

大気蛍光望遠鏡による宇宙線空気シャワー測定における
小型線形加速器からの電子線ビームを用いた
エネルギー絶対較正法の開発

東京大学大学院
理学系研究科 物理学専攻
池田 大輔

指導教官
佐川 宏行

2007年1月5日

概要

これまでの 10^{19} eV を超える超高エネルギー宇宙線の観測ではエネルギースペクトルの結果が食い違っており、GZK カットオフの有無に関する問題が発生している。また超高エネルギー宇宙線の起源についても良く分かっていない。特に GZK カットオフの問題を解決するためには観測装置のエネルギー決定誤差を小さくすることが不可欠である。

本研究ではテレスコープアレイ (Telescope Array:TA) 実験における大気蛍光望遠鏡 (Fluorescence Detector:FD) のエネルギー絶対較正用小型電子線形加速器 (TA-LINAC) の設計開発を行なった。設計はビームシミュレーションを通して行なわれ、エネルギー精度 1% でエネルギーピーク値が 10, 20, 30, 40MeV で可変、電流値 0.16mA、ビーム幅 $1\mu\text{sec}$ 、頻度 1Hz とする電子ビームを大気中に射出出来る小型加速器の設計を行なった。

またビームや大気を持つ不定性による TA-LINAC の較正の不定性を見積もるため、TA-LINAC による電子ビームが作る空気シャワーシミュレーションと、そこから発生する大気蛍光光子を FD で検出するシミュレーションを行なった。その結果、FD による宇宙線観測におけるエネルギー決定の系統誤差の要因のうち、大気蛍光発光量と大気蛍光望遠鏡を一括で較正する場合、TA-LINAC の電子ビームの電流測定精度が最も不定性を作る要因であることが分かった。電流測定精度を目標値である 5% 以下とすることで、この較正を 5% 以下の精度で行なうことができ、これにより大気蛍光望遠鏡を持つエネルギー測定 of 系統誤差を 23% から 17% 以下に下げることが可能となる。また、大気や再構成を持つ不定性は TA-LINAC で較正することができないが、FD で SD を較正する場合にはこれらの不定性が少ないイベントを選び出して較正することが可能である。この方法により、TA 実験のエネルギー測定 of 系統誤差を 10% 以下とすることを目指す。

TA-LINAC は 2007 年の 4 月～5 月に高エネルギー加速器研究機構 (KEK) でビーム試験を予定しており、計画が順調に進んだ場合 2007 年 10 月から実験サイトで大気蛍光望遠鏡のエネルギー絶対較正を開始する。

目次

1	序論	5
2	最高エネルギー宇宙線	7
2.1	宇宙線物理	7
2.2	最高エネルギー宇宙線の伝播	7
2.3	最高エネルギー宇宙線の起源	9
2.4	空気シャワー現象	12
2.5	大気蛍光現象	14
2.6	空気シャワー現象による宇宙線の観測	18
2.7	現在の最高エネルギー宇宙線の観測実験	19
3	テレスコープアレイ実験	20
3.1	テレスコープアレイ実験の概要	20
3.2	地表検出器アレイ	21
3.3	大気蛍光望遠鏡	23
3.4	大気蛍光望遠鏡による宇宙線観測の較正	27
4	TA-LINAC の設計	35
4.1	加速器からの電子ビームによる FD の較正	35
4.2	TA-LINAC の要求スペック	35
4.3	TA-LINAC による較正の精度	36
4.4	設計の手法	37
4.5	進行波型高周波によるビーム加速	40
4.6	ビームライン上流の設計	45
4.7	ビームライン下流の設計	67
4.8	モニタ系	77
4.9	RF 系	83
4.10	真空系	86
4.11	冷却系	87
4.12	設計のまとめ	88
5	TA-LINAC による大気蛍光望遠鏡の較正	90
5.1	電子ビームと空気中の相互作用の設定	90
5.2	大気蛍光望遠鏡の光学系	92
5.3	40MeV 電子ビームによる空気シャワー	99
5.4	大気蛍光望遠鏡による 40MeV 電子ビームからの空気シャワーの観測とその不定性	102
5.5	TA-LINAC による大気蛍光望遠鏡の較正のまとめ	107

