

修士論文

極高エネルギー宇宙線の大気蛍光法
観測に用いる大気透明度較正法の開発

東京大学大学院理学系研究科物理学専攻
部山和愛

2007年1月 申請

目次

第 1 章	最高エネルギー宇宙線	3
1.1	宇宙線	3
1.2	空気シャワー	6
1.2.1	ハドロンシャワー	6
1.2.2	電磁シャワー	8
1.3	最高エネルギー宇宙線の起源	9
1.3.1	天体起源説	9
1.3.2	素粒子崩壊起源説	11
1.3.3	近年の観測	11
第 2 章	テレスコープアレイ実験	13
2.1	テレスコープアレイ実験概要	13
2.2	テレスコープアレイ観測装置	15
2.2.1	大気蛍光望遠鏡	15
2.2.2	地表検出器	16
2.2.3	検出原理	18
2.2.4	キャリブレーション装置	20
2.2.5	Global Position System	21
第 3 章	大気モニター	24
3.1	大気の散乱	24
3.1.1	Rayleigh 散乱	25
3.1.2	Mie 散乱	27
3.1.3	US 標準大気モデル	27
3.1.4	ラジオゾンデによる大気の測定	30
3.1.5	Rayleigh 散乱の消散係数	31
3.2	LIDAR 方程式	34

3.2.1	Slope 法	35
3.2.2	Klett's 法	36
第 4 章	LIDAR システム	37
4.1	システムの概要	37
4.2	装置の詳細	40
4.2.1	レーザー部	41
4.2.2	受光部	42
4.2.3	DAQ 装置	44
4.2.4	その他	46
4.3	LED を用いた PMT の Linearity 測定	47
4.3.1	測定のダイアグラム	47
4.3.2	測定方法	49
4.3.3	波形 Check	50
4.3.4	LED 実験測定結果	50
第 5 章	観測	54
5.1	観測データ	54
5.2	データの概観、日時変化等	58
5.3	Mie 散乱による大気透明度補正の導出	61
5.3.1	基本データ処理	61
5.3.2	Slope 法による水平射出データの解析	62
5.3.3	Klett's 法による垂直射出データの解析	68
5.3.4	US 標準大気を用いた消散係数垂直分布の導出	71
5.3.5	ラジオゾンデデータを使用した消散係数の垂直方向分布の導出	73
5.3.6	大気透明度補正の導出	74
5.3.7	ラジオゾンデデータを使用した Klett's 法適用 (全 20 日)	75
第 6 章	まとめ	82
	謝辞	86

第1章 最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を指す。宇宙線は1912年にオーストリアの物理学者V.F.Hessの気球を用いて高空での電離を調べる実験によって発見された [1]。以後、様々な実験を行うことによって宇宙線が 10^7eV から 10^{20}eV の範囲でエネルギーを持つことが分かった。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。宇宙線の到来頻度は $1\text{cm}^2 1\text{sr} 1\text{sec}$ 当たり $0.1\sim 1$ 個の割合である。我々が捕捉したい宇宙線はエネルギー 10^{20}eV を越える宇宙線であり、この宇宙線のことを最高エネルギー宇宙線 (Extremely High Energy Cosmic Ray : 以下 EHECR) と呼ぶ。

宇宙線は宇宙空間から地球に降り注ぎ、地球上の大気と反応をする。しかし、地球に届く前に宇宙線は発生源から地球へ宇宙空間を伝播してくる。宇宙空間はビッグバンの名残と言われる 2.7K 宇宙背景輻射 (Cosmic Microwave Background Radiation : 以下 CMBR) と呼ばれるものが存在し、宇宙線はこの CMBR と相互作用を起こしエネルギー損失を起こす。また、大きなエネルギーを持った電子の場合は、宇宙空間の磁場によってシンクロトロン放射を起こしてエネルギー損失を起こす。

最高エネルギー宇宙線は CMBR と反応をし、地球に届くまでにエネルギーが失われてしまう。この反応は重心エネルギーが、 Δ_{1232} による π 中間子生成の閾値を超えていれば

$$p + \gamma \Rightarrow p + \pi^0$$

$$p + \gamma \Rightarrow n + \pi^+$$

という相互作用が起こり、エネルギー損失を起こす。また、電子、陽電子の pair

production という相互作用、

$$p + \gamma \Rightarrow p + e^+ + e^-$$

も起こし、この反応でもエネルギー損失を起こす。

観測された宇宙線エネルギースペクトルを図 1.1 に示す。

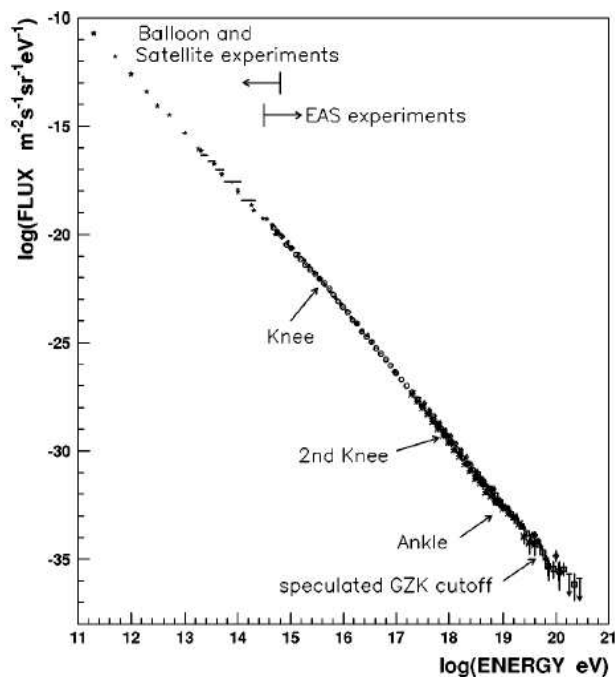


図 1.1: 宇宙線のスペクトルの図。横軸が宇宙線のエネルギー (Log スケール) で表したものの、縦軸は宇宙線のフラックス (Log スケール) で表したものである。

10^{15} eV 付近には knee と呼ばれるスペクトルの折れ曲がりがあり、 10^{19} eV 付近には ankle と呼ばれる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、

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

と表せる。 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 E_{knee} 以下であるときは、銀河円盤の厚さよりもラーモア半径の方が十分小さいため宇宙

線は銀河円盤の中に閉じ込められる。但し、この効果だけでなく拡散運動の効果と合わさることにより E_{knee} あたりのエネルギーから宇宙線が銀河円盤外へ流出しはじめる。 E_{knee} 付近でスペクトルの折れ曲がりがあるのは、 E_{knee} 以上のエネルギーが銀河円盤外に流れでることにより宇宙線の数が減少するためと考えられる。

E_{ankle} 以上の宇宙線の場合は、銀河磁場による曲率半径が銀河系の大きさを越えはじめるため銀河磁場だけでの閉じ込めは不可能になる。よって、 E_{ankle} を越えるエネルギーを持った宇宙線である EHECR は、我々の銀河で作られているのではなく外の銀河で作られそこから我々の銀河へ流れ込んで来ていると考えられる。最高エネルギー領域での宇宙線の発生源が我々の銀河系外だとすると CMBR との相互作用によるエネルギー損失が大きく効いてくる。これから地球に降り注ぐ一次宇宙線の限界エネルギーが存在する。これを GZK カットオフと呼ぶ。

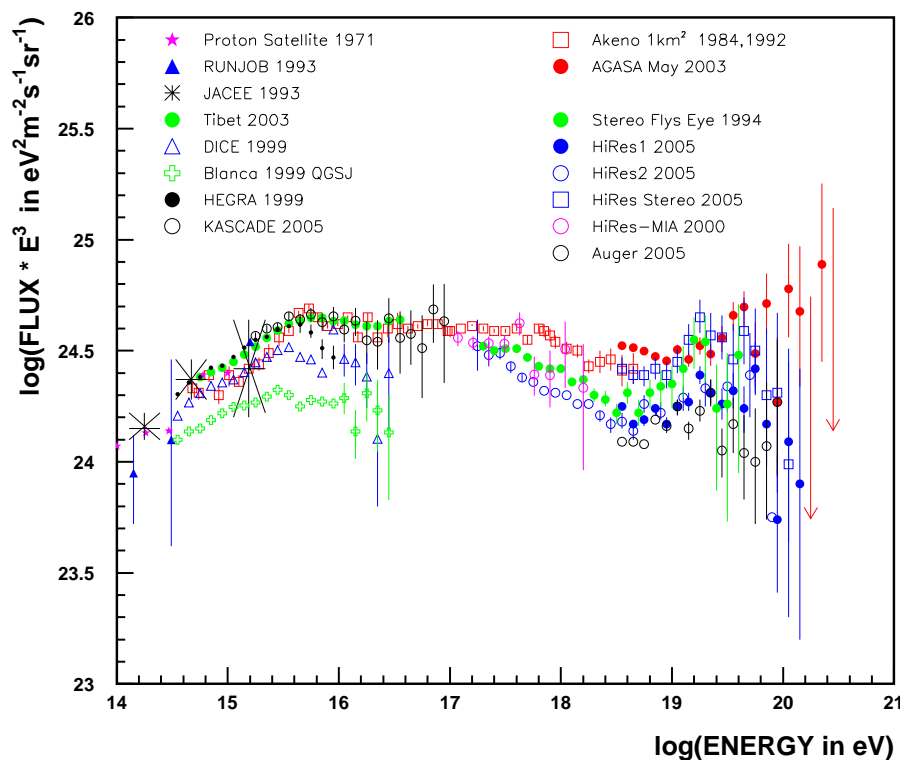


図 1.2: GZK カットオフの図 [2]。横軸はエネルギー (Log スケール)、縦軸は Flux にエネルギーの 3 乗をかけたもの (Log スケール) である。

1.2 空気シャワー

宇宙線は宇宙空間から地球に降り注ぐときに、地球上の大気の原子核(主に窒素や酸素)に衝突をして原子核を破砕する。大きなエネルギーを持った宇宙線(一次宇宙線)が大気の原子核に衝突すると破砕粒子(二次宇宙線)が生成される。この破砕粒子がさらに大気の原子核と衝突を起こし、カスケード状に粒子生成が行われる。この現象のことを空気シャワーと呼ぶ。

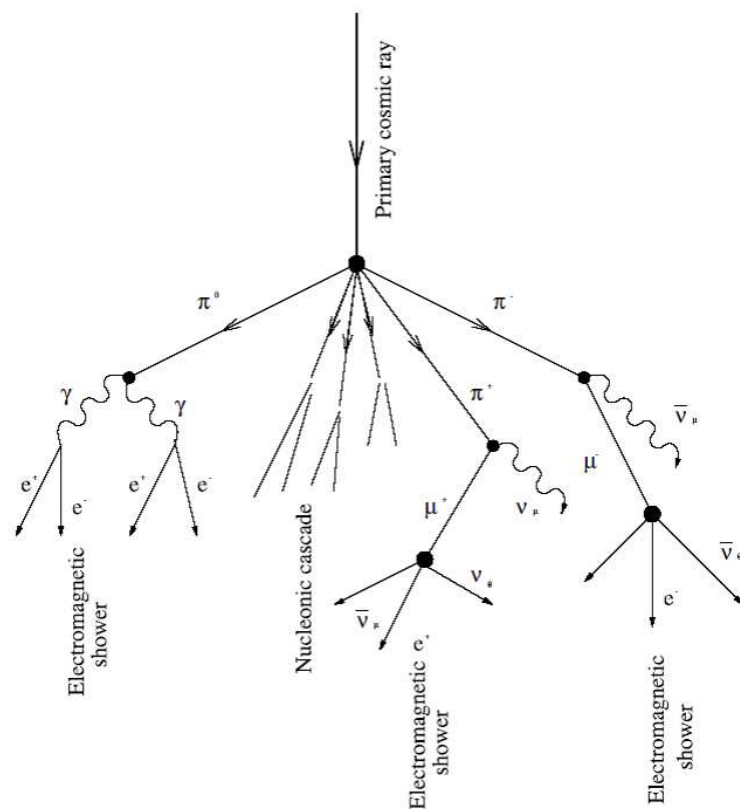


図 1.3: 空気シャワーの図。空気シャワーには、ガンマ線起源の電磁シャワーとハドロン起源のハドロンシャワーがある。

1.2.1 ハドロンシャワー

宇宙線が大気の原子核との衝突で二次的に生成した陽子や中性子、パイオンやK中間子なども大気と衝突してさらに三次的、四次的にハドロンが増殖され、カ

スケード状に粒子生成が行われる [3]。この現象のことをハドロンシャワーという。陽子、中性子 (本来なら不安定な粒子だが、崩壊時間が 887 秒と他の粒子に比べ長いいため安定とした) 以外は不安定な粒子であり例えば π なら、

$$\pi^+ \Rightarrow \mu^+ + \nu_\mu, \quad \pi^- \Rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu, \quad \pi^0 \Rightarrow 2\gamma$$

上記のような崩壊反応を起こす。シャワーを発達させるためにはパイオンが崩壊する前に大気原子核と反応する必要がある。但し、 π^0 は崩壊時間が約 8.4×10^{-17} 秒と非常に短いため、ハドロンシャワーには関与しない。 π のエネルギーを E_π として崩壊が起こるのに必要な平均の飛距離 L_{decay} を考える。 L_{decay} は相対論的効果により、

$$L_{decay} = \frac{c\tau_\pi E_\pi}{m_\pi c^2} \quad (1.2)$$

m_π はパイオンの質量、 τ_π はパイオンの崩壊時間とする。一方、大気の原子核との相互作用が起きるには一定の通過量 x_{int} が必要である。平均自由行程 L_{int} は大気の密度 ρ とともに変化をし、以下の式で表される。

$$L_{int} = \frac{x_{int}}{\rho} \quad (1.3)$$

大気原子核と相互作用が起きるためには、 $L_{decay} > L_{int}$ である必要がある。よって、

$$E_\pi \cdot \frac{c\tau_\pi}{m_\pi c^2} > \frac{x_{int}}{\rho}$$

$$E_\pi > E_{min} = \frac{x_{int}}{\rho c \tau_\pi} \times m_\pi c^2 \simeq 12 \text{GeV} \cdot \frac{\rho_0}{\rho} \quad (1.4)$$

但し $x_{int} = 90 \text{g} \cdot \text{cm}^{-2}$ 、海面での大気密度 $\rho_0 = 1.2 \times 10^{-3} \text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$ 、 $\tau_\pi = 2.6 \times 10^{-8} \text{s}$ である。よって $E_\pi > E_{min}$ である限りハドロンシャワーは発達を続ける。 $E_\pi < E_{min}$ になった所で反応は止まり、ミューオンに崩壊する。 K^\pm の場合も求め、その場合は

$$E_\pi > E_{min} \simeq 92 \text{GeV} \cdot \frac{\rho_0}{\rho}$$

となった。

一次宇宙線陽子のエネルギーが 10^{14}eV 以上になると、空気シャワーによって生成された粒子が大気に吸収されず、粒子が地表で検出される。

粒子	質量 [MeV]	崩壊時間 [sec]	E_{need} [GeV]
陽子	938	安定	
中性子	939	887	
π^\pm	139	2.6×10^{-8}	12
π^0	135	8.4×10^{-17}	
K^+, K^-	493	1.2×10^{-8}	92
K^0	497	$K_S^0 = 0.89 \times 10^{-10}$	1200
		$K_L^0 = 5.2 \times 10^{-8}$	23
μ	105.6	2.2×10^{-6}	
e	0.511	安定	

表 1.1: 粒子の質量や崩壊時間。 E_{need} は式 (1.4) の 12GeV に相当するものである。

1.2.2 電磁シャワー

一次粒子によって生成された π^0 が 2 個の γ に崩壊し、その γ が pair creation を起こす。この 2 個の荷電粒子が制動放射を起こすことにより γ 線を出す。つまり 1 個の γ 線が 4 個の粒子に増える。これがカスケード状に起こり、このことを電磁シャワーという。

制動放射により電子あるいは陽電子のエネルギーが e^{-1} に減衰するまでに通過する距離を放射距離 X_0 という。大気の深さを $t = X/X_0$ と定義すると、シャワー中の粒子数 N はほぼ

$$N \simeq 2^t$$

で表される。この時の粒子が持つエネルギーは $E/2^t$ で減少する。荷電粒子は電離損失によりエネルギーを失ってしまう。ある距離 X を進む間に失ってしまうエネルギーは、

$$\frac{dE}{dx} = -2Cm_e \left\{ \ln \left(\frac{\pi^2 m_e^2}{(1 - \beta^2)^{\frac{3}{2}} I(Z)^2} \right) - a \right\} \quad (1.5)$$

但し v は電子の速度、 $\beta = v/c$ 、 $I(Z)$ は原子番号 Z の電離ポテンシャル、 a は電子の時 $a = 2.9$ 、陽子の時は $a = 3.6$ を用いる。この電離損失で失うエネルギーが粒子の持つエネルギーとほぼ等しくなるところで反応は止まる。この時のエネルギー値を臨界エネルギー ϵ_0 と呼ぶ。粒子数が N_{max} で最大のときの大気深さを空気シャワーの最大深さとし t_{max} とする。大気に突入してきた一次宇宙線の持つて

いたエネルギーを E_0 とすると、 N_{max} は

$$N_{max} \approx 2^{t_{max}} \approx \frac{E_0}{\epsilon_0}$$

となる。

π^\pm と π^0 の発達比率は 2:1 なので、エネルギーは π^0 を通して電磁シャワーに流れ、そして電離損失によって失われる。ハドロンシャワーの場合と同様に、電磁シャワーにおいても一次宇宙線陽子のエネルギーが $10^{14} eV$ 以上になると、空気シャワーによって生成された粒子が大気に吸収されず、粒子が地表で検出される。

1.3 最高エネルギー宇宙線の起源

1.3.1 天体起源説

最高エネルギー宇宙線の起源に考えられているモデルは大まかに分けて 2 つ存在する。1 つがボトムアップモデルと呼ばれる天体による宇宙線加速である。宇宙線は宇宙空間に存在するプラズマ衝撃波や電場によって加速する。衝撃波加速の最高加速エネルギーは

$$E_{max} \propto eZBL\beta c$$

で表される。最大加速エネルギーは加速される粒子の電荷 (eZ)、プラズマ衝撃波の速度 (βc)、磁場強度 (B)、加速領域 (L) に比例する。

もう 1 つのモデルがトップダウンモデルと呼ばれる素粒子の崩壊によって最高エネルギー宇宙線を生成するというモデルである。

天体起源説ではフェルミが提言した衝撃波加速モデルであるフェルミ加速モデルによって宇宙線が加速されると考えた説である [4]。図 1.4 に最大加速エネルギーと天体の大きさ、磁場の強さの関係を記す。粒子を $10^{20} eV$ まで加速することが出来る天体は限られており、GZK 効果を考えるとこれらの天体が 100Mpc 以内に存在する必要がある。現在考えられている起源は銀河電波ローブやブラックホール、ガンマ線バースト、衝突銀河などである。

- 銀河電波ローブ

銀河電波ローブは活動銀河核から発生するジェット of 終点に存在し、この銀河ローブ内には強い電磁波が放射される領域である Hot Spot が存在する。この場所は磁場が強く粒子の閉じ込めを行うことが十分可能であると考えられ

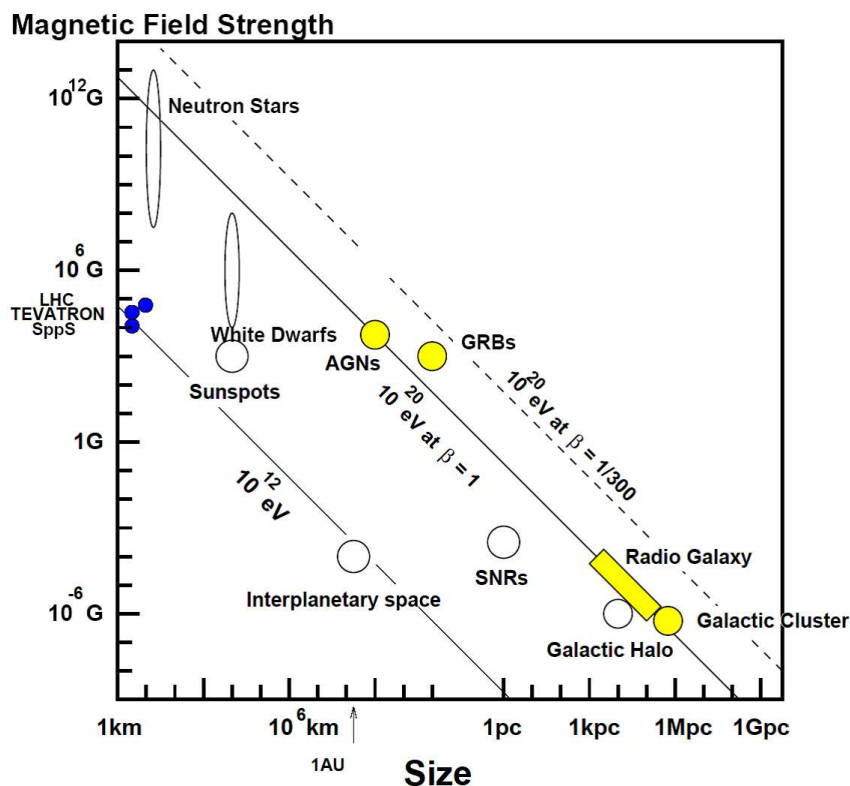


図 1.4: 宇宙線起源天体に求められる磁場と大きさの関係の図。AGNは活動銀河核、SNRは超新星残骸、GRBはガンマ線バーストの略である。

ている [5]。

- ブラックホール

ブラックホールの場合、降着する物質の重力エネルギーを加速粒子のエネルギーとして使うと考えられる。粒子加速は回転する磁場によって生じる電場による加速と考えられている [6]。

- ガンマ線バースト

ガンマ線バーストはガンマ線が数秒～数時間にわたって閃光のように放出される現象のことである。ガンマ線バーストを用いた加速過程として有力な説は internal shocks と呼ばれる相対論的なシェルが多数衝突し、その衝突の際

に形成される衝撃波を利用したフェルミ加速である [7]。

- 衝突銀河

衝突銀河は複数の銀河が接近遭遇し、お互いの重力作用でそれぞれの銀河の形態や性質に大きな変化を生じる現象のことである。銀河団同士が衝突したときに磁気乱流や衝撃波が発生する。これらを起源とした加速過程が粒子加速源として現在考えられる。

1.3.2 素粒子崩壊起源説

ビッグバン初期の宇宙の相転移によって宇宙ひもやモノポールなどの位相欠陥が生成される。このような位相欠陥や超重粒子が銀河近傍で崩壊をすることにより EHECR が生まれると考えられる説である。位相欠陥や超重粒子は崩壊によって GUT スケールのヒッグス粒子や超重フェルミオンなどを生成し、それらが崩壊することにより EHECR を生成しているかもしれないと考えられている。

1.3.3 近年の観測

最高エネルギー宇宙線の到来頻度は極めて低く、 10^{20} eV を越える宇宙線は 1km^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 実験と HiRes 実験が存在する。この 2 つの実験結果は相反しており、AGASA 実験は GZK カットオフがない実験結果を出し、HiRes は GZK カットオフがある実験結果を出している。AGASA の観測した一次宇宙線のスペクトルと、GZK カットオフを考慮し宇宙線源を銀河系外に一様にあるとしたときのスペクトルの図を図 1.5 に示す。しかし、どちらの実験も統計数が十分ではなく、エネルギー決定の系統誤差は AGASA が 18%、HiRes は 21% である。したがって、どちらの結果が正しいかまだ分からない状況である。

宇宙線は全天から等方的に到来する。AGASA が観測した $10^{19.6}$ eV を越える宇宙線は 59 事象あり、それを赤道座標系で記したものを図 1.6 に示す。図 1.6 を見ると宇宙線の到来方向は等方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。

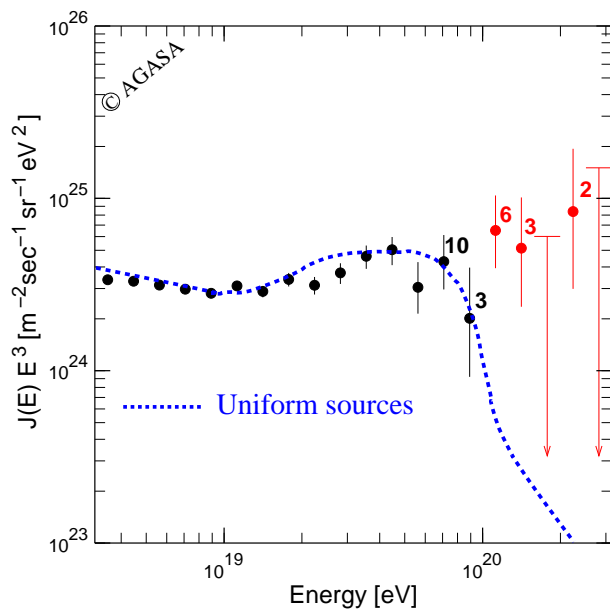


図 1.5: AGASA 実験結果の図。横軸はエネルギー (Log スケール)、縦軸はエネルギーのフラックス (Log スケール) であり、エネルギーの 3 乗と 10^{24} を掛けてある。

