部分を形成する事になる．この飛行機雲の雲底高度は 9.59 km であり，レーウィンゾンデによる相対湿度の値が大きくなり始める高度とほぼ一致している．これは，この飛行機雲の下端である高度 9.6 km 以下では乾燥した空気が広がっており，落下してきた氷粒子が蒸発する為であると考えられる．このように，飛行機雲は拡散過程と，粒子の大きさによる落下速度の違いとシアーにより雲が引き伸ばされる過程，そして周囲の大気の相対湿度に従ってその形が決められていることがわかる．

偏光解消度は Fig. 8 に見られるように，飛行機雲の中心部でほぼ 0 に近い値をとっており，外側ほど値が大きくなっている．Gayet et al. (1996)や Jensen et al. (1998), Schröder et al. (2000) によると，飛行機雲を形成する氷粒子は液体の水滴形成を経て凍結したものであり，発生してから時間が経過していない飛行機雲は主に小さな球形の氷粒子により形成されている事がわかっている．よって観測された飛行機雲は，中心部では氷粒子の数濃度が高い為に形成された氷粒子の成長が遅く，結果的にほぼ球形を保っており，偏光解消度の値はほぼ 0 に近い値を持つ．それに

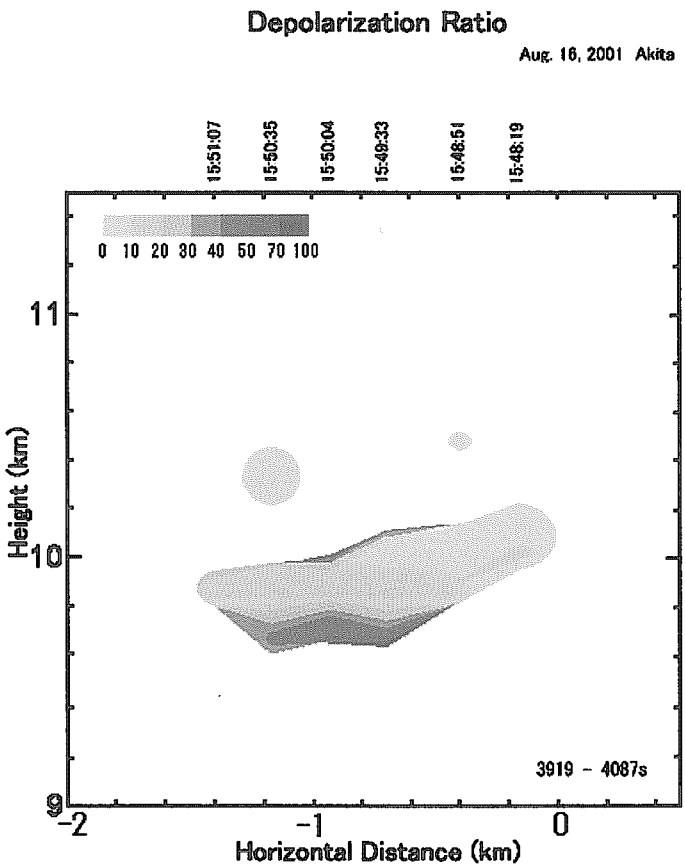

Fig. 8. Vertical section of the contrail in depolarization ratio as shown in Fig. 6.

対し，飛行機雲の外側では氷粒子の数濃度が低い為，氷粒子は周囲の水蒸気を多く取り込み，急速に成長する．それにより氷粒子の形は球形から非球形へと変化した為，偏光解消度の値は大きくなったと考えられる．また氷粒子は落下しながら成長する為，飛行機雲の下層で偏光解消度の値が高くなっているものと考えられる．

