

# 目次

第1章	宇宙線研究	3
1.1	宇宙線	3
1.2	空気シャワー	4
1.3	宇宙線の観測	5
第2章	テレスコープ・アレイ実験	7
2.1	テレスコープ・アレイ実験概要	7
2.2	大気蛍光望遠鏡	8
2.3	地表検出器	9
2.4	大気のキャリブレーション装置	10
第3章	大気における散乱現象	13
3.1	大気の散乱	13
3.2	Rayleigh 散乱	14
3.3	Mie 散乱	15
第4章	LIDAR 法	17
4.1	LIDAR 法の原理	17
4.2	LIDAR 方程式	17
4.3	Slope 法	18
4.4	Klett's 法	19
第5章	LIDAR システム	20
5.1	システムの概要	20
5.2	装置の詳細	22
5.2.1	受光部	22
5.2.2	レーザー部・光学系	23
5.2.3	デジタルオシロスコープ	25
5.2.4	ADC	25
5.2.5	高電圧電源	26
5.3	測定方法	26
5.4	測定期間	28

第 6 章 Rayleigh 散乱消散係数	30
6.1 ラジオゾンデと US 標準大気モデル	30
6.2 LIDAR 解析使用のラジオゾンデ・データ	32
第 7 章 データ解析	35
7.1 基本データ加工	35
7.1.1 ADC データ	35
7.1.2 オシロスコープデータ	37
7.1.3 PMT の非線形性補正	39
7.2 水平射出データ	40
7.3 垂直射出データ	41
7.4 近傍データの補間	45
7.5 境界値の選定	47
7.6 Flag 評価	52
7.7 解析結果	53
第 8 章 結果	57
8.1 まとめ	57
8.2 今後の課題	57
参考文献	58
謝辞	59

# 第 1 章 超高エネルギー宇宙線

## 1.1 宇宙線

宇宙線とは宇宙空間に存在する高いエネルギーを持った放射線のことであり、1912年にオーストリアの物理学者 Victor F. Hess の気球を用いた放射線の計測実験によって発見された[1]。宇宙線の粒子種は荷電粒子、ガンマ線、原子核などで構成されている。

これまでの宇宙線実験で観測された宇宙線のエネルギースペクトルを図 1.1 に示す。

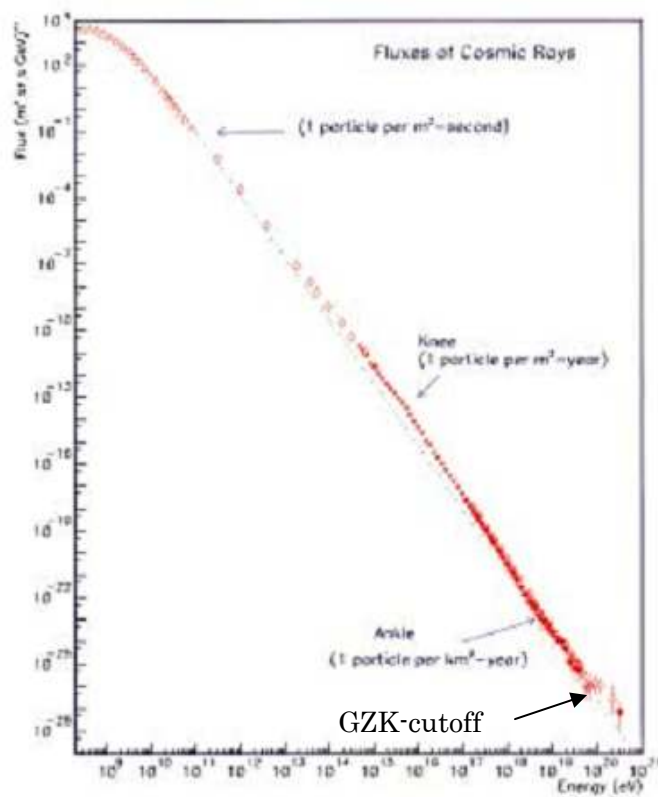


図 1.1 宇宙線のスペクトルの図

$10^{15}\text{eV}$  付近には knee と呼ばれるスペクトルの折れ曲がりが存在し、 $10^{19}\text{eV}$  付近には ankle と呼ばれるスペクトルの折れ曲がりが存在する。銀河磁場による荷電粒子のラーモア半径は、

$$r_L = \frac{mv}{ZeB} \quad (1.1)$$

と表される。 $m$  は粒子の質量、 $v$  は磁場に垂直な方向の粒子の速度、 $Z$  は粒子の原子番号、 $e$  は素電荷、 $B$  は銀河磁場の強さである。宇宙線のエネルギーが knee 以下であれば銀河円

盤の厚さよりもラーモア半径が十分に小さいため宇宙線は銀河円盤の中に閉じ込められる。しかし、宇宙線のエネルギーは  $10^{16}\text{eV}$  の knee 付近からラーモア半径が大きくなり銀河円盤の中に閉じ込めるのが困難になり外に流出し、銀河系の中の宇宙線が減少するため折れ曲がりが存在すると考えられている。一方、 $10^{18.5}\text{eV}$  近辺の ankle についてはデータも少なく、曲がりの正確な形はまだ確定的とは言えないが、このような高いエネルギーの宇宙線が銀河系の外から到来するため折れ曲がりが存在すると考えられる。

1960年代後半、Greisen、Zatsepin、Kuzmin らは宇宙線のエネルギースペクトルが  $10^{20}\text{eV}$  付近でカットオフを持つことを予言した[2]。  $10^{20}\text{eV}$  以上の超高エネルギー宇宙線は宇宙空間に存在する  $2.7\text{K}$  の宇宙背景放射との相互作用によりエネルギーを失うので、ある距離より遠方からは到達しないというものである。このカットオフを予言した 3 人の頭文字から GZK カットオフと呼ばれている。しかし、近年では図 1.2 のように GZK カットオフを超える宇宙線が観測され続けている。

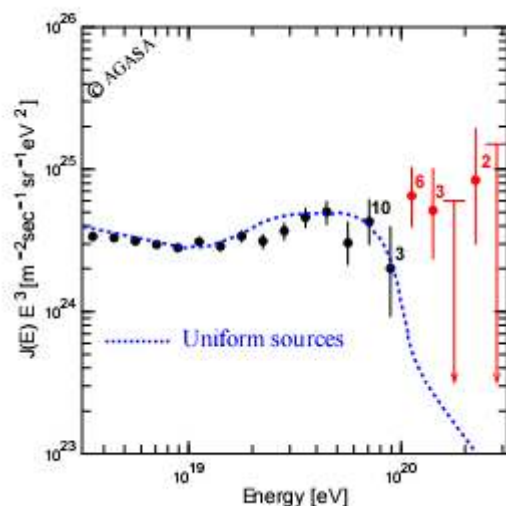


図 1.2 高エネルギー宇宙線スペクトル

## 1.2 空気シャワー

超高エネルギーの宇宙線（一次宇宙線）が大気中の空気の原子核と衝突して多くの二次粒子（二次宇宙線）を発生し、この二次粒子がさらに衝突を繰り返して核子カスケードが増加する。この核子カスケードを増加させるのは  $\pi^\pm$  である。カスケード過程の間にできる多数の  $\pi^\pm$  にまじって、その半分程度  $\pi^0$  もつくられる。 $\pi^0$  は寿命が短いので 2 個の  $\gamma$  に崩壊する。

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma \quad (1.2)$$

$\gamma$  は大気中で電子と光子のカスケードシャワーを発生させる。核カスケードの中には各世

代に多種多様なエネルギーの  $\pi^0$  があるので、大気中のいろいろな高度に始まる多種多様なエネルギーのカスケードシャワーが発達し、多数の電子を地上に降らす。

核カスケードの  $\pi^\pm$  の一部分、特に後世代でエネルギーの低くなった  $\pi^\pm$  の大部分は崩壊して  $\mu$  が生成される。



このようにして最初 1 個の粒子が大気中を降下するとともに電子、 $\pi$ 、 $\mu$ 、 $K$  粒子、核子の大量となって大地に到達する。この現象を空気シャワーと呼ぶ。空気シャワーを図 1.3 に示す。

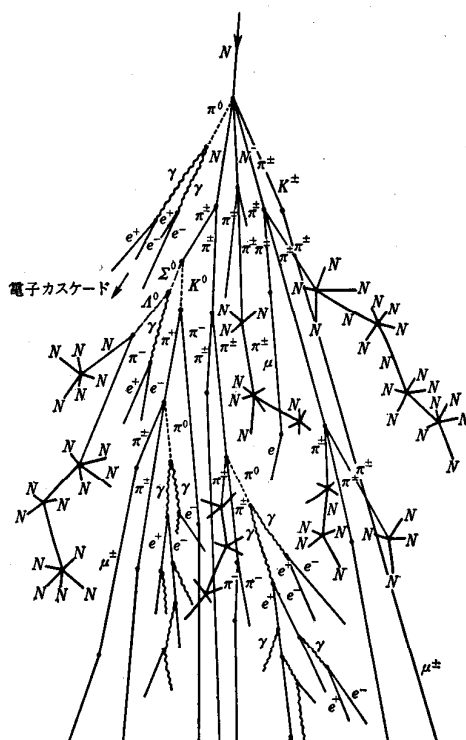


図 1.3 空気シャワー

### 1.3 宇宙線の観測

超高エネルギー宇宙線の到来頻度は極めて低く、 $10^{20}\text{eV}$  を超える宇宙線は  $1\text{km}^2$  の地表に 100 年に 1 度飛来する程度の到来頻度しかない。最高エネルギー宇宙線を観測した代表的な実験で AGASA 実験[3]と High Resolution Fly's Eye(HiRes)実験[4]が存在する。AGASA 実験では  $10^{20}\text{eV}$  を超える最高エネルギー宇宙線が 13 例も観測されており、GZK カットオフを否定している結果がでている。それに対して HiRes 実験では GZK カットオフがある結果がでている。図 1.4 に AGASA と Hires が観測した宇宙線エネルギースペクトルを示す。しかし、どちらの実験も統計数が十分ではなく、エネルギー系統誤差が AGASA

実験は 18%、HiRes 実験は 21% であるため結論つけられない状況であった。そこでテレスコープ・アレイ実験が始まった。

また、宇宙線は全天から等方向に到来する。AGASA が観測した  $10^{19.6}\text{eV}$  を超える宇宙線は 59 事象あり、それを赤道座標系で記したものを図 1.5 に示す。図 1.5 を見ると宇宙線の到来方向は等方向的に分布しているが、既知の天体が発生源であるという結果はない。

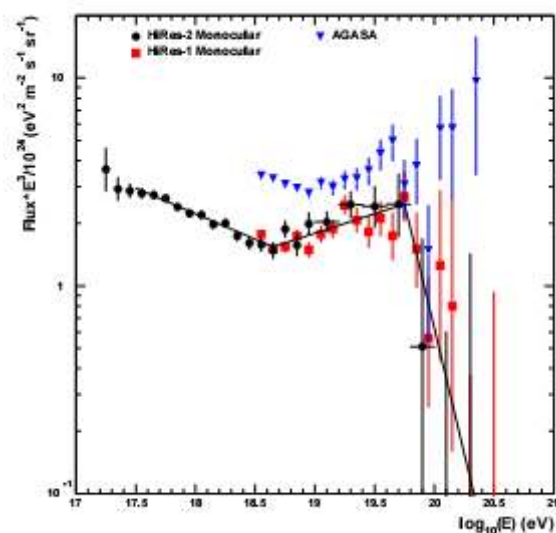


図 1.4 AGASA と HiRes が観測した宇宙線エネルギースペクトル

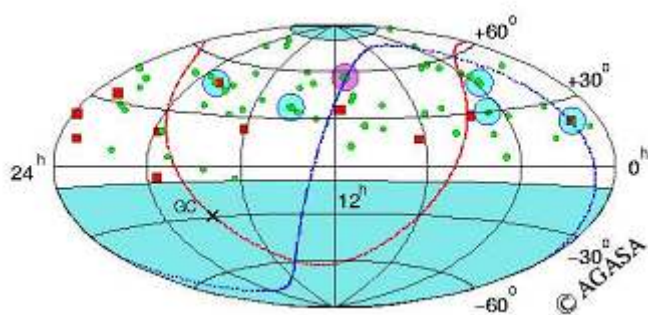


図 1.5 AGASA が観測した  $10^{19.6}\text{eV}$  を超える宇宙線の到来方向分布

## 第2章 テレスコープ・アレイ実験

### 2.1 テレスコープ・アレイ実験概要

テレスコープ・アレイ (Telescope Array : 以後 TA と略す。) 実験は 3 台の大気蛍光望遠鏡 (Fluorescence Detector : 以後 FD と略す。) と約 500 台の地表検出器 (Surface Detector : 以後 SD と略す。) を用いて超高エネルギー宇宙線の観測を複合的に行うものである。複合観測の概念図を図 2.1 に示す。

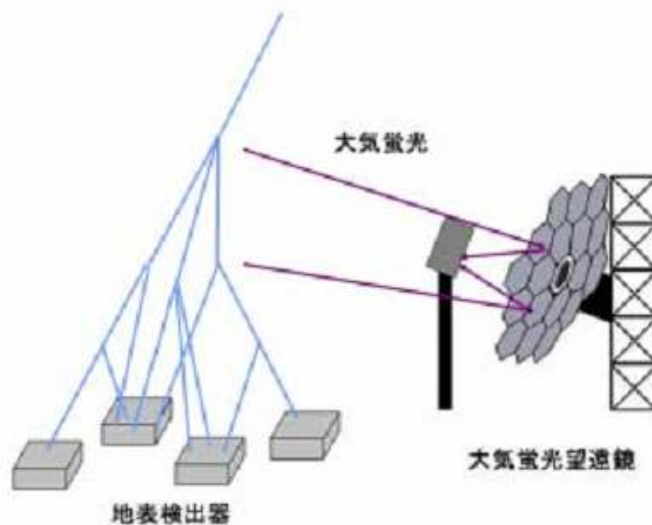


図 2.1 複合観測

FD を用いた観測は宇宙線による空気シャワー現象からの微弱な光を観測するために月のでていない暗夜のみ可能で、観測時間効率は 10~12%程度であるが、宇宙線の到来方向や宇宙線エネルギーを精度良く決定できる。また、SD を用いた観測は宇宙線の到来方向や宇宙線エネルギーの決定精度は多少落ちるものの 24 時間連続観測が可能であり、観測効率が良い。

実験場所は米国ユタ州ミラード郡、標高 1400m の砂漠地帯である。この場所は大気が乾燥していて透明度が非常に高く、晴天率が良く、町から離れているため人工光によるノイズが少ないので観測に適している。

実験サイトと実験装置の配置図を図 2.2 に示す。1.2km 間隔で基盤目状に SD を配置し、その SD アレイを取り囲む視野を持つように 3ヶ所に FD を設置してある。

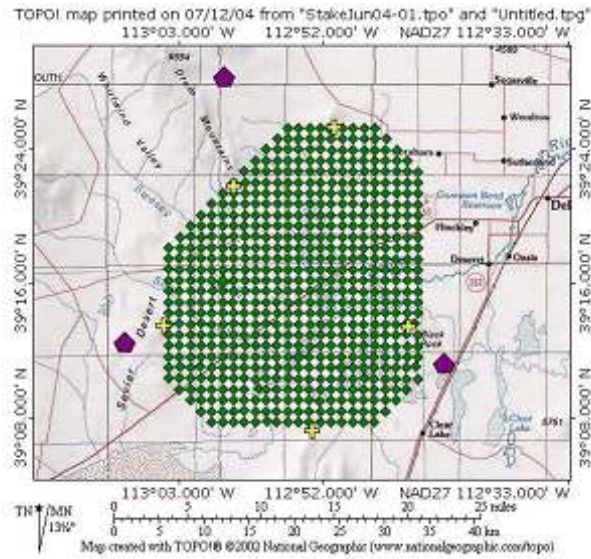


図 2.2 TA 実験検出器の配置図。紫色の点が FD、緑色の点が SD である。

## 2.2 大気蛍光望遠鏡 (FD)

FD は空気シャワーにより生じる大気蛍光を集光し捕らえる観測装置である。FD ステーションの外観を図 2.3 に示す。FD ステーションには望遠鏡が上下に 6 セットずつ計 12 台設置されている。図 2.4 に上下 2 台の FD の外観を示す。FD1 台の視野は仰角 15.5 度、方位角 18 度であり、各ステーションの視野は仰角 3~33 度、方位角 180 度となっている。



図 2.3 FD ステーション



図 2.4 大気蛍光望遠鏡



FDは球面鏡とカメラで構成されている。球面鏡は曲率半径6.067m、口径3.3mで18枚の部分鏡からなる。カメラには16×16に配置した光電子増倍管（Photo Multiplier Tube：以後PMTと略す。浜松ホトニクス社製R6234）計256本が図2.5の左図のように使用されている。図2.5の右図のように各PMTの光電面にはBG3フィルター（Scott社製）が取り付けられており、観測対象となる波長域300～400nmの大気蛍光だけを通す。

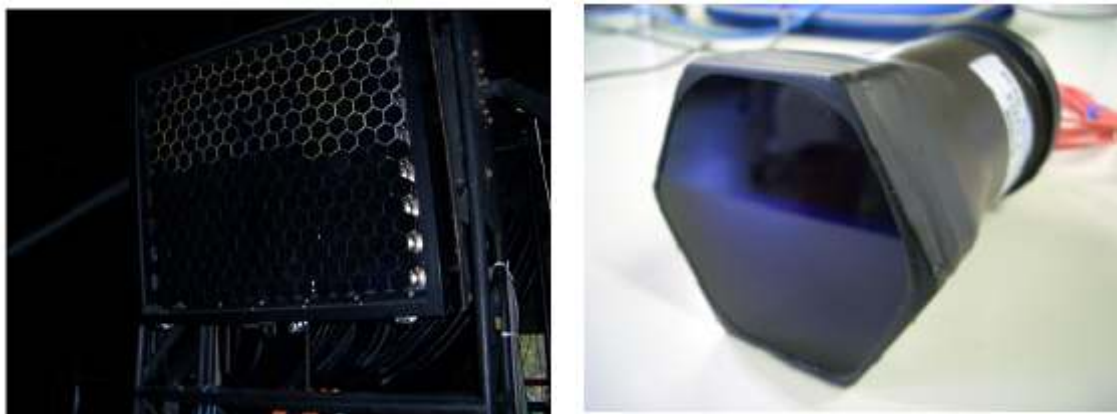


図 2.5 カメラ本体（左図）と BG3 フィルター付き PMT（右図）

## 2.3 地表検出器（SD）

SD1台の外観を図2.6に示す。SDはプラスチックシンチレーターを使用して観測を行う。プラスチックシンチレーターとは、荷電粒子が入射するとその物質中の電子を励起させ光を出すものである。シンチレーターから出た光をPMTで電気信号に変換し観測する。