6	結論	109
6.1	まとめ	109
6.2	今後の課題	109

1 序論

宇宙線とは地球外から降り注ぐ陽子や原子核、電子や光子等の総称である。気球による観測により放射線強度の高度依存性から 1912 年に V.F.Hess により発見された。

これまでの宇宙線実験で測定された宇宙線のエネルギースペクトルを図 1.1 に示す。エネルギースペクトルの特徴は $10^{15} \sim 10^{16} \text{eV}$ と 10^{19}eV の折れ曲がりであり、それぞれ knee 領域, ankle 領域と呼ばれている。knee 領域の前まではスペクトルのベキは ~ 2.7 であり、knee 領域の後から ankle 領域まではベキは ~ 3.0 となる。

宇宙線のエネルギースペクトルは低エネルギーから高エネルギーまで長く伸びている。しかし Greisen, Zatsepin, Kuzmin らは、宇宙線のエネルギースペクトルが $10^{19.6} \text{eV}$ で急激なカットオフを持つことを予言した [1][2]。これは宇宙空間に満ちている背景放射と宇宙線の相互作用に起因するカットオフであり、予言した 3 氏の頭文字から GZK カットオフと呼ばれている。

ところが AGASA 実験 [3] が 1998 年に発表したエネルギースペクトルでは GZK カットオフが存在しないという結果であった。これは GZK カットオフを確認したとする High Resolution Fly's Eye(HiRes) 実験 [4] による結果とは食い違っている (図 1.2)。両実験共に 1 次宇宙線が大気に飛来した場合に生成される空気シャワーを観測することで、間接的に 1 次宇宙線を観測している。ただし AGASA 実験では空気シャワーを構成する荷電粒子を地表で直接捕らえることで空気シャワーを観測しているのに対し、HiRes 実験では空気シャワーから発生する大気蛍光を捕らえることで空気シャワーを観測しているため、両実験で観測法が異なる。この問題については多くの議論を呼んできたが、未だ解決されていない。

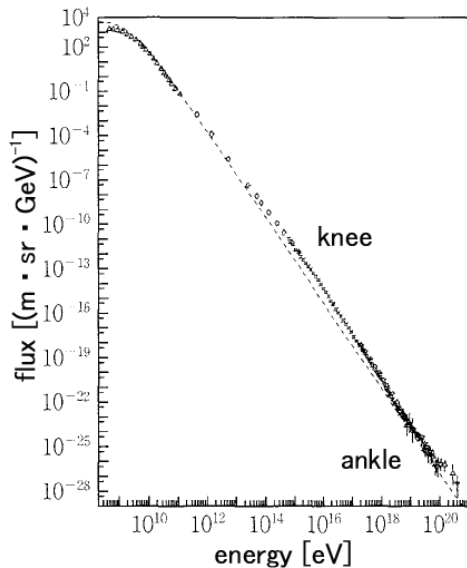


図 1.1 1 次宇宙線のエネルギースペクトル。

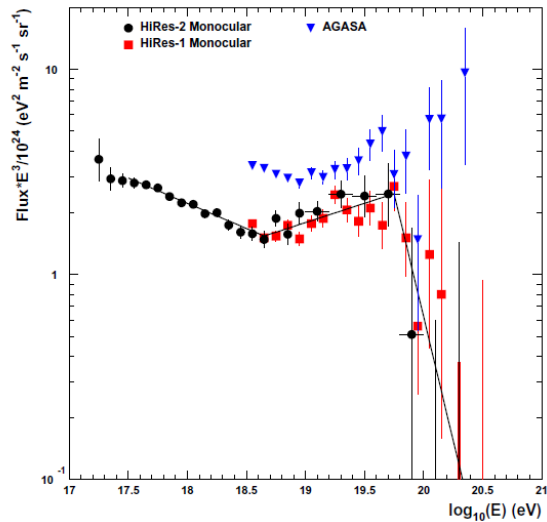


図 1.2 AGASA 実験, HiRes 実験によるエネルギースペクトルの比較。縦軸にエネルギーの 3 乗を掛けてある。[4]