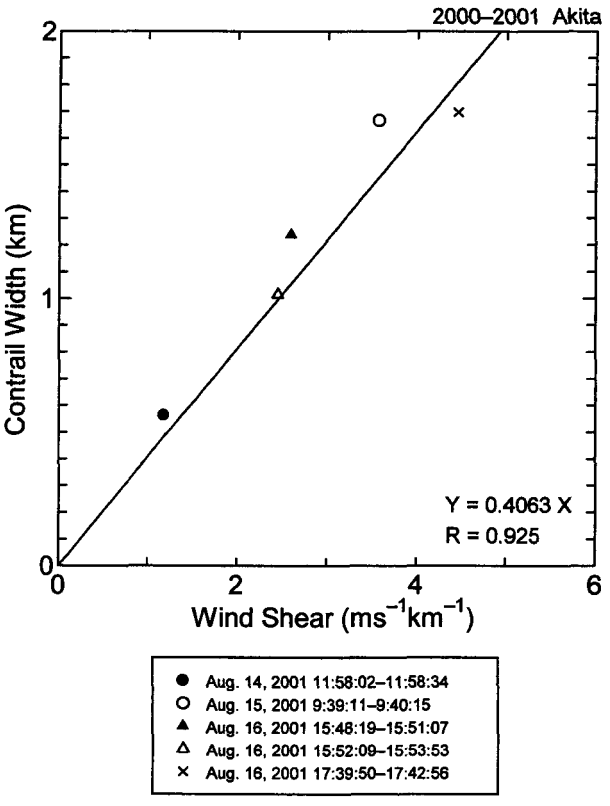

Fig. 9. Relationship between contrail width and shear.

3．飛行機雲の幅とシアーの関係

Fig. 9 は写真解析により，飛行機雲の幅，および飛行機雲が存在していた高度におけるシアーを求める事が可能であった5例について，飛行機雲の幅Xとシアーkの関係を示したものである．それぞれの点が1つの飛行機雲を意味している．また，直線は5つの点に対する回帰直線であり，相関係数は 0.925 であった．

先の例の飛行機雲で見たように，飛行機雲は構成する粒子の落下速度の差とシアーによって水平方向に引き伸ばされ，飛行機雲の進行方向について前方から後方へ尾をたなびかせた形を作り出している．Fig. 9 を見ると，シアーが大きいほど飛行機雲の幅が大きくなっており，これらの関係が明確に表れている．Harimaya (1968) は巻雲の形がシアーや経過時間，過飽和度等によって決められ，また幅がシアーに比例していることを示した．我々が観測した飛行機雲の幅は，Fig. 9 で示すようにシアーと比例関係にあるという結果が引き出された．このことはつまり，我々が観測した飛行機雲の幅は他の気象要素や飛行機雲発生からの経過時間等よりも，シアーがその大きさを決定する重要なパラメータであることを意味している．

4．飛行機雲と光学的パラメータの関係

Fig. 10 は飛行機雲の散乱比と偏光解消度の関係を示していて，各高度における散乱比と偏光解消度の値を全て記してある．Fig. 10 を見ると，散乱比が増大するに従って偏光解消度の値は減少する傾向が表れている．先に見てきたように，飛行機雲の散乱比の値は中心部で大きく外側で小さい．よって，散乱比が大きい飛行機雲の中心部では氷粒子の数濃度が高く，氷粒子の成長が遅