図 2.6 地表検出器

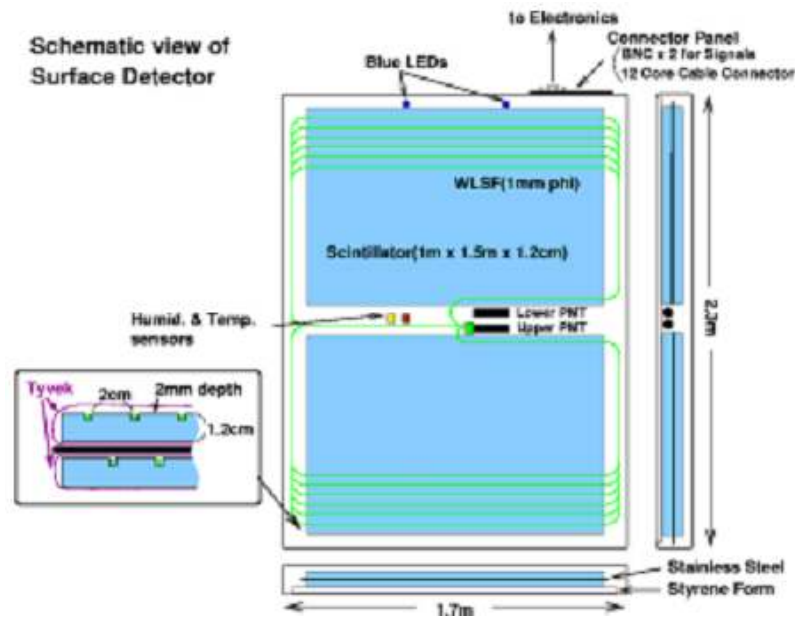


図 2.7 地表検出器の内部

SD はシンチレーター、GPS アンテナ、無線 LAN アンテナ、ソーラーパネル、バッテリーで構成されている。SD の内部を図 2.7 に示す。シンチレーターは面積  $1.5 \times 1.0\text{m}^2$ 、厚さ  $12\text{mm}$  のプラスチックシンチレーター（シーアイ工業社製）2 枚を 2 層重ねている。プラスチックシンチレーターからの光は波長変換ファイバー（Wave Length Sifter Fiber : WLSF、Kuraray 社製）で収集され PMT（Electron Tubes 社製 9124B）に伝搬される。SD 同士の時間同期のために GPS アンテナ（Motorola 社製 M12+）を使用しており、 $20\text{ns}$  以下の精度で同期されていて、無線 LAN アンテナにより  $2.4\text{GHz}$  帯で通信塔と交信が可能である。また、砂漠には電源供給する場所がないため最大出力  $120\text{W}$  のソーラーパネルと  $12\text{V}$ 、 $100\text{A}$  のバッテリーを装備し独立で稼働可能である。

## 2.4 大気のキャリブレーション装置

FD で大気蛍光を観測する上で大気透明度の測定はとても重要である。この測定は共にレーザーを用いた LIDAR と中央レーザー装置（Central Laser Facility : 以後 CLF と略す。）を用いて行う。これらで大気蛍光が発生した場所から FD によって観測されるまでにどれだけ光量が減衰したかを調べる。LIDAR については第 5 章で詳しく説明するため省略する。CLF は 3 台の FD ステーションから等間隔に設置され、真上にレーザーを撃ち各 FD ステーションで側方散乱光を観測する。CLF の外観と内部の光学系を図 2.8 に示す。



図 2.8 CLF の外観（左図）と内部の光学系（右図）

さらに、IR カメラを用いて FD 観測中の大気温度を測定することにより、雲の有無を観測する。IR カメラと IR カメラで撮影した空の画像を図 2.9 に示す。

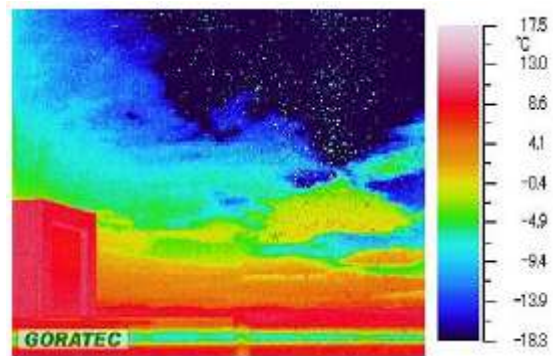


図 2.9 IR カメラ（左図）と IR カメラで撮影した空の画像（右図）

また、TA では LINAC という小型加速器も用いる。LINAC は FD より 100m 離れたところに設置し、1 個の電子が最大 40MeV のエネルギーを持った電子ビームを垂直に射出することにより生じる大気蛍光を観測し、エネルギー決定のキャリブレーションを行う予定であり、現在準備を進めている。エネルギー精度は 1%程度であり射出時のエネルギーは 10MeV、20MeV、30MeV、40MeV の 4 段階に変更可能である。図 2.10 に LINAC の概要図を示す[5]。

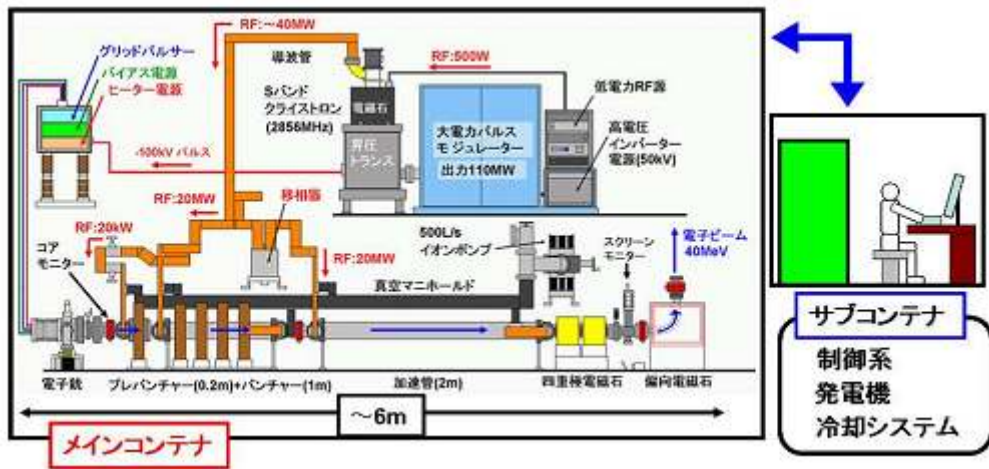


図 2.10 LINAC の概要図

## 第 3 章 大気における散乱現象

FD で大気蛍光度法による宇宙線のエネルギーの決定精度は大気透明度の測定精度に非常に左右される。そのため、TA では大気透明度測定の一つとして LIDAR 法を用いた測定が行われている。LIDAR 法による大気透明度測定を説明するにあたって、ここでは大気中における光の散乱現象にふれておくことにする。

### 3.1 大気の散乱

一般的に光が大気中を通過するときには大気中の分子などによる散乱体によって光の強度は減衰する。光がある底面積が単位面積高さが  $dx$  の媒質を垂直に入射する場合を考える。この媒質内の散乱体 1 個あたりの吸収・散乱断面積を  $\sigma$ 、散乱体の単位面積あたりの個数を  $N$  とする。入射光量  $I$  がこの媒質で散乱する割合  $dI$  は以下の式で表せる。

$$\frac{dI}{I} = -I\sigma N dx \quad (3.1)$$

(3.1) 式を解くと

$$I = I_0 \exp(-\sigma N x) \quad (3.2)$$

となりこれをランバート・ベールの法則という。但し、 $I_0$  は初期光量である。また  $\alpha$  は同じ光の波長が入射した場合において媒質固有の値であるため  $\alpha = N\sigma$  とおくと

$$I = I_0 \exp(-\alpha x) \quad (3.3)$$

と表せる。ここで  $\alpha$  は光の減衰率を表し消散係数と呼ぶ。大気中の消散係数  $\alpha$  は大気分子による散乱成分とエアロゾルによる散乱成分の 2 成分によって決まる。エアロゾルとは、大気中に浮かぶ水滴や塵などのことである。また、分子による散乱を Rayleigh 散乱、エアロゾルによる散乱を Mie 散乱と呼ぶ。

今後、大気中の光の伝播がランバート・ベールの法則に従うものとする、大気中の消散係数が大気透明度を表す値と考えることが出来る。このことより、FD の観測時においての大気の消散係数を精度よく測定することが重要となってくる。

## 3.2 Rayleigh 散乱

Rayleigh 散乱とは、光の波長に比べて十分小さい粒子または分子からの光の散乱で、散乱の前後において光の波長が変わらない弾性散乱のことを言う。Rayleigh 散乱は透明な液体や固体中でも起こるが、典型的な現象としては大気分子による散乱がある。大気分子一個あたりの Rayleigh 散乱による散乱断面積は入射場によって誘導された電気双極子、磁力双極子の放射であると考えて、以下の式であらわすことができる [6]。

$$\sigma(\lambda) = \frac{24\pi^3(n^2 - 1)^2}{\lambda^4 N^2 (n^2 + 2)^2} \cdot \left( \frac{6 + 3\rho}{6 - 7\rho} \right) \quad (3.4)$$

ここで、 $N$  はある温度と気圧における大気分子の数密度、 $n$  は同じ温度・気圧の条件下における波長  $\lambda$  の光の屈折率である。 $\rho$  は偏光解消度をあらわし波長によって変化する。

この散乱断面積を温度 15°C、1 気圧の条件で値を求めると状態方程式より

$$N_0 = 2.54 \times 10^{25} [\text{個}/\text{m}^3] \quad (3.5)$$

となる。ついで、同じ条件下における波長  $\lambda$  ( $\lambda > 0.23 \mu\text{m}$ ) の屈折率は

$$(n_0 - 1) \times 10^8 = \frac{5791817}{238.0185 - \left(\frac{1}{\lambda[\mu\text{m}]}\right)^2} - \frac{167909}{57.362 - \left(\frac{1}{\lambda[\mu\text{m}]}\right)^2} \quad (3.6)$$

で近似できる [6]。よって入射波長 355nm における屈折率

$$n_0 = 1.000286 \quad (3.7)$$

が求められる。また、偏光解消度  $\rho$  は入射波長 355nm において  $\rho = 3.010 \times 10^{-2}$  である [6]。以上から、

$$\sigma = 2.76 \times 10^{-30} [\text{m}^2] \quad (3.8)$$

である。また、ある気圧  $P$  と温度  $T$  における分子数密度は理想気体の状態方程式から、

$$N = N_0 \cdot \frac{P}{P_0} \cdot \frac{T_0}{T} \quad (3.9)$$

として求められる。

以上よりある高さにおける Rayleigh 散乱の消散係数は、散乱断面積  $\sigma$  の式とその高さにおける分子密度の式より以下のように求めることができる。

$$\alpha = N\sigma = N_0 \cdot \frac{P}{P_0} \cdot \frac{T_0}{T} \times 2.76 \times 10^{-30} \quad (3.10)$$

また、入射光が一様な偏光面を持つ円偏光の場合、Rayleigh 散乱の微分断面積は、

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \propto 1 + \cos^2 \theta \quad (3.11)$$

となり、Rayleigh 散乱は図 3.1 のように前後方に対称散乱を起こす事がわかる。

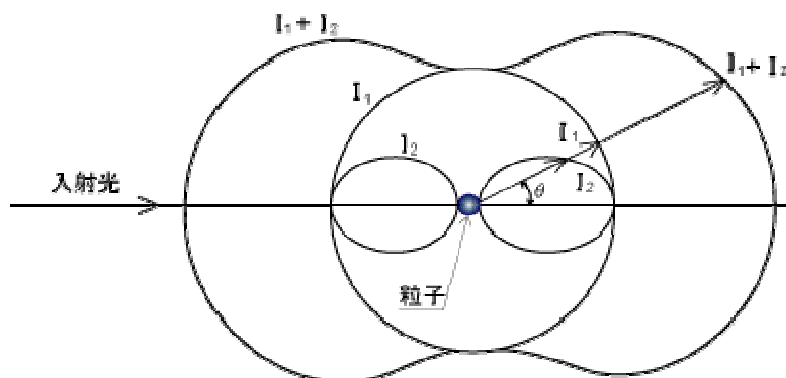


図 3.1 Rayleigh 散乱の散乱光強度の分布

### 3.3 Mie 散乱

Mie 散乱は入射光の波長のより大きい粒子による散乱でかつ弾性散乱のことを言う。粒子が大きくなると Rayleigh 散乱のように単一の双極子放射として扱えなくなる。粒子を双極子の集まりと捉えて双極子どうしの相互干渉効果も考慮しなければならず散乱の振る舞いは非常に複雑になる。G.Mie による解析によると単一強度の偏光していない自然光の入射があった時、散乱粒子から距離  $R$ 、散乱角  $\theta$  における散乱光強度  $I_\theta$  は式(3.12)のようになる。

$$I_\theta = \frac{\lambda^2}{8\pi^2 R^2} (i_1 + i_2) \quad (3.12)$$

ここで、 $\lambda$  は波長。 $i_1$ 、 $i_2$  は光と物質の相互作用に関する係数で、波長、散乱体の大きさ、媒質の屈折率によって決まる。 $i_1$ 、 $i_2$  はそれぞれ観測面に対して垂直（水平）な偏光

成分に対する相互作用係数である。

散乱体の大きさは粒径パラメータと呼ばれるもので定義され、 $a$  を散乱体の半径とすれば、粒径パラメータは、

$$\alpha = \frac{2\pi a}{\lambda} \quad (3.13)$$

となる。この粒径パラメータ  $\alpha$  により  $i_1$ 、 $i_2$  が変化する。また、Rayleigh 散乱と違い Mie 散乱による散乱パターンは図 3.2 のように前方散乱の方が後方散乱に比べると遥かに強く発生する。Mie 散乱は粒径パラメータ、つまりエアロゾルの種類が違うとその様相は異なる。

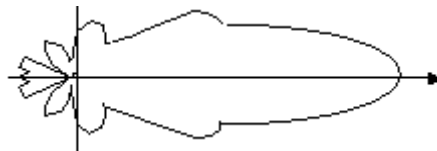


図 3.2 Mie 散乱の散乱光強度の分布の概念図

このためエアロゾルによる Mie 散乱は、日時や場所による変化が大きく、したがって、Mie 散乱は実際に測定により求めるしか方法がない。

Mie 散乱の消散係数は計算で決めることはできないが、大気の消散係数の主成分は、Rayleigh 散乱と Mie 散乱であるとしても良いので観測による全消散係数の値から Rayleigh 散乱の成分を差っ引けば、残りは Mie 散乱による消散係数であるといえる。



## 第4章 LIDAR 法

### 4.1 LIDAR 法の原理

LIDAR 法はレーザーを光源として大気の状態を測定する観測手法である。その概念図を図 4.1 に示す。図中にあるように発振時間の短いパルスレーザー光を大気中に発射し大気中のエアロゾルや分子による後方散乱光を光電子増倍管が取り付けられた集光鏡で観測し、その時の受光強度と時間を用いて大気の状態を測定する。

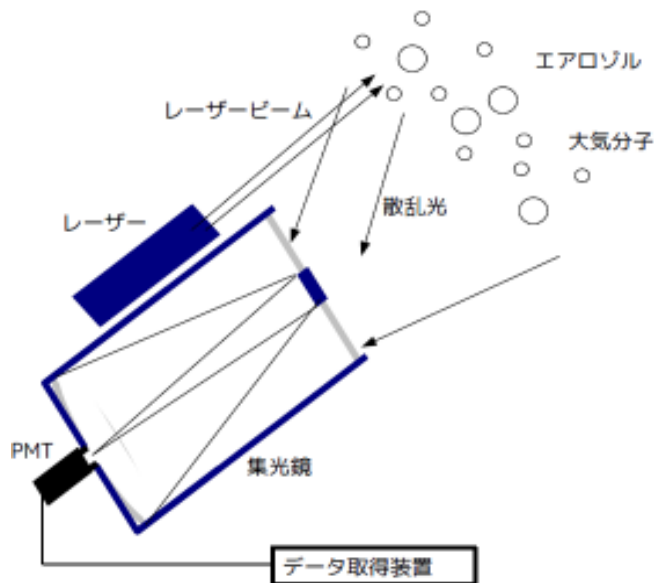


図 4.1 LIDAR 法の概念図

### 4.2 LIDAR 方程式

レーザーを送信した時間から信号を受信するまでの時間遅れからレーザーが散乱された距離が求められ、受信強度からレーザーの光路に沿った散乱強度の分布が得られる。後方散乱光の強度を表す LIDAR 方程式は次のように表せる [7]。

$$P(R) = P_0 \frac{ct_p}{2} A \frac{\beta(R)}{R^2} \exp(-2\tau) = C \frac{\beta(R)}{R^2} \exp(-2\tau) \quad (4.1)$$

ここでは  $P(R)$  後方散乱光の受信光度、 $R$  は散乱点までの計測距離、 $P_0$  は送信レーザーの出力値、 $ct_p$  は送信レーザーパルスの空間的な長さ、 $A$  は集光鏡の有効受信面積、 $\beta(R)$  は距離  $R$