加えて、このような超高エネルギー宇宙線の起源は判明していない。起源を決定するためには超高エネルギー宇宙線の到来方向と核種を知る必要がある。到来方向に関しては AGASA 実験では到来方向が集中しているクラスタがあると主張している [5] が、HiRes 実験では到来方向は等方であったとしており [6] 食い違っている。また核種が判別すれば起源のモデルに対して厳しい制限を加えることが出来る。特にトップダウンモ

デルの多くは宇宙線の光子とバリオンの比に制限がかかるため、光子の判別は特に重要である。

テレスコープアレイ実験は GZK カットオフ問題を解決し、超高エネルギー宇宙線の起源を知ることを目的とした実験である。この実験では AGASA 実験の観測法である地表検出器アレイによる観測と HiRes 実験の観測法である大気蛍光法による観測の同時観測を行なう。起源を考える上で核種の判別は大気蛍光望遠鏡で行なう方が精度がよいが、到来方向を考える上では統計の多い地表検出器による観測を使用すべきである。しかし GZK カットオフ問題が測定法にある場合には、この両測定によるエネルギー決定はそれぞれ結果が異なっている可能性がある。そのため、効率良く起源を知るためには両測定法の違いを理解し、GZK 問題を解決しておく必要がある。このためには統計を増やすことはもちろんだが、測定器のエネルギー決定の系統誤差を減らすことが大変重要である。

テレスコープアレイ実験では大気蛍光望遠鏡に対して線形加速器 (TA-LINAC) からの電子ビームを用いた絶対エネルギー較正を行なうことを計画している。これにより大気蛍光望遠鏡の絶対較正が行なえるだけでなく、宇宙線の同時観測を通して地表検出器の絶対較正も行なうことが出来る。そのため両測定法で正しいエネルギー決定を行なうことが出来る。

本論文では、線形加速器の開発について述べ、この線形加速器で行なう較正について説明する。第 2 章で最高エネルギー宇宙線の物理について述べ、第 3 章でテレスコープアレイ実験の詳細について述べる。第 4 章では TA-LINAC を構成するコンポーネントを説明し、第 5 章ではビームシミュレーションによる TA-LINAC の設計について説明する。第 6 章では TA-LINAC のビームによる発光から FD 観測までを通したシミュレーションによる TA-LINAC からの電子ビームによる大気蛍光望遠鏡の較正について述べる。第 7 章では TA-LINAC の開発と較正に関するまとめを行なう。

2 最高エネルギー宇宙線

2.1 宇宙線物理

これまでの宇宙線実験により宇宙線の理解は進んでいる。宇宙線の核種は 90% が陽子であり、残りは原子核や電子、光子である。宇宙線中の Li, Be 等の軽元素の水素の千分の一程度であり、これは太陽系組成の存在比の約 10^5 倍多い。これは中重核である C, O の原子核が伝播中に破砕され、軽元素を作るためである。宇宙線中のこの存在比から宇宙線の平均通過物質量が求められ、中重核で $6.1\text{g}\cdot\text{cm}^{-2}$ である。また放射性同位体、例えば ^{10}Be の同位体全体に対する存在比から宇宙線の銀河内での滞在時間が推定でき、約 2.2×10^7 年と推定されている。これらにより求められる宇宙線の平均通過物質量は $0.2 \sim 0.3$ 原子/ cm^3 となり、これは銀河内の平均密度よりも小さく、宇宙線は密度の低い場所を通ってきていると考えられる。

宇宙線エネルギーの起源は未だ断定されていないが、超新星起源という説が有力である。超新星爆発によって宇宙線に供給されるエネルギーを 10^{50-51}erg 、頻度を 30 年に 1 回とすると宇宙線のエネルギー収支が合うことが分かっている。

宇宙線のエネルギースペクトルは図 1.1 に示した。knee 領域の折れ曲がりの原因としては、このエネルギー以上になると銀河系からの漏れ出しの影響が顕著になるためであるという考えや、knee 領域以上のエネルギーの宇宙線の起源が異なるためであるという考えがあるが、良く分かっていない。ankle 領域を超える超高エネルギー宇宙線については不明なことが多い。これは宇宙線の頻度の少なさによる所が大きい。また高エネルギー宇宙線の起源についても良く分かっていない。