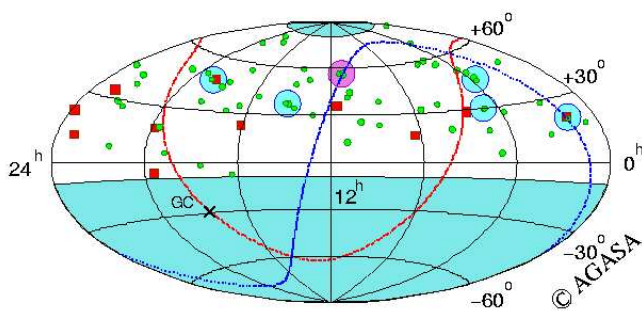


図 1.6: AGASA が観測した $10^{19.6}$ eV を越える宇宙線の到来方向分布。

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実験は空気シャワーを大気蛍光望遠鏡 (Fluorescence Detector :以下 FD) と地表検出器 (Surface Detector :以下 SD) という 2 つの観測装置を用いて同時観測する実験である。FD を用いた観測は月の出ていない暗夜のみ観測可能で、観測時間効率は 10 % 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することができ、また宇宙線の粒子種の決定もできる。SD による観測は到来方向や宇宙線エネルギーの決定精度は多少落ちるが、観測効率が良い (AGASA の場合、観測効率 95%以上) という特徴がある。

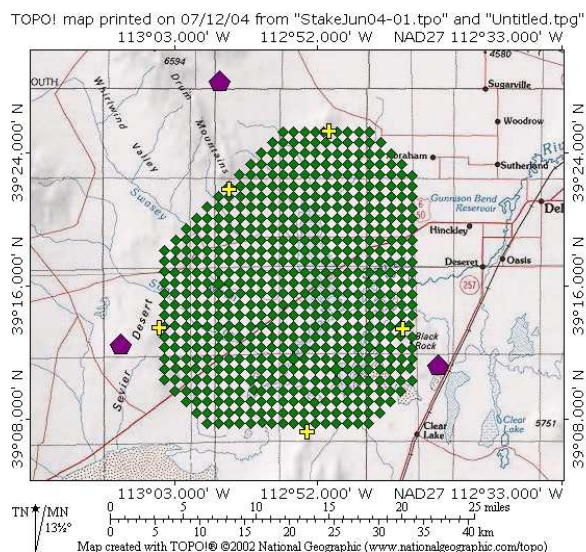


図 2.1: テレスコープアレイ検出器の配置図。紫色の点が FD 建設地、緑の点が SD 設置地である。

テレスコープアレイ実験では FD を 3 台、SD を 576 台をアメリカのユタ州ミラード郡の砂漠に設置する。この場所を選んだ理由として

1. 大気が乾燥していて透明度が非常に高い
2. 晴天率が良く観測効率が良い
3. 町から離れているため人工光によるノイズが少ない

のためである。テレスコープアレイ実験では宇宙線エネルギーの決定精度を10%以内に抑えることを目標としている。これによって Super-GZK 宇宙線の存在を確立し、その発生起源や宇宙空間における伝播過程を解明することが本実験における目的である。

2.2 テレスコープアレイ観測装置

2.2.1 大気蛍光望遠鏡

FDは宇宙線が地球の大気に衝突し、空気シャワーを作っている時に発する大気蛍光を捕らえる観測装置である。FDは口径3.3mの球面鏡とカメラ部から出来ており、上下に1台ずつ設置されている。FDはステーション内に格納されており、1ステーションに12台(6基の望遠鏡架台)のFDがある。ステーションにはシャッターがついており観測を行うとき以外は保護のためシャッターを閉めてある。

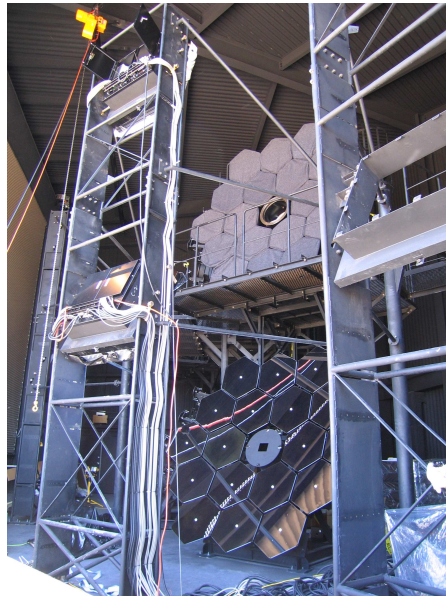


図 2.2: 大気蛍光望遠鏡。大気蛍光望遠鏡は反射鏡とカメラから構成されており、反射鏡は曲率半径 6,067mm、口径約 3mm の球面鏡であり、18 枚の部分鏡から成る。

FD1 台の視野は上段が仰角 15.5° 、方位角は 18° である。これが上下 2 段重ねに横に 6 つ (6 台の望遠鏡架台) が並ぶ。よって 1 ステーションの視野は仰角が $3^\circ \sim 34^\circ$ で、方位角は 108° となっている。

望遠鏡についているカメラには光電子増倍管 (Photo Multiplier Tube : 以下 PMT) が 16×16 のアレイ状に配置され、1 カメラに 256 本の PMT が使用されている。PMT は浜松ホトニクス社製 R9508 を使用している。各 PMT にはプリアンプが取り付けられており、光電面には観測対象の大気蛍光波長域以外 (観測対象波

長域 300nm~420nm) を取り除くために BG3 フィルターを取り付けてある。

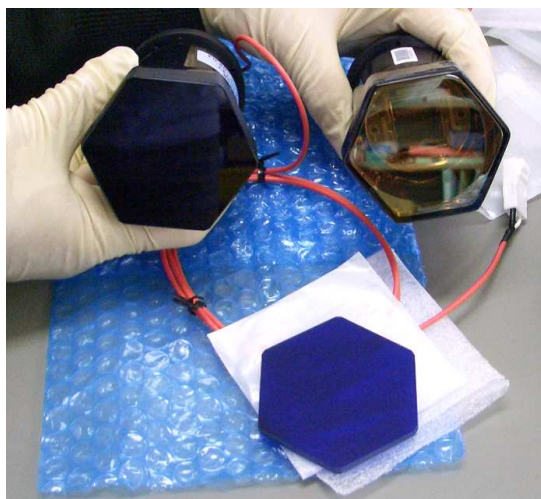


図 2.3: FD カメラ。左図がカメラ本体、右図がカメラについている PMT である。

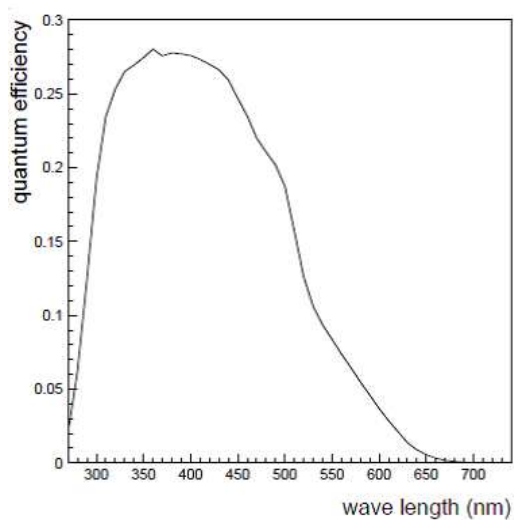
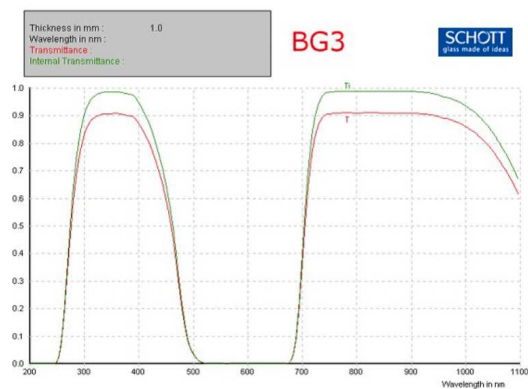


図 2.4: 左図が BG3 の波長に対する透過率。右図が FD に用いられている PMT の波長に対する量子効率である。

2.2.2 地表検出器

SD による観測方法はプラスチックシンチレーターを用いて行う。プラスチックシンチレーターとは、荷電粒子がその部分を通過すると荷電粒子が物質中の電子

を励起させ光を出すものである。発生した光をウェーブレングスシフトファイバー (波長変換光ファイバー) で集め、それを PMT で電気信号に変換して観測を行い、PMT の出力波形を AD 変換する装置 FADC で記録する。

SD は標高 1400m の場所に図 2.5 のような 3m^2 のプラスチックシンチレーターを 1.2km 間隔で碁盤目状に 576 台並べる。この面積は AGASA 実験の約 9 倍の大きさである。各 SD には GPS 受信機 (Motorola M12+) が搭載され、SD 間は 20ns 以下の相対精度を持って同期される。通信は SD に搭載されている Wireless LAN によって行われる。周波数帯は 2.4GHz 帯で平面アンテナを用いており、各 SD は通信塔 (無指向性アンテナ) と交信をすることが可能である。電力源は最大出力 120W の Solar Panel を用いる。これと WirelessLAN を用いることによりケーブルが不要なため自立装置として運用が可能である。

地表検出器に用いられる PMT は英国 Elecron tube 社製 9124SA で、ソケットは

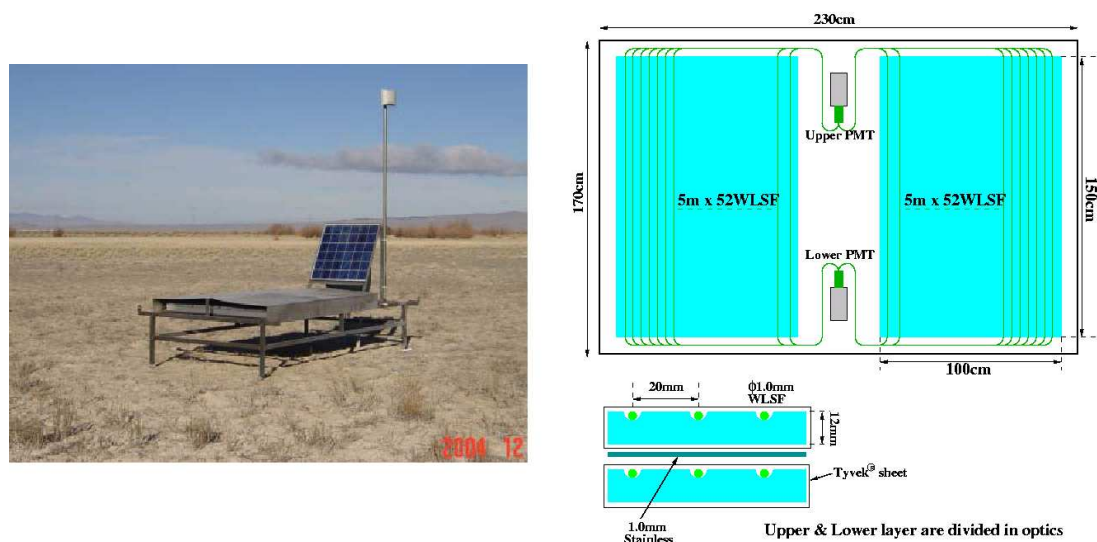


図 2.5: 地表検出器。左図は検出器の概観であり、右図は検出器の内部図である。右図において青い四角がプラスチックシンチレーター、緑色の線が波長変換ファイバー、グレーの四角が PMT である。

同社製 PS1800/12F を用いる。使用する PMT はすべて増幅率、入力光対出力電圧の線型性、暗電流のノイズ、出力波形を調べた。例として図 2.6 に PMT で 1 光電子を見たデータを示す。

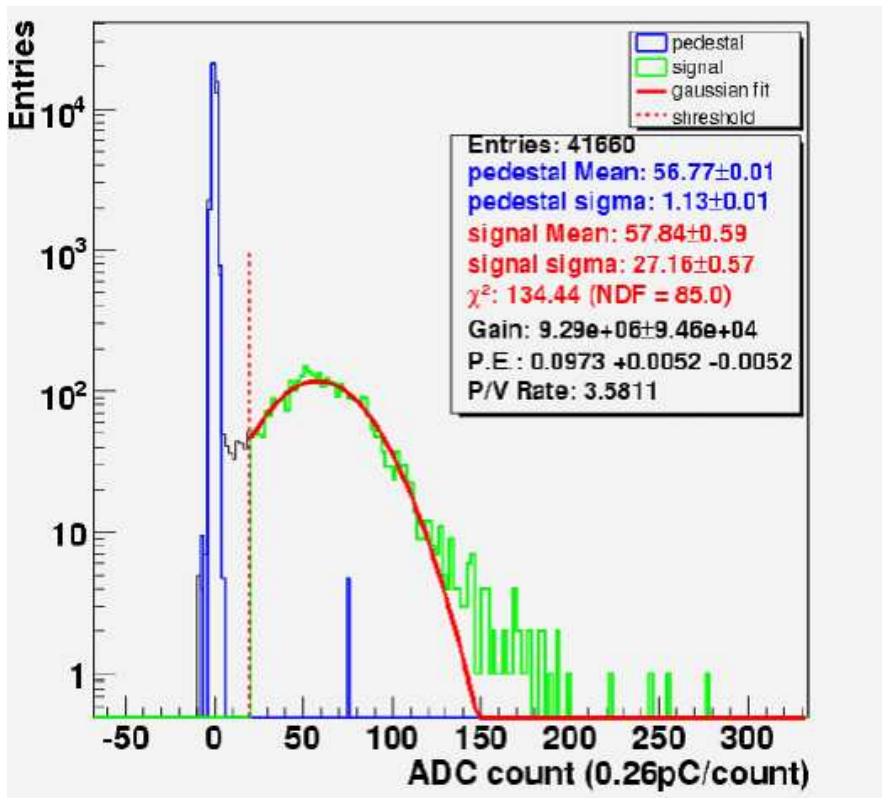


図 2.6: SDに使用されているPMTに1光電子を入射した時のヒストグラム図。左から1つ目のPeakはPedestalの値、2つ目の値が1光電子のPeak値である。但し、アンプで出力信号を強めてあり、アンプ倍率は約10倍である。赤い線は正規分布でFittingした結果である。

2.2.3 検出原理

- SDの検出原理

SDはPMTからの電気パルスから分かる粒子数と到来方向の測定から、空気シミュレーションのモンテカルロシミュレーションを用いて、一次宇宙線のエネルギーと到来方向を決める。この時、どの検出器がどれくらいの時間差で反応したかによって到来方向を決定する。そのため、Global Position Systemによって与えられる時刻と場所が非常に重要である。

- FDの検出原理

FDは大気蛍光を測定することで、宇宙線の到来方向やエネルギー $E^{primary}$ を決める。大気蛍光の発光スペクトルを図 2.7に示す。FDは宇宙線の到来方向を決定

する時に、各FDステーションのカメラ画像からイベントを決める(図2.8)。2箇所
のFDステーションの2枚のイベントの交差する線がシャワー軸となる。

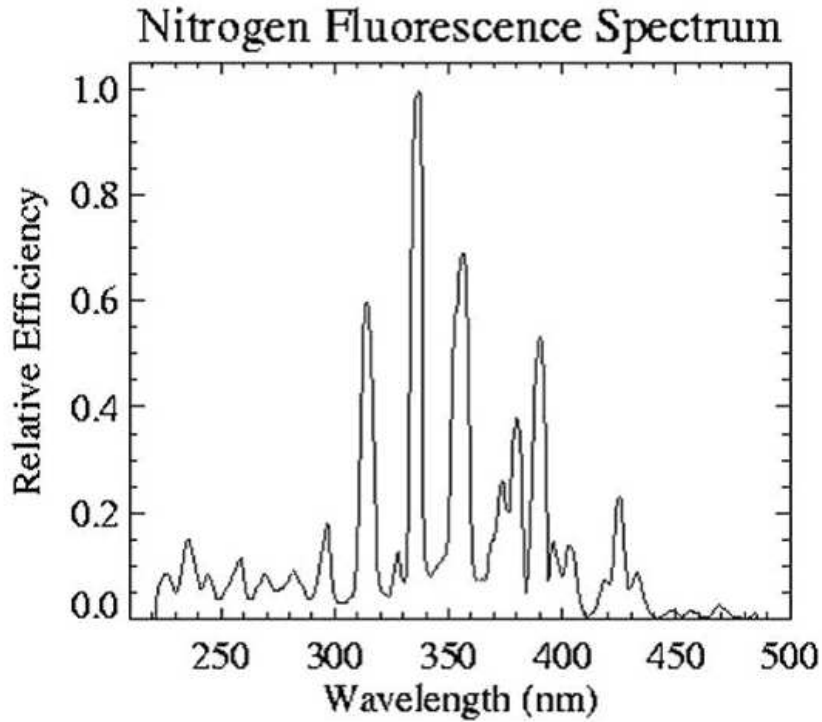


図 2.7: 大気蛍光の発光スペクトル。

FDによる1次宇宙線のエネルギーの決定は以下の手順で行う。

1. $E^{primary} = \eta \sum E_i$

i はPMT番号、 E_i はPMT i の見ている視野中でのエネルギー損失、補正係数 η は視野外での発行に対する補正である(イベント毎に異なる)。

2. $E_i \cdot \epsilon(\lambda) = N_i^{PH}$

$\epsilon(\lambda)$ は大気蛍光の発光効率であり、 N_i^{PH} はPMTの視野内での発光光子数である。

3. $C_i^{(PH \rightarrow PE)}(\lambda) = C^{win}(\lambda) C^{Filter}(\lambda) C_i^{QE}(\lambda) C_i^{CE}$

$C^{win}(\lambda)$ はアクリル窓の透過効率、 $C^{Filter}(\lambda)$ はBG3透過率、 $C_i^{QE}(\lambda)$ はPMT i の量子効率、 C^{CE} はPMTのダイノードのCollection係数である。

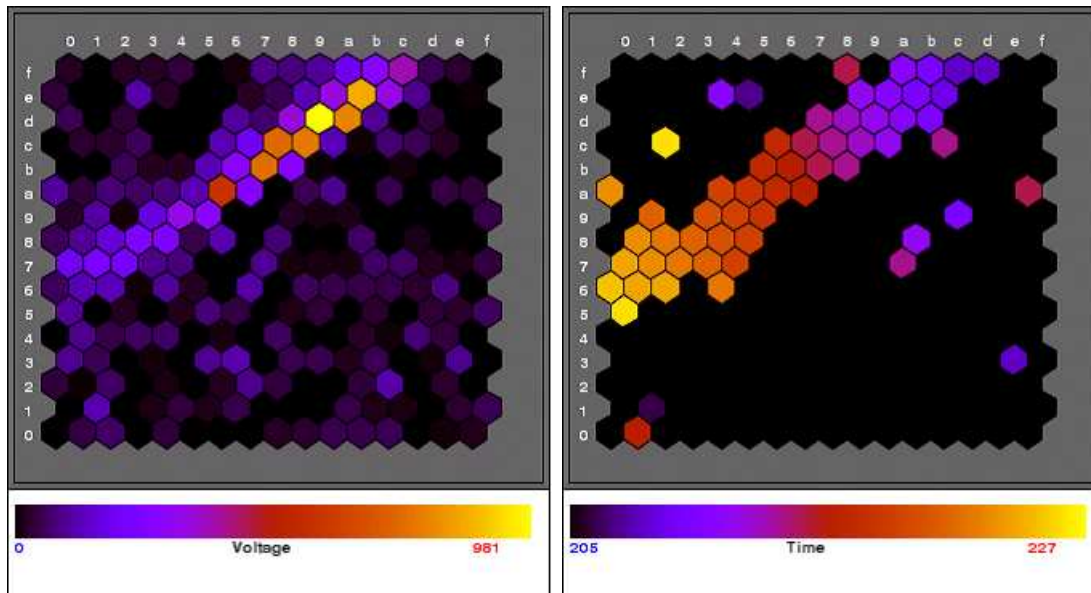


図 2.8: FD で取得したイベント。左図は大気蛍光の光量を表したもので、黄色に近いほど光量が多い。、右図は時間を表したもので、青色から黄色の方に宇宙線イベントが起こったことが分かる。

$$4. X_i^{CH} = N_i^{PH} F_{Ray}(\lambda) F_{Mie}(\lambda) \frac{A_i}{4\pi R_i^2} C_i C_i^{(PH \rightarrow PE)} C_i^{(PE \rightarrow CH)}$$

X_i^{CH} は i 番目の PMT の ADC Count 数 (測定値である)、 $F_{Ray}(\lambda)$ は Rayleigh 散乱による減衰率 (イベント毎に計算)、 $F_{Mie}(\lambda)$ は Mie 散乱による減衰率であり LIDAR や CLF を参照して評価する。 R_i は FD から発光点までの距離、 A_i は望遠鏡の集光面積、 C_i は補正係数、 $C_i^{(PH \rightarrow PE)}$ は入射光子を PMT の光電子数の変換効率、 $C_i^{(PE \rightarrow CH)}$ は 1 光電子信号から ADC Count への変換係数である。

1~4 より、一次宇宙線のエネルギー $E^{primary}$ は $F_{Ray}(\lambda)$ 、 $F_{Mie}(\lambda)$ の補正の精度が非常に効いてくる。よって大気の減衰率を調べることは重要である。

2.2.4 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がどれだけ澄んでいるかを表す大気透明度の測定は重要である。この大気透明度を LIDAR と CLF を用いて調べる。これらのことを調べることにより、大気蛍光が発生した場所から FD に届くまでに光がどれだけ減衰したかを調べる。CLF は 3 つの FD ステーションから等間隔 (~20km)

に設置し、真上にレーザーを撃ち各FDステーションで観測する。側方散乱光の強度測定により大気透明度の測定を行う。またIRカメラを用いて観測中の空の状態(温度を見ることにより、雲などの状態)を見る。IRカメラは図2.9のような物を使用している。

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。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の概要図を示しておく。

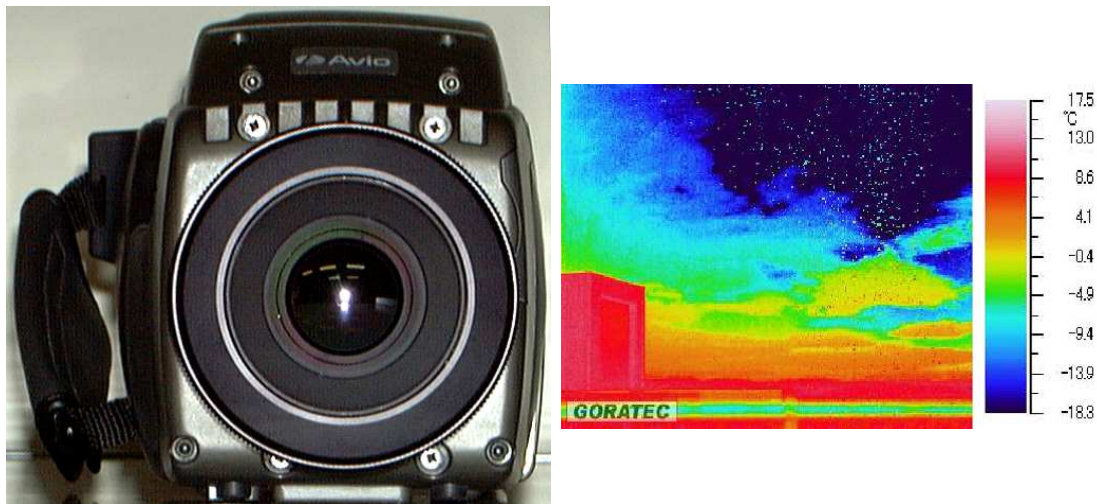


図 2.9: IRカメラ。左図は使用しているIRカメラであり、右図はIRカメラで取った画像である。赤色に近いほど温度が高く、青色に近いほど温度が低い。

2.2.5 Global Position System

TA実験ではFDとSDにGlobal Position System(以下GPS)を組み込んでいる。SDは全部で576台設置をし、どの検出器がどれくらいの時間差で反応したかによって到来方向を決定する。そのため、SD1台1台に正確な時計をのせる必要がある。GPSはGPS衛星から現在の時刻(GPS衛星に積まれた原子時計の時刻であ

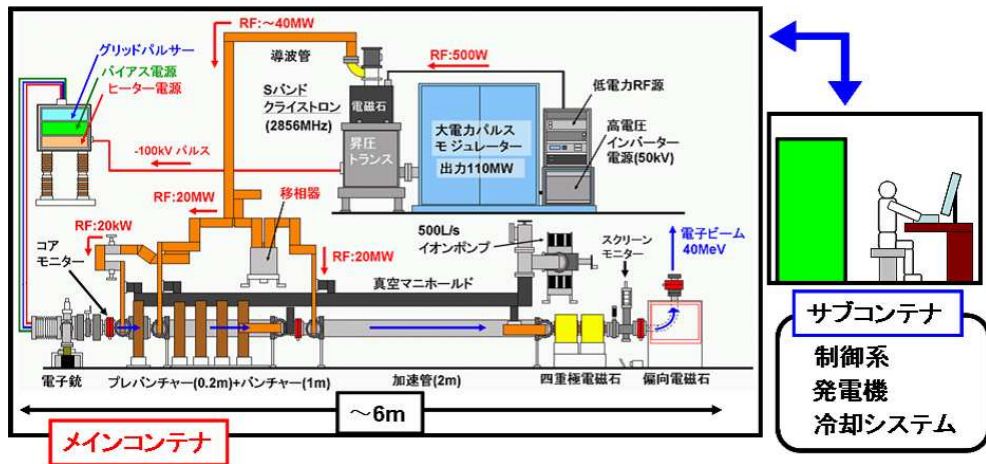


図 2.10: LINAC の概要図。

り極めて正確)の情報を貰う。また、信号の届くまでの位相差を使ってGPS衛星との距離を算出する。3つ以上のGPS衛星をGPSが捕捉すると、GPSは自分の座標を計算出来る。これをSDにのせることにより1台1台の検出器が正確な時計を持つことになる。