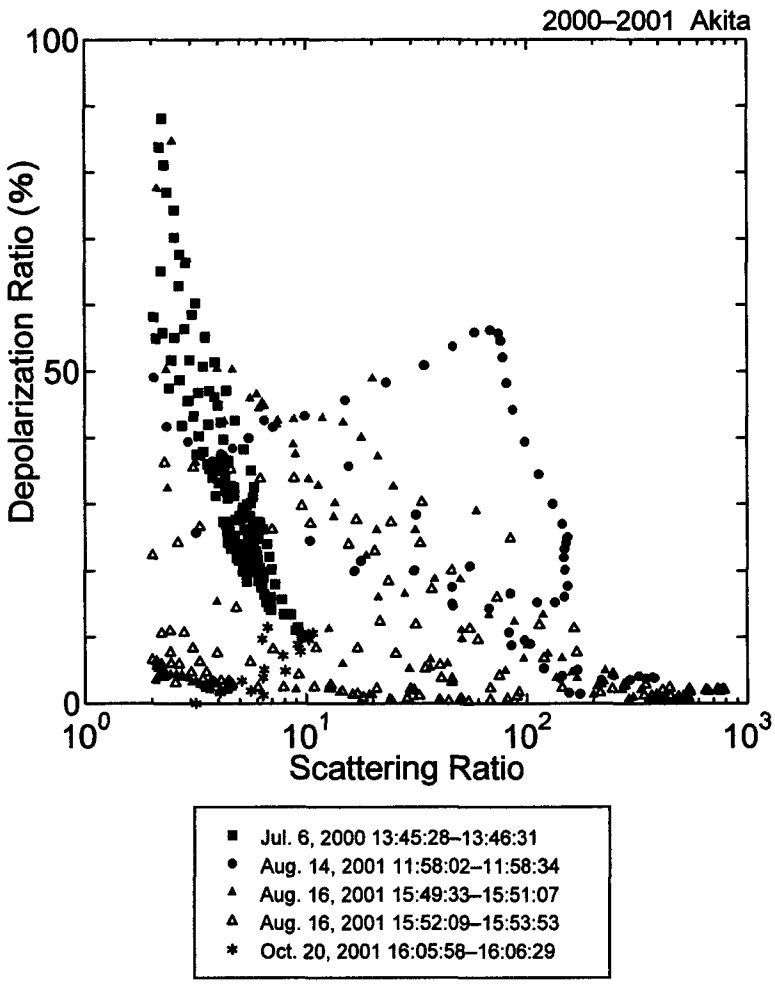

Fig. 10. Relationship between scattering ratio and depolarization ratio.

い為に偏光解消度は0％に近い値を示し，反対に外側では氷粒子の数濃度が低く，氷粒子の成長が速い為に偏光解消度は大きな値を示していると考えられる．散乱比が最大である高度における偏光解消度の値はどの飛行機雲に関しても小さな値を取り，最大でも18.9％であった．つまり散乱比の値が大きい飛行機雲の中心部においては，氷粒子の成長が遅い為，飛行機雲発生時の凍結水滴の形である球形に近い氷粒子が数多く存在していると考えられる．

このように，飛行機雲の中心部では散乱比は大きな値を，偏光解消度は小さな値を持つ．それに対し，飛行機雲の外側では散乱比は小さな値を，偏光解消度は大きな値を持つ．散乱比が粒子の大きさや数濃度に依存した値であることを考慮すると，飛行機雲の中心部は凍結水滴からさほど成長していない小さな氷粒子が数多く存在し，飛行機雲の外側は周囲の水蒸気を取り込んで大きく成長した氷粒子が存在しているが，拡散作用によりその数濃度は小さくなっている事が考え

られる.

IV. 考　　察

前章では，ライダーにより求めた散乱比と偏光解消度の値から，飛行機雲を構成する粒子の大きさによる落下速度の違いとシアーにより飛行機雲が成長する過程を考察し，飛行機雲の幅がシアーと線形関係にあることを示したが，ここで改めて飛行機雲の成長過程について，実際に起こり得ると想定される現象を踏まえて検証する.

飛行機雲の成長が飛行機雲を構成する粒子の落下速度の違いとシアーkにより決められるとすると，飛行機雲が発生してから時間tが経過した時の飛行機雲の幅$X(t)$は次式で与えられる.

$$X(t)=\int_0^t kZ(t')dt' \tag{9}$$

ここで$Z(t)$は，飛行機雲が発生してからの経過時間tにおける雲の厚さを示す．小粒子は落下運動をせず高度は変わらないものとし，大粒子は落下速度wで移動するとすると，(9)式は，

$$\begin{aligned} X(t)&=\int_0^t kwt'dt' \\ &=\left[\frac{1}{2}kwt'^2\right]_0^t \\ &=\frac{1}{2}kwt^2 \end{aligned} \tag{10}$$

となり，飛行機雲の幅Xはシアーkと飛行機雲が発生してからの経過時間tの二乗に比例することが示される．Fig. 9では飛行機雲の厚さがシアーが大きくなるにつれ大きくなっていることを示したが，回帰直線より大きい幅の値を示したものもあり，飛行機雲が発生してからの経過時間も飛行機雲の幅の大きさを決める要因である事を示唆している.