2.2 最高エネルギー宇宙線の伝播

宇宙空間は 2.7K の黒体放射である背景放射で満ちている。近年、WMAP 衛星によりその揺らぎや偏向について詳しく調べられている。[7]。

宇宙線のエネルギーが上昇すると宇宙線はこの背景放射と相互作用するようになる。特に超高エネルギー宇宙線の領域で起こる反応は、電子陽電子対生成、パイオン生成であり、宇宙線が原子核の場合には光分解反応も加わる。

2.2.1 電子陽電子対生成

電子陽電子対生成は、宇宙線の γ が約 10^9 になると起こる。これは宇宙線が陽子であるとするエネルギー 10^{18}eV に相当する。微分断面積は H.Bethe と W.Heitler によって計算されている [8]。この微分断面積を用いた電子陽電子対生成反応による宇宙線の減衰距離は G.R.Blumenthal[9] によって数値計算を用いて求められており、陽子の場合最も減衰距離が短いのはエネルギー 10^{19}eV で 3Gpc 程度と長く、起源の推定にはそれほど影響を与えない(図 2.2)。しかし原子核の場合には、その質量の多きさから反応の始まるエネルギーは高いが、電子陽電子対生成による減衰距離は短く、エネルギー 10^{21}eV では減衰距離が 200Mpc 程度になる。後述する光分解反応と比較すると(図 2.3)、例えば鉄の場合、エネルギー 10^{20}eV では光分解反応よりも電子陽電子対生成反応による減衰距離の方が短く、伝播における主要な反応となる。

2.2.2 パイオン生成

パイオン生成は主に Δ レゾナンスを通して起こる。パイオン生成のモードは、パイオンを一つ生成するモードとして

$$\gamma + p \rightarrow \Delta^+ \rightarrow \pi^+ + n \quad (2.1)$$

$$\gamma + p \rightarrow \Delta^+ \rightarrow \pi^0 + p \quad (2.2)$$

がある。またパイオンを2つ以上生成するモードもあり、例えば

$$\gamma + p \rightarrow \Delta^{++} + \pi^- \quad (2.3)$$

$$\Delta^{++} \rightarrow \pi^+ + p \quad (2.4)$$

$$\gamma + p \rightarrow \rho^0 + p \quad (2.5)$$

$$\rho^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- \quad (2.6)$$

等がある。

パイオン生成が起こるしきい値エネルギーは、宇宙線と背景放射の正面衝突で π^0 1 個生成モードが起こる場合、重心エネルギーが π^0 核子分あればよいので、陽子の場合 6.79×10^{19} eV となる。反応断面積は加速器を用いて調べられており、GZK カットオフ領域の $p\gamma$ 反応については主に SLAC で調べられた。その結果は例えば S.Yoshida[10] らによってまとめられており、その結果を図 2.1 に示す。断面積は重心エネルギー $S = 1.5\text{GeV}^2$ で最大となり、値は $500\mu\text{b}$ である。この重心エネルギーはエネルギー 2.0×10^{20} eV の陽子と背景放射の γ の正面衝突の場合の重心エネルギーに相当する。これより大きい重心エネルギーでの反応断面積も測定されており、 $100 \sim 200\mu\text{b}$ でほぼ一定となる。

パイオン生成による陽子の減衰距離は図 2.2 のようになり、エネルギー 10^{20} eV では 100Mpc を下回っている。パイオン生成反応により減衰距離が急激に短くなっており、この反応が GZK カットオフを作り出していることが分かる。

2.2.3 光分解反応

原子核は光子を吸収することで、原子核 + 核子 (もしくは核子複数個) に分解される。宇宙線が原子核である場合にはこの反応は伝播を考える上で主要な反応になる。宇宙線では原子核静止系での光子のエネルギーが $10 \sim 30\text{MeV}$ での反応が主となる。これは原子核の巨大双極子共鳴の励起エネルギーと一致するためである。このエネルギーを超えても光分解は起こるが、エネルギーが 150MeV を超えると起きない。[11] これを宇宙線のエネルギーに直し、例えば鉄の原子核と背景放射との正面衝突を考えると、原子核静止系での光子のエネルギーが 10MeV となるのは宇宙線のエネルギーが 3.75×10^{20} eV の場合であり、 30MeV となるのは 1.13×10^{21} eV の場合である。また光子のエネルギーが 150MeV となるのは宇宙線のエネルギーが 5.63×10^{21} eV の場合であり、これを超えても角度依存があるため反応は起こるが、この反応による減衰長は増加していく。