FDにはSDと同期した正確な時計を持たせることにより、空気シャワーイベントが起こったときに、ハイブリッドに観測するのに好都合であるためのせてある。図2.11に使用したGPSを示す。



図 2.11: GPSはMOTOROLA社製M12+を使用している。

このGPSの精密測定には海洋大学のGPSシミュレーターを使用した。GPSシミュレーターは任意の時間、場所におけるGPSが受け取るGPS衛星からの

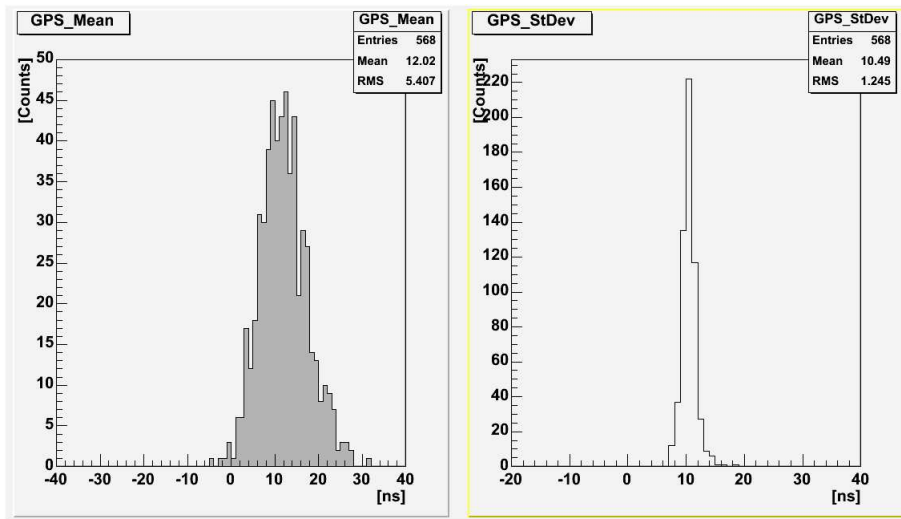


図 2.12: 左図は GPS 568 枚の 1pps の Offset、右図は GPS 568 枚の 1pps の標準偏差のヒストグラムある。

電波を作ることが出来る機械である。図 2.12 に海洋大学の GPS シミュレーターを使用してある時刻、場所に対してどれだけずれているかを調べた結果を示す。尚、測定した GPS の 1pps の基準は GPS シミュレーターから出ている 1pps としている。GPS には宇宙線の到来方向決定精度 1° という条件から標準偏差が 20nsec 以内でないといけないという制約がある。図 2.12 の右図を見ると 568 枚の GPS の標準偏差が 20ns 以内に収まっていることがわかる。従って、この測定により、我々が選定した GPS は求められる性能を満たしていることがこの実験からわかった。

第3章 大気モニター

FD で用いられている大気蛍光法による宇宙線エネルギーの決定において大気透明度は大きなウェイトを占めている。そのためレーザーを大気に照射することにより大気透明度を測定する LIDAR システムによって大気の状態をモニターする。

3.1 大気の散乱

大気蛍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が減衰する。いま、底面が単位面積、高さが dx の角柱に光が垂直入射する場合を考える。この角柱内の散乱体1個あたりの吸収・散乱断面積を σ 、散乱体の単位体積あたりの個数を N とする。

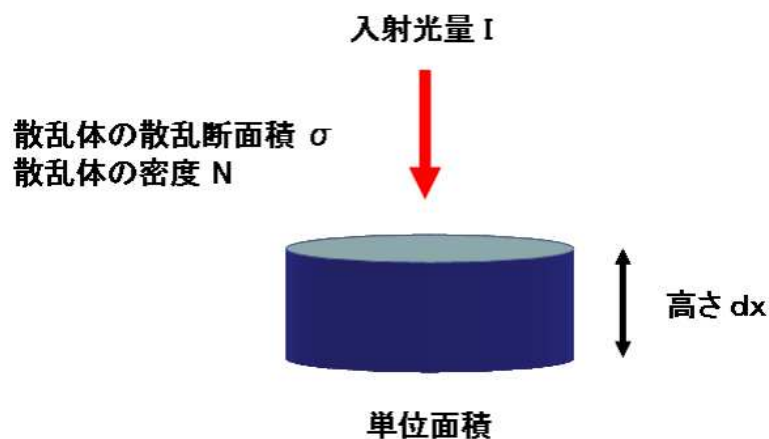


図 3.1: 光が散乱体によって散乱される図。入射光は散乱体の含まれる領域(角柱)に垂直入射する。

この角柱内の全散乱断面積は $N\sigma dx$ となり、この角柱に光量 I が入射すると散乱光量 dI は

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

となる。両辺を積分すると、

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

となる。但し、 I_0 は媒質に入射した初期光量値である。消散係数 $\alpha = N\sigma$ を定義すると、

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

としたものをランバート・ベールの法則という。この消散係数 α は光の減衰率を表すパラメータであり媒質が大気の場合は、消散係数は主に Rayleigh 散乱と呼ばれる大気分子による散乱成分と Mie 散乱と呼ばれるエアロゾルによる散乱成分によって構成されている。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。実例として、雲は水蒸気から出来ているので Mie 散乱を起こす。

Rayleigh 散乱については実験値が理論値に非常に近く (1%以内) 再現するため [8]、ある場所における消散係数値が知りたい時は式 (3.10) と、その場所における温度と圧力から計算することが可能である。Mie 散乱においては理論値は実験値とは違い、時間や場所によって変わるので実験による測定が必要である。

3.1.1 Rayleigh 散乱

Rayleigh 散乱は、分子 (散乱体) の半径が光の波長に比べて十分小さい場合に起こる散乱である。大気中の Rayleigh 散乱は大気を構成する分子によって起こり、空が青く見えるのはこの散乱の効果である。大気分子 1 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、磁気双極子の放射であると考えて、以下の式 (3.4) で表される [9]。

$$\sigma(\lambda) = \frac{24\pi^3(n^2 - 1)^2}{\lambda^4 N^2 (n^2 + 2)^2} F_k \quad (3.4)$$

$$F_k = \frac{6 + \rho}{6 - 7\rho} \quad (3.5)$$

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 λ の光の屈折率である。また、 F_k は King correction factor と呼ばれるもので大気分子の異方性に関わる係数であり、 ρ は depolarization factor である。

この散乱断面積を温度 15°C、1 気圧の条件で値を求める。まず、 $T_0 = 15 + 273.15$ [K]、 $P_0 = 1013.25$ [hPa] における分子数密度は、状態方程式

$$PV = nRT \quad R = 8.31 [J/K \cdot mol] \quad (3.6)$$

より、

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

となる。ついで、同じ条件下における波長 λ の屈折率は、

$$(n_0 - 1) \times 10^8 = \frac{5791817}{238.0185 - (1/\lambda[\mu m])^2} + \frac{167909}{57.362 - (1/\lambda[\mu m])^2} \quad (3.7)$$

でよく近似できることが知られているので [9]、この条件下での入射波長 355nm における屈折率

$$n_0 = 1.000286$$

が求められる。大気分子の異方性に関わる係数 F_k は波長依存をしており、波長 355nm で、 $F_k = 1.052$ である [9]。以上から、

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

である。また、ある気圧 P と温度 T における分子数密度 N は、理想気体の状態方程式 (3.6) 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。

以上によりある高さにおける Rayleigh 散乱の消散係数は、散乱断面積 σ の式 (3.8) とその高さにおける分子数密度 N の式 (3.9) から

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

となる。

また、入射波が一様な偏向面を持つ円偏光の場合、Rayleigh 散乱の散乱微分断面積は、

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

これにより、Rayleigh 散乱は前後方に対称散乱を起こすことが分かる。

3.1.2 Mie 散乱

Mie 散乱は、粒子 (散乱体) の大きさが光の波長に同程度かやや大きい場合に起こる散乱である。大気中では主に塵や水滴などのエアロゾルが散乱体である。Mie 散乱による散乱パターンの角度分布は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 散乱の理論によると散乱光の強度は散乱角 θ 、粒子の屈折率 n 、サイズ因子と呼ばれる S の関数になる [10]。サイズ因子とは、

$$S = \frac{2\pi r n}{\lambda}$$

のことで、粒子の半径 r 、粒子の周りの媒質の屈折率 n 、波長 λ によって決められる。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い。図 3.2 に Rayleigh 散乱と Mie 散乱における散乱角度分布の例を示す。

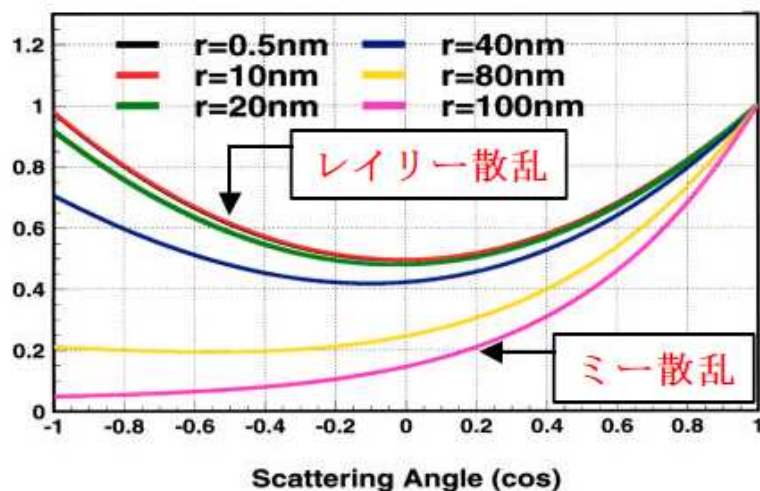


図 3.2: Rayleigh 散乱と Mie 散乱における散乱角度分布。 r は散乱体の半径である [11]。

3.1.3 US 標準大気モデル

まず US 標準大気モデルを使って、ある高さにおける気圧と温度を求め、この値を式 (3.10) に代入することで、その高さでの Rayleigh 散乱の消散係数を計算する。US 標準大気モデルは以下の様な高さに対する温度変化を考える。

- 地上の気圧、気温：1013.25hPa と 15 °C
- 高度 11km までの気温変化率：-6.5 °C/km
- 高度 11km~20km までの気温変化率：0.0 °C/km

気圧は WMO 第 11 回世界気象会議で決議されたジオポテンシャル高度から求められる。ジオポテンシャル高度が 0km の時、海拔高度もほぼ 0km なのでジオポテンシャル高度 \approx 海拔高度として扱う。

理科年表にはある高さにおける US 標準大気モデルの圧力や温度が記されており [12]、ここからの値を使うことにより圧力 P を高さのみの関数、温度 T を高さのみの関数で Fitting をする。圧力の Fit には指数関数、温度の Fit には 2 次関数を用いた。気圧の Fitting 関数 (y_p [hPa]) と温度の Fitting 関数 (y_t [K]) は、

$$y_p = \exp(6.8 - 0.14x), \quad y_t = 1.1 \times 10^{-7}x^2 - 6.5x + 279$$

であった。これを図 3.3、図 3.4 に示す。 x の単位は km で扱っている。この関数を式 (3.10) に代入することにより消散係数 α を高さのみの関数として表すことが出来る。

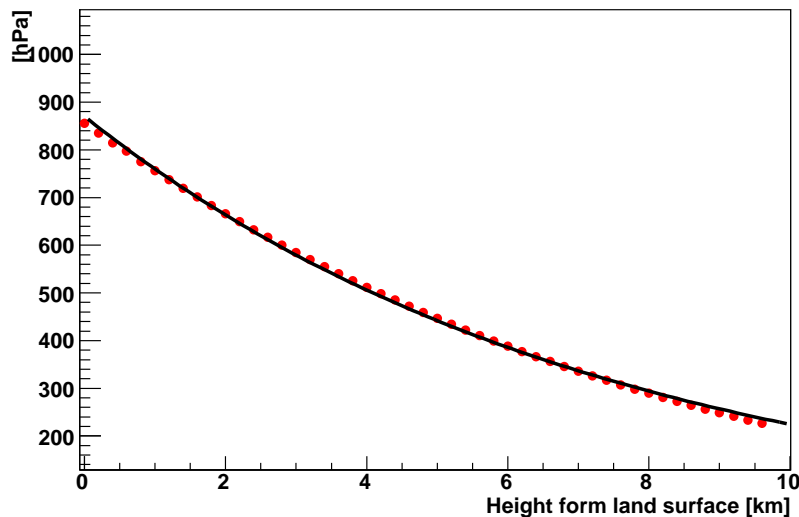


図 3.3: US 標準大気の圧力値。横軸は地表からの高さ、縦軸は圧力である。赤点は理科年表の値で、黒線は Fit の結果である。

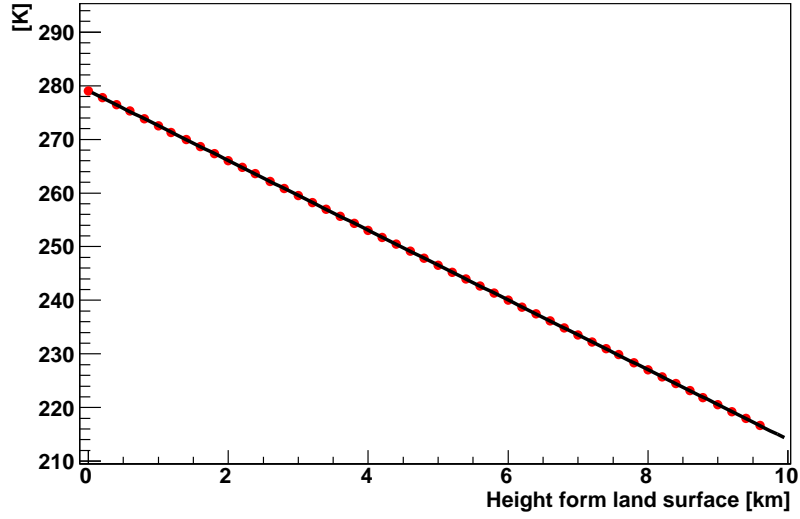


図 3.4: US 標準大気の圧力値。横軸は地表からの高さ、縦軸は温度である。赤点は理科年表の値で、黒線は Fit の結果である。

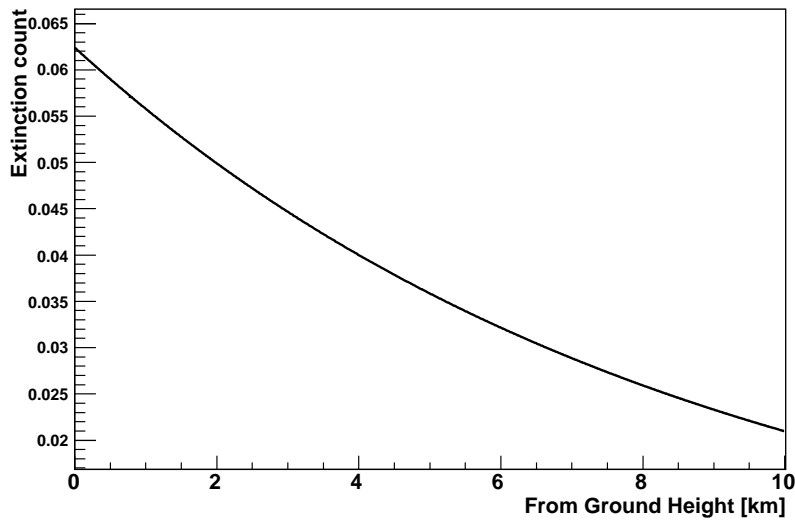


図 3.5: Rayleigh 散乱による消散係数。横軸は地表からの高さ [km]、縦軸は消散係数値 $[\text{km}^{-1}]$ である。地表の高さは、海拔から 1400m である。

3.1.4 ラジオゾンデによる大気の測定

US 標準大気は典型的な大気としてのモデル値であり、実際に測定を行った日の気圧や温度とは当然異なる。そこでラジオゾンデを使用して測定を行った日の圧力と温度を取得する。ラジオゾンデとは気球に気圧計や温度計を乗せ、それを大気垂直上方へと放出して地上から遠隔操作でデータを取得する装置である。測定を行う実験地に一番近いラジオゾンデステーションはユタ州ソルトレイクにあり、このデータを使用した [13]。

ラジオゾンデのデータと US 標準大気モデルから計算で求めた気圧、温度を比較してみる。ラジオゾンデのデータは 2006 年 8 月 16 日 0 時のデータを使用した。図 3.6 が気圧、図 3.7 が温度を比較した図である。気圧比較の図 3.6 を見ると地表付

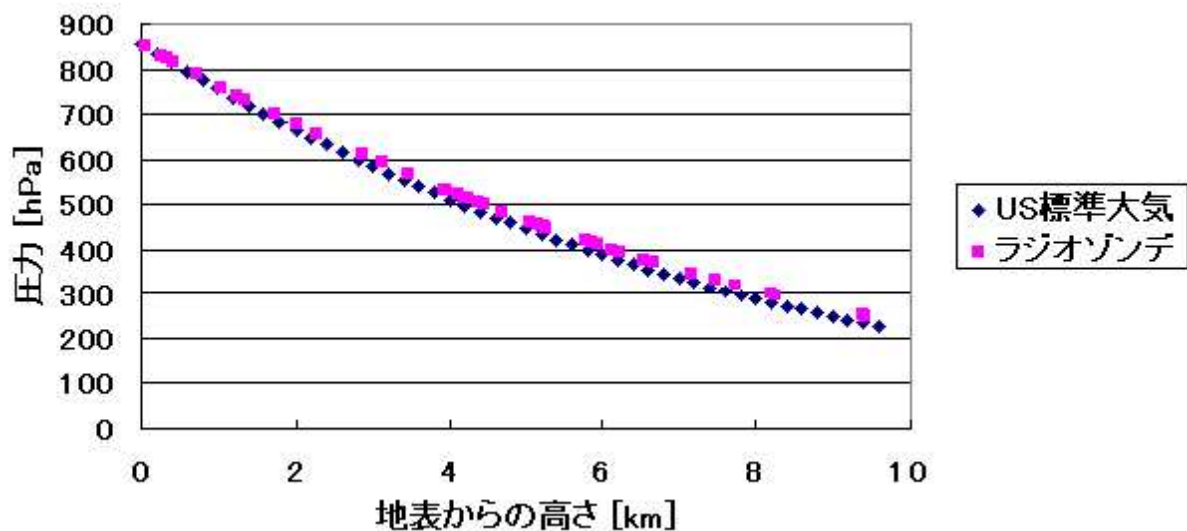


図 3.6: ラジオゾンデデータと US 標準大気データの気圧の比較。横軸は地表からの高さ [km]、縦軸は圧力 [hPa] である。

近における気圧は大きくズレていないのが分かるが高度が上がるにつれて差が出てくる。

また温度比較の図 3.7 を見ると、逆に地表付近での不一致が大きく地表付近では US 標準大気から計算した温度の方が低いが、高度が上がるにつれてラジオゾンデの温度が近づいていく。ラジオゾンデのデータの場合には地表が存在するが US 標準大気モデルには上空 1400m には地表が存在しないため、温度が低くなっている

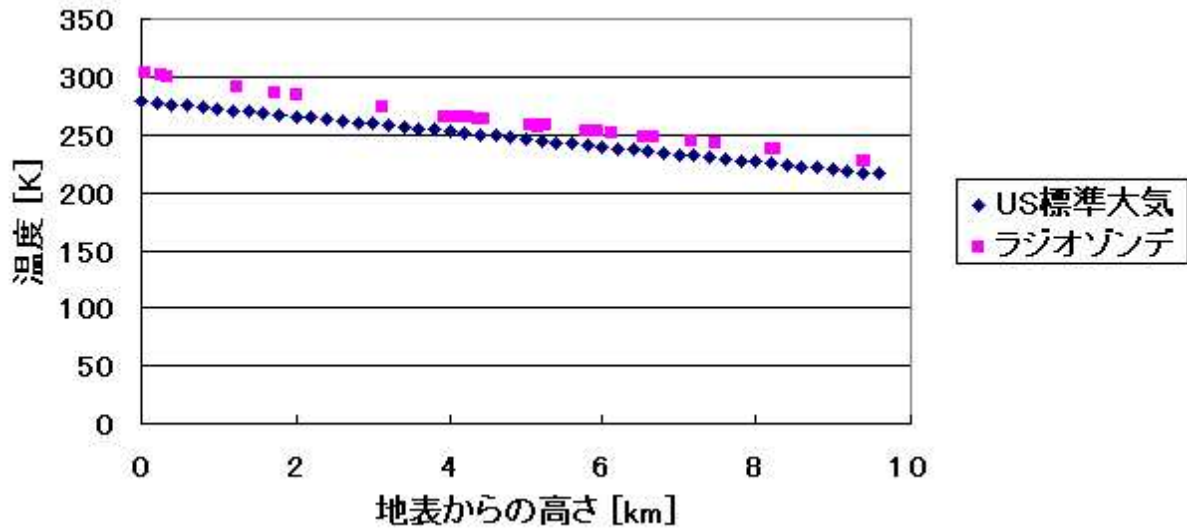


図 3.7: ラジオゾンデデータと US 標準大気データの温度の比較。横軸は地表からの高さ [km]、縦軸は温度 [K] である。

と考えられる。

次にラジオゾンデのデータから求めた気圧と圧力に関数を Fitting する。気圧の関数 (y_p [hPa]) と温度の関数 (y_t [K]) は、

$$y_p = \exp(6.9 - 0.12x), \quad y_t = 0.32x^2 - 11.4x + 319.4$$

となった。結果は図 3.8、図 3.9 である。ラジオゾンデに関数 Fitting をして得た関数と US 標準大気に関数 Fitting をして得た関数との差を取り、高度に対してどれだけズレが生じているかを見る (図 3.10、図 3.11 参照)。

3.1.5 Rayleigh 散乱の消散係数

式 (3.10) に空気と温度の関数 Fitting を行った結果を代入することにより Rayleigh 散乱の消散係数値を求めた。図 3.12 に両者を比較した図を示す。

地表からの高さ 0km 地点でのラジオゾンデデータを使用した場合と US 標準大気を使用した場合の消散係数値 α の差に大きな開きがある。その原因として考えられるのは図 3.6 と図 3.7 より、気圧比較の場合は特に差がないのに対し温度比較の場合は差が大きく出ている。よって、この温度の部分が効いているためと考えられる。

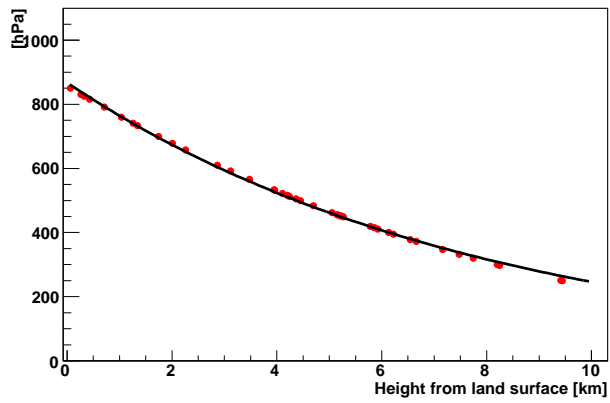


図 3.8: ラジオゾンデデータの圧力値。横軸は地表からの高さ、縦軸は圧力である。赤点はラジオゾンデの値で、黒線は Fit の結果である。

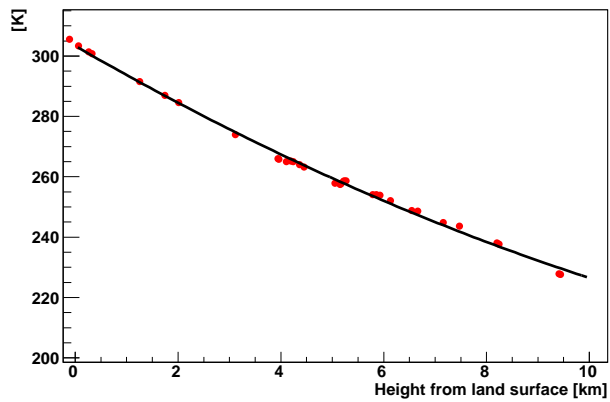


図 3.9: ラジオゾンデデータの温度値。横軸は地表からの高さ、縦軸は温度である。赤点は理科年表の値で、黒線は Fit の結果である。

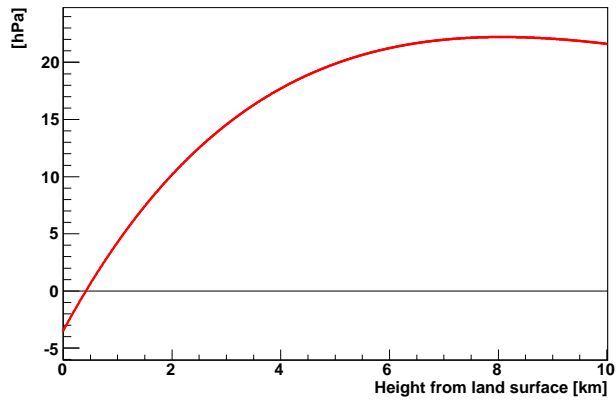


図 3.10: ラジオゾンデデータ (圧力) の Fitting 関数から US 標準大気 (圧力) の Fitting 関数の値を引いてある。横軸は地表からの高さ [km]、横軸は圧力差 [hPa] である。