## 4.4 Klett's 法

大気消散係数と後方散乱係数との関係を実験的な近似式として、

$$\beta \propto \alpha^k \quad (4.5)$$

という関係を使用する。この  $k$  の値はレーザーの波長やエアロゾルの屈折率や粒径分布に依存する係数である。 $k$  の値は一般的に  $0.67-1$  の範囲で取るとされている。式(4.5)を式(4.3)に代入すると、

$$\frac{d \ln X(R)}{dR} = \frac{k}{\alpha(R)} \cdot \frac{d\alpha(R)}{dR} - 2\alpha(R) \quad (4.6)$$

となる。

近距離に境界条件をおいて式(4.6)を解くと以下のようになる。

$$\alpha(R) = \frac{X(R)^{\frac{1}{k}}}{\frac{X(R_0)^{\frac{1}{k}}}{\alpha(R_0)} - \frac{2}{k} \int_{R_0}^R X(R') dR'} \quad (4.7)$$

しかし、式(4.7)の分母の積分項の符号が負であるため消散係数は無限または負になってしまう状況が生じる。そこで1981年にJ.D.Klettが検出器から遠方の距離に境界距離( $R_c$ )を設置し、その場所の消散係数( $\alpha(R_c)$ )を境界条件とすることで以下の式を考案した[8]。

$$\alpha(R) = \frac{X(R)^{\frac{1}{k}}}{\frac{X(R_c)^{\frac{1}{k}}}{\alpha(R_c)} + \frac{2}{k} \int_R^{R_c} X(R') dR'} \quad (4.8)$$

式(4.8)では分母の積分項が正であるため積分を進めるとともに分母が増大し境界値の誤差やノイズの影響が小さくなる。したがって、解は安定である。

また、純粋のRayleigh散乱では $\beta \propto \alpha$ が厳密に成立し、 $k=1$ となる。

我々は、式(4.8)で $k=1$ が成り立つものとしている。また、境界条件としてRayleigh散乱の領域と推定される高さの消散係数を用いている。この領域の消散係数は、ラジオゾンデのデータから算出されている。これにより式(4.8)から高度ごとの消散係数を求めている。

## 第5章 LIDAR システム

### 5.1 システムの概要

LIDAR システムはFDステーションから約100m離れた位置に設置されたドームの中に格納されている。大気中にレーザーを射出し、その後方散乱光を観測することで大気の状態を知る大気校正用システムである。



図 5.1 LIDAR ドームの外観。左奥が FD ステーションである。

LIDAR ドームには開閉式のスリットがついており、ドーム半球部は方位角方向に 360° 回転することができる。観測を行う際にはスリットの開閉を行う。

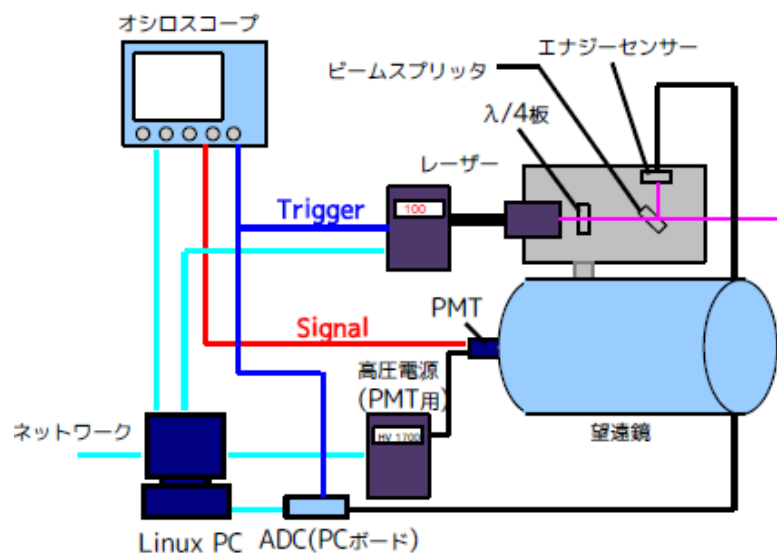


図 5.2 LIDAR システム構成機器の概略図

LIDAR システムは大まかに分けてレーザー部、受光部、DAQ(データ収集)部、その他(PMT 用高圧電源等)の構成要素から成り立つ。

レーザー部は、Nd:YAG レーザー、ビームスプリッター、 $\lambda/4$  水晶波長板、エネルギーセンサーから成り立ち、レーザーを発射する光学系として機能している。射出されたレーザーは直線偏光しているので偏光面を一様にする  $\lambda/4$  水晶波長板を通す。ビームスプリッターを用いてビームの 10%を反射させてエネルギーセンサーに入射し、その信号を ADC に入力してエネルギーを測定する。透過させた 90%のエネルギーを持つレーザーは大気中に射出される。大気中で後方散乱された光は、BG-3 フィルターを通して光電子増倍管(以下 PMT)に入射し、その微弱な光は電気信号に変換され増幅される。光により PMT から検出された出力信号波形はデジタルオシロスコープで測定され、その波形データは PC に記録される。

表 5.1 に LIDAR システムの構成要素をまとめたものを示す。

表 5.1 装置の構成要素

受光部	受光鏡
	BG-3 フィルタ
	PMT
レーザー部	Nd:YAG レーザー
	$\lambda/4$ 水晶波長板
	ビームスプリッター
	エネルギーセンサー
DAQ(データ収集)装置	デジタルオシロスコープ
	ADC
その他	PMT 用高電圧電源

## 5.2 装置の詳細

LIDAR システムの受光部、レーザー部・光学系、デジタルオシロスコープ、ADC、高電圧電源についての詳細を説明する。

### 5.2.1 受光部

LIADR システムの受光部には Meade 社製の経緯台付き望遠鏡を改良したものを使用している。この望遠鏡は、RS232C の信号によって仰角、方位角の制御が可能である。この望遠鏡の副鏡の補正板は観測効率をあげるためアクリル板に変更されている。散乱光の検出器として PMT が取り付けられており、PMT の表面には BG-3 フィルターを付けている。BG-3 フィルターは紫外線を通すフィルターでノイズとなる夜光等を除去するために着けてある。図 5.3 の様に望遠鏡の仰角軸には光学系を載せるための台が取り付けられており、このため受光鏡とレーザー等との光学的アラインメントを変えずに任意の仰角、方位角での大気透明度の測定が可能である。表 5.2 に Meade 望遠鏡を改良したもののスペックを示す。

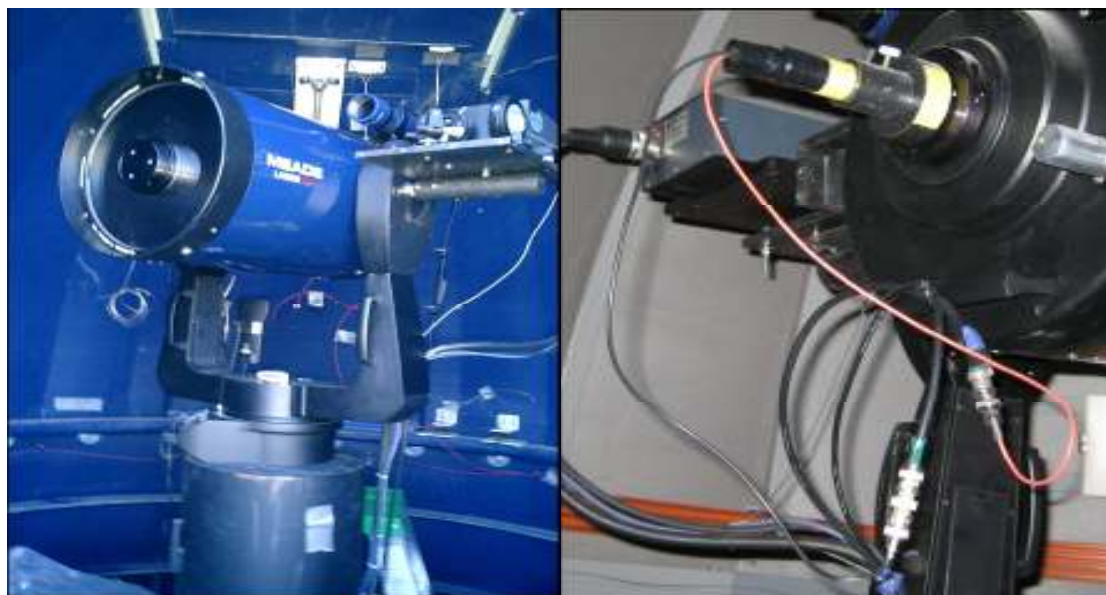


図 5.3 左は Meade 望遠鏡の写真である。右は Meade 望遠鏡に取り付けられた PMT ソケットの写真である。望遠鏡は支柱に固定され、望遠鏡横には光学系を載せるための台が固定されている。

表 5.2 Meade 社製経緯台付き望遠鏡:LX200GPS-30 の仕様

光学系	シュミットカセグレン式
有効径	305mm
焦点距離	3048mm
集光力	1836 倍 (肉眼に対して)
視野	~1°
副鏡遮蔽率	11.1%
口径比	F10
マウント方式	フォークマウント

望遠鏡の仰角の軸に光学系を載せるための台が取り付けられ、副鏡の補正板をアクリル板に変更している。また、CCD カメラを外して PMT が取り付けられている。

次に、望遠鏡に取り付けられている PMT の仕様を表 5.3 に示す。

表 5.3 浜松フォトニクス社製 PMT:R3479 の仕様

管径	19mm
受光面積	15mm
波長感度	185~650nm
波長感度(ピーク)	420nm
ダイノード	ラインフォーカス 8 段
最大印加電圧	1800V
増幅率	$1.7 \times 10^6$

## 5.2.2 レーザー部・光学系

LIDAR システムでは、レーザーのパルス幅を  $10^{-9} m$  の単位で制御できる図 5.4 のような Q スイッチの Nd:YAG レーザーを使用している。レーザーは出力が最大で 4mJ で波長は 355nm の物を使用しており、1 Hz のパルスレートで照射できる。レーザーの出力の調整は、レーザーヘッド内部に入っている減衰器を用いる。これは、モーター・ドライブ・アッテネータでありモーターのステップ角度を変えることによってレーザーの出力を絞る装置である。表 5.4 にレーザーの仕様を示す。



図 5.4 左図はレーザーのヘッド部分、右図はレーザーの電源・制御部である。

表 5.4 New Wave Research 社製 Orion Nd:YAG レーザーシステム:355P の仕様

波長	355nm (3 倍高調波)
パルス幅	4~6ns
ビーム径	2.5mm
ビーム広がり	3mrad
最大射出エネルギー	4mJ
パルスレート	1Hz (但し、30 秒完のみ 5 Hz にすることが可能)
ジッタ	±1ns
冷却方式	空冷式

レーザーは直線偏光なので円偏光をさせるために  $\lambda/4$  板を通してある。使用している  $\lambda/4$  はシグマ光機製の WPQ-3550-4M を使用している。観測中のレーザーエネルギーを知るために光学経路上にビームスプリッターを設置し、ビームの数パーセントを反射させてエネルギーセンサーに入射させている。エネルギーセンサーから出た信号は ADC で記録される。使用しているビームスプリッターは、シグマ光機製の CaF<sub>2</sub> ウィンド (製品番号 : OPCFU-30C03-P) を使用している。この CaF<sub>2</sub> ウィンドの表面反射率は  $\theta=45^\circ$  の時 8% である。エネルギーセンサーでレーザーの出力の変化を測定することで、

レーザーの持つエネルギーのふらつきの補正を加えることができる。エネルギーセンサーのスペックは、表 5.5 に示す。



表 5.5 Coherent 社製 エナジーセンサー: J50LP-1A の仕様

波長範囲	300nm~12 $\mu$ m
エネルギーレンジ	3 $\mu$ J~7 $\mu$ J
典型応答 (Rv)	180V/J
最大繰り返しレート	50Hz
最大パルス幅	250 $\mu$ s
センサーの直径	50mm

### 5.2.3 デジタルオシロスコープ

PMT により検出された信号測定にはデジタルオシロスコープを用いる。デジタルオシロスコープにより AD 変換された信号は内蔵のハードディスクに保存され LAN 経由で PC にデータとして共有される。デジタルオシロスコープは、LAN 経由で PC から操作可能である。トリガーはレーザーの同期信号を使用している。また、ペDESTALを引くためにレーザーのトリガーよりも 20  $\mu$ s 前からデータを取得している。表 5.6 にデジタルオシロスコープの仕様を示す。

表 5.6 Lecroy 社製 デジタルオシロスコープ: WaveRunner6039 の仕様

電圧レンジ	2mV~1V
電圧分解能	8bit
帯域幅	20MHz
時間レンジ	20psec~10sec
最大サンプリング周波数	2.5G Sample/sec
入力チャンネル数	4

### 5.2.4 ADC (Analog Digital Converter)

ADC は PC の PCI ポートにささっており、取得されたデータは ADC の内部メモリとして一時的に記録された後に PC 内の HD ドライブに保存される。ADC は PC から操作が可能で、トリガーはレーザーの同期信号を使用している。表 5.7 に ADC の仕様を示す。

表 5.7 Interface 社製 ADC:PCI-3163 の仕様

電圧レンジ	ユニポーラ	0V~1V,0V~2.5V,0V~5V
	バイポーラ	±1V,±2.5V,±5V
電圧分解能	12bit	
最大サンプリング周波数	10M Sample/sec(通常モード)	
	20M Sample/sec(倍速モード)	
観測時サンプリング周波数	62.5K Sample/sec	

### 5.2.5 高電圧電源

その他の構成要素として、PMT 用の高電圧電源がある。これは、GB-IP コントローラを通して PC からの制御が可能である。表 5.8 に PMT 用高圧電源の仕様を示す。

表 5.8 松定プレジジョン社製 高圧電源:HJPM-2P1-SP の仕様

最大出力電圧	2000V
最大出力電流	1mA
リップル値	5mVpp

### 5.3 測定方法

本 LIDAR システムは、LIDAR ドームのスリットの開閉、ドームの回転、経緯台の仰角・方位角の稼働、レーザーの射出、ADC の起動、デジタルオシロスコープへ設定値などの送信などの制御を LIDAR ドーム内 Linux-PC により行っている。

レーザーのエナジーのデータの保存に関して、1 測定中は ADC のメモリに格納し一つの測定が終了するたびにメモリの格納されたデータを保存させる形式をとっている。

PMT から出た信号の波形データは、デジタルオシロスコープのハードディスクに保存される。このデータは、オシロスコープと Linux-PC が Samba で繋がっているためデータ共有がなされている。

以下 LIDAR の測定手順を図のフローチャートに沿って説明する。

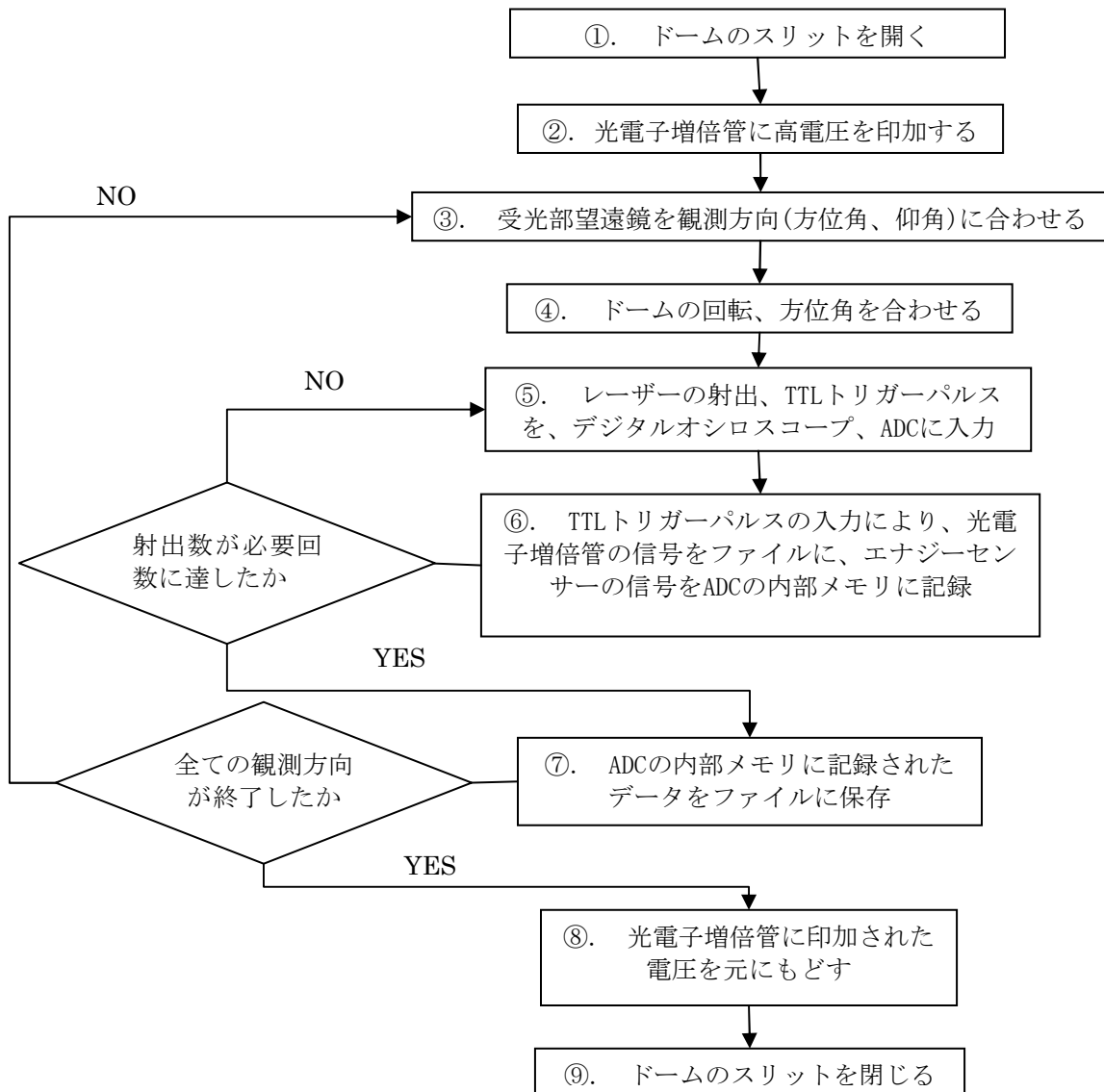


図 5.5 LIDAR 測定手順フローチャート

- ① LIDARドームのスリットを開く
- ② 光電子増倍管に高電圧を印加する  
光電子増倍管に1700Vを印加する。急激に電圧を上げると光電子増倍管への負担が高いため徐々に印加していく。
- ③ 受光部望遠鏡を観測方向(方位角、仰角)に合わせる
- ④ ドームの回転、方位角を合わせる
- ⑤ レーザーの射出、TTLトリガーパルスを、デジタルオシロスコープ、ADCに入力。