実際の飛行機雲は，飛行機雲を構成する粒子の落下とシアーにより雲が引き伸ばされる過程の他に，様々な作用が働いている．Harimaya (1968) は，巻雲を構成する氷粒子の落下速度の違いとシアーの違いから巻雲が尾を作りながら成長する過程を計算したが，その成長過程にはシアーの他に，雲を構成する粒子の形状，氷粒子の周りの気温，過飽和度が影響する事を示している．また，Freudenthaler et al. (1995) が行ったライダー観測は，飛行機雲が時間と共に尾を作りながら成長し，その厚さや幅が大きくなっていく様子だけではなく，飛行機雲が拡散しながら成長する様子，そして飛行機雲が上昇流と共に移動している様子も示している.

このように，飛行機雲の成長過程には，雲を構成する粒子の落下とシアーにより雲が引き伸ばされる過程の他に，飛行機雲を構成する粒子の形状，周囲の空気との混合による拡散作用，鉛直方向への空気の流れ，そして周囲の大気の相対湿度による氷粒子の成長や蒸発等の影響も働いていると考えられる．飛行機雲は様々な現象が混ざり合いながら成長，もしくは蒸発が起こっており，飛行機雲の成長に影響する様々な要素をそれぞれ詳細に調査する事により，飛行機雲の成長過程についての理解はより正確なものとなることが考えられる.

V. ま と め

飛行機雲の成長過程，および微物理構造の理解を目的として，2000年から2001年に渡って秋田県秋田市の秋田大学で偏波ライダー観測を行った．観測した飛行機雲は秋田市西方を南北方向に飛行する航空機により発生し，その後，上空の西風により秋田大学上空に移動してきたものである．ライダー観測は計5回の期間に渡って行い，巻雲や他の雲が存在していなかった時の18例の飛行機雲について，散乱比と偏光解消度の光学的パラメータを算出した．

我々が観測した飛行機雲の内，2000年7月6日と2001年8月15日に高い高度で観測した4例の飛行機雲についてはAppleman (1953)による飛行機雲の発生条件を満たしていたが，低い高度で観測された他の10例については，大気の温度が発生条件よりも数度高い場合においても飛行機雲が発生し，この傾向は梶川 (1996) の結果と一致していた．Appleman (1953) による飛行機雲の発生条件より高い気温でも飛行機雲が発生する事については，近年の航空機エンジンにおける単位燃料当たりの推進率の増加や，航空機が巡航する高度において，硫酸塩等の多数のエアロゾルが存在している事が影響しているものと推測される．

飛行機雲の散乱比は中心部ほど値が大きく，外側ほど値が小さくなっており，飛行機雲が周囲の空気と混合して拡散が起こっている事が示された．また，飛行機雲の断面図における散乱比の等値線は飛行機雲の進行方向について前方から後方へ高度を下げながら引かれており，飛行機雲を構成する粒子が落下しながら飛行機雲を広げていることが示された．一方，偏光解消度の値は中心部で0％に近い値をとっており，外側ほどその値は大きくなっていた．これは散乱比の値が高く，氷粒子の数濃度が高い中心部では，飛行機雲を構成する氷粒子の成長が遅く，氷粒子が飛行機雲発生時の凍結水滴とほぼ同じ球形を保っているのに対し，散乱比の値が小さく，氷粒子の数濃度が低い外側では氷粒子が急速に成長し，非球形になる為であると考えられる．飛行機雲の幅は風のシアーとほぼ線形の関係があり，風のシアが大きいほど飛行機雲の幅は大きくなっており．他の気象要素や飛行機雲が発生してからの経過時間等のパラメータと比較して，風のシアーが幅を決定する重要なパラメータであることが示された．