この反応による反応断面積は J.L.Puget[12] によってまとめられており、例えば鉄の場合、光子のエネルギーが $0 \sim 30\text{MeV}$ での平均反応断面積は 104.1mb と非常に大きい。またこの反応 1 回で宇宙線から失われるエネルギーはその分解された核子との質量比とほぼ等しい。これはいい換えるとこの反応は特殊相対論のパラメータである γ がほぼ保存する反応である。

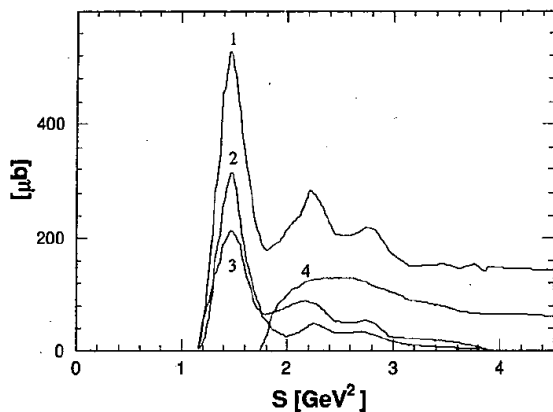


図 2.1 $p\gamma$ 反応の反応断面積。1 が全チャンネルの合計、2 が $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ 、3 が $\gamma p \rightarrow n\pi^+$ 、4 が $\gamma p \rightarrow p + 2\pi$ の反応を示す [10]。

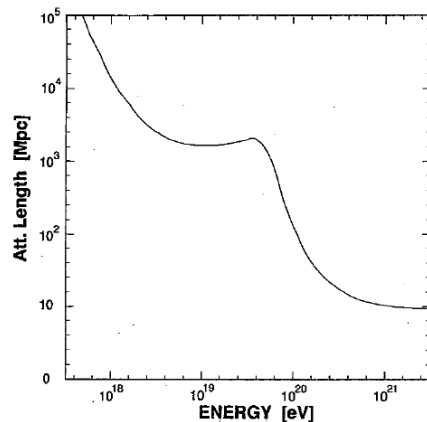


図 2.2 電子陽電子対生成反応、パイオン生成反応による陽子の減衰長。図の左のピークが電子陽電子対生成により、右のピークがパイオン生成による [10]。

光分解反応は反応断面積が大きいため、2.7K の背景放射だけでなく背景赤外線も考慮する必要がある。ここで歴史的背景を書いておくと、COBE/DIRBE による観測が行なわれるまでは背景赤外線の量はモデルからの推定値で約 $10nWm^{-2}sr^{-1}$ 程度であるとされていた [12]。ところが 1989 年に打ち上げられた COBE/DIRBE により直接観測してみると、その値は推定値の 10% 以下であることが分かった [13]。このため、この COBE による結果が出る以前には、超高エネルギー原子核の減衰長は短く見積もられていたことになる。

以上の結果を用いて減衰長を求めると、図 2.3 のようになる [14]。背景放射と光分解を始めると急激に減衰距離が短くなっている。また、宇宙線のエネルギーが $10^{19}eV$ 後半から $10^{20}eV$ に差し掛かる領域は現在の超高エネルギー宇宙線観測実験の主な領域となるが、この領域では背景赤外線の量が正しく見積もられたことで減衰距離が長くなっており、主要な反応は電子陽電子対生成である。