レーザーのテストshotをした後、予定されたshot数に到達するまで1Hzでレーザーを発射する。レーザーのshotの際、トリガー信号がデジタルオシロスコープとADCに入力される。

- ⑥ TTLトリガーパルスの入力により、光電子増倍管の信号をファイルに、エネルギーセンサーの信号をADCの内部メモリに記録

入力されたトリガー信号をデータ記録の起点としてデータを記録する。デジタルオシロスコープの波形データは、ペDESTALの計算のためトリガータイムに対し $20\mu\text{s}$ のディレイタイムを設けている。

- ⑦ ADCの内部メモリに記録されたデータをファイルに保存  
 ⑧ 光電子増倍管に印加された電圧を元にもどす  
 ⑨. ドームのスリットを閉じ観測を終了する。

これら一連の測定は一つのプログラムにより自動制御されている。LIDAR ドーム内のLinux-PC は、ネットワーク接続がなされているため、SSH(Secure SHell)により外部ログインが可能である。これにより、LIDAR ドーム無人の遠隔測定が可能である。

## 5.4 測定期間

大気透明度測定はFD 観測期間中に毎日、FD 観測開前と終了前おこなう。

仰角  $0^\circ$  方位角  $0^\circ$  の方向、仰角  $89^\circ$  方位角  $0^\circ$  方向にレーザーのエネルギー強弱をつけレーザーを 500 発撃っている。1 Hz のレーザーを 500 発撃つのに経緯台の制御やテストショット等を含めて 10 分程度かかる。一回の測定には、二つの方向とエネルギーの強弱の組み合わせで計 2000 発のレーザーを撃つことになる。このため、測定は 40 分程度架かる。

以下表 5.9 に測定スケジュールを示す。

表 5.9 LIDAR の測定スケジュール

経緯台の仰角 [ $^\circ$ ]	測定方位角 [ $^\circ$ ]	レーザーの エネルギー強度	レーザーの ショット数	光電子増倍管の印加電圧 [V]
0	0	20	500	1700
0	0	100	500	1700
89	0	100	500	1700
89	0	20	500	1700

観測期間中に天候不順や機器の不調により測定できない日は以下の表 5.10 に記す。

表 5.10 観測期間と観測不能日

観測期間	観測不能日
12月29日 ～ 1月16日	1/4, 1/5 後半
1月27日 ～ 2月13日	1/27, 1/28 後半, 1/29, 1/30, 2/1, 2/2
2月27日 ～ 3月14日	3/2
3月29日 ～ 4月10日	3/30, 4/7 後半, 4/9 前半, 4/10 後半
4月27日 ～ 5月8日	5/8
5月26日 ～ 6月8日	6/4, 6/5
6月27日 ～ 7月11日	機器のトラブル
7月27日 ～ 8月12日	7/31 前半, 8/1 前半
8月25日 ～ 9月10日	8/29 後半, 8/31 前半, 9/1, 9/2, 9/3, 9/6

## 第 6 章 Rayleigh 散乱消散係数

第 4 章記述の通り Klett's 法で鉛直方向の大気消散係数を求める際には、空気中にエアロゾルが全く無くなり大気消散係数が高高度の Rayleigh 散乱による消散係数と等しくなる様な高高度の Rayleigh 散乱の消散係数を基準とする。Rayleigh 散乱による消散係数は前述の式(3.10)、式(3.5)、式(3.8)より、式(6.1)で求められる。

$$\alpha_R = \frac{0.019936 \times P}{T} \quad (6.1)$$

※ :  $P$  = 気圧 (hPa)、 $T$  = 気温 (K)

### 6.1 ラジオゾンデと US 標準大気モデル

高高度の Rayleigh 散乱による消散係数を求める際、高高度の気圧および気温の情報が必要となる。これらの情報源の候補としてラジオゾンデ観測値と US 標準大気モデルがある。以下にこれらについて述べる。

#### ・ Radiosonde (ラジオゾンデ)

ラジオゾンデとは、気球で飛ばされる無線機付き測定器である。地球全体の大气高層の大規模な流れや気候の変動を把握する事を目的としている。このため、世界中に点在している世界気象機関 (WMO) に登録されている高層気象観測地点 (約 900ヶ所) で同時刻 (世界標準時の 0 時と 12 時) に観測を行われており、各国とのデータ交換、公開がされている。ラジオゾンデは主に気圧、気温、露点を測定し、さらに風力、風向も観測するものをレーウィンゾンデ (Rawinsonde) という。余談であるが、これはラジオゾンデとウィンドからの造語ラジオウィンドゾンデ (Radiowindsonde) の略語である。また、測風精度をレーウィンゾンデより向上させるため、ゾンデと地上設備の直距離を計測し地上に設置されたパルス送信機の電波に対し応答電波を発するトランスポンダを装備したゾンデをエコーゾンデ、上空の放射線量を計測するものは放射能ゾンデ、オゾン濃度を計測するものはオゾンゾンデ、塵などのエアロゾルを計測するものはエアロゾルゾンデ、空中の電位差を計測するものは電気ゾンデといい、通常レーウィンゾンデで観測できる測定量以外の量を観測する機能を持つゾンデは、総称して特殊ゾンデという。用いられる測定器の 1 つである明星電器株式会社製の RS—2—91 型レーウィンゾンデの概観を図 6.1、構造の例を図 6.2 に示す。

・U. S. Standard Atmosphere Supplements (US 標準大気モデル)

US 標準大気モデルとは NASA が 1966 年に決定した高度 0~1000km のモデル大気である。高度 120km 以下については 春秋、冬 (1月)、夏 (7月) の3つの季節毎に、それぞれ北緯 15°、30°、45°、60°、75° および中緯度 (北緯 30° ~60° ) のモデルがある。高度 30 km まではゾンデの観測によるものを用いており、それ以上の高度については 8° S におけるロケット観測のデータも使われている。高度 120km 以上については



図 6.1 レーウィンゾンデ外観



図 6.2 レーウィンゾンデ構造図

春秋、夏、冬の3つの季節の高度 1000km における温度が 600~2100K のものまで 16 通りずつ、合計 48 通りの表がある。普通米国標準大気として用いられるのは、季節は春秋、緯度は中緯度のモデルである。

上記の通り、ラジオゾンデによる測定値は季節、地域による特徴を保持しており、US 標準大気モデルはその平均で、季節、観測地による特徴を保持していない。TA 計画における LIDAR 測定高度は 2~10km 程度であり、大気消散係数=Rayleigh 散乱による消散係数とする基準高度は 6~10km である。TA 実験地である Delta 付近のラジオゾンデ観測地点 8ヶ所 (SaltLakeCity、Riverton、Reno、Elko、GrandJunction、Mercury、Flagstaff、Albuquerque) の平均気温、気圧の月別平均は図 6.3 の様になり、気圧に大きな差は見られないが、気温において約 20°C、全体の温度差の 2割以上の季節差が適応高度の範囲で見られる。また、8ヶ所それぞれの年平均の気温と気圧を図 6.4 に示す。この図からの観測地差も季節差と同様に気圧には大きな違いは見られず、気温は月較差ほどではないが約 10°C、全体の温度差の 1割以上の差異が見られる。TA 実験は 1年を通じて定期的に行われ観測毎

に大気の状態の詳細を押さえないので、解析時に基準となる Rayleigh 散乱の消散係数は米国全土の平均値である US 標準大気モデルではなく、ラジオゾンデの月毎の平均値を使用する。

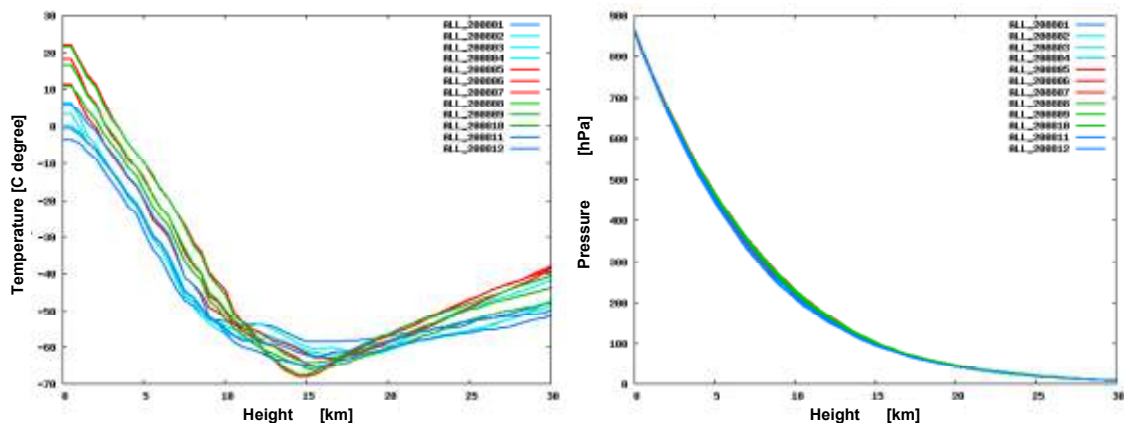


図 6.3 Delta 周辺のラジオゾンデ観測地の気温、気圧の平均 vs 地上高度

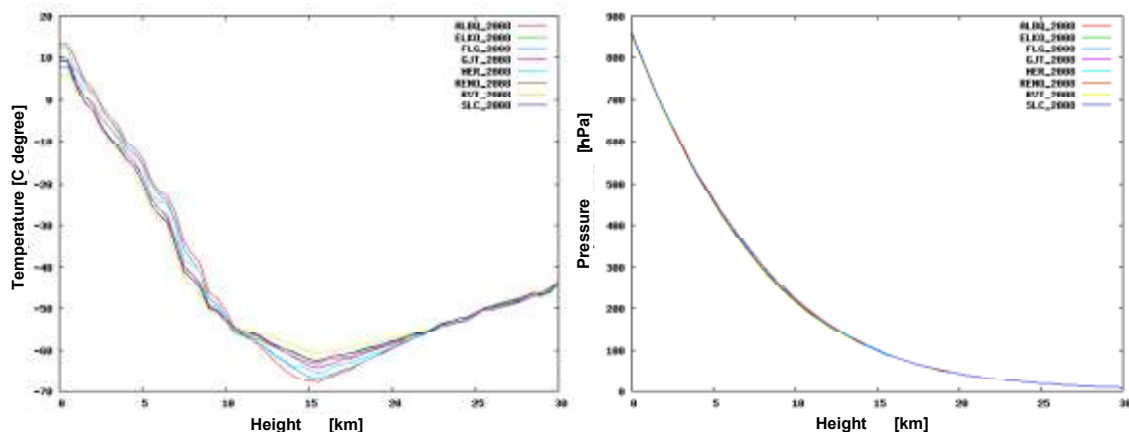


図 6.4 Delta 周辺のラジオゾンデ観測地別の気温、気圧の年間平均 vs 地上高度

## 6.2 LIDAR 解析使用のラジオゾンデ・データ

ラジオゾンデによる実測値を利用する際、地域差があるためラジオゾンデ観測地をより TA 実験地に即した条件で選ぶ必要がある。そこでまずラジオゾンデ観測範囲の大気構造に注目すると、ラジオゾンデ観測範囲は 0~30km であり対流圏から対流圏界面、成層圏と非常に広範囲に亘っている。観測地決定にはこの 3 領域の特徴を理解が不可欠なので以下に対流圏、対流圏界面、成層圏について記す。

**対流圏**：対流圏は鉛直構造で一番下の層にあたり、層の厚さの地球全体の平均は 11km ほどで、赤道付近で最も厚く(17km)、両極で最も薄く(6km)なる。地球大気の質量の約 80% がこの層に含まれる。また対流圏はさらに接地層、エクマン境界層、自由大気層の 3 つの



層にも分けられる。特徴として、まず鉛直方向の高度上昇に対する温度低下の割合である気温減率が大気圏の中で最も大きいことである。我々は一般に高度の上昇に伴い気温は低下すると思いがちだが、実はこれは地表に近い対流圏の特徴なのである。地表は太陽エネルギーによって暖められ、それによって地表に近い層の大気は暖められるため対流圏は低高度であるほど気温が高くなる。

**成層圏**：成層圏は地球大気の質量の約 17%を占め、オゾンが最も多く存在する層である。特徴として、対流圏とは違い成層圏は停滞あるいは上昇する。対流圏界面から約 35km にかけて停滞か上昇し、35km～成層圏界面まで急激に上昇する。気温上昇の理由はオゾンにある。対流圏に対し成層圏のオゾン濃度は高く、成層圏においてオゾン濃度は高度と共に上昇する。オゾンは太陽の紫外線を吸収するためである。

**対流圏界面**：対流圏界面とは対流圏と成層圏の境界であり、気温減率=0となる高度である。つまり対流圏界面の高度は地表の温度や成層圏で吸収させる太陽エネルギーによって決まるのである。

図 6.3、図 6.4 より対流境界層は地表 10～20km で変動している。そこで地表 0～10km を対流圏領域、20～30km を成層圏領域とする。図 6.3 より、対流圏領域における各高度の気温は地表の気温と正の相関がある。そこでまず平均気温で Delta に最も即した観測地を選出する。気候情報は Global Climate Data[9]のデータを使用し、各観測地における地表気温の月別平均を表 6.2 に示す。

表 6.2 平均気温（地表）

	Jan	Feb	Mar	Apr	May	Jun	Jul	Aug	Sep	Oct	Nov	Dec
Delta	-3.0	0.6	4.6	8.8	13.6	18.5	22.8	21.5	16.2	10.0	3.3	-2.7
ALBQ	1.2	4.4	8.3	12.9	17.9	23.4	25.8	24.4	20.3	13.9	6.8	1.8
ELKO	-3.8	-0.3	3.1	6.8	11.7	16.9	21.5	20.4	14.8	8.7	2.1	-3.5
FLG	-1.8	-0.2	1.8	5.7	10.2	15.4	19.0	17.8	14.0	8.4	2.6	-1.3
GJT	-3.9	1.4	6.3	11.2	16.7	22.4	26.0	24.7	19.4	12.6	4.7	-1.8
RENO	0.5	3.3	6.0	9.2	13.6	18.4	22.0	20.9	15.8	10.4	4.6	0.4
RVT	-6.2	-3.1	1.1	6.6	11.5	16.7	20.9	20.2	13.9	8.2	0.3	-5.2
MER	6.0	8.4	10.5	14.5	19.6	25.3	28.7	27.8	23.2	17.2	10.4	6.2
SLC	-2.3	1.2	5.4	9.8	14.9	20.6	25.5	24.2	18.4	11.8	4.9	-1.3

各観測地には標高差があるので、対高度気温減衰率 0.65 (K/100m)



# 第7章 データ解析

## 7.1 基本データ加工

前章で述べたデジタルオシロスコープや ADC(Analog Digital Converter)から得られるデータはそのままでは解析に使用する事はできない。その為、Slope 法や Klett's 法にかけ  
る為のデータ加工を以下の方法で行う。

### 7.1.1 ADC データ

ADC データはレーザー1 発毎のエナジーメーターからの波形が記録されている。データ形式は 1 列のみで電圧値となっている。このデータを加工し、オシロスコープの波形データにレーザー出力のばらつきの補正を行う為のファイルを作成する。以下のような手順で行う。

1. レーザー出力 4mJ のデータのみをファイル名から判別し、読み込みを行う。
2. 読み込んだデータの行数をカウントし、フォーマットの判別を行う。
3. 各 shot のペDESTAL の計算を行う。1shot に対して後ろから 40 bin の電圧値の平均値をペDESTAL とする。
4. 各 shot に対してペDESTAL の減算を行う。この際に、0 以下となる bin に対しては全て 0 とする。
5. 各波形の積分値を計算し、全ての shot の積分値の平均と標準偏差を求める。
6. 全体の積分値の平均と各 shot の積分値の平均の比率を計算する。

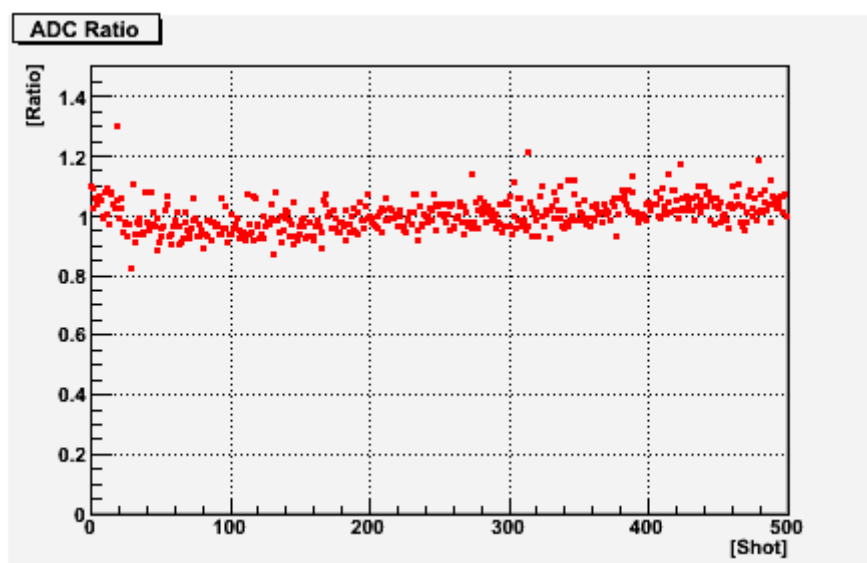


図 7.1 2008 年 7 月 28 日におけるレーザー出力ばらつきの各 shot の補正值。  
横軸が射出回数、縦軸が比率。

図 7.1 は 2008 年 7 月 28 日のデータの各 shot の比率の推移図となっている。オシロスコープデータの変換を行う際に、これらの比率を各 shot のデータに補正值として使用する。1 を平均値としてオシロスコープの電圧値にかける値がプロットされている。つまり、1 以上となる場合はレーザー出力が全体の平均よりも下回り、逆に 1 以下となる場合は出力が平均値を上回っている。この日のデータにおいてはレーザー射出し始めの 0~50shot において出力が低下しているため、上向きの補正值が出ている。その後安定し、射出数が多くなるにつれて徐々に上向きの補正值へと推移しているが、これはレーザーの特性の問題であると思われる。