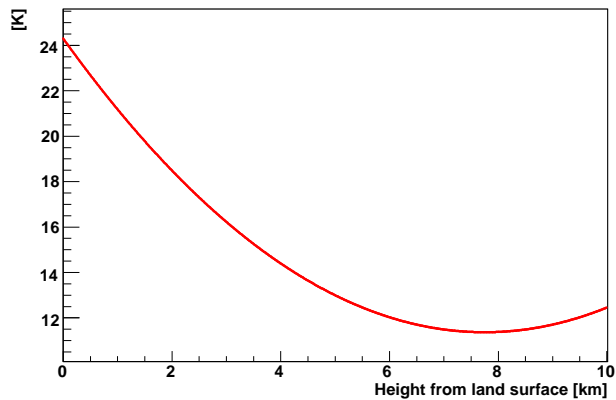


図 3.11: ラジオゾンデデータ (温度) の Fitting 関数から US 標準大気 (温度) の Fitting 関数の値を引いてある。横軸は地表からの高さ [km]、横軸は温度差 [K] である。

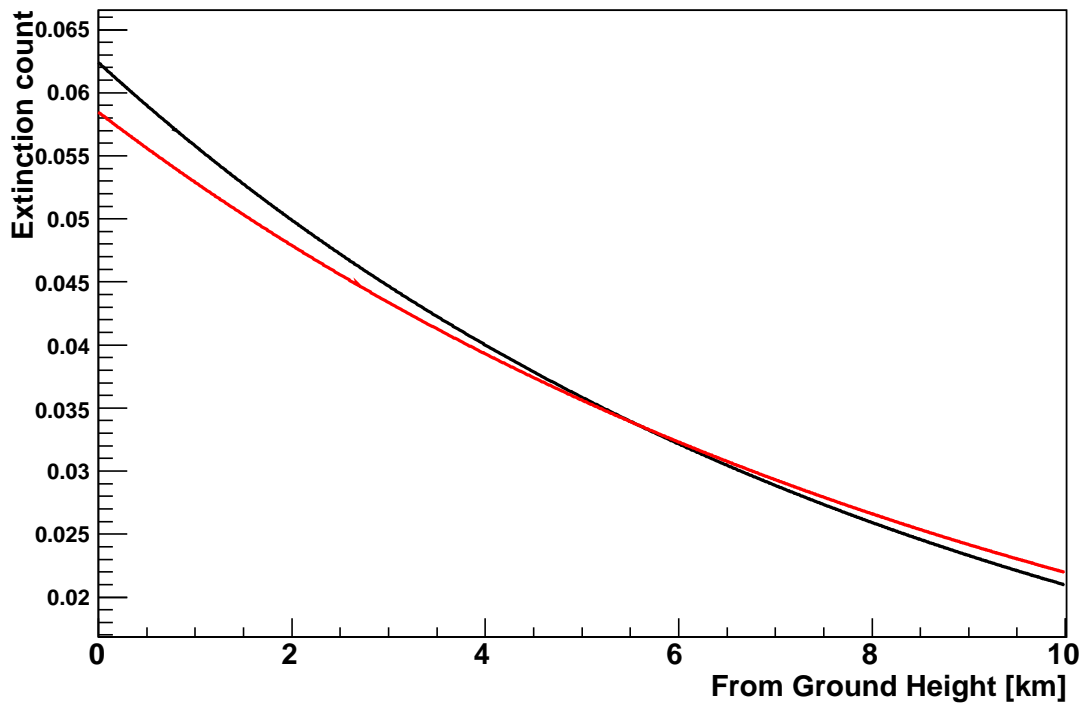


図 3.12: Rayleigh 散乱による消散係数。横軸は地表からの高さ [km]、縦軸は消散係数値 [km^{-1}] である。赤線はラジオゾンデのデータを使用した場合の曲線、黒線は US 標準大気モデルを使用した場合の曲線である。

3.2 LIDAR 方程式

LIDAR 法はレーザーを使用して大気の状態を測定する方法の 1 つであり、発振時間の短いパルスレーザーを大気に向けて射出しその時の後方散乱光を PMT が付けられた集光鏡で観測し、その時の受光強度を用いて大気の状態を測定する (図 4.3 参照)。ある観測点から距離が R 離れた場所における後方散乱の光の強度 $P(R)$ は

$$P(R) = P_0 \frac{c\tau}{2} A \frac{\beta(R)}{R^2} \exp\left(-2 \int_0^R \alpha(R') dR'\right) \quad (3.12)$$

と表せる [14]。 P_0 はレーザーの出力値、 c は光の速度、 τ はレーザーのパルス幅、 R は散乱点までの距離、 A は集光鏡の受光面積、 $\beta(R)$ は後方散乱係数、 α は消散

係数である。以下のような定義を行う。

$$X(R) \equiv R^2 \cdot P(R) \quad (3.13)$$

$$S(R) \equiv \ln(X(R)) \quad (3.14)$$

散乱点までの距離 R が R_0 という固定値だった場合、 $S(R_0) = S_0$ 、 $\beta(R_0) = \beta_0$ とすると、ライダー方程式 (3.12) は

$$S - S_0 = \ln \frac{\beta}{\beta_0} - 2\alpha \quad (3.15)$$

となる。式 (3.15) を微分すると、

$$\frac{dS}{dR} = \frac{1}{\beta} \frac{d\beta}{dR} - 2\alpha \quad (3.16)$$

となる。式 (3.16) には R の変数 β と α が入っておりこのままでは解が解けない。そこで、何かしらの仮定を置く必要がある。

3.2.1 Slope 法

式 (3.16) において、後方散乱係数 β が距離によらない ($d\beta/dR = 0$) とすれば、式 (3.16) から消散係数を求めることが可能になり、

$$\alpha = -\frac{1}{2} \frac{dS}{dR} \quad (3.17)$$

とすることが出来る。LIDAR システムで取得出来るデータは、後方散乱光 $P(R)$ と散乱点までの距離 (正確に言えば時間) であるため、取得したデータを加工することにより距離 R 対 X のグラフを書くことが出来る。加工したデータに指数関数を Fitting し、その関数の傾き (dS/dR) を式 (3.17) に代入することで消散係数をデータから計算することが出来る。この解析手法のことを Slope 法という。

レーザーを水平方向に撃った場合は、一次元大気¹を仮定すると、 $d\beta/dR=0$ の条件が満足され、かつ、消散係数 $\alpha(R)$ も距離 R によらず定数となるので、Slope 法を適用することが出来るようになる。

¹一次元大気とは、消散係数が高度にのみ依存する大気モデルである。

3.2.2 Klett's 法

Slope 法の際は、後方散乱係数は距離によらず一定とした。しかし以下では、実験的な近似式として、

$$\beta \propto \alpha^k \quad (3.18)$$

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種類に依存しており、一般的に $0.67 \leq k \leq 1$ の範囲で値を取るとされている。式 (3.16) に式 (3.18) の関係を代入すると、

$$\frac{dS}{dR} = \frac{k}{\alpha} \frac{d\alpha}{dR} - 2\alpha \quad (3.19)$$

となる。この式はベルヌーイ型の微分方程式である。一般解は、

$$\alpha^{-1} = \exp\left(-\int^R \frac{1}{k} \frac{dS}{dR'} dR'\right) \times \left(C - 2 \int^R \frac{\exp\left(-\int^{R'} \frac{1}{k} \frac{dS}{dR''} dR''\right)}{k} dR'\right) \quad (3.20)$$

となる。尚、 C は積分定数であるが、式 (3.20) に定数 R_0 を代入すると、 $C = \alpha(R_0)$ となる。式 (3.20) を整理すると、

$$\alpha = \frac{\exp\left(\frac{S-S_0}{k}\right)}{\alpha(R_0)^{-1} - \frac{2}{k} \int_{R_0}^R \exp\left(\frac{S-S_0}{k}\right) dR'} \quad (3.21)$$

$$\alpha = \frac{X(R)^{\frac{1}{k}}}{\frac{X(R_0)^{\frac{1}{k}}}{\alpha(R_0)} - \frac{2}{k} \int_{R_0}^R X(R')^{\frac{1}{k}} dR'} \quad (3.22)$$

となる。しかし、このままでは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 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 [15]。

$$\alpha(R) = \frac{X(R)^{\frac{1}{k}}}{\frac{X(R_c)^{\frac{1}{k}}}{\alpha(R_c)} + \frac{2}{k} \int_R^{R_c} X(R')^{\frac{1}{k}} dR'} \quad (3.23)$$

式 (3.23) の場合なら式 (3.22) のような状況は起こらず、消散係数 α を求めるのに支障はない。観測装置から散乱点までの距離 R が増加をして R_c に近づくほど、消散係数 α は $\alpha(R_c)$ に収束する。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。

第5章の解析では水平射出データは Slope 法で、垂直射出データは Klett's 法で解析する。

第4章 LIDARシステム

4.1 システムの概要

LIDARシステムが入っているLIDARドームは、FDステーションからおよそ100m離れた位置にある。2006年の夏に従来のシステムの一部を再構築した。このLIDARシステムを用いて大気透明度を観測することにより、大気による蛍光の減衰を調べそれによって望遠鏡で測定された蛍光量を補正する。

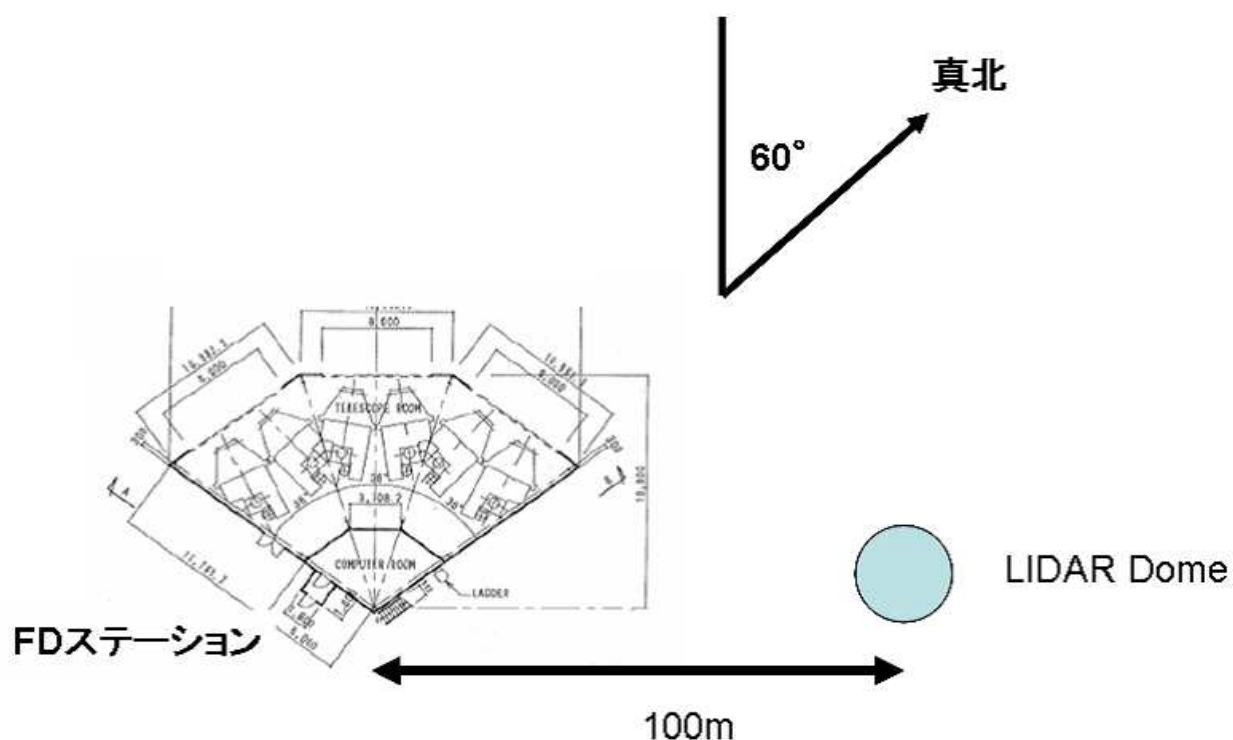


図 4.1: FDステーションとLIDARドームの位置関係を示した図。LIDARの設置してある標高は1400mである。

LIDARドームには開閉式の開口部がついており、開口部は方位角方向に360°回転することが可能である。この開口部の部分から大気に向けてレーザーを射出す

る。



図 4.2: 図 4.1 の実配置を写真に取ったものである。

LIDAR 本体には Meade LX200GPS-30 望遠鏡を改造して用いている。この望遠鏡は経緯台に乗せられており、PC による操作によって任意の方向に向けることが出来る (図 4.3)。望遠鏡の鏡筒わきにはレーザー光学系を乗せるための台がつけてある (図 4.4)。

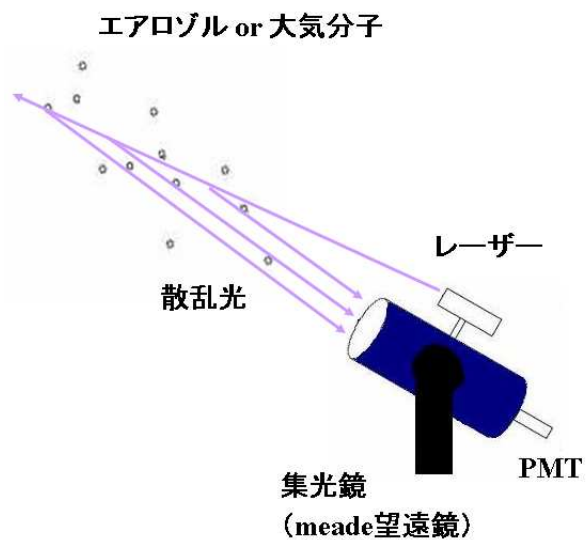


図 4.3: LIDAR のイメージ図。

レーザーと望遠鏡を一体化することにより、両者の光学的アライメントを保ったまま装置全体を任意の方向に向かせることが出来る。また、望遠鏡の焦点部分には元

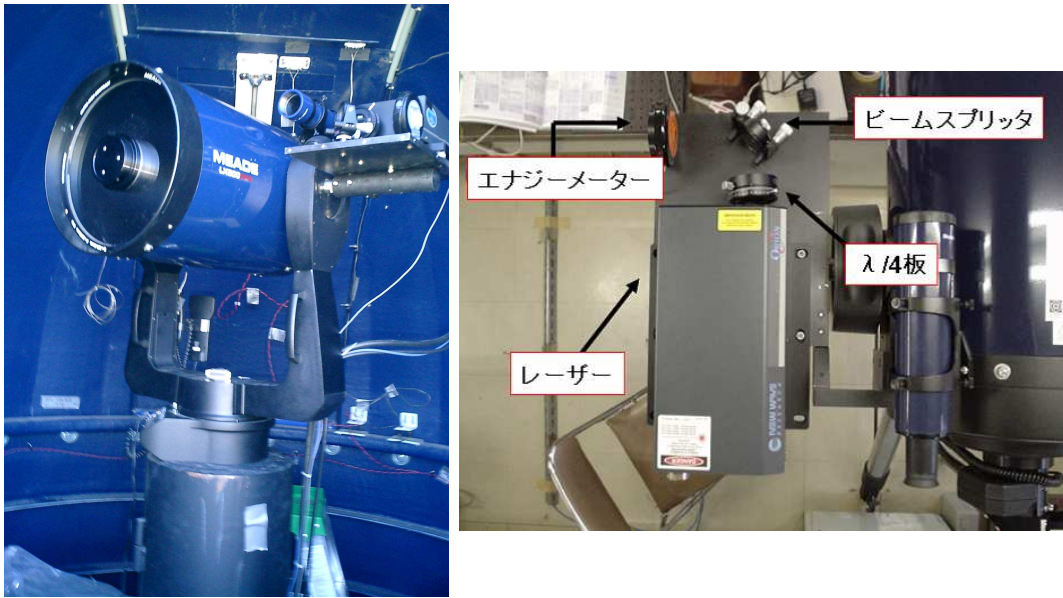


図 4.4: 左図は Meade 望遠鏡の図である。右図は光学系部のアップ図である。望遠鏡は支柱に固定され、望遠鏡横には光学系を乗せるための台が固定されている。

から付いていた CCD カメラをはずし PMT を設置してあり、これが散乱光の検出装置となる。副鏡の補正版は紫外光透過型のアクリル板に変えてある。LIDAR システムに使用されているレーザーは Nd:YAG(3 倍高調波 355nm) レーザーを使用しており、減衰器が内部に入っていてこれを調節することによりレーザーの出力を調節する。この減衰器はモーター・ドライブ・アッテネータを用いている。レーザーは望遠鏡横についている台に乗っているが、この台にはエネルギープローブも乗せてある。この時、スプリッターを用いてレーザー光を射出用とレーザー出力のモニター用(エネルギープローブへ入射)に分けている。

レーザーの後方散乱光の検出は望遠鏡の焦点部分についている PMT を用いて行う。PMT からのシグナルはオシロスコープを使用することによって観測する。Meado は仰角、方位角を設定することにより任意の方向に向けることが可能で、この操作は手動か RS232C を使用して PC からリモート操作できる。LIDAR システムの実験装置図を図 4.5 に示す。

2006 年の夏に LIDAR システムの一部再構築を行った。従来は各装置を手動で操作しており、かなり手間がかかっていたのでコンピューターから直接各装置を操作出来るようにした。PC からリモートでコントロール出来るようにした装置は

以下の3つである。さらに無線LANをつけたことにより、外部からの操作が可能になった。

- オシロスコープ (LAN port)
- レーザー (RS232C)
- PMT用 High Voltage(RS232C)

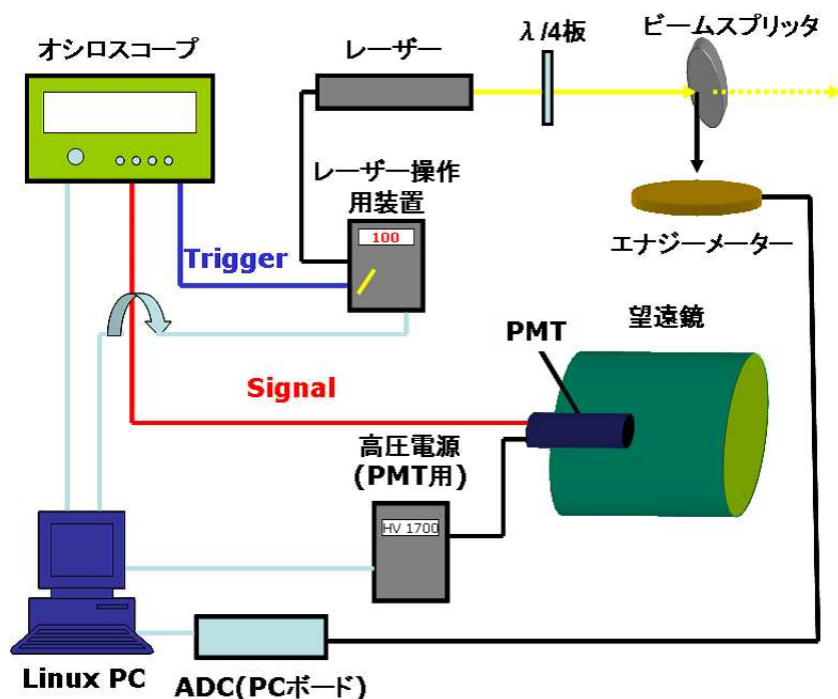


図 4.5: LIDAR システム

4.2 装置の詳細

LIDAR システムは大まかに分けてレーザー部、受光部、データ収集 (DAQ) 装置、その他 (PMT 用高電圧電源等) の構成要素から成り立っている。レーザー部はレーザー、 $\lambda/4$ 水晶波長板、ビームスプリッタ、エネルギーメーターから成り立っている。受光部は望遠鏡、PMT、BG-3 フィルタから成り立っている。DAQ 装置はデジタルオシロスコープ、Analog to Digital Converter(以下 ADC) から成り立っている。その他は PMT にかける高電圧電源である。

4.2.1 レーザー部

LIDARシステムに用いられるレーザーはパルス幅を 10^{-9} m 単位で制御出来る 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 4mJ で波長は 355nm のものを使用している。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。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ナジープローブに入射させてある。エナジープローブから出た信号は ADC に入力され、記録される。レーザー出力の調整は、レーザー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 4.1 にレーザーの仕様を記した。

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 秒間のみ 5Hz にすること可能)
冷却方式	空冷式

表 4.1: New Wave Research 社製 Orion Nd:YAG レーザーシステム:355P の仕様

使用しているビームスプリッターはシグマ光機製の OPCFU-30C03-P(CaF_2 ウィンドウ)である。 CaF_2 ウィンドウの表面反射率は 8% である。 $\lambda/4$ 板はシグマ光機製の WPQ-3550-4M を使用している。尚、エナジーメーターの仕様も表 4.2 にのせておく。

波長感度	$0.2\mu\sim 12\mu\text{m}$
エネルギーレンジ	$3\mu\text{ J}\sim 7\mu\text{ J}$
センサーの直径	50mm
最大くり返しレート	50Hz
最大パルス幅	$250\mu\text{s}$

表 4.2: Coherent 社製 エナジーメーター:J50LP-1A の仕様

4.2.2 受光部

LIDAR システムの受光部には Meade 社製の望遠鏡を改良したものを使用しており、この望遠鏡は RS232C によって任意の方向に制御が可能である。

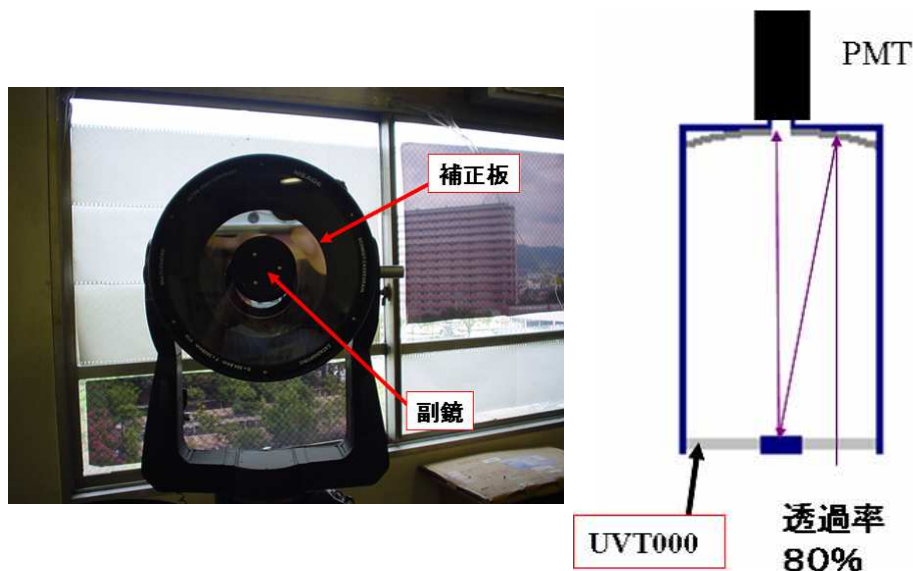


図 4.6: 左図は Meade LX200GPS-30 型望遠鏡を正面から取った図である。右図は光が望遠鏡に入ったときの光路図である。

この望遠鏡の副鏡の補正版は従来付いていたものを紫外光の透過率が高いアクリル板に変更している。光を検出するために望遠鏡には PMT が付けられており、PMT の表面には BG-3 フィルタを着けている。BG-3 フィルタは紫外光を通すフィルタでノイズとなる夜光等を除去するために着けてある (図 2.4 の左図)。表 4.3 に Meade 望遠鏡を改良したものの仕様を示す。

また Meade 望遠鏡を改良したものに使用している PMT の仕様を表 4.4 に示す。尚、PMT は LED と ND フィルターを用いて Gain 測定を自分達で行っており、高電圧 1700V を PMT にかけた時、増幅率は 1.41×10^6 であった。LIDAR システムに使用している PMT を図 4.7 に示す。

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)
口径比	F10
マウント形式	フォークマウント

表 4.3: Meade 社製 経緯台付き望遠鏡:LX200GPS-30 の仕様。望遠鏡には光学系を乗せるための台を望遠鏡横に付け、副鏡の補正版をアクリル板に変更、また CCD カメラは外し PMT をつけるという改良を行った。

浜松ホトニクス社製 PMT:R3479 について	
管径	19mm(受光面径 15mm)
感度波長	185nm~650nm(最大感度 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	1.7×10^6 (1700V)

表 4.4: 浜松ホトニクス社製 PMT:R3479 の仕様



図 4.7: LIDAR システムに使用されている PMT

4.2.3 DAQ装置

DAQ装置はPMTからのシグナルを見るデジタルオシロスコープとエネルギーメーターからのシグナルを記録するADCから成る。

- デジタルオシロスコープについて

デジタルオシロスコープには内蔵のHDディスクが付いており、取得されたデータはそこに記録される。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。表4.5にデジタルオシロスコープの仕様を示す。

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

表 4.5: Lecroy 社製 デジタルオシロスコープ:WaveRunner6039 の仕様

レーザーを1発だけ撃ったデータだと散乱される光子の不確定さにより統計精度が悪い。そこで統計精度を上げるために複数回射出されたレーザーの後方散乱光をデータ解析を行うときに平均することで不確定さを小さくしている。図4.8にオシロスコープでPMTのシグナルを取得したデータを示す。