以上，飛行機雲の発生条件，微物理特性，光学的特性について調べたが，これらには様々な気象要素が関わっており，幾つかの物理過程が飛行機雲の成長過程を決めていることが示された．

謝辞 秋田大学でのライダー観測において，秋田大学大学院工学資源学研究科学生の預幡哲也さんにお世話になりました．ここに記して感謝申し上げます．この研究の一部は，日本学術振興会科学研究費補助金によって行われた．

文 献

Appleman, H., 1953. The formation of exhaust condensation trails by jet aircraft, *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **34**, 14−20.

Busen, R., U. Schumann, 1995. Visible contrail formation from fuels with different sulfur contents, *Geophys. Res. Lett.*, **22**, 1357−1360.

Freudenthaler, V., H. Jäger and F. Homburg, 1995. Contrail observation by ground-based scanning lidar: cross-sectional growth, *Geophys. Res. Lett.*, **22**, 3501−3504.

Freudenthaler, V., F. Homburg and H. Jäger, 1996. Optical parameters of contrails from lidar measurements: Linear depolarization, *Geophys. Res. Lett.*, **23**, 3715−3718.

Gayet, J. -F., G. Febvre, G. Brogniez, H. Chepfer, W. Renger and P. Wendling, 1996. Microphysical and optical properties of cirrus and contrails: Cloud field study on 13 October 1989, *J. Atmos. Sci.*, **53**, 126−138.

Harimaya, T., 1968. On the shape of cirrus uncinus clouds: A numerical computation—Studies of cirrus clouds: Part III, *J. Meteor. Soc. Japan*, **46**, 272−279.

岩坂泰信・今須良一・箕浦宏明・長屋政寛, 1991. 2．1黄砂のライダー観測, 大気水圏の科学——黄砂, 37−44.

Jensen, E. J., O. B. Toon, R. F. Pueschel, J. Goodman, G. W. Sachse, B. E. Anderson, K. R. Chan, D. Baumgardner and R. C. Miake-Lye, 1998. Ice crystal nucleation and growth in contrails forming at low ambient temperatures, *Geophys. Res. Lett.*, **25**, 1371−1374.

梶川正弘, 1996. 東北地方日本海側における大気エアロゾルおよび上層雲の動態に関する研究, 秋田大学平成8年度教育改善推進費報告書, 74 pp.

Knollenberg, R. G., 1972. Measurements of the growth of the ice budget in a persisting contrail, *J. Atmos. Sci.*, **29**, 1367−1374.

Liou, K. N., 1986. Influence of cirrus clouds on weather and climate processes: A global perspective, *Mon. Wea. Rev.*, **114**, 1167−1199.

Omar, A. H. and C. S. Gardner, 2001. Observations by the Lidar In-Space Technology Experiment (LITE) of high-altitude cirrus clouds over the equator in regions exhibiting extremely cold temperatures, *J. Geophys. Res.*, **106**, 1227−1236.

Pilié, R. J. and J. E. Jiusto, 1958. A laboratory study of contrails, *J. Meteor.*, **15**, 149−154.

Sassen, K., 1997. Contrail-Cirrus and their potential for regional climate change, *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **78**, 1885−1903.

Sassen, K. and H. Ching-yu, 1998. Contrail properties derived from high-resolution polarization lidar studies SUCCESS, *Geophy. Res. Lett.*, **25**, 1165−1168.

Schröder, F., B. Kärcher, C. Duroure, J.Ström, A. Petzold, J. -F. Gayet, B. Strauss, P. Wendling and S. Borrmann, 2000. On the transition of contrails into cirrus clouds, *J. Atmos. Sci.*, **57**, 464−480.