## 7.1.2 オシロスコープデータ

オシロスコープにはレーザー 1 発毎の波形データが記録されている。加工を行っていない状態では第 1 列が時間[sec]、第 2 列が PMT からのシグナル電圧[V]となっており、一方向における観測で計 500 発のレーザー射出を行うので、500 ファイル波形データが存在する。

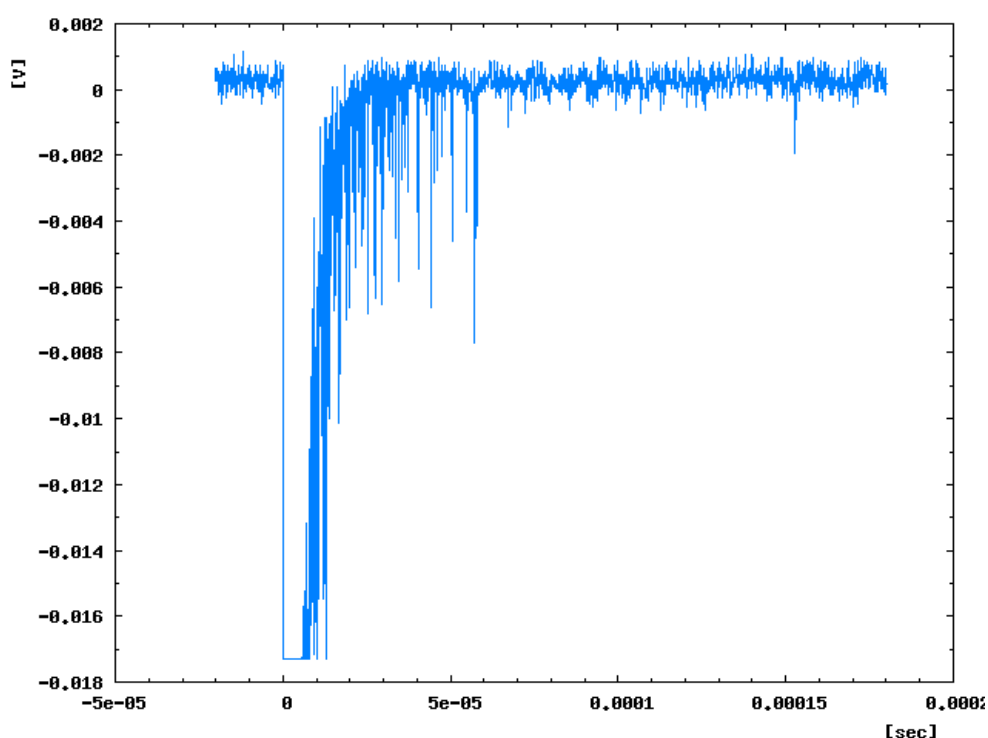


図 7.2 データ加工を行う前の 2008 年 8 月 28 日水平射出のレーザー 1 発の波形。  
横軸が時間[sec]、縦軸が電圧値[V]となっている。

図 7.2 は何も加工を行っていない状態のレーザー 1 発の波形図である。このデータを以下のような手順で加工を行う。

1. オシロスコープの各ディレクトリ名から垂直と水平のレーザー出力強で行った観測データのみを読み取る。
2. 各 shot でのトリガーがかかった位置を求める。基本的には 0sec の位置を判別する形と

なる。

3. ペDESTALの計算を行う。ペDESTALの測定範囲は $-20 \sim -10 \mu\text{s}$ までの間とし、その範囲内のシグナル電圧の平均値を各射出データのペDESTALとする。
4. 各 shot において電圧値に対してペDESTALを減算する。又、0 sec 以前のデータは除去する。
5. 4 で作成したデータに対して横軸に  $c/2$  を掛けて距離  $R$  [km]に変換し、仰角の値から垂直方向の距離へ変換を行う。縦軸の光量  $P$  [km]に距離  $R$  [km]の自乗を掛けて  $X(R) = P \cdot R^2$  に変換する。また 7.1.1 で求めた ADC の補正値を  $X(R)$  に掛ける。
6. 測定データの統計精度を上げるためにデータ(横軸)の隣接する 15 点での移動平均を行う。その後、全 500shot のデータにおける各 bin の平均と標準偏差を計算する。これによって、1 波形のデータが作成される。

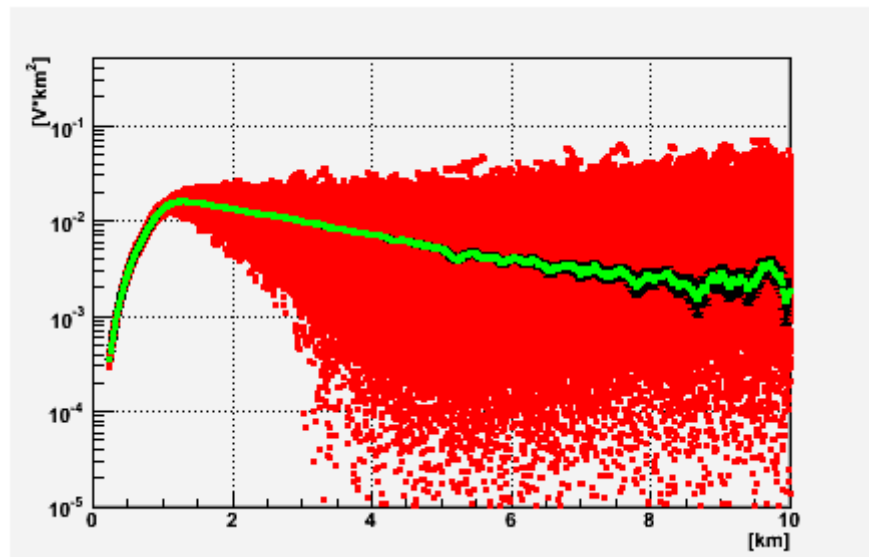


図 7.3 2008 年 07 月 29 日における波形データ。横軸は散乱点までの距離  $R$  [km]、縦軸は後方散乱光に散乱点までの距離の自乗をかけたもの  $X(R)$  [ $\text{V} \cdot \text{km}^2$ ]である。

赤点は 500shot の各波形を重ねてプロットしたもの。

緑点はデータ加工を行った波形データであり、誤差棒はその標準偏差を表す。

### 7.1.3 PMT の非線形性補正

LIDAR 装置はレーザーを大気に向けて撃ち、その後方散乱光を望遠鏡で集光し PMT を通じて観測している。レーザーで射出した近傍部分における後方散乱光はとて強く PMT に空間電荷効果を生じてしまい、増幅率に線形性がなくなってしまう。空間電荷効果とは PMT のダイノード間に電子が溜まってしまい、それによって生じた電場がダイノード間にかかっている電圧を下げてしまう効果のことである。補正值に関しては既に部山論文によって求められている[10]。使用した距離に対する補正係数を図 7.4 に示す。

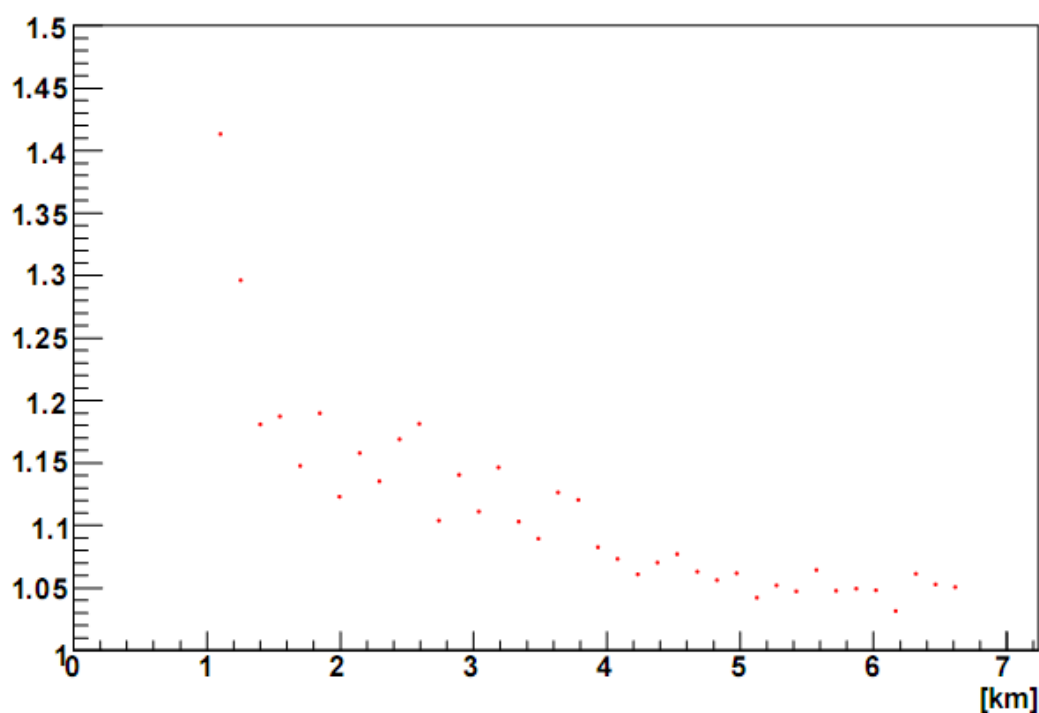


図 7.4 レーザー出力 4mJ の場合における近傍の後方散乱効果によって生じた PMT の非線形効果を無くするための補正係数図。横軸がレーザーから散乱点までの距離[km]、縦軸は補正值となっている。

図 7.4 の補正係数を 7.1.2 で求めた縦軸  $X(R)$  にかける事で、PMT の線形性の補正を行う。

## 7.2 水平射出データ

前述のペDESTAL処理及び PMT の非線形性補正を行った水平射出データに対して slope 法で指数関数を Fitting し、Fit した指数の値から地表高度(1460m)における消散係数  $\alpha$  を求める。例として、2008年8月28日のレーザーを水平方向へ向けて 4mJ で射出したものを図 7.5 に示す。

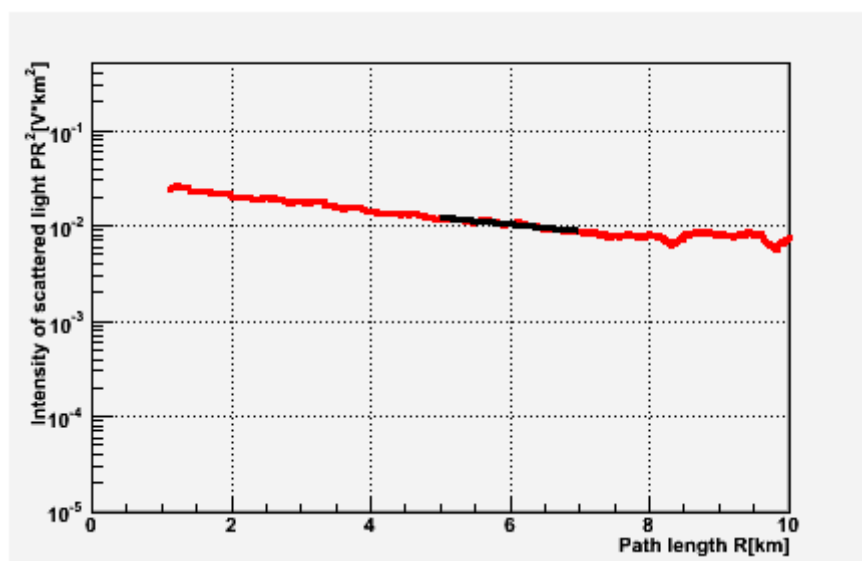


図 7.5 slope 法解析に使用するデータの図。データは 2008 年 8 月 28 日にレーザー出力 4mJ で水平方向に撃ったものである。横軸はレーザーから散乱点までの距離  $R$  [km]、縦軸は後方散乱光に散乱点までの距離の自乗をかけたもの  $X(R)$  [ $V \cdot km^2$ ]である。

ここで指数関数の Fitting は 3~5km の範囲において行う。しかし、3~5km 範囲で大きく Fitting を行うと、3~5km 範囲内でデータ点に傾斜に傾きが存在する場合それらが全て含まれる形になってしまう。そこで、3.5km を始点とし 0.5km ずつ移動させ前後 1km に対して指数関数で Fitting を行う。それによって、算出された複数の Fitting 範囲の異なる消散係数の平均値を地表高度での消散係数とする。



### 7.3 垂直射出データ

前述のペDESTAL処理及び PMT の非線形性補正を行った垂直射出データに対して Klett's 法によって大気中の任意の高さにおける消散係数  $\alpha$  を求める。Klett's 法は前述したように、境界条件を遠方に置かなければならない。真上における十分遠方(高い高度)において、ほぼ Rayleigh 散乱のみと仮定して解析を行う。

例として 2008 年月日においてレーザーを垂直方向に撃ったもの図 7.6 に示す。

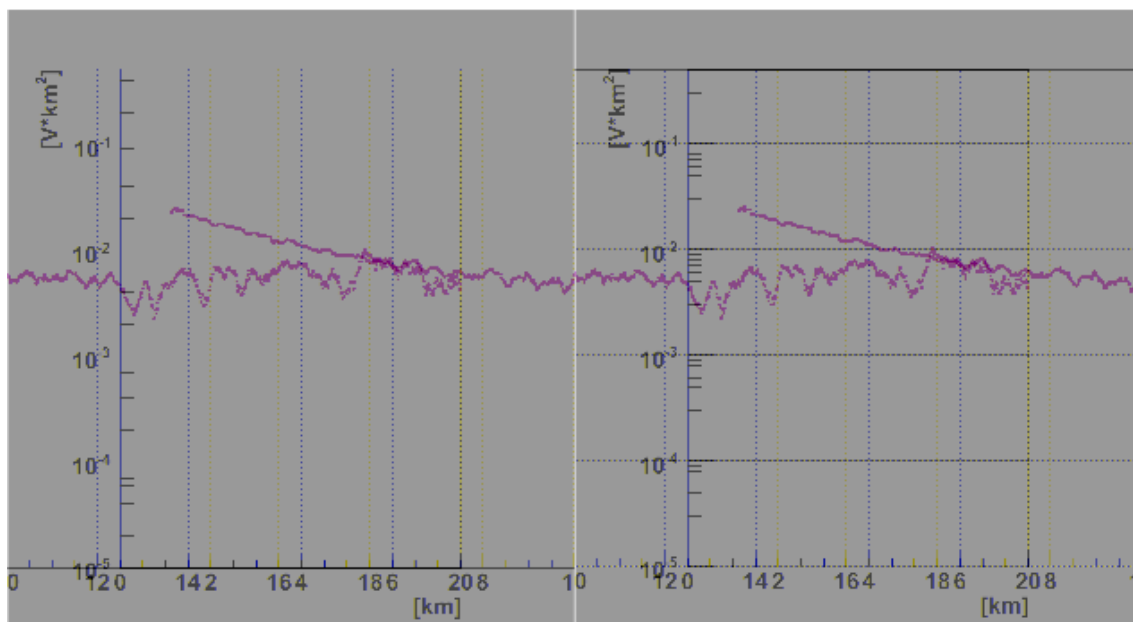


図 7.6 Klett's 法解析に使用するデータの図。データは 2008 年 8 月 28 日にレーザー出力 4mJ で垂直方向に撃ったものである。横軸はレーザーから散乱点までの距離  $R$  [km]、縦軸は後方散乱光に散乱点までの距離の自乗をかけたもの  $X(R)$  [ $V \cdot \text{km}^2$ ]である。

垂直射出のレーザーの強さは 7.2 のデータと同じく 4.0mJ であり、7.1.3 の補正係数を適用する。

Klett's 法による消散係数は図 7.6 の基本データ(距離  $R$  vs  $X(R)$ )に式(4.8)を適用して積分することで求められる。この時に、境界条件である  $\alpha(R_c)$  と  $X(R_c)$  を設定する。本解析では上空では Rayleigh 散乱のみであると仮定しているので、5.5~9.5km の範囲内で境界条

件となる高度を決定し、その地点における Rayleigh 散乱の値を代入する。境界値の決定法については後述する。

ここで例として境界値を  $R_c = 7.5\text{km}$  と置く。 $\alpha(R_c)$  に地表から  $7.5\text{km}$  地点における Rayleigh 散乱の消散係数値を代入する。これは第 6 章で述べた観測した月に対応するラジオゾンデのデータから算出した Rayleigh 散乱の消散係数の値を使用する。よって、この日の例の場合は  $\alpha(R_c) = 0.027249$  となる。次に境界条件  $X(R_c)$  の求め方を述べる。