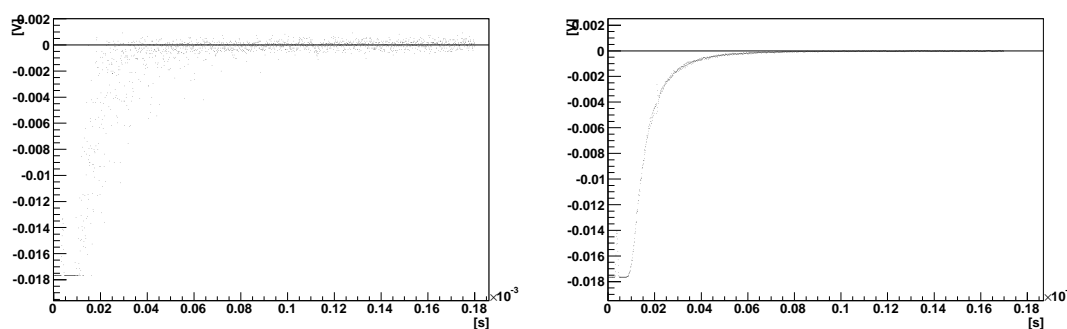


図 4.8: 左図がレーザー1発のデータ、右図がレーザーを500発平均したデータである。横軸はレーザー射出時を0とした時間[s]、縦軸は検出されたPMT信号の電圧[V]である。

尚、オシロスコープのトリガーはレーザーの Sync 信号である。ペDESTALを引くために、レーザーからのトリガーよりも $20\mu\text{s}$ 前からデータを取得している。ペDESTALの計算には $[-20\mu\text{s}, -10\mu\text{s}]$ の範囲を使用している。主に使用した縦軸の電圧レンジは $2\text{mV}/\text{div}$ と $20\text{mV}/\text{div}$ である。近傍部分における後方散乱光は大光量であるので、レンジを大きくする必要がある。今回は近傍の実験を行うことに着目をしたので $20\text{mV}/\text{div}$ を特に使用した。横軸の時間レンジは全ての測定において $20\mu\text{s}/\text{div}$ を使った。

- ADCについて

ADCはPCのPCIポートにささっており、取得されたデータはPC内のHDに記録される。ADCはRS232C経由でPCから操作が可能であり、トリガーはレーザーの Sync 信号を使用している。表 4.6 に ADC の仕様を示す。

電圧レンジ	ユニポーラ 0V~1V、0V~2.5V、0V~5V バイポーラ $\pm 1\text{V}$ 、 $\pm 2.5\text{V}$ 、 $\pm 5\text{V}$
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

表 4.6: Interface 社製 ADC:PCI-3163 の仕様

エナジーメーターでレーザーの出力の変化を測定することにより、レーザーが持っているエネルギーのふらつきの補正を加えることが可能になる。エナジーメーターからのシグナルは図 4.9 である。

レーザーを射出してないときも一定値のペDESTALを持っている。そこでレーザーのエネルギーを正確に計るためにエナジーメーターのデータからペDESTALを引く必要がある。レーザーのペDESTALの測定にはレーザー出力を 0 にした状態でトリガーだけを ADC に与え、その時に ADC で見たレーザーの出力値をペDESTALとして計算した。

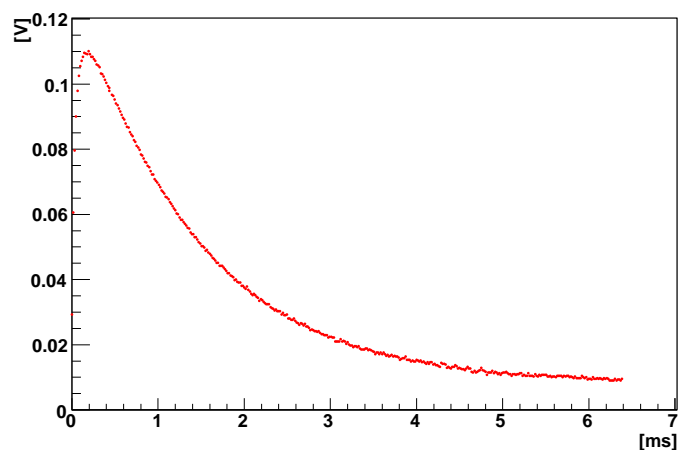


図 4.9: レーザーを1発撃ったときのエネルギーメーターからの出力波形。横軸はレーザーを発射してからの時間 [ms] である。レーザーの出力の強さにはピーク値の電圧を使う。この図の場合、レーザーの出力は0.11Vである。

4.2.4 その他

その他の構成部として、PMT 用の高電圧電源がある。これは RS232C を通して PC からの操作が可能である。表 4.7 に PMT 用高電圧電源の仕様を示す。

最大出力電圧	2000V
最大出力電流	1mA
リップル値	5mV _{pp}

表 4.7: 松定プレシジョン社製 高電圧電源:HJPM-2P1-SP の仕様

4.3 LEDを用いたPMTのLinearity測定

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を通して観測している。レーザーを射出した近傍部分における後方散乱光はとて強くPMTに空間電荷効果が生じてしまい、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。よって、どのくらい時間が経てば増幅率が回復するのかを調べる。図4.10にPMT信号波形をオシロスコープで測定した結果を示す。

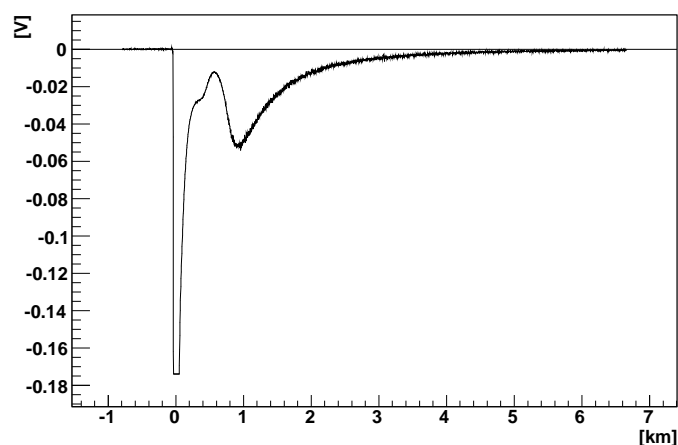


図 4.10: レーザーを出力4mJで撃った時のPMT信号波形。横軸はレーザーを発射した場所から散乱点までの距離R[km]に変換してある。

図4.10を見ると、Rが0~1kmの所で光量が落ちてしまっている。この部分は大光量がPMTに入射したことにより、空間電荷効果が生じたためと考えられる。

4.3.1 測定のダイアグラム

LEDはFunction Generatorによって制御されており、レーザーに同期させることによりレーザーが大気へ射出された瞬間にLEDも光る様に設定してある。この測定に使用したLEDはNichia製のNSHU550AのUV LEDである。

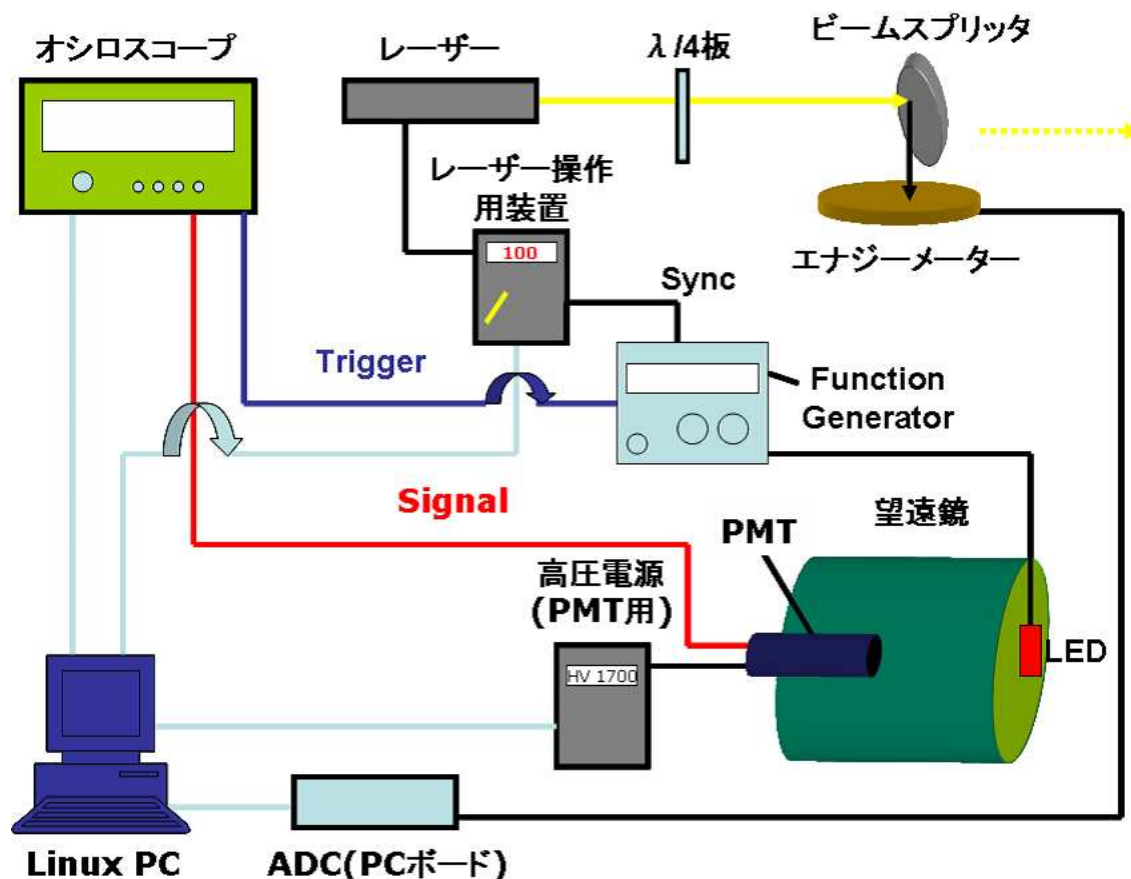


図 4.11: LED を用いた LIDAR システム実験図。PC から出ている水色の線が繋がっている各装置は PC からの操作が可能であることを示す。

測定にはレーザー出力が 0.38mJ、0.82mJ、2mJ、4mJ の場合で調べた。尚、レーザー出力が 0.38mJ、0.82mJ の測定日は同じ日だが、2mJ と 4mJ の場合は違う日に行った (2mJ と 4mJ は同じ日)。LED は Meade 望遠鏡を改良したものの補正板に黒テープで接着した。LED の光量をオシロスコープで測定した結果は図 4.12 である。LED の光量は増幅率の線形性を崩さない値にするために、この図の積分値/50Ω が $100 \times 10^{-12} \text{V}/\Omega \cdot \text{sec}$ 付近になるように LED の設定を行った。レーザーの光量が 0.38mJ、0.82mJ 時は Function Generator の設定は、電圧 3.1V、パルス幅 306nsec、振動数 500KHz とした。レーザーの光量が 2mJ、4mJ 時は Function Generator の設定は、電圧 2.1V、パルス幅 288nsec、振動数 1MHz とした。設定が変わっているのは、LED をテープで接着したためである。

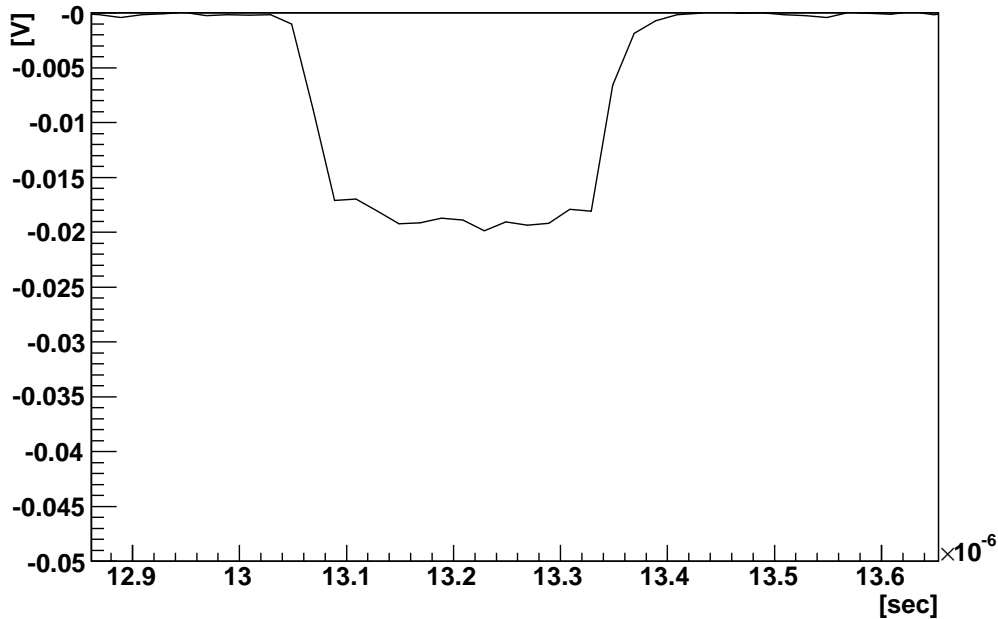


図 4.12: LED の光量を PMT を通してオシロスコープで取ったデータ。

4.3.2 測定方法

測定では以下のような手順でデータを取った。ペDESTALは4章2.3節のオシロスコープで述べた手法を使用している。

- 1: LED のみを光らせ PMT 信号を測定する。(波形を図 4.13 A に示す。)
- 2: レーザーのみ 100 発射出し、PMT でシグナルを測定する。(波形を図 4.13 B に示す。)
- 3: LED をレーザーに同期させ、レーザーと LED を同時に 100 発光らせ、PMT でシグナルを測定する。(波形を図 4.13 C に示す。)
- 4: 3 番の結果から 2 番の結果を引いたもの (線型性が保たれているなら理論上 LED 光) と 1 番の LED 光を見比べることにより PMT の線形性を調べる。(波形を図 4.13 D に示す。)

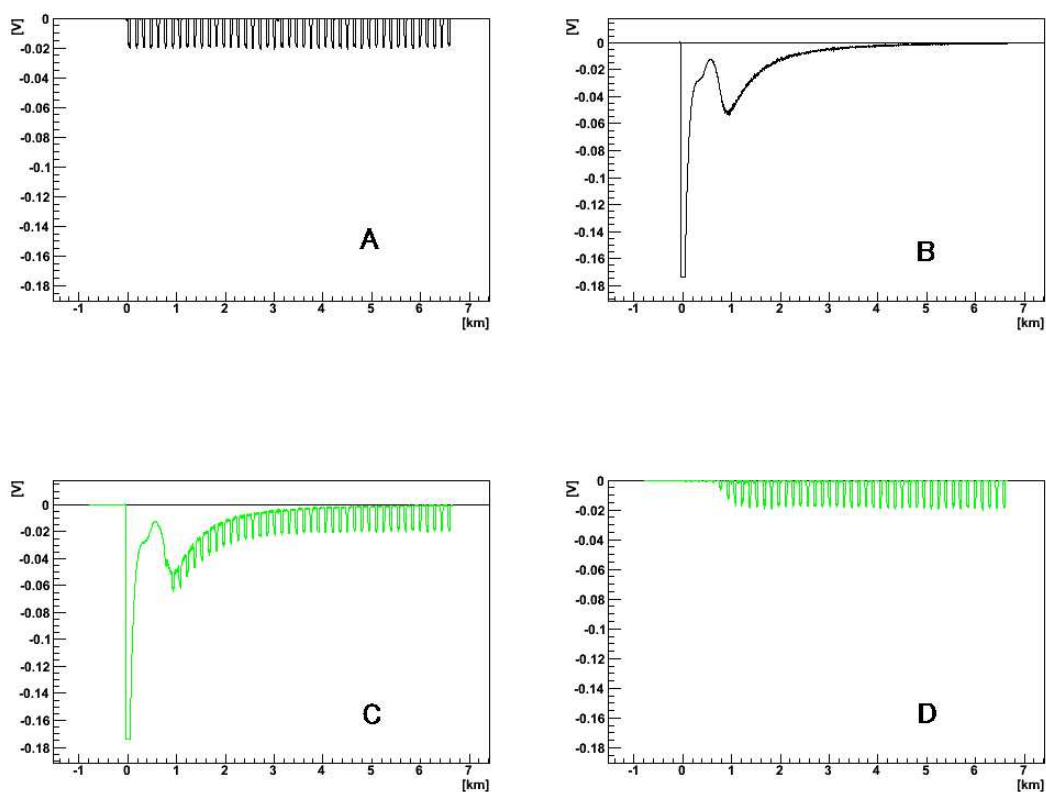


図 4.13: 横軸はレーザーから散乱点までの時間を距離 [km] に変換してある。

4.3.3 波形 Check

LED の測定結果として、まず LED のみの場合の波形と (レーザー + LED) - レーザーの波形を見比べてみた。図 4.14 にそれぞれの波形を示す。見やすくするために 5~6km 部分をアップにしてある。

4.3.4 LED 実験測定結果

レーザーの出力を 0.38mJ、0.82mJ、2mJ、4mJ と 4 段階の強さで射出した場合での PMT の線形性を調べた。横軸はレーザー発射点から散乱点までの距離で、縦軸は電圧である。緑線がレーザーと LED を同時に光らせた時に取得したデータ、黒線がレーザーのみを光らせた時に取得したデータを 100 発平均した図が図 4.15 である。次に光量を見比べた図を示す。横軸はレーザーから散乱点までの距離、縦

軸 $L(R)$ は式 (4.1) のように考える。

$$L(R) = \frac{L_{LED+La}(R) - L_{La}(R)}{L_{LED}(R)} \quad (4.1)$$

尚、 L_{LED+La} は LED とレーザーを同時に光らせた時の光量、 L_{La} はレーザーのみを光らせた時の光量、 L_{LED} は LED のみを光らせたときの光量である。つまり、 $L(R)$ が 100% の時、線型性は保たれているということである。

図 4.16 より、レーザーの出力が 0.38mJ と 0.82mJ の時はほぼ線形性が保たれているのが分かる。レーザーの出力が 2mJ と 4mJ の時は前半部で線型性が崩れており、最後まで線型性は回復しない結果が出た。よってこの図から補正係数を求め、以後の Klett's 法を用いたデータ解析にフィードバックする。

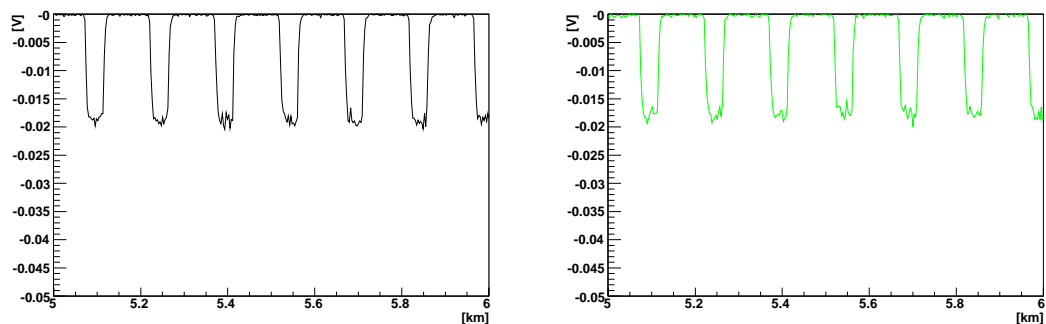


図 4.14: 左図が LED の波形、右図が (レーザー+LED) 光からレーザー光を引いた波形である。横軸は距離 [km]、縦軸は光量 [V] である。

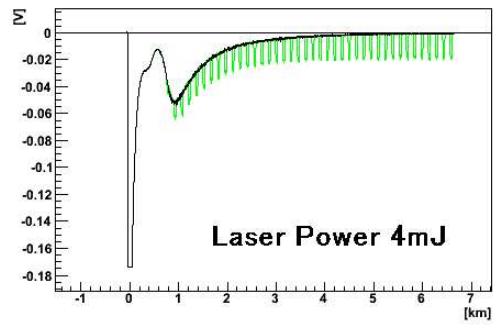
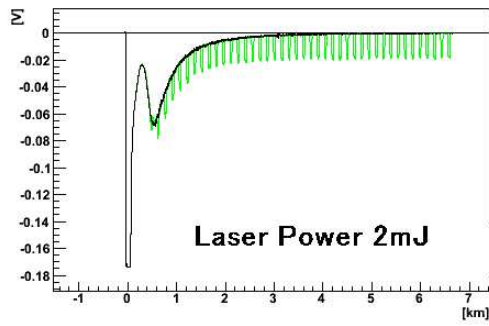
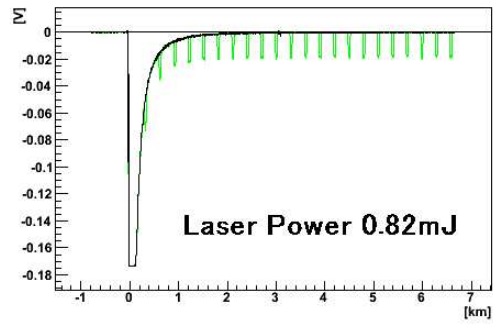
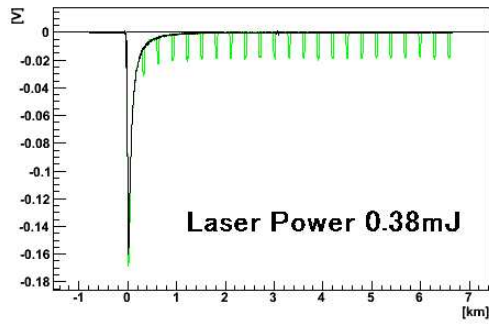


図 4.15: 横軸はレーザーから散乱点までの距離 [km]、縦軸は光量 [V] である。この図はレーザー 100 発分のデータを平均してある。

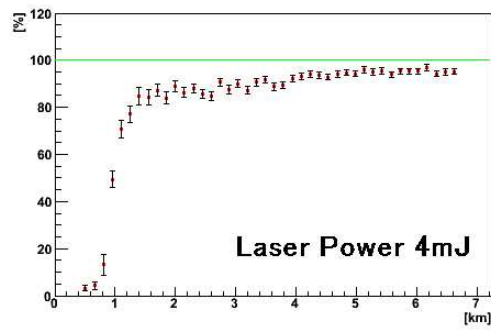
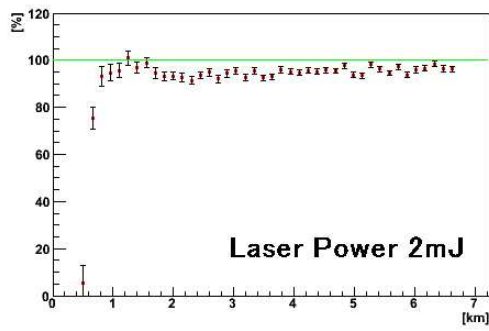
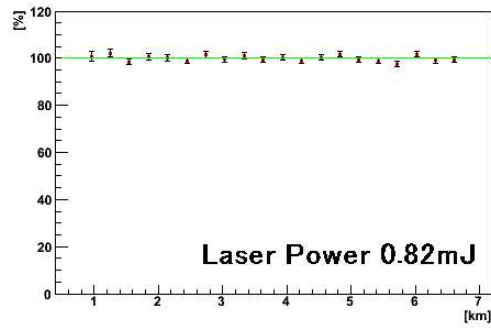
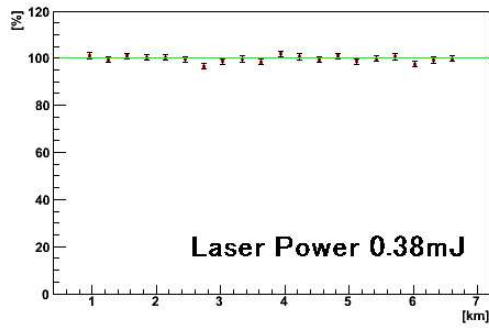


図 4.16: 各レーザー出力時の PMT 増幅率の線形性を見た図である。横軸はレーザーから散乱点までの距離 [km]、縦軸は L(R) である。

第5章 観測

我々はオシロスコープで取ったデータを Slope 法や Klett's 法を用いて解析することにより大気の透明度（消散係数）を調べた。以下この手法を用いて解析した結果について論ずる。

5.1 観測データ

以下に測定を行った日のデータを示す。尚、PMT の電圧は毎回 1700V をかけた。LP をレーザーのエネルギー値とし、単位は mJ とする。Elv を仰角、Azm を方位角とし、単位は度とする。R はオシロスコープの 1div の値 (mV) とする。レーザーは 1Hz なので、500 発の測定には約 10 分の測定時間がかかる。

測定日	データ	レーザー 射出数	コメント (天気等)
8月8日	LP=4、Azm=0、Elv=20、R=2	200	fine
8月9日	LP=1.25、Azm=(0,90,270)、Elv=0、R=20	200	fine
	LP=0.38、Azm=0、Elv=0、R=20	200	
	LP=0.38、Azm=0、Elv=0、R=320	200	
	LP=4、Azm=0、Elv=90、R=20	200	
8月10日	LP=0.38、Azm=0、Elv=0、R=20	500	fine clear
	LP=0.38、Azm=(0,90,270)、Elv=0、R=20	500	
	LP=4、Azm=90、Elv=90、R=20	500	
8月11日	LP=0.38、Azm=(0,90,270)、Elv=0、R=20	500	fine
	LP=4、Azm=90、Elv=90、R=2	500	
	LP=4、Azm=0、Elv=0、R=2	1100	
8月12日			観測休息