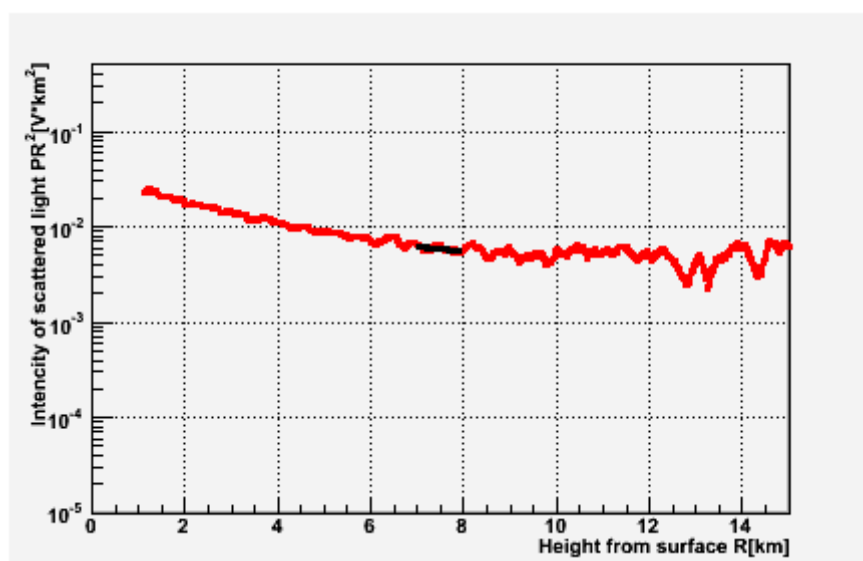


図 7.7 図 7.6 に指数関数を境界値となる地表からの高度  $R = 7.5\text{km}$  の前後  $1\text{km}$  範囲で Fitting を行う。

$X(R_c)$  は図 7.6 における縦軸の値となっているが、ここで実データの 1 点を使って  $X(R_c)$  を決定するとその点でのふらつき具合が消散係数の値に影響する事になる。その為、境界値となる高度  $7.5\text{km}$  の前後  $1\text{km}$  の範囲、つまり高度  $7\sim 8\text{km}$  の範囲で指数関数の Fitting を行う。そして、そこから得られた関数に  $R = 7.5\text{km}$  を代入し、 $X_{fit}(R = 7.5)$  の値を得て固定値として用いる。もう一つの境界条件である  $\alpha(R_c)$  は、観測に対応している月のラジオゾンデデータの各高度における気温、気圧から消散係数の高度別の平均を使った。平均方法は  $0.5\text{km}$  毎に前後  $0.5\text{km}$  で平均したものである。我々は境界条件の  $R_c$  を  $0.5\text{km}$  毎にとっている。しかしながら、ラジオゾンデ観測は定圧観測なので、観測毎に高度が異なっている。このためにラジオゾンデ観測から求めた消散係数の平均は高度  $0.5\text{km}$  にならずに多少ずれてくる。そこで隣り合った 2 点の直線補完で  $0.5\text{km}$  毎の消散係数の値を求め  $\alpha(R_c)$  とした。

これにより、式(4.7)から各高度における消散係数の値を算出するが、ここではデータに信憑性のある 2~20km のみを使用する。ここで消散係数  $\alpha$  の誤差から基本データ加工を行う過程で算出する  $X(R)$  の誤差を用いて

$$\alpha_{error}(R) = \frac{X_{error}(R)}{\frac{X(R_c)}{\alpha(R_c)} + 2 \int_R^{R_c} X(R') dR'} \quad (7.1)$$

となる。

次に 2.5~9.5km の範囲において中心を 0.5km ずつずらして前後 0.5km 範囲の消散係数の平均値と標準偏差を求める。誤差も同じく対応する中心から前後 0.5km 範囲で平均した値を使用する。

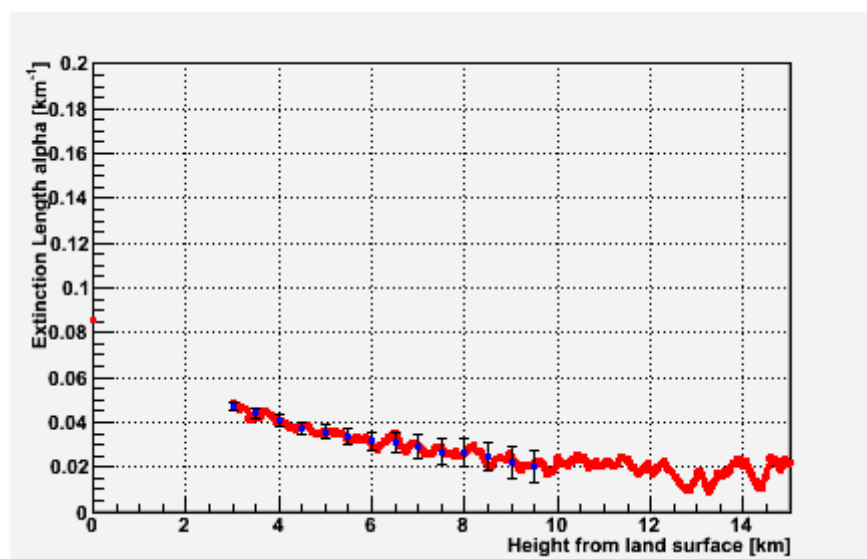


図 7.8 Klett's 法によって求めた消散係数の高度分布。横軸が地表からの距離  $R$  [km]、縦軸が消散係数  $\alpha$  [ $\text{km}^{-1}$ ]。赤いプロットは前後 0.5km で平均化する前のもの。誤差棒は消散係数  $\alpha$  の標準偏差となっている。

図 7.8 は前後 1km で平均を行う前と行った後のデータを重ねてプロットしたものである。高度が高くなるにつれて誤差が大きくなっているのが判る。

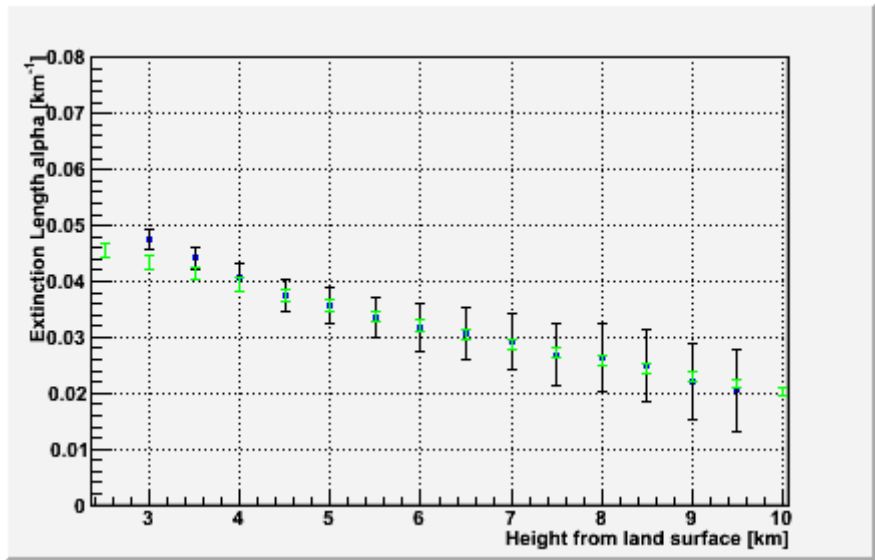


図 7.9 : 図 7.8 の 0.5km 毎の消散係数  $\alpha$  [ $\text{km}^{-1}$ ] と緑のプロットがラジオゾンデデータから求めた 0.5km ごと Ra 消散係数  $\alpha_R$  [ $\text{km}^{-1}$ ]。横軸が地表からの距離  $R$  [ $\text{km}$ ]、縦軸が消散係数  $\alpha$  [ $\text{km}^{-1}$ ]

図 7.9 は高度 7.5km を境界条件とした観測から求めた消散係数を 0.5km 毎に示したものにラジオゾンデデータからの消散係数を重ねたものである。これにより観測から求めた消散係数から Rayleigh 散乱の消散係数を引くことで Mie 散乱の消散係数を算出する。

## 7.4 近傍データの補完

7.3 で求めた高度毎の消散係数の値は前述の通り高度 3km 以上のみであり、近傍のデータは現在では使用出来ない。その為、高度 3km 以上のデータと 7.2 の slope 法によって求めた 0km の消散係数の値から近傍データの推定を行う。以下にその方法を述べる。

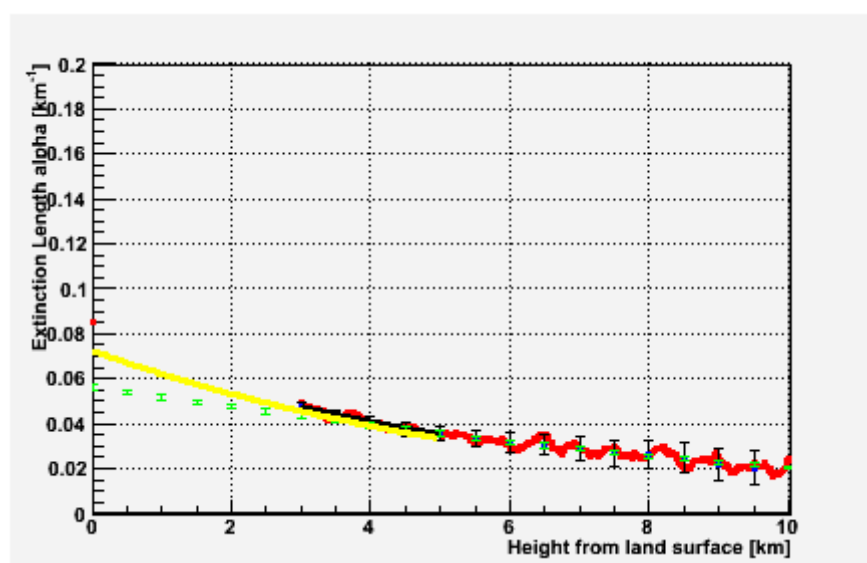


図 7.10 図 7.9 の消散係数  $\alpha$  [ $\text{km}^{-1}$ ] に対して 3~5km 範囲で指数関数の Fitting を行い、その関数から 0~3km 範囲における指数関数による補間を行った。黄色の曲線は消散係数  $\alpha_{\text{low}}$ 、緑のプロットはラジオゾンデデータから求めた消散係数  $\alpha_{\text{R}_0}$ 。

図 7.9 で求めた各高度における消散係数に対して 3~5km の範囲において指数関数の Fitting を行う。次に求められた関数  $f_{\text{Low}}(R)$  に対して 3km 地点における消散係数  $\alpha$  の誤差の値を差し引く。これによって関数は誤差の分だけ下にずれる形となる。この差し引いた関数から算出される消散係数  $\alpha$  を 0~3km 範囲における消散係数  $\alpha$  [ $\text{km}^{-1}$ ] の下限見積もり  $\alpha_{\text{low}}$  とする。また、slope 法で求めた地表高度 0km の消散係数  $\alpha_{\text{slope}}$  と 3km 地点の消散係数  $\alpha$  にその誤差を足したものの 2 点間を指数関数で結んだものを上限  $\alpha_{\text{upper}}$  とした。

以上によって求められる上限と下限の関数から 0.5km 毎の消散係数の値を算出し、それらの消散係数の相加平均した値を高度 0~3km の消散係数  $\alpha$  とした。また、その消散係数  $\alpha$  の誤差は上限の  $\alpha_{\text{upper}}$  から下限の  $\alpha_{\text{low}}$  を差し引き、2 で割ったものを誤差とした。

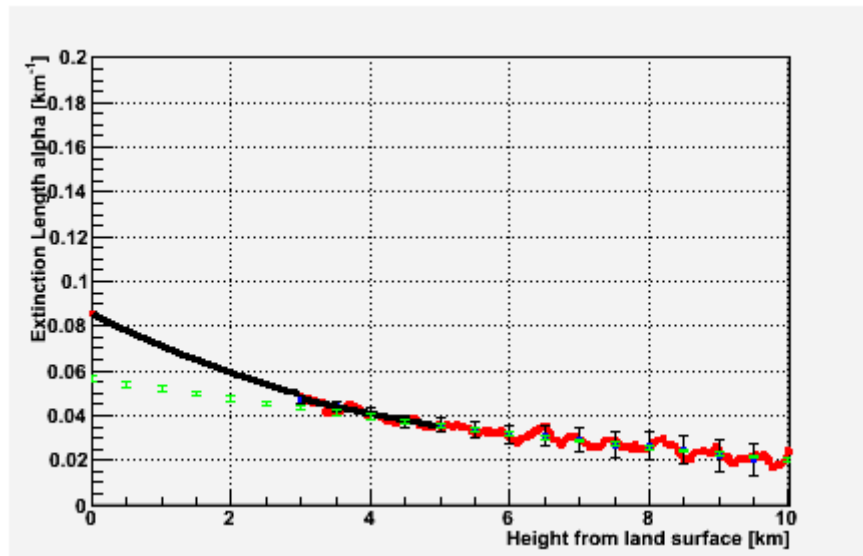


図 7.11 図 7.9 から slope 法で求めた 0km 地点の消散係数  $\alpha$  [ $\text{km}^{-1}$ ] と 3km 地点の  $\alpha$  に誤差を足したものを指数関数で結んだもの(黒太線)。

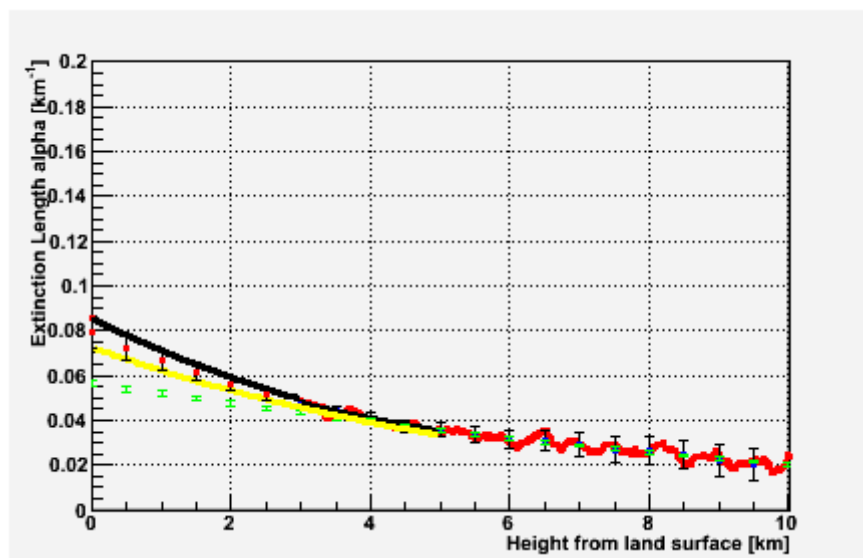


図 7.12 図 7.10 と図 7.11 から求めた近傍データの推測を行った消散係数  $\alpha$  [ $\text{km}^{-1}$ ] の高度分布。黒線が  $\alpha_{\text{upper}}$ 、黄線が  $\alpha_{\text{low}}$ 、赤点が  $\alpha_{\text{upper}}$  と  $\alpha_{\text{low}}$  の平均値を表す。

## 7.5 境界値の選定

Klett's 法では遠方に境界を置き、そこから積分していく事で消散係数を相対的に算出する。その為、境界条件によって消散係数の値が変化するので境界値の決定は非常に重要である。以下に境界値に決定法について述べる。図 7.8 において観測から求めた消散係数  $\alpha$  と Rayleigh の消散係数  $\alpha_R$  との差を求めた。図 7.8 では境界値を 7.5km として行ったが、境界値を変化させた場合以下の図のようになる。

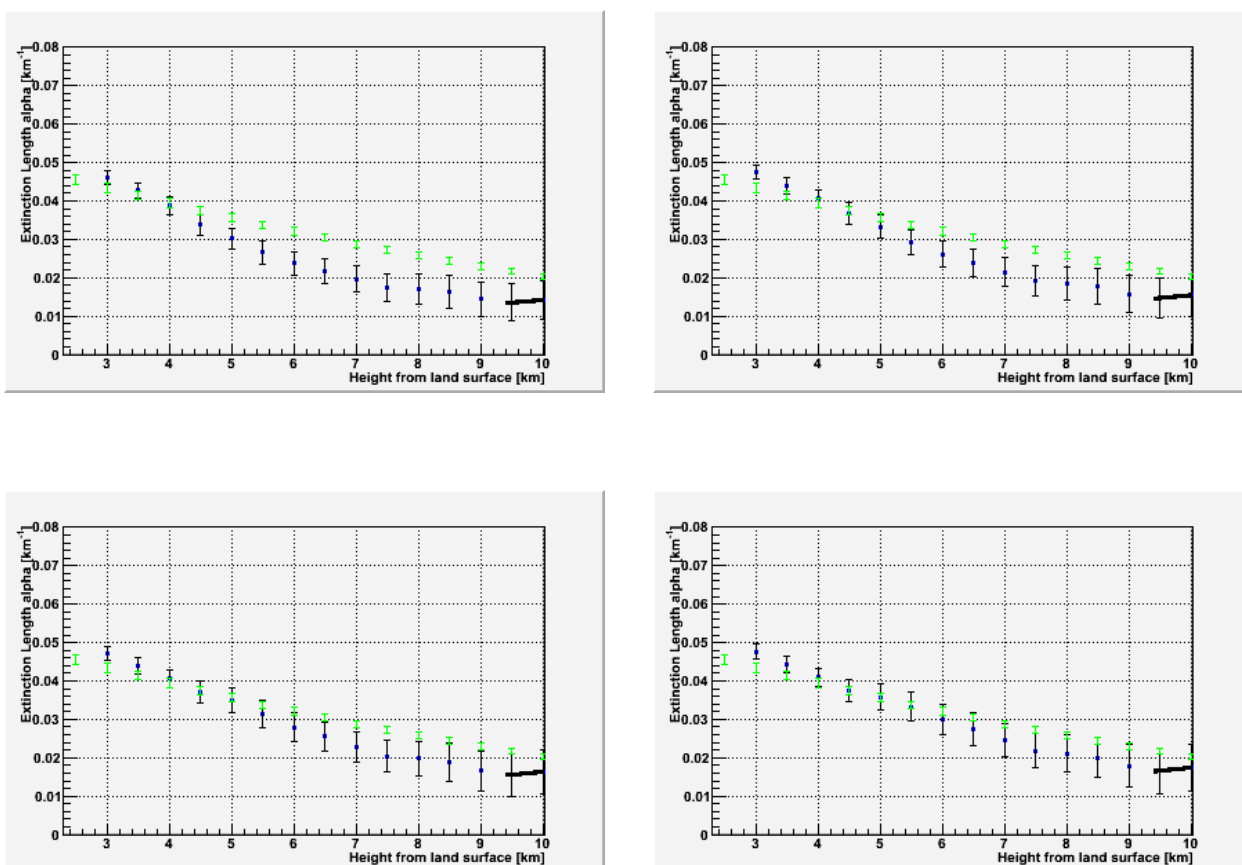


図 7.13 2008 年 8 月 28 日の境界値を変化させた消散係数  $\alpha$  [km<sup>-1</sup>] の高度分布。  
境界値を左上図 4.0km、右上図 4.5km、左下図 5.0km、  
右下図 5.5km とおいたもの。

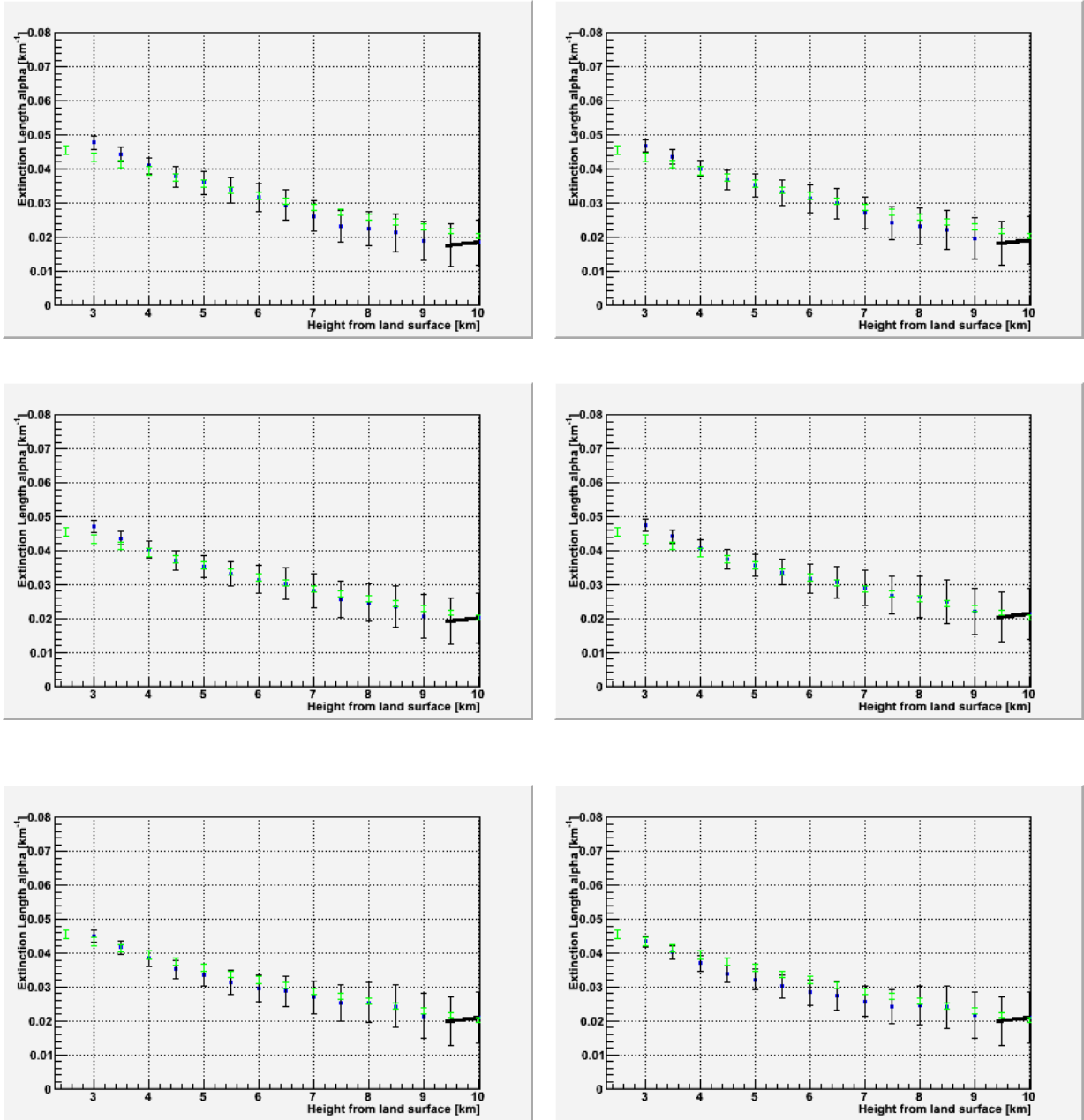


図 7.14 2008 年 8 月 28 日の境界値を変化させた消散係数  $\alpha$  [ $\text{km}^{-1}$ ] の高度分布。  
 境界値を左上図 6.0km、右上図 6.5km、中央左図 7.0km、  
 中央右図 7.5km、左下図 8.0km、右下図 8.5km とおいたもの。



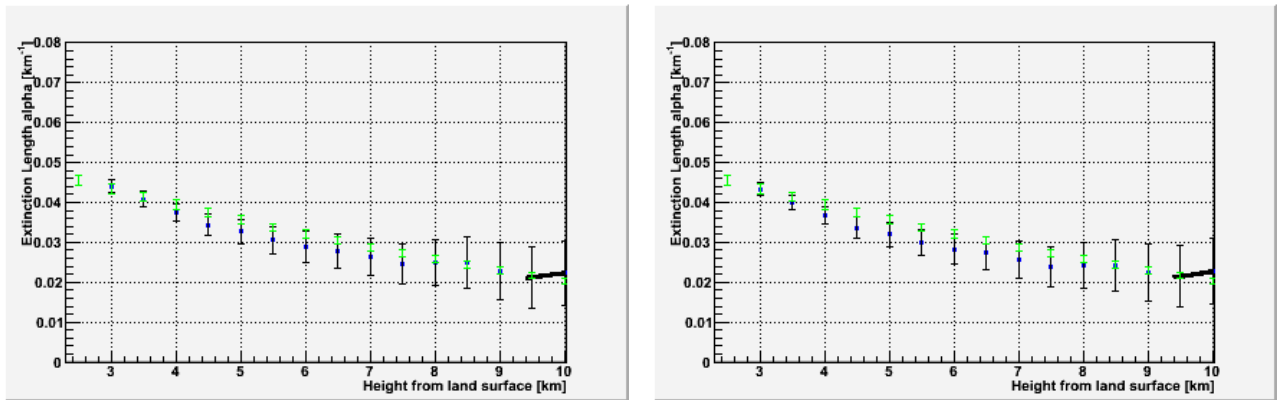


図 7.15 2008 年 8 月 28 日の境界値を変化させた消散係数  $\alpha$  [ $\text{km}^{-1}$ ] の高度分布。  
境界値を左図 9.0km、右図 9.5km とおいたもの。

図 7.13 から図 7.15 にかけて見られるように境界値を変化させることで、消散係数の値は大きく変化する。この中で最も Rayleigh 散乱の消散係数に近くなるような境界値を選ぶため、評価基準として各境界値での高度毎の  $\alpha_R$  の合計の絶対値を使用する。その  $\alpha_R$  の合計の絶対値が最も小さくなる境界値を最も良い境界値とする。計算は 4.0~9.5km の範囲で行うが、6.0km 以上が Rayleigh 散乱の領域であると仮定しているので境界値は 6.0~9.5km で範囲から決定する。また、出来る限り境界条件は高い位置に置く事が好ましいので、比較を行う際は高い位置から優先的に決定する。

これまでの例として比較的大気の状態が良い 2008 年 8 月 28 日を挙げてきたが、実際の観測においてはレーザー光が透過する直線上に散乱体が存在する場合がある。その場合にはこれまでに述べた境界値の決定法を一概に適用する事は出来ない。そこで、境界値の決定を行う前に散乱体の有無を判別する必要がある。消散係数は散乱体が存在しない場合、図 7.12 のように基本的に指数関数的に減少していく。しかし、散乱体が存在する場合にはその地点における消散係数は高くなる。よって、図 7.9 で求めた 0.5km 毎の消散係数の平均値の算出を 2km から行い、手前から前後の消散係数の比較をする。手前の消散係数に比べて 0.5km 後の消散係数が高くなる場合は散乱体が存在し、その後も消散係数の減少がない場合は減少し始めるまでデータの山が存在するとする。これらの山の判別を変化させた各境界値で行う。4km~9.5km において境界値を変化させ、各境界値において 0.5km 毎のデータの山の判別を行う。それらの値から全ての境界値を比較し、同じ位置で散乱体の山があると 7 つ以上のフラグがたった場合にそれが完全に山と決定する。

以上から求められたデータの山が存在する高度は、境界値としての候補から除いて判別を行う。

この時、境界値の決定に使用する各高度における消散係数 $\alpha$ と Rayleigh 散乱の $\alpha_R$ の差の合計値には、山が存在する高度は評価基準とならないため差し引く。また 1.5km 以上の範囲に渡っての大きな山が存在する場合には、それ以降の消散係数の値に大きく影響を与えるため山が存在する前の高度で境界値を決定する。この場合には、山以降全ての消散係数の値を境界値の決定から取り除く。もし、低い高度で存在する場合には手前には境界値を置く事は出来ない為、山以降で決定を行う。

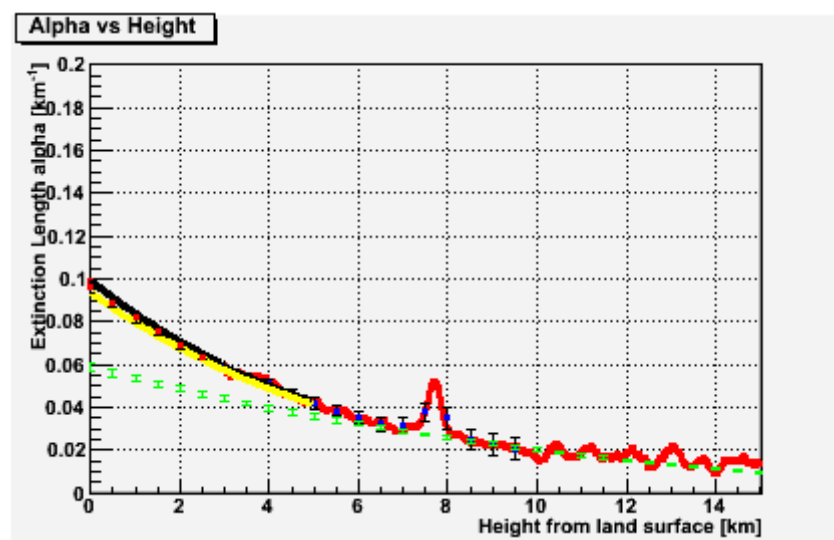


図 7.16 2008 年 10 月 31 日の消散係数  $\alpha$  [ $\text{km}^{-1}$ ] の高度分布。  
7.5~8.0km において散乱体が存在する。

図 7.16 は 2008 年 10 月 31 日の消散係数の高度分布図である。高度 7.5~8.0km で散乱体が存在するのが見て取れる。7.0km と 7.5km の消散係数 $\alpha$ を比較した時、7.5km の法がよって前述の手順を用いて境界値の決定を散乱体の山が存在する部分の境界値の全ての判別工程から取り除く。以上から境界値となる高度は 9.0km となる。

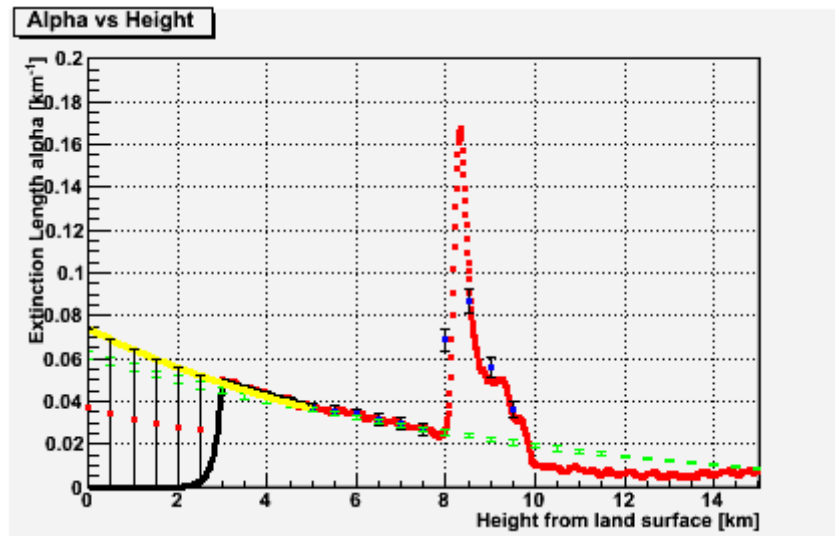


図 7.17 2008 年 2 月 9 日の消散係数  $\alpha$  [ $\text{km}^{-1}$ ] の高度分布。  
1.5km 以上の範囲に渡って散乱体が存在している。

図 7.17 は散乱体が 1.5km 以上の範囲に渡って存在する日の消散係数  $\alpha$  の高度分布図である。8km 以降に大きな散乱体によるデータの山が存在するので、この場合では山が存在する以前で境界値の判別を行う。結果、境界値は 7.5km となる。

## 7.6 Flag 評価

前章までに述べたような方法でデータ解析を行ってきたが、大気の状態の良い日つまりは Rayleigh 散乱の消散係数の曲線に比較的近い値を取る日とそうでない日とを一様に扱う事は出来ない。よって、大気蛍光法の較正において使用する際に、LIDAR 観測から算出された大気の状態を評価する指標が必要となる。ここでは解析を行ったデータからその観測に対して、Flag による大気状態の指標について述べる。大気状態を表す指標として、本解析では Bad flag という三段階評価を設けた。

### 1. Bad flag 1

Bad flag 1 は slope 法によって求めた消散係数  $\alpha_{\text{slope}}$  が一般的な値をとらない場合、消散係数  $\alpha$  において比較的小さな散乱体が存在する場合に立つ。

条件として

- Slope 法によって求めた地表付近での消散係数  $\alpha_{\text{slope}}$  が 0 以下となる。
- 消散係数  $\alpha_{\text{slope}}$  が地表 0km 地点における Rayleigh 散乱の消散係数より低くなる。
- 消散係数  $\alpha_{\text{slope}}$  が 2.0 より高くなる。
- 消散係数  $\alpha$  の高度分布において散乱体が 1.5~3km の範囲に渡って存在する。

### 2. Bad flag 2

Bad flag 2 は非常に大きな散乱体が存在する場合や全体的に誤差が大きくデータとして不安定なものに対して立つ。基本的にこの Flag が立つデータは使用できないものとする。

条件として

- 全ての高度において、1 点でも消散係数  $\alpha$  が 0 以下となる。
- 消散係数  $\alpha$  の誤差が 2.0 以上になるものが 3 点以上存在する。
- 3.0~5.0km 範囲での消散係数  $\alpha$  の指数関数 Fitting の傾きが正となる。
- 散乱体が 3~6km の範囲に渡って存在する。

### 3. Bad flag 0

7.6.1 と 7.6.2 で述べた各 Flag のどちらにも属さないものを全て Bad flag 0 とし、大気の状態が良好な日のデータとする。

## 7.7 解析結果

これまでに述べたデータ加工法、水平方向と垂直方向のデータ解析法を 2007 年 12 月から 2008 年 11 月までのレーザーエネルギー 4.0mJ で撃ったデータに適用をした。以下に 1 年の中から適用後の解析データプロットにおいて 7.5 で述べた各フラグの典型的なものを抜粋して示す。

### Bad flag 0 となる観測データ

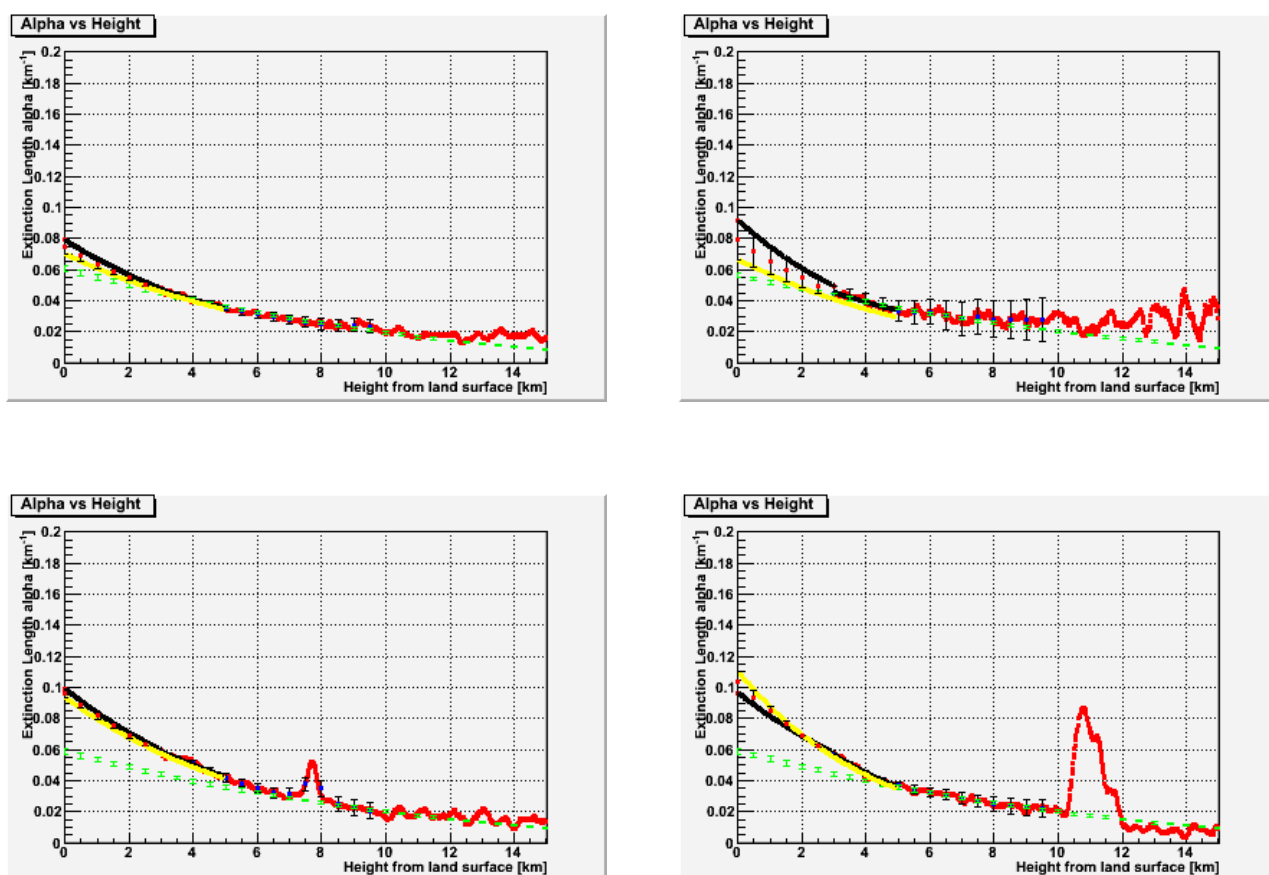


図 7.18 左上図が 2008 年 3 月 1 日、右上図が 2008 年 8 月 24 日、左下図が 2008 年 9 月 9 日、右下図が 2008 年 10 月 31 日の結果である。横軸が地表からの高度  $R$  [km]、縦軸は消散係数  $\alpha$  [km<sup>-1</sup>] である。緑点は Rayleigh 散乱の曲線である。