測定日	データ	レーザー 射出数	コメント (天気等)
8月13日	LP=0.38、Azm=(0,90,270)、Elv=0、R=20	500	mostly cloudy
	LP=4、Azm=90、Elv=90、R=2	500	
	LP=1.25、Azm=0、Elv=90、R=2	500	
	LP=1.25、Azm=0、Elv=90、R=20	500	
	LP=4、Azm=0、Elv=0、R=2	2000	
	LP=4、Azm=0、Elv=10、R=2	2000	
8月14日	LP=0.38、Azm=(0,90,270)、Elv=0、R=20	500	mostly clear
	LP=4、Azm=90、Elv=90、R=2	500	
	LP=4、Azm=0、Elv=0、R=2	2000	
	LP=4、Azm=0、Elv=10、R=20	2000	
	LED 測定		
8月15日	LP=0.38、Azm=(0,90,270)、Elv=0、R=20	500	fine
	LP=4、Azm=90、Elv=90、R=2	500	
8月16日	LP=0.38、Azm=(0,90,270)、Elv=0、R=20	500	clear
	LP=4、Azm=90、Elv=90、R=2	500	
	LP=4、Azm=0、Elv=(0,15,30,45,60,75,90) R=2	1000	
8月17日	LP=0.38、Azm=(0,90,270)、Elv=0、R=20	500	fine clear Meade 望遠鏡 蓋を付けて測定
	LP=4、Azm=90、Elv=90、R=2	500	
	LP=4、Azm=90、Elv=90、R=2	5000	
	LP=4、Azm=0、Elv=0、R=2	5000	
	LP=0、Azm=90、Elv=90、R=2	100	
	LP=0、Azm=90、Elv=90、R=2	100	
8月18日	LP=0.38、Azm=(0,90,270)、Elv=0、R=20	500	fine clear Meade 望遠鏡 蓋を付けて測定
	LP=4、Azm=90、Elv=90、R=2	5000	
	LP=4、Azm=90、Elv=0、R=2	5000	
	LP=0、Azm=90、Elv=90、R=2	100	
	LP=0、Azm=90、Elv=90、R=2	100	
8月19日	LP=0.38、Azm=(0,90,270)、Elv=0、R=20	500	cloudy
	LP=4、Azm=90、Elv=90、R=2	500	
	LP=0.1、Azm=0、Elv=0、R=2	500	
	LP=(0.1,0.22,0.38,0.59)、Azm=0、Elv=0 R=2	500	

測定日	データ	レーザー 射出数	コメント (天気等)
8月19日	LP=4、Azm=90、Elv=90、R=2 LP=0、Azm=90、Elv=90、R=2 LP=0、Azm=90、Elv=90、R=2	5000 200 200	Meade 望遠鏡 蓋を付けて測定
8月20日			観測休息
8月21日	LP=0.38、Azm=(0,90,270)、Elv=0、R=20 LP=4、Azm=90、Elv=90、R=2 LP=4、Azm=0、Elv=(0,5,10,15,20,25, 30,35,40,45,50,55,60,65,70,75,80,85,90) R=2 LP=4、Azm=0、Elv=90、R=20	500 500 500 2000	cloudy
8月22日	LP=0.38、Azm=(0,90,270)、Elv=0、R=20 LP=4、Azm=90、Elv=90、R=2 LEDを用いた測定	500 500	fine 10分ごとに
8月23日	LP=0.38、Azm=(0,90,270)、Elv=0、R=20 LP=4、Azm=90、Elv=90、R=2 LP=0.38、Azm=0、Elv=0、R=20 LEDを用いた測定	500 500 5000	cloudy
8月24日	LP=0.38、Azm=(0,90,270)、Elv=0、R=20 LP=4、Azm=90、Elv=90、R=2 LP=0.38、Azm=0、Elv=0、R=20 LP=4、Azm=0、Elv=0、R=2 LEDを用いた測定	500 500 5000 5000	fine clear
8月25日	LP=(0,0.1,0.38,0.82,1.38,2, 2.62,3.18,3.62,3.9,4) LIDAR laser の FD trigger への影響を測定		partly cloudy ADC Pedestal 測定
8月26日	LP=0.38、Azm=(0,90,270)、Elv=0、R=20 LP=4、Azm=90、Elv=90、R=2 LP=0.82、Azm=0、Elv=0、R=20 LP=4、Azm=0、Elv=0、R=20	500 500	fine 10分ごとに
8月27日	FDトリガー測定		
8月28日	LP=0.38、Azm=(0,90,270)、Elv=0、R=20 LP=4、Azm=90、Elv=90、R=2 LP=4、Azm=90、Elv=90、R=2	500 500 1000	mostly clear 20分ごとに

測定日	データ	レーザー 射出数	コメント (天気等)
8月29日	LP=0.38、Azm=(0,90,270)、Elv=0、R=20 LP=4、Azm=90、Elv=90、R=2 LEDを用いた測定	500 500	clear 10分ごとに
8月30日	LP=0.38、Azm=(0,90,270)、Elv=0、R=20 LP=4、Azm=90、Elv=90、R=2 LEDを用いた測定	500 500	cloudy
8月31日	LP=0.38、Azm=(0,90,270)、Elv=0、R=20 LP=4、Azm=90、Elv=90、R=2 LP=4、Azm=0、Elv=20、R=2 LP=4、Azm=0、Elv=(0,10,20,30,40,50, 60,70,80,90)、R=2 LEDを用いた測定	500 500 500 1000	fine
9月1日	LP=0.38、Azm=(0,90,270)、Elv=0、R=20 LP=4、Azm=90、Elv=90、R=2 LP=0.82、Azm=90、Elv=90、R=20 LP=2、Azm=90、Elv=90、R=20 LP=4、Azm=90、Elv=90、R=20	500 500 500 500 500	mostry clear

表 5.1: 2006 年夏に行った測定データ。これらのデータを以降の解析に使用した。

5.2 データの概観、日時変化等

消散係数の空間分布については5.3章で詳しい解析を行うが、まず最初に Slope 法による簡単な解析で消散係数が日時によってどのように変化をするかを概観して見る。大気透明度の変化観測は日ごとによるものと時間ごとによるものの2種類を行った。測定を行った条件(レーザー出力、shot数、仰角、方角など)を表5.2に示す。

#	日変化について
#1(毎日)	北向き水平方向にレーザー出力0.5mJで500発
	時間変化について
#2(8月26日)	垂直方向にレーザー出力4.0mJで500発(風が強い日)
#3(8月28日)	垂直方向にレーザー出力4.0mJで1000発(風が弱い日)

表 5.2: 大気透明度の日時変化

この観測データに Slope 法を適用し、そこから求めた消散係数値を比べる。Slope 法を適用するまでの具体的なデータ処理の方法は5.3章に記す。

まず日変化の結果を示す。図5.1は日変化#1の条件で行った測定結果である。日変化を行うときは毎回観測時間を近い時間帯で測定した。毎日、北向き水平方向にレーザー出力0.5mJで500発撃ったデータの解析結果である。

同じ時間帯に測定したデータでも、得られた消散係数の値はその日によって様々である。つまり測定するときの条件(天候、湿度、気温、風の強さ等)が影響したためと考えられる。

次に大気透明度の時間変化を求める。時間変化を求める場合も日変化の時と同様に観測データに Slope 法を適用し、そこから求めた消散係数値を比べる。

垂直方向(表5.2 #2のデータ)に Laser 出力4.0mJで500発撃ったデータから得た消散係数値の時間変化を図5.2に示す。

図5.2の結果を見ると測定開始から100分あたりまでは変化が大きいが、それを過ぎてから消散係数値のバラつきは収まっている。8月26日は観測を開始してすぐは風が強く観測の終わりに近づくにつれ風が弱くなっていった。それが消散係数値をバラつかせ、100分以降はバラつきが収まった原因ではないかと考えられる。

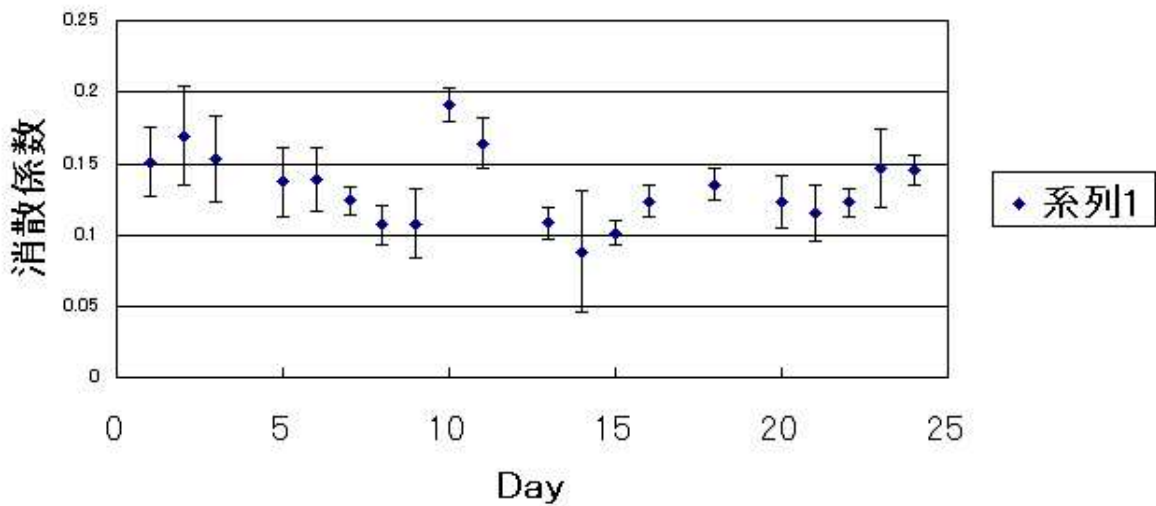


図 5.1: 水平射出データによる消散係数の日変化の図。横軸は測定を開始してから経過した日数、縦軸は消散係数値 [km^{-1}] である。誤差はレーザーを 500 発撃ったデータを 4 分割し、それぞれについて消散係数を求め、4 つの消散係数の標準偏差とした。第一日は 2006 年 8 月 9 日に相当する。

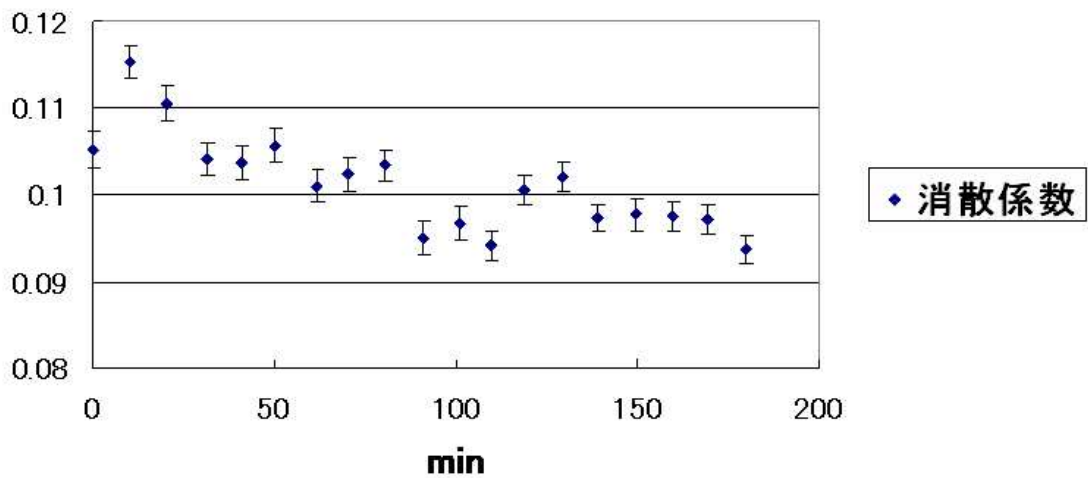


図 5.2: 垂直射出データによる消散係数の時間変化。横軸は観測を開始してからの経過時間 (min)、縦軸は消散係数値 [km^{-1}] である。

垂直方向 (表 5.2 #3 のデータ) に Laser 出力 4.0mJ で 1000shots 撃ったデータから得た消散係数値の時間変化を見る。結果を図 5.3 に示す。

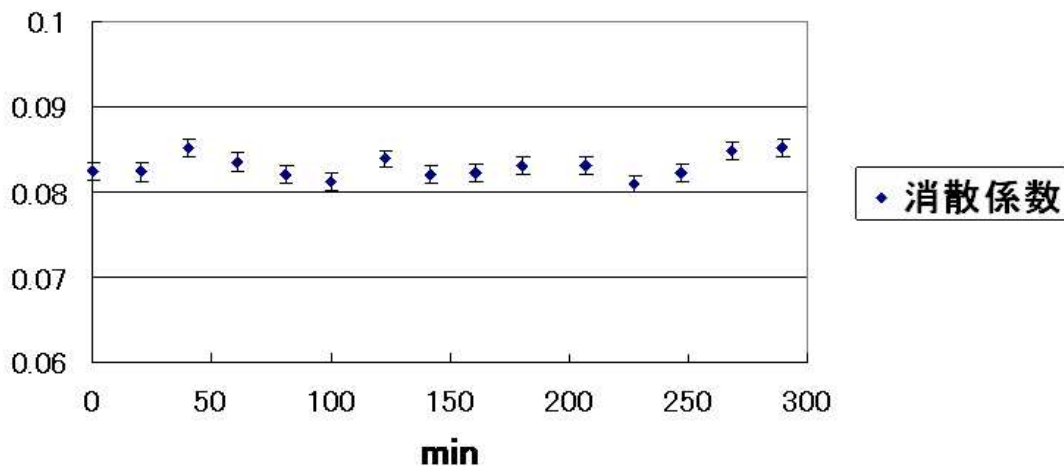


図 5.3: 2:垂直方向 (8月 28 日)。横軸は観測開始から経過した時間 (min)。縦軸は消散係数値 [km^{-1}] である。

図 5.3 の場合は、図 5.2 の時に比べてエラーが小さい。これは統計数による差と消散係数値のバラつきが図 5.3 の方が小さいためだと考えられる。

以上によって消散係数の日時変化を測定によって追うのが重要であることが判った。また、風が弱く天候が良い日は消散係数値のバラつきが小さいのでレーザーをたくさん撃ち消散係数を頻度良く調べる必要がない。しかし、風が強いような天候が悪い日は定期的にレーザーを撃ち消散係数を調べる必要があることが判った。

5.3 Mie 散乱による大気透明度補正の導出

5.3.1 基本データ処理

オシロスコープから得られるデータを処理することにより、Slope 法や Klett's 法を適用するデータを作る。具体的には、オシロスコープのデータ (横軸が時間、縦軸が後方散乱光) から横軸が距離、縦軸が後方散乱光 \times 距離の 2 乗 ($X(R)$) のデータを作成する。データの処理の方法は以下のようにした。例としてレーザーを大気に 500 発撃った場合をあげる。

1. オシロスコープにはレーザー 1 発ずつの後方散乱光の波形データが記録される。オシロスコープから取得した 500 発それぞれのデータに近傍の後方散乱光によって PMT 内に起こる空間電荷の効果無くすために補正を行う。その後、ペDESTAL を計算する。ペDESTAL の測定範囲はレーザー発射時を 0sec として、 $[-20\mu\text{sec}, -10\mu\text{sec}]$ までとして、この範囲での平均値をペDESTAL 値とする。
2. 500 発それぞれのデータからペDESTAL を引いて足し上げる。500 で割って平均する。これは統計誤差を小さくする為で、これにより 1 つのデータが作成される。
3. 2 で生成したデータを用いて、横軸に $c/2$ を掛けて距離 $R[\text{km}]$ に変換する。縦軸の光量 $P[\text{V}]$ に距離 $[\text{km}]$ の二乗をかけて $X(R) = P \cdot R^2$ に変換する。
4. 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 5 点の平均を取る。これによって横軸のデータは 500n 秒に一点となる。
5. Slope 法ではこれに指数関数を Fitting し、Fit した指数の値から α を求める。
6. Klett's 法では、式 (3.23) を用いて $X(R)$ の積分を行って $\alpha(R)$ を求める。この際に X と α の境界値として $R_c=10\text{km}$ の値を使う。 $X_c(R)$ は R_c 近傍の Fitting を行って妥当な値を決める。 $\alpha(R_c)$ には Rayleigh 散乱の消散係数を用いる。

5.3.2 Slope 法による水平射出データの解析

毎日、北向き水平方向にレーザー出力0.5mJでレーザーを500発撃っている。このデータのR=0.5km~2kmの間をFitし、Slope法を用いて地表の高さ(≈1400m)における消散係数を導いた。表5.3に結果を示す。誤差の出し方は、図5.1と同じである。空欄の日は測定を行わなかった日である。一次元大気については、Slope法は厳密解となるが、解析結果の図5.4~図5.8を見ると、測定を行ったほとんど全ての日において指数関数で綺麗なFitが得られている。Slope法の仮定となった一次元大気の状態がほぼ満たされていることが判った。

測定日	消散係数	測定日	消散係数
8月9日	0.15 ± 0.02	8月21日	0.11 ± 0.01
8月10日	0.17 ± 0.03	8月22日	0.09 ± 0.04
8月11日	0.15 ± 0.03	8月23日	0.10 ± 0.01
8月12日		8月24日	0.12 ± 0.01
8月13日	0.14 ± 0.02	8月25日	
8月14日	0.14 ± 0.01	8月26日	0.14 ± 0.02
8月15日	0.13 ± 0.02	8月27日	
8月16日	0.11 ± 0.01	8月28日	0.12 ± 0.02
8月17日	0.11 ± 0.02	8月29日	0.12 ± 0.02
8月18日	0.19 ± 0.01	8月30日	0.12 ± 0.01
8月19日	0.16 ± 0.02	8月31日	0.15 ± 0.03
8月20日		9月1日	0.15 ± 0.01

表 5.3: 地表の高さにおける消散係数の日変化。全20日の水平方向のデータにSlope法を適用した結果である。結果を図5.1に示してある。

Slope 法を観測を行った全日数に適用して消散係数を求めた。その結果を以下に示す。

Slope 法を適用した結果

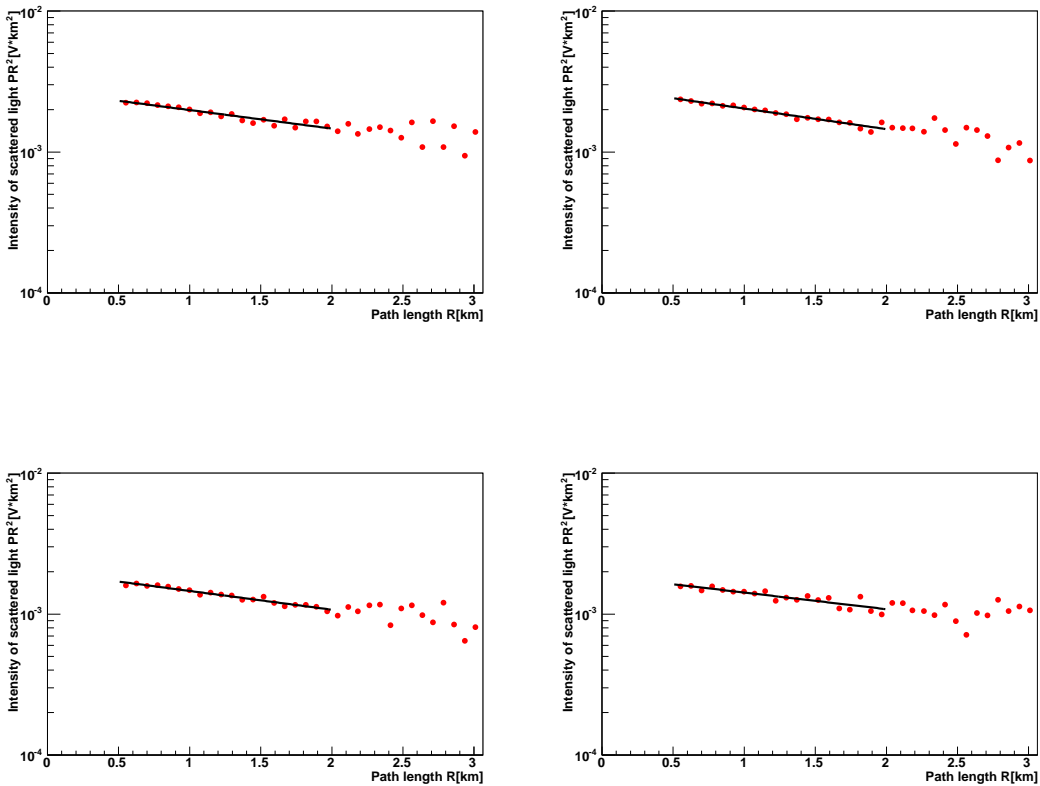


図 5.4: 左上図が 2006 年 8 月 9 日、右上図が 2006 年 8 月 10 日、左下図が 2006 年 8 月 11 日、右下図が 2006 年 8 月 13 日の結果である。横軸はレーザーから散乱点までの距離、縦軸は後方散乱光に距離の 2 乗をかけた $X(R)$ である。指数関数を Fitting しており、Fit 範囲は [0.5km,2km] である。

Slope 法を適用した結果

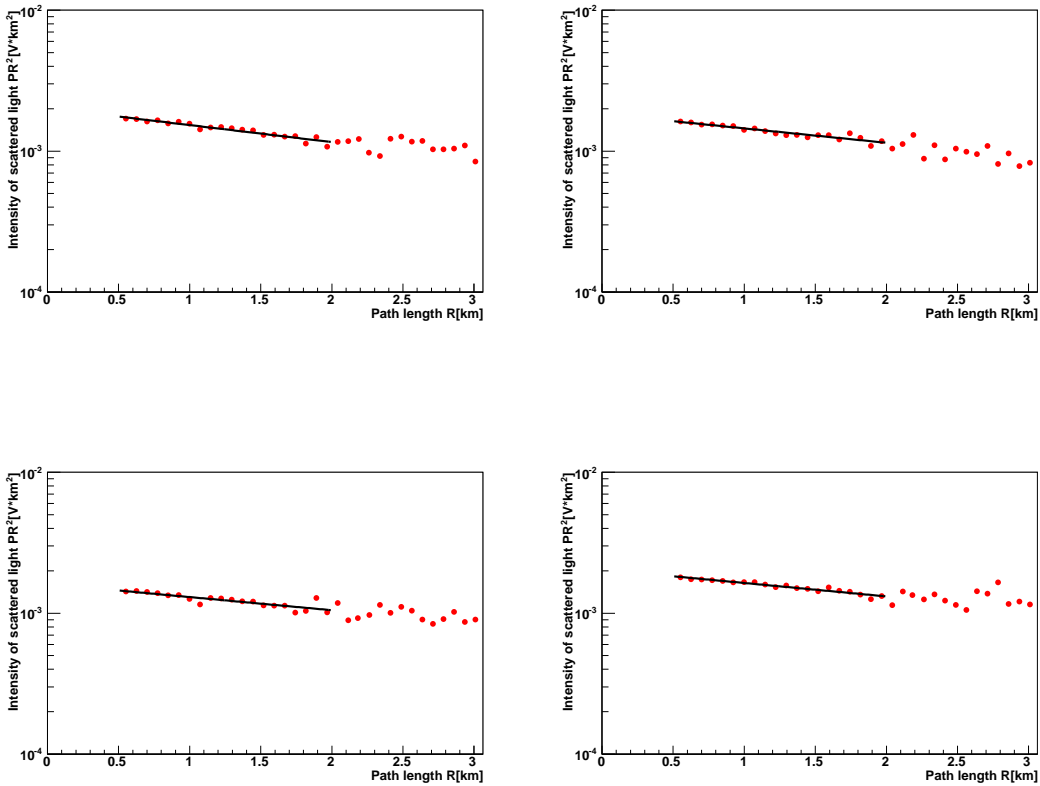


図 5.5: 左上図が2006年8月14日、右上図が2006年8月15日、左下図が2006年8月16日、右下図が2006年8月17日の結果である。横軸はレーザーから散乱点までの距離、縦軸は後方散乱光に距離の2乗をかけた $X(R)$ である。指数関数を Fitting しており、Fit 範囲は [0.5km,2km] である。

Slope 法を適用した結果

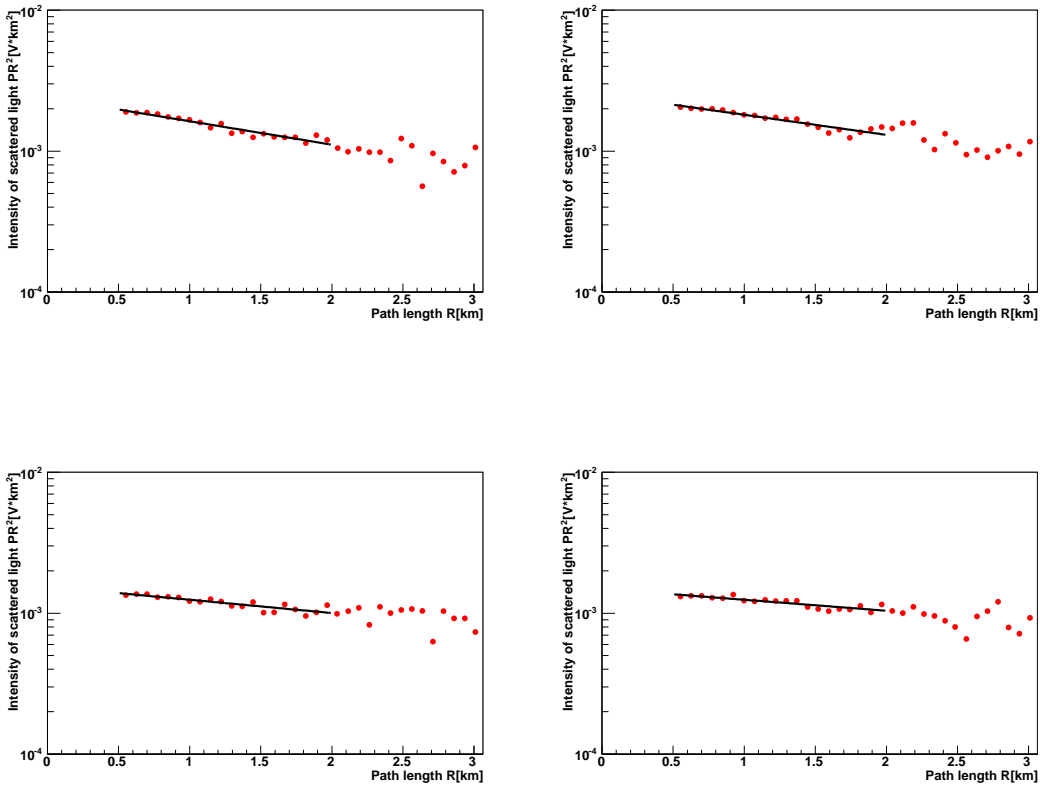


図 5.6: 左上図が2006年8月18日、右上図が2006年8月19日、左下図が2006年8月21日、右下図が2006年8月22日の結果である。横軸はレーザーから散乱点までの距離、縦軸は後方散乱光に距離の2乗をかけた $X(R)$ である。指数関数を Fitting しており、Fit 範囲は $[0.5km, 2km]$ である。