## Bad flag 1 となる観測データ

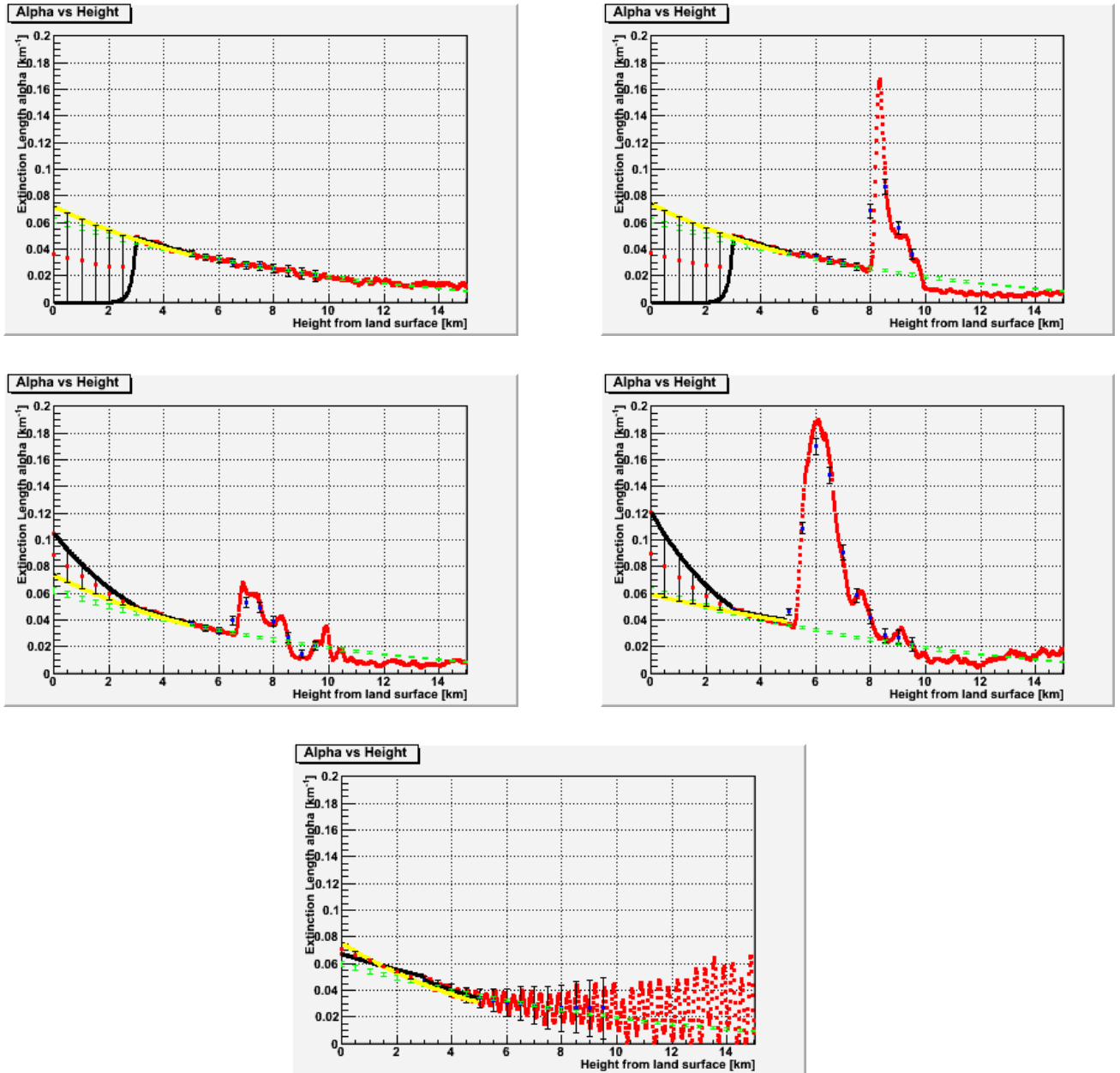


図 7.19 左上図が 2008 年 2 月 6 日、右上図が 2008 年 2 月 9 日、中央左図が 2008 年 2 月 10 日、中央右図が 2008 年 2 月 28 日、最下図が 2008 年 5 月 3 日の結果である。横軸が地表からの高度  $R$  [km]、縦軸は消散係数  $\alpha$  [km<sup>-1</sup>] である。緑点は Rayleigh 散乱の曲線を表す。

## Bad flag 2 データ

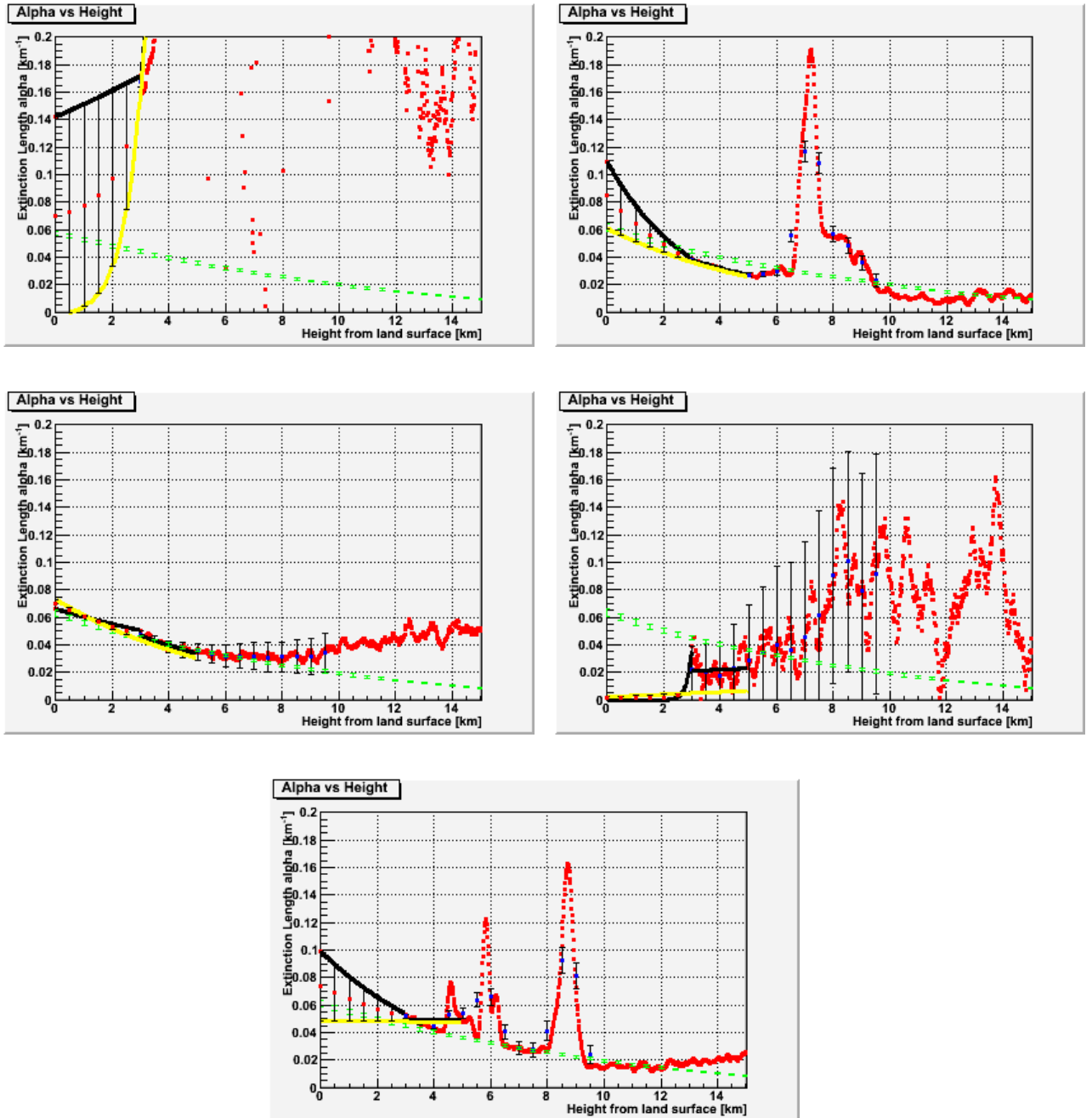


図 7.20 左上図が 2007 年 9 月 10 日、右上図が 2007 年 11 月 9 日、中央左図が 2008 年 12 月 12 日、中央右図が 2008 年 12 月 15 日、最下図が 2008 年 4 月 29 日の結果である。横軸が地表からの高度  $R$  [km]、縦軸は消散係数  $\alpha$  [km<sup>-1</sup>] である。緑線は Rayleigh 散乱の曲線を表す。

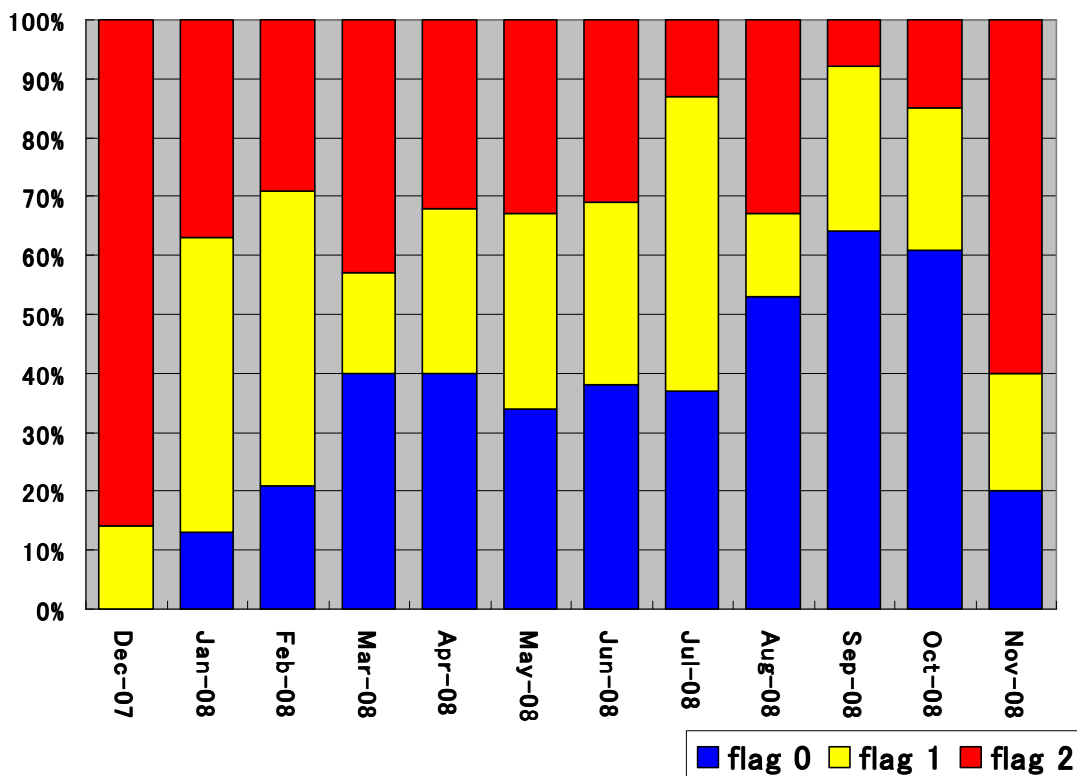


図 7.21 2007 年 12 月から 2008 年 11 日にかけて LIDAR 解析を適用。  
月ごとに各 Flag の占める割合[%]を示したものの。

図 7.21 は観測を行った各月において、それぞれの Flag が占める割合を表したものである。冬場の気温が低下する 12 月から 2 月周辺にかけては Flag 2 の占める割合が高くなっている。逆に夏場 8 月～10 月においては Flag 0 の占める割合が高い。これは冬場の天候の悪化、また、気温の低下によるレーザー出力の減衰などが原因として推測される。逆に夏場では比較的晴天率が高く、気温も高い為レーザー出力が安定する事などが観測効率が良い原因と思われる。

年間を通しての Flag 0 の割合から観測効率は年間約 40%ほどであることが判る。2007 年 12 月と 2008 年 11 月を比較すると、2007 年 12 月は Flag 0 の占める割合がほぼ 0 に近く、観測が行われていないもしくは大気の状態が全体的に悪かった事と言える。この事から場合によっては、観測効率が一定の割合を下回る月においては観測を見合わせるという選択肢もありうる。また、今後 ADC 値からレーザー出力エネルギーの年間推移とも比較を行っていく必要がある。



## 第 8 章 結論

### 8.1 まとめ

テレスコープ・アレイ実験における大気蛍光望遠鏡のエネルギー較正の為の、LIDAR 観測システムの構成を行った。LIDAR システムは観測開始から観測終了までほとんどを自動制御によって行われており、ネットワークを介して外部からの遠隔制御も可能となった。

観測データの解析において、これまではレーザー出力は観測開始から観測終了まで一定であると仮定して行っていたが ADC によって蒐集されているレーザー各 shot の出力のばらつきの比率を計算した。これにより PMT で集光する後方散乱光の出力値の較正を行えるようになった。また、境界値の選定に関して、散乱体を識別しそれらを加味して計算に基づいた最適な境界値をシステムティックに求めた。これらの解析を行う過程で、算出した値から、大気の状態を表すフラグ評価を行い、大気蛍光法におけるエネルギー較正における LIDAR 観測データの選定の指標とした。大気指標の年間推移から、LIDAR の年間観測効率は約 40%ほどであり、冬場が悪く夏場に向かって徐々に回復していく傾向にある。

### 8.2 今後の課題

現在 LIDAR 法による大気状態モニタリングは観測中に行うことは出来ず、LIDAR 観測後にデータを持ち帰って解析をかけてから行っている。その為、LIDAR によって大気蛍光望遠鏡の稼働の有無を決定する事が出来ない。よって今後、LIDAR 観測中、もしくは LIDAR 観測直後に行う事によって、大気蛍光望遠鏡観測前に大気状態を即時にモニターする事が必要である。

今回の解析結果では冬場から夏場にかけて徐々に観測効率が上昇していくという形になったが、ADC のレーザー出力と観測効率の推移を比較する必要がある。更に現在のプログラムによるシステムティックな境界値判別及びフラグ評価は未だ完全では無いので、今後試行を繰り返し更なる修正が必要だと思われる。また、本解析では近傍のデータは補間によって算出を行ったが、現在の観測ではエネルギー出力を落として 2km 前後の距離まで使用出来る垂直方向の観測も行っているため、今後近傍の消散係数の算出にそれらの観測データも解析に組み込んでいく必要がある。

## 参考文献

- [1] 小田稔, 宇宙線, 裳華房
- [2] G.T.Zatsepin and V.A.Kuzmin, JETP.Lett.81, 1163(1998)
- [3] M.Takeda et al., Phys.Rev.Lett.81, 1163(1998)
- [4] G.B.Thomson, astro-ph/0609403
- [5] 池田大輔, 東京大学大学院修士論文(平成 18 年度)
- [6] Anthony Bucholts, Rayleigh-scattering calculations for the terrestrial atmosphere
- [7] James D.Klett, APPLIED OPTICS Vol.20, No.2/1, June 1981
- [8] James D.Klett, APPLIED OPTICS Vol.24, No.11/1, June 1985
- [9] <http://www.climate-zone.com/>
- [10] 部山和愛, 東京大学大学院修士論文(平成 18 年度)

# 謝辞

本研究に当たりご指導して頂きました担当教官である本田建先生に深く感謝致します。

アメリカ現地や国内において多くの方々に非常に多くのご指導、ご助言頂きました。心より感謝致します。

東京大学宇宙線研究所

福島正己教授、佐川宏行助教授、林田直明助手、竹田成宏助手、櫻井信之特任助手、野中敏幸研究員、得能久生研究員、武多昭道氏、木戸英治氏、池田大輔氏、山川雄一氏

大阪市立大学

荻尾彰一准教授、奥田剛司氏

東京工業大学

常定芳基助教授、多米田裕一郎氏

早稲田大学

小澤俊介研究員

近畿大学の千川道幸教授には LIDAR に関して数々のご指導を頂きました。

神奈川大学の有働慈治研究員には LIDAR 実験及び解析において数多くの助言を頂きました。

また同大学の石井孝明准教授、冨田孝幸氏、岩本祥平氏、田中孝尚氏、相田龍太氏、西盛祐平氏、矢口貴紀氏には常日頃から御世話になりました。

皆様本当にありがとうございました。