Slope 法を適用した結果

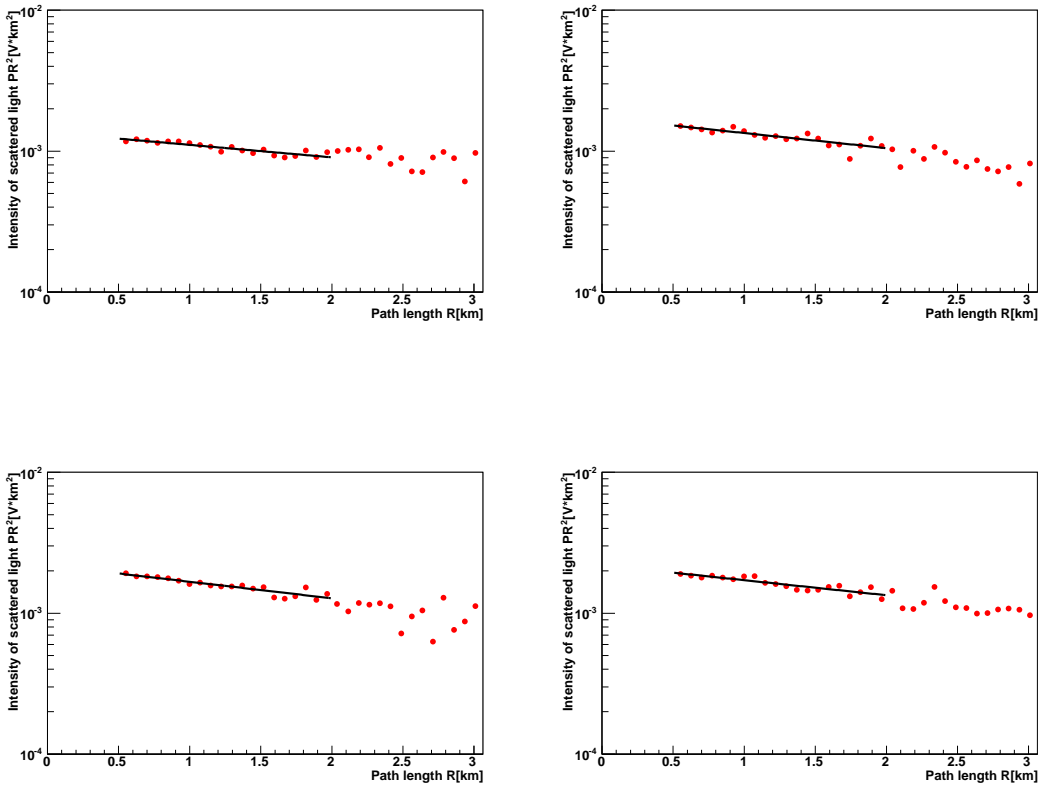


図 5.7: 左上図が 2006 年 8 月 23 日、右上図が 2006 年 8 月 24 日、左下図が 2006 年 8 月 26 日、右下図が 2006 年 8 月 28 日の結果である。横軸はレーザーから散乱点までの距離、縦軸は後方散乱光に距離の 2 乗をかけた $X(R)$ である。指数関数を Fitting しており、Fit 範囲は $[0.5km, 2km]$ である。

Slope 法を適用した結果

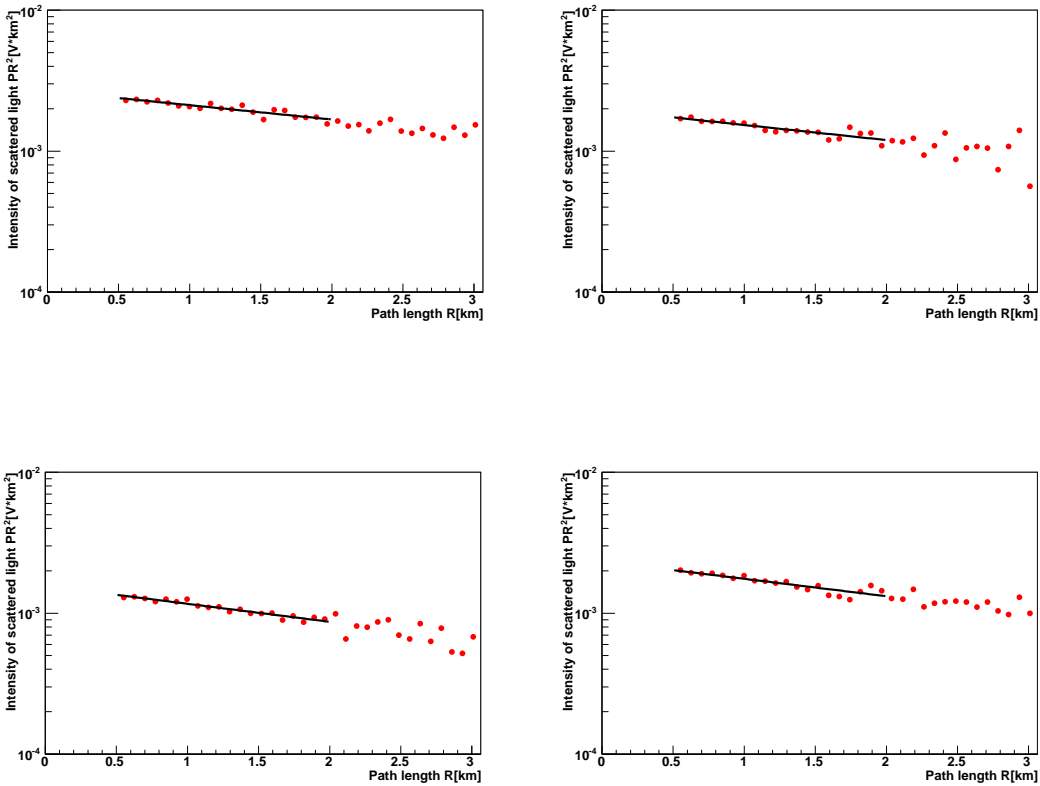


図 5.8: 左上図が2006年8月29日、右上図が2006年8月30日、左下図が2006年8月31日、右下図が2006年9月1日の結果である。横軸はレーザーから散乱点までの距離、縦軸は後方散乱光に距離の2乗をかけた $X(R)$ である。指数関数を Fitting しており、Fit 範囲は [0.5km,2km] である。

5.3.3 Klett's 法による垂直射出データの解析

大気中の任意の高さにおける消散係数 α を求めるために Klett's 法を用いて垂直射出データを解析する。Klett's 法は 3 章で前述したように、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。

データは 2006 年 8 月 16 日にレーザーを垂直真上方向に撃ったものを使用する。図 5.9 にこのデータを表示する。

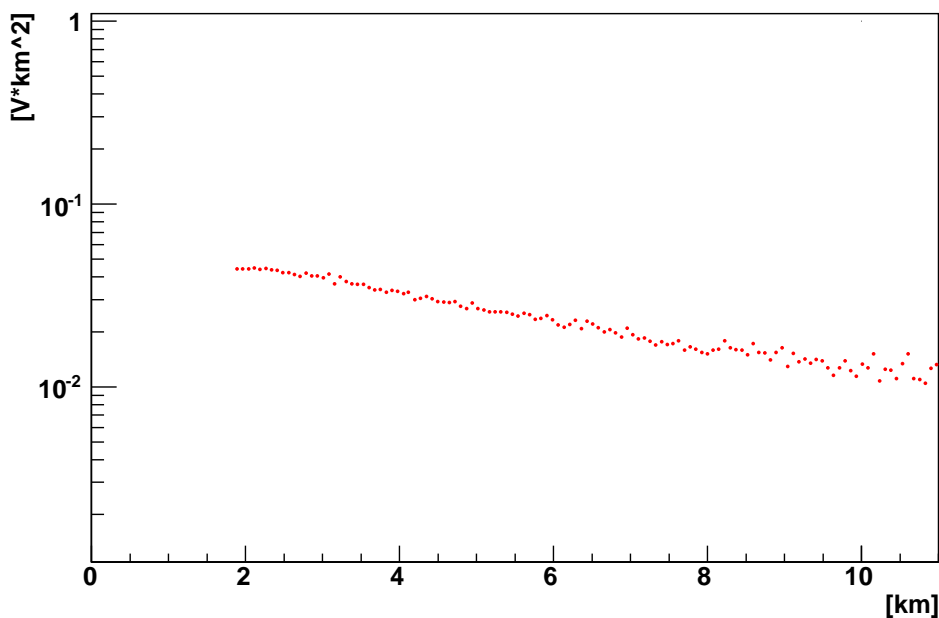


図 5.9: Klett's 法解析に使用するデータの図。データは 2006 年 8 月 16 日にレーザー出力 4mJ で垂直方向に撃ったものである。横軸はレーザーから散乱点までの距離 [km]、縦軸は後方散乱光に散乱点までの距離の 2 乗をかけたもの $X(R)$ [$V \cdot km^2$] である。

このデータの出し方は 5.1 節に記してある手順で求められる。垂直射出のレーザーの強さは 4.0mJ であり我々が使用出来るレーザーエネルギー値で最大値である。4 章で述べたようにこのレーザー強度では PMT の反応は非線形となる。そのため基本データ処理 1 で述べているように、補正を行っている。図 5.10 に補正値を示す。しかし、距離 0km~2km の間は補正が急に大きくなり、補正の精度が保証されな

い。

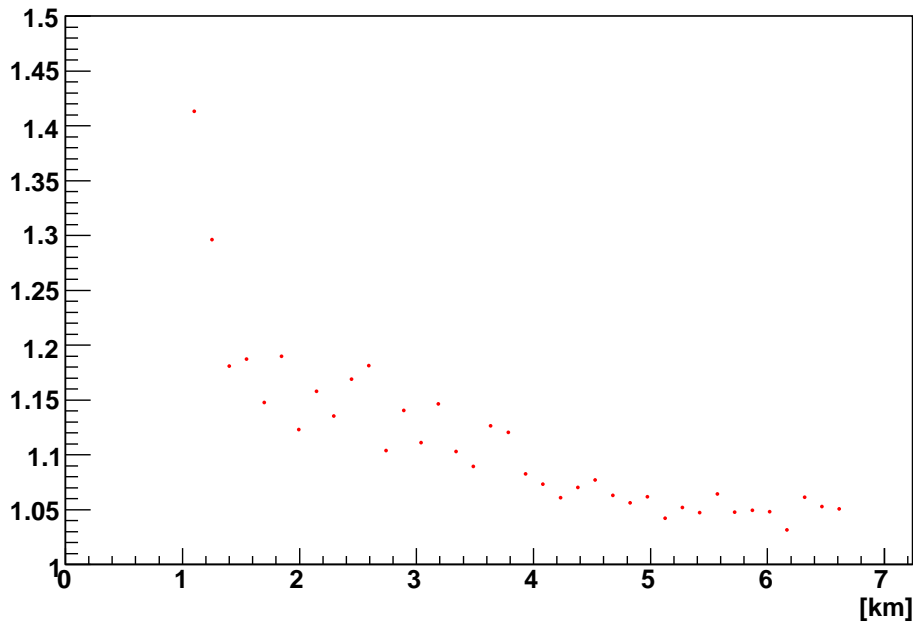


図 5.10: 近傍の後方散乱光効果によって生じた PMT の非線形効果を無くするための補正係数図。横軸がレーザーから散乱点までの距離 [km]、縦軸は補正值となっている。レーザー出力が 4mJ の場合で、図 4.16 から得られた。

Klett's 法による消散係数は基本データ (距離 R vs $X(R)$) に式 (3.23) を適用して積分することで求められるが、この時には、同時に、境界条件である $\alpha(R_c)$ と $X(R_c)$ を設定する必要がある。この $\alpha(R_c)$ には地表から 10km 地点における Rayleigh 散乱の消散係数値を代入する。つまり、レイリー散乱の図 3.5 の $R=10\text{km}$ における地点の消散係数 $\alpha(R_c) = 0.021$ を使用する。もう 1 つの境界条件 $X(R_c)$ は次のようにして求める。 $X(R_c)$ は図 5.9 における縦軸の値であるが $X(R_c=10\text{km})$ の値を使うと、その点のふらつき具合が最終結果の Klett's 法に効いてきてしまう。そこで図 5.9 の上空 6km~10km(横軸) の範囲について、その範囲で指数関数で Fitting を行う (図 5.11 参照)。この時に得られた関数に $R=10\text{km}$ の値を代入し、 $X_{Fit}(R=10\text{km})$ の値を得て固定値として用いる。

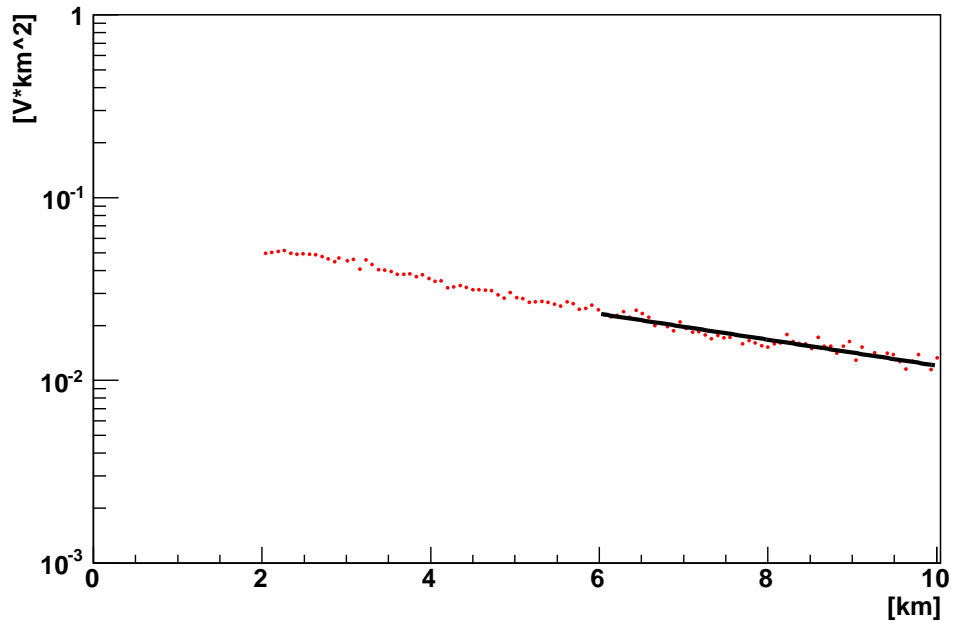


図 5.11: 図 5.9 に指数関数を 6~10km の範囲で Fitting して $X(10km)$ の最適値を求めた。

5.3.4 US 標準大気を用いた消散係数垂直分布の導出

US 標準大気を用いた Klett's 法を 2006 年 8 月 16 日にレーザーを垂直真上方向にレーザー出力 4mJ で撃ったデータに適用する (図 5.9)。境界条件は $\alpha(R_c=10\text{km})=0.021$ 、 $X(R_c)=X_{Fit}(R_c=10\text{km})=0.012$ を用いた。その結果が図 5.12 である。

図 5.12 だと高度 0.5km~2km までの消散係数が求められていないままなので、同じ日に垂直方向にレーザー出力を弱い状態 (0.5mJ) で撃ったデータを使用し、高度 0.5km~約 2km のデータ点を補完することにする。データの補完方法は、図 5.12 の高度 1.97km の点の消散係数 $\alpha = 0.051$ を使用する。この時の $R_c=1.97\text{km}$ 、 $\alpha(R_c) = 0.051$ 、 $X(R_c) = 0.0013$ を境界条件として Klett's 法に適用することで、0km 付近~2km までのデータポイントの補完を行う。その結果が図 5.13 である。

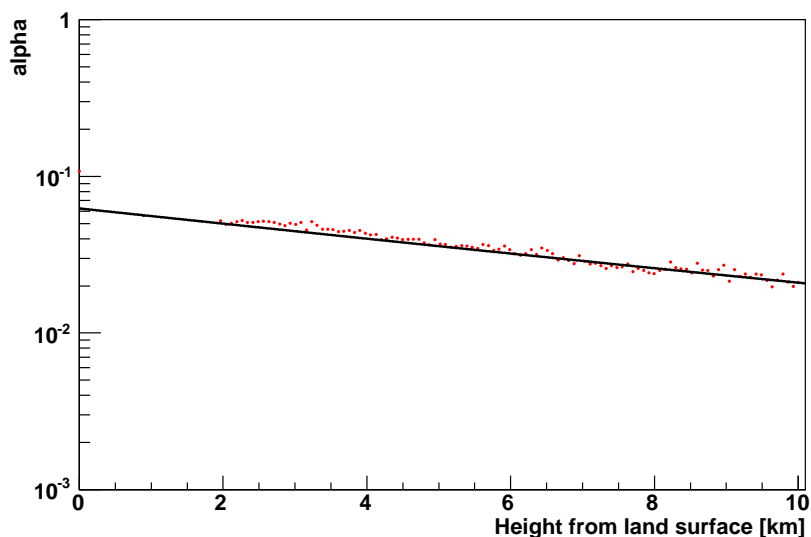


図 5.12: Klett's 法。横軸は地表からの高さ [km]、縦軸は消散係数 [km⁻¹] である。尚、黒線は Rayleigh 散乱の曲線である。

図 5.13 の消散係数を積分して、大気中の Rayleigh と Mie 散乱による光の減衰率を求める。しかし、図 5.13 のままでは 0km 付近~0.5km にデータ点がないため大気の前減衰率を求めることが出来ない。そこで、この間を指数関数で補間する。0km と 0.5km のデータ 2 点を指数関数で Fitting を行った結果が図 5.14 である。これにより大気による光の前減衰率を求めることが出来る。

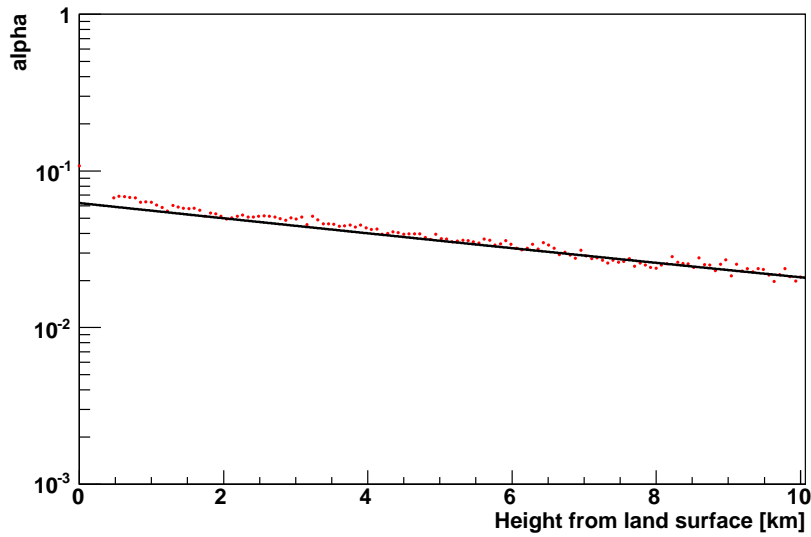


図 5.13: Klett's 法によって得られた消散係数の垂直分布。横軸は地表からの高さ [km]、縦軸は消散係数 [km^{-1}] である。0km の点の消散係数は同日にレーザーを水平方向に射出したデータに Slope 法を使用して求めた。黒線は US 標準大気を用いた Rayleigh 散乱の消散係数の計算値である。

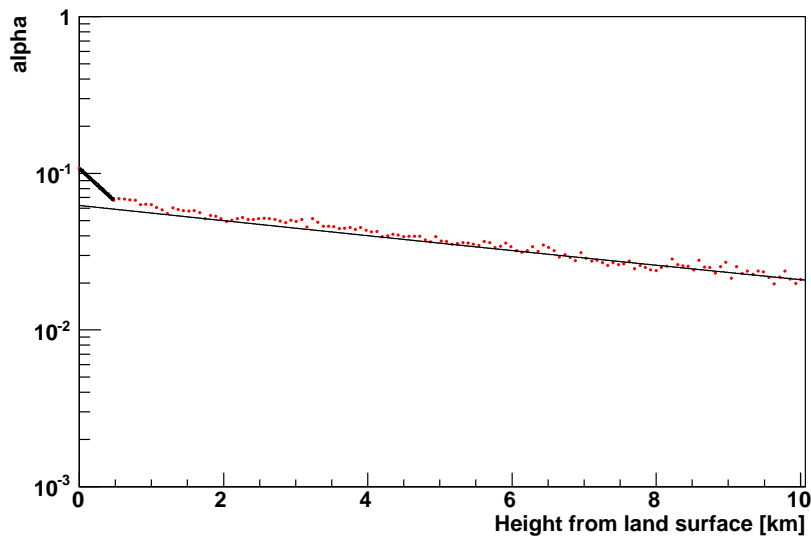


図 5.14: US 標準大気を仮定した消散係数の垂直方向分布。横軸は地表からの高さ [km]、縦軸は消散係数値 [km^{-1}] である。

5.3.5 ラジオゾンデデータを使用した消散係数の垂直方向分布の導出

3章の図3.12で求めたラジオゾンデデータを使用した Rayleigh 散乱の曲線を用いて Klett's 法を行う。Klett's 法を行うデータは5.3章で使用したデータである2006年8月16日に垂直方向にレーザー出力4.0mJ(データ補間のため同方向にレーザー出力0.5mJでレーザーを射出したデータも)である。境界条件は $X(R_c)=10\text{km}$ で、 $\alpha(R_c) = 0.022$ 、 $X(R_c) = 0.012$ この時と同じ処理を行うと、図5.15のようになった。

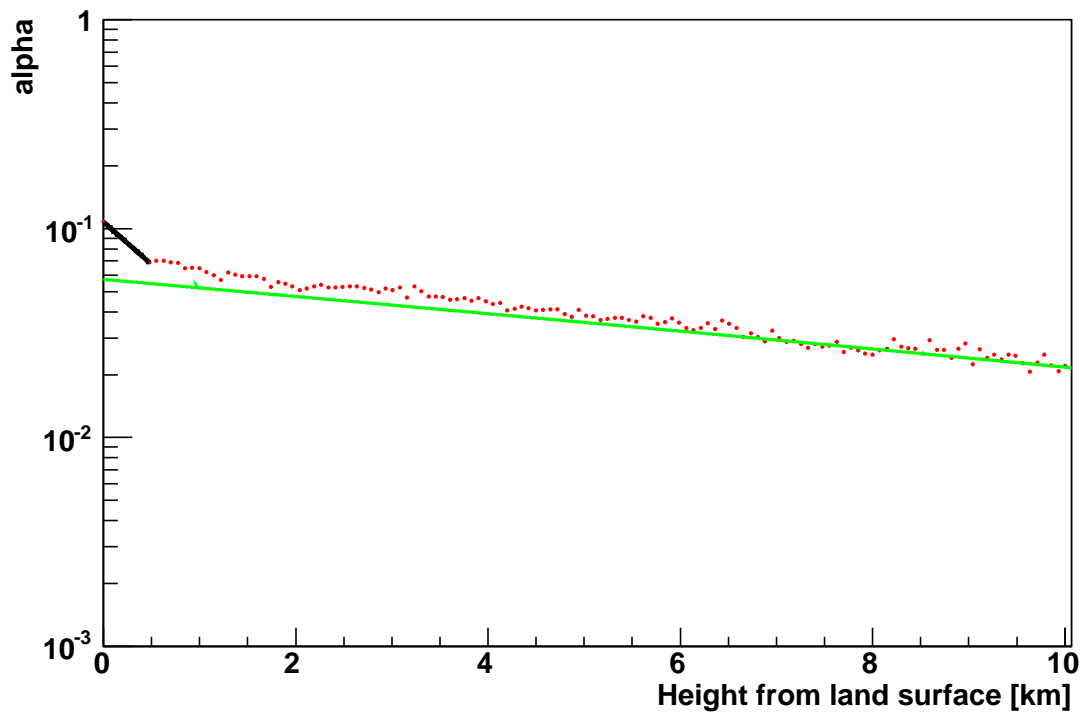


図 5.15: ラジオゾンデデータを使用した Klett's 法解析図。横軸は地表からの高さ [km]、縦軸は消散係数値 [km^{-1}] である。緑線はラジオゾンデデータを使用して求めた Rayleigh 散乱の曲線である。

5.3.6 大気透明度補正の導出

光の減衰率を求めるために、式 (3.3) を変形した以下の式を使用して求める。

$$I = I_0 \exp\left(-\sum \alpha_i x_i\right) \quad (5.1)$$

データ点の間隔は $x_i - x_{i-1} = 0.075\text{km}$ であり $x_i = 0.075$ 、 α_i を式 (5.1) に代入することで光の減衰率を求められる。

まず、US 標準大気モデルを用いた場合を考える (図 5.14)。Rayleigh 散乱による光の減衰率を式 (5.1) を使って求める。Rayleigh 散乱による光の減衰率は、

$$I = I_0 \times 0.68$$

次に、Rayleigh 散乱と Mie 散乱による光の減衰率を式 (5.1) を使って求める。光の減衰率は、

$$I = I_0 \times 0.66$$

となった。

Rayleigh 散乱に対する Mie 散乱の割合を考える上において HiRes グループが用いている Vertical Aerosol Optical Depth (以下 VAOD) を使用する。VAOD は、

$$VAOD = (\alpha_{exp} - \alpha_{Ray}) * l \quad (5.2)$$

となる。尚、 α_{exp} は実験データから計算した消散係数、 α_{Ray} は Rayleigh 散乱の消散係数、 l は透過距離である。US 標準大気を用いた場合の VAOD は、

$$VAOD = 0.036 \pm 0.014$$

3.6 ± 1.4% となる。誤差は以下のようにして求めた。

1. 0km~0.5km の間のデータ補間は指数関数を使って行われているが、指数関数を使わずに大気の減衰が最大になるようにデータを補間した場合と、逆に大気の減衰が最小になるようにデータを補間してみる。大気が最大になるようなデータの補間の仕方は、消散係数が 0km 地点の値が 0.5km まで同じ値の時である。大気の減衰率が最小になるデータの補間の仕方は、0.5km の所の消散係数が 0km~0.5km の間で同じ値の時である。

2. 指数関数で補間した場合、大気の減衰率が最大になるように補間した場合、大気の減衰率が最小になるように補間した場合の大気の消散係数をそれぞれ求め、そこから $VAOD$ 、 $VAOD_{max}$ 、 $VAOD_{min}$ を計算する。
3. 上記で求めた3つの $VAOD$ から誤差を求める。誤差 $Error$ は、

$$Error = \sqrt{(VAOD - VAOD_{max})^2 + (VAOD - VAOD_{min})^2}$$

とした。US 標準大気モデルを使用した場合の大気による光の減衰率と $VAOD$ が求まった。

次にラジオゾンデを用いた場合を考える (図 5.15)。US 標準大気モデルを用いた場合と同様の処理をすると、ラジオゾンデを用いた場合の Rayleigh 散乱による大気の減衰率は、

$$I_{Rad} = I_0 \times 0.69$$

次に、Rayleigh 散乱と Mie 散乱による光の減衰率は、

$$I_{Rad} = I_0 \times 0.65$$

となった。

$VAOD$ 値は、

$$VAOD \simeq 0.058 \pm 0.013$$

となり、 $5.8 \pm 1.3\%$ となる。

これは US 標準大気で求めた値とは一致しない。この理由は、US 標準大気モデルとラジオゾンデデータの地表 0km における温度の違いから生じているものと考えられる。ラジオゾンデのデータは実際の大気的气圧やその時の温度であり、ラジオゾンデデータで求めた光の減衰率と Rayleigh 散乱に対する Mie 散乱の比率の方が正しいと判断する。

5.3.7 ラジオゾンデデータを使用した Klett's 法適用 (全 20 日)

ラジオゾンデデータを使用した Klett's 法を測定をした全 20 日分の垂直方向にレーザーエネルギー 4.0mJ で撃ったデータに適用してみる。尚、レーザーを垂直

方向に 0.5mJ で撃ったデータは 2006 年 8 月 16 日しかないため、データ補間のために指数関数は 0km~2km の間で Fitting を行っている。以下に解析の結果を表にしたものを示す。データの入力されていない日は測定を行わなかった日である。解析した図を図 5.16~図 5.20 に示しておく。

表 5.4 を見ると、約 8 割の日が Rayleigh 散乱の曲線にデータが乗っている。これは、Mie 散乱を起こす原因となるエアロゾルが高度 6~10km にはほぼないということを示していると考えられる。

測定日	VAOD 値	Rayleigh	コメント
8月9日	8.6% ± 14.1%	○	
8月10日	13.9% ± 15.4%	○	Mie 散乱の効果強め
8月11日	9.8% ± 13.4%	○	
8月12日			
8月13日	13.0% ± 10.2%	○	Mie 散乱の効果強め
8月14日	20.4% ± 10.7%	○	散乱体あり
8月15日	-2.3% ± 11.7%	×	
8月16日	7.7% ± 7.2%	○	
8月17日	8.3% ± 6.3%	○	
8月18日	13.5% ± 18.4%	○	Mie 散乱の効果強め
8月19日	16.5% ± 13.0%	○	Mie 散乱の効果強め
8月20日			
8月21日	26.6% ± 6.4%	○	散乱体あり
8月22日	55.3% ± 0.4%	×	散乱体あり
8月23日	7.1% ± 6.1%	×	
8月24日	14.7% ± 7.1%	○	Mie 散乱の効果強め
8月25日			
8月26日	13.4% ± 9.3%	○	Mie 散乱の効果強め
8月27日			
8月28日	8.3% ± 8.9%	○	
8月29日	8.8% ± 8.1%	○	
8月30日	5.1% ± 10.8%	×	散乱体あり
8月31日	16.3% ± 11.0%	○	散乱体あり
9月1日	8.6% ± 12.4%	○	

表 5.4: 全 20 日に Klett's 法を適用。Rayleigh とは高度 6~10km で Rayleigh 散乱の曲線にデータが乗っているかをみたものである。

ラジオゾンデを使用した Klett's 法を観測を行った全日数に適用してみた。その結果を以下に示す。

Klett's 法を適用した結果

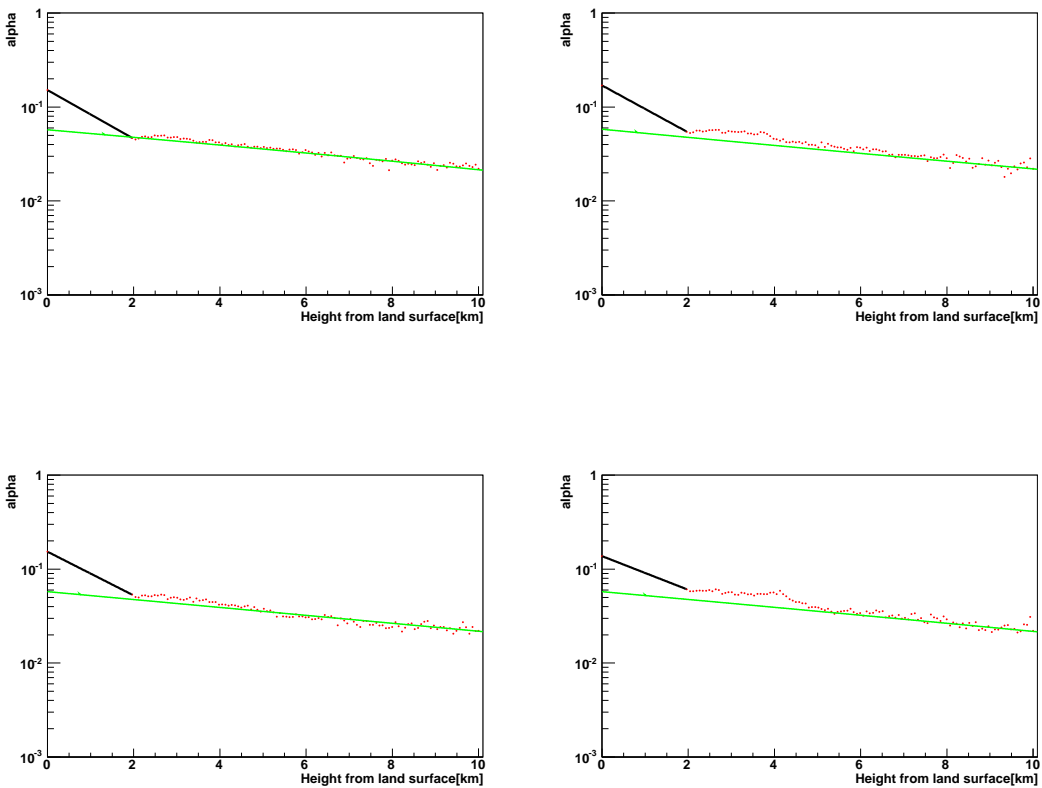


図 5.16: 左上図が 2006 年 8 月 9 日、右上図が 2006 年 8 月 10 日、左下図が 2006 年 8 月 11 日、右下図が 2006 年 8 月 13 日の結果である。横軸は地表からの高さ [km]、縦軸は消散係数値 [km^{-1}] である。緑線は Rayleigh 散乱の曲線である。

Klett's 法を適用した結果

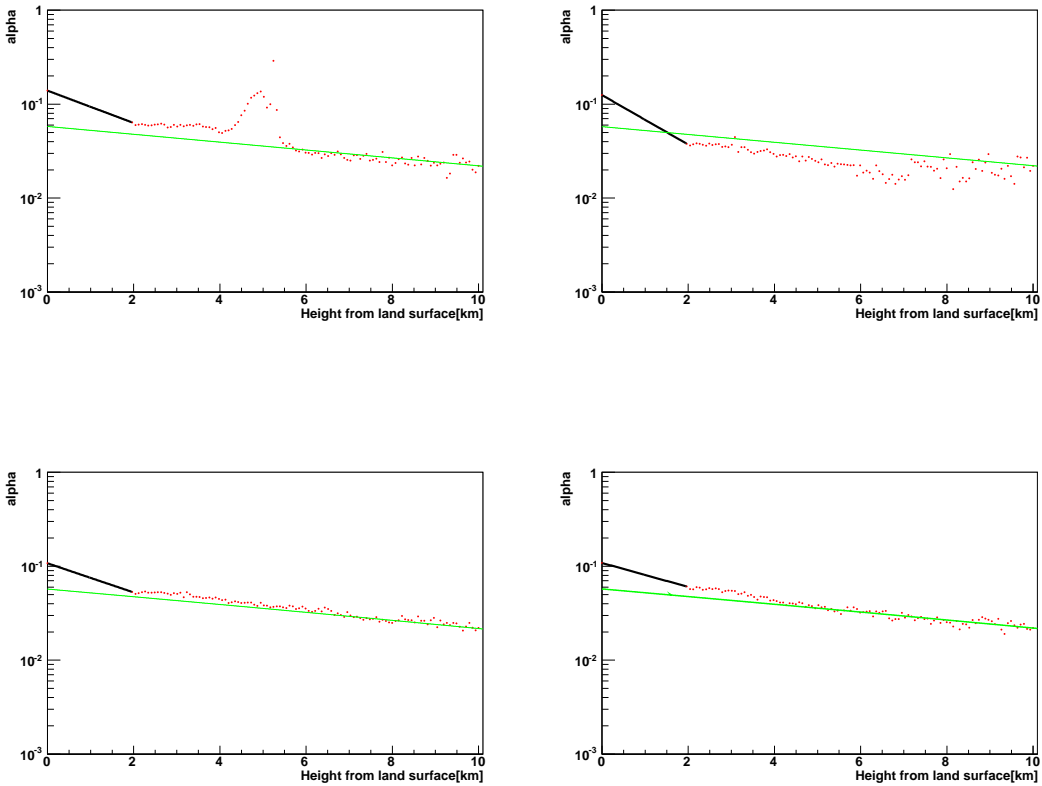


図 5.17: 左上図が2006年8月14日、右上図が2006年8月15日、左下図が2006年8月16日、右下図が2006年8月17日の結果である。横軸は地表からの高さ [km]、縦軸は消散係数値 [km^{-1}] である。緑線は Rayleigh 散乱の曲線である。

Klett's 法を適用した結果

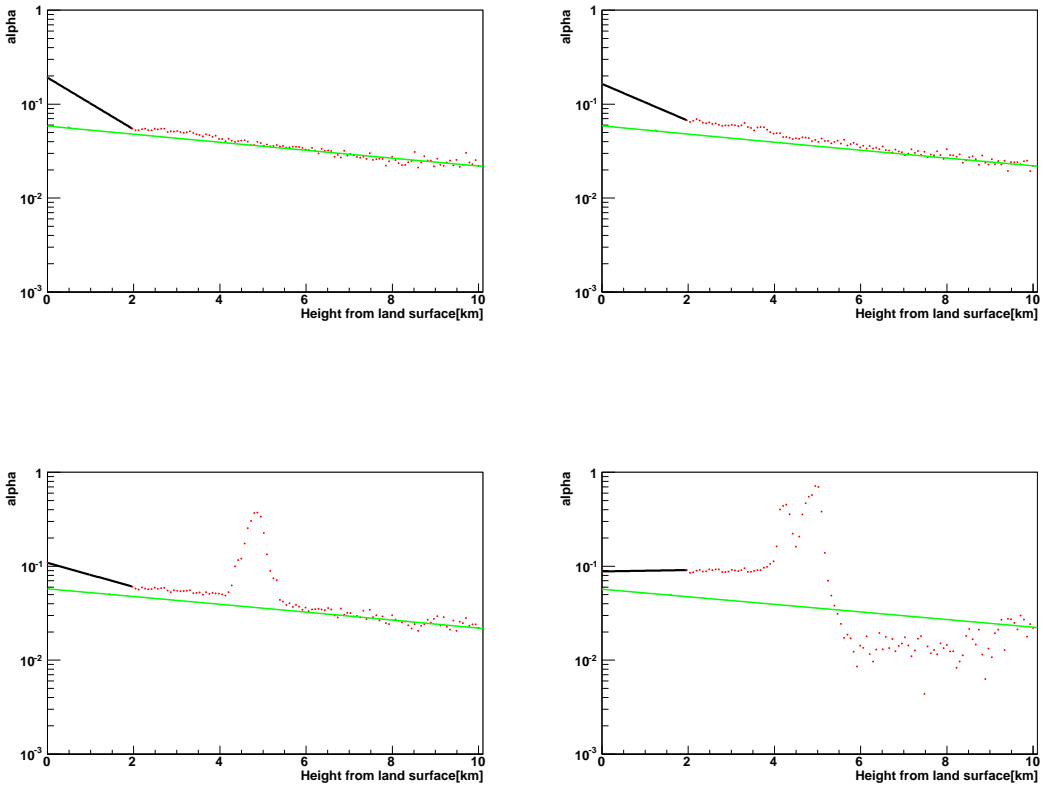


図 5.18: 左上図が2006年8月18日、右上図が2006年8月19日、左下図が2006年8月21日、右下図が2006年8月22日の結果である。横軸は地表からの高さ [km]、縦軸は消散係数値 [km^{-1}] である。緑線は Rayleigh 散乱の曲線である。

Klett's 法を適用した結果

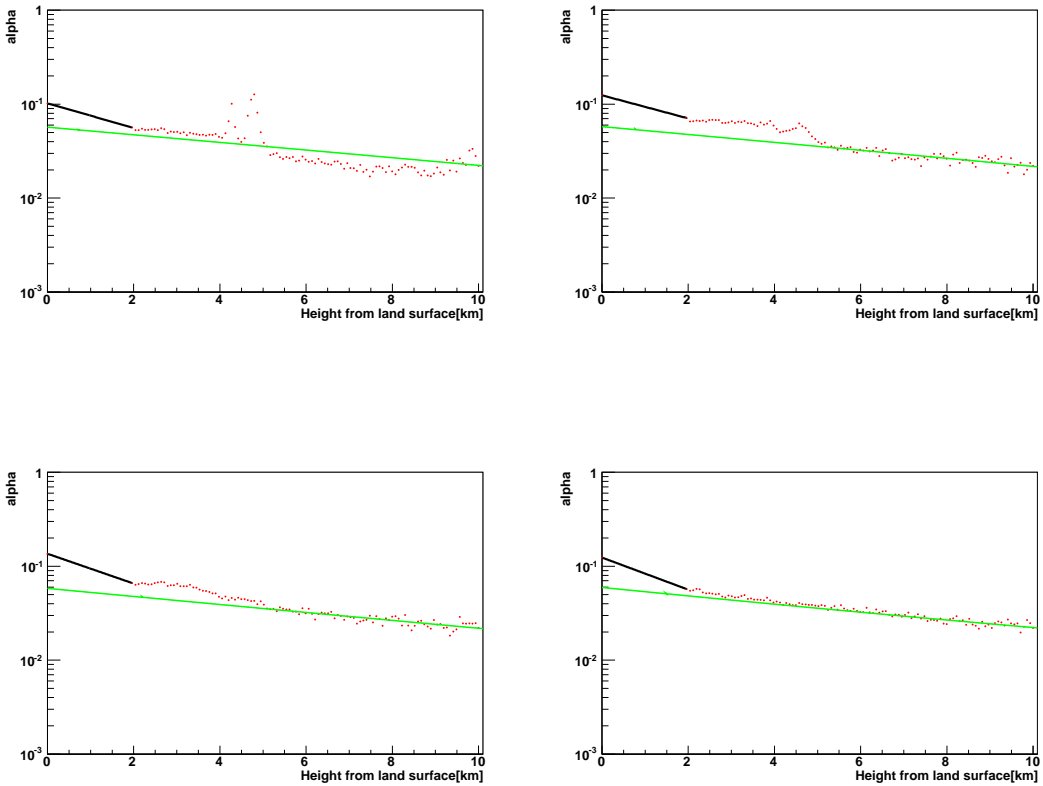


図 5.19: 左上図が2006年8月23日、右上図が2006年8月24日、左下図が2006年8月26日、右下図が2006年8月28日の結果である。横軸は地表からの高さ [km]、縦軸は消散係数値 [km^{-1}] である。緑線は Rayleigh 散乱の曲線である。

Klett's 法を適用した結果

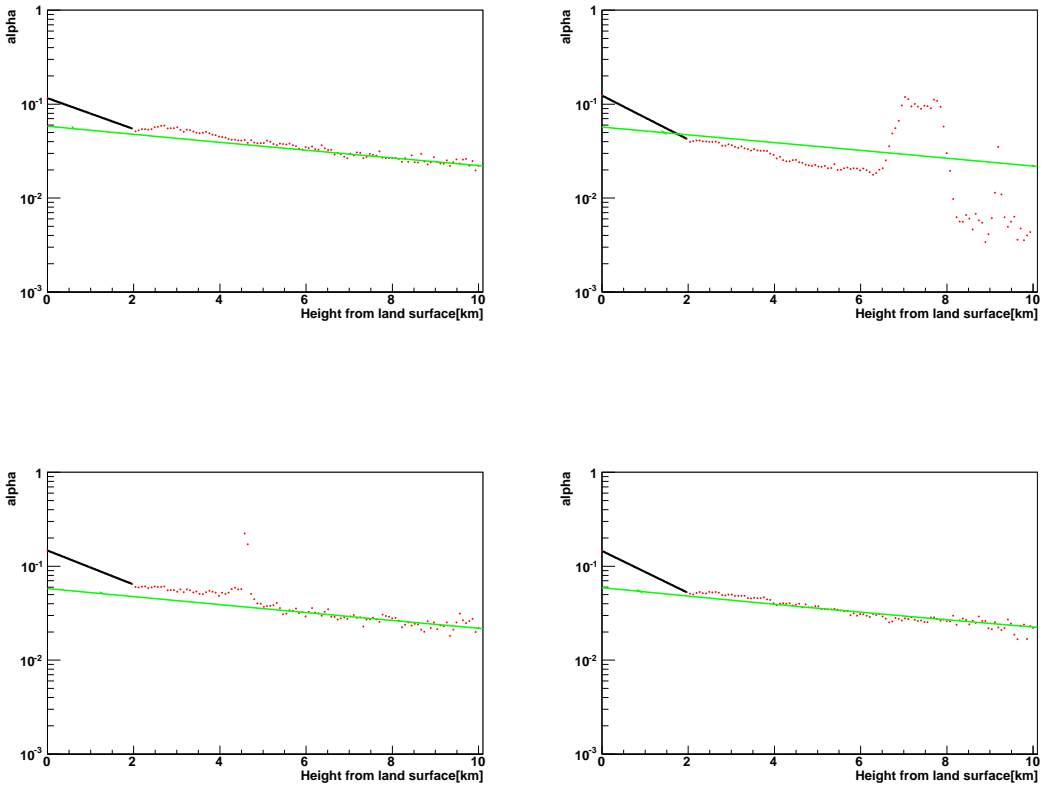


図 5.20: 左上図が2006年8月29日、右上図が2006年8月30日、左下図が2006年8月31日、右下図が2006年9月1日の結果である。横軸は地表からの高さ [km]、縦軸は消散係数値 [km^{-1}] である。緑線は Rayleigh 散乱の曲線である。

第6章 まとめ

本研究の結論として、垂直方向における大気の減衰率や VAOD を求めることが出来た。

今までの問題点として、大気の減衰率や VAOD を求める上において、近傍からの後方散乱光が強過ぎるために PMT の増幅率が非線型性を持ってしまうことが挙げられる。これにより、近傍部分のデータが使用出来ないため、近傍部分の消散係数が求められないのが問題であった。そこで、このデータを補間するために4つの手法を用いた。

1つ目に LED を用いた PMT の増幅率の線形性測定により、高度 2km 以降のデータに対しての補正係数を求め、その補正係数を用いてデータを補正した。2つ目に2種類のレーザーエネルギーを使うこと(近傍を見るために、レーザー出力を弱く、遠方を見るためにレーザー出力を強くした)により、レーザー出力を弱く射出したデータを近傍部分の補間データとしてレーザー出力を強く射出したデータに使用した。3つ目に水平方向に射出したデータに Slope 法を適用して求めた消散係数を、垂直方向高さ 0km 地点における消散係数として用いた。4つ目に、これらの手法を使用した後に、補間仕切れていない高度 0km~0.5km の部分に指数関数を Fit することによりデータを補間した。この4つの手法を行うことにより、垂直方向における大気の減衰率を求めることが可能になった。

テレスコープアレイ実験は大気蛍光法を用いているので大気の減衰率や VAOD を知ることは非常に重要である。本研究では垂直方向における大気の減衰率や VAOD を求められただけだが、大気の減衰率の3次元分布を求めるための大きな一歩になったと考える。

次に、将来のために考えられる改善点を挙げる。

1. データ解析について

現状使用している Klett's 法は高度に依らず $k=1$ として用いている。今回の研究により 6km よりも上空ならば Rayleigh 散乱が優勢であることが判り $k=1$ としても良いことが判る。しかし高度が 6km よりも低い場合、Mie 散乱の効果が出ているため $k=1$ のまま解析するのではなく、 k を動かしながら解析を行うことが必要であると考え。また、高度 0km~0.5km の間のデータの取得方法を考えることも必要である。

2. ハードウェアについて

ハードウェアの改善点として、装置のリモート化が考えられる。現状、PMT 電源、オシロスコープ、レーザーをリモート化すること、また無線 LAN の接続には成功したが、LIDAR ドーム自体をリモート化することには成功していない。実験環境が苛酷なため全リモート化を行うことは必須である。

関連図書

- [1] 小田稔, 宇宙線, 裳華房
- [2] M.Nagano,private communication
- [3] 木舟正, 新物理学シリーズ 34 宇宙高エネルギー粒子の物理学, 培風館
- [4] Thomas K.Gaisser(訳 小早川恵三),Cosmic Rays and Particle Physics(素粒子と宇宙物理), 丸善
- [5] G.R.Farrar and T.Piran,Phys.Rev.Letters 84 3527(2000)
- [6] E.Boldt and P.Ghosh,Mon.Not.R.Astron.Soc.307,491(1999)
E.Boldt and M.Lowenstein,Mon.Not.Roy.Astron.Soc.316 L29(2000)
- [7] E.Waxman,Phys.Rev.Letters 75 386(1995)
M.Vietri,Astrophys.J.453 883(1995)
- [8] Maarten Snee and Wim Ubachs,Direct measurement of the Rayleigh scattering cross section in various gases,Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer,92(2005),293-310
- [9] Anthony Bucholtz,Rayleigh-scattering calculations for the terrestrial atmosphere
- [10] 鈴木信夫, レーザー計測ハンドブック, 丸善 (平成 5 年)
- [11] 柴田達伸, 新潟大学大学院修士論文 (平成 13 年度)
- [12] 理科年表 第 80 冊 国立天文台編 p317, 丸善 (平成 19 年)
- [13] <http://raob.fsl.noaa.gov/>
- [14] James D.Klett,APPLIED OPTICS Vol.20,No.2/1,June 1981

[15] James D.Klett,APPLIED OPTICS Vol.24,No.11/1,June 1985

[16] 賀来純一,近畿大学大学院修士論文(平成15年度)

[17] 辯野拓哉,近畿大学大学院修士論文(平成17年度)

謝辞

多くの方々の御世話になり、本論文が完成しました。御協力頂いた多くの方々にこの場を借りて感謝の意を示させていただきます。

LIDARに関することの相談によって頂いた有働慈治研究員、櫻井信之特任助手、GPSの精密測定時に相談によって頂いた小澤俊介研究員に深く感謝いたします。また、本研究室の先輩や同期の方々との議論はとても身になり御世話になりました。そして最後に、2年間に渡って指導して頂いた私の指導教官である福島正己教授、LIDARについて様々なことを教えて頂いた近畿大学の千川道幸教授に深く感謝の意を表します。