電子陽電子対生成、パイオン生成、光分解反応による陽子、原子核の減衰距離が出揃ったので比較を行なうと、鉄は $3 \times 10^{20}eV$ を超えた辺りで背景放射との光分解反応が始まるので一気に減衰距離が短くなる。しかしそれよりエネルギーの低い部分、特に GZK カットオフ周辺のエネルギー領域では陽子とほぼ同等の減衰距離となる。これは背景赤外線が大きく見積もられていた頃よりも、超高エネルギー宇宙線の核種が原子核である可能性を考えなくてはならなくなったということである。

2.3 最高エネルギー宇宙線の起源

超高エネルギー宇宙線の起源は現在分かっていない。モデルは大きく分けて 2 種類あり、天体の衝撃波による加速でそのエネルギーまで加速するボトムアップモデルと、未知の重い素粒子の崩壊や対消滅によって超高エネルギー宇宙線を生み出すトップダウンモデルである。

2.3.1 ボトムアップモデル

天体で何らかの加速機構、例えば衝撃波による加速が行なわれているとして、その加速機構によって宇宙線が超高エネルギーまで加速されるためにはそのエネルギーになるまで宇宙線が加速領域に留まる必要がある。

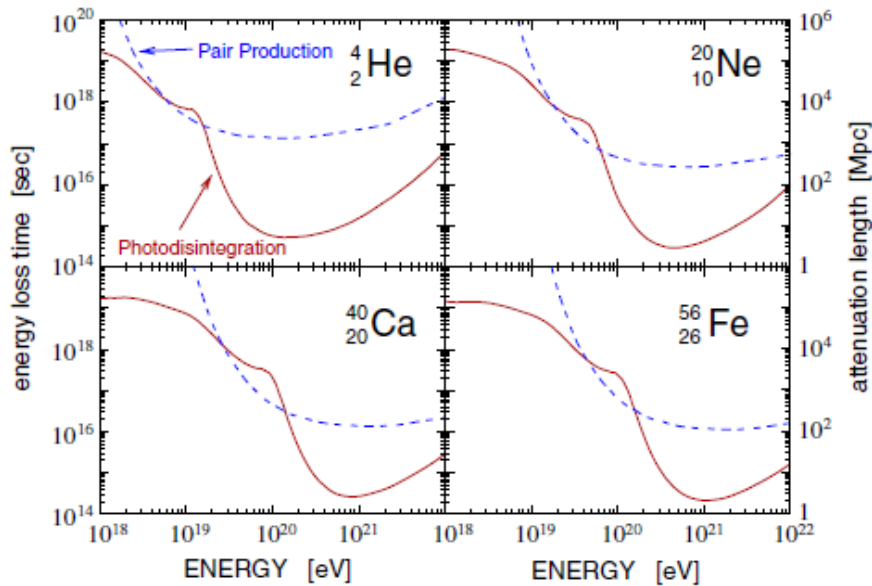


図 2.3 He, Ne, Ca, Fe の電子陽電子対生成反応と光分解反応による減衰距離 [14]。左の縦軸のエネルギーロス時間 τ は宇宙線のエネルギー E に対して $\frac{1}{\tau} = \frac{1}{E} \frac{dE}{dt}$ で定義される値である。また右の縦軸の減衰距離はエネルギーロス時間に光速を掛けた値である。

宇宙線が荷電粒子であると考え、宇宙線はその天体の磁場によって回転半径がラーモア半径となる回転運動を行なう。簡単に考えると、加速したいエネルギーにおけるラーモア半径の 2 倍よりも加速領域の大きさの方が大きい場所があると宇宙線はそのエネルギーまで加速されてもよい。A.M.Hillas[15] によって各高エネルギー天体の大きさとその磁場の大きさについてまとめられており、その図にガンマ線バーストを加えた図が図 2.4 である。しかし実際には加速中のエネルギー損失も考える必要があり、図 2.4 において磁場の大きい天体や空間ガス密度の大きい天体は超高エネルギー宇宙線の起源となるのは難しい。またその天体から発生した宇宙線が地球に飛来するためには 2.2 節から分かるように天体の位置が地球に近い必要がある。

ガンマ線バーストは超高エネルギー宇宙線を生成出来る候補天体の一つである。近年打ち上げられた swift 衛星は数多くのガンマ線バーストを捕らえることに成功しておりガンマ線バーストの理解が進んでいる。しかし P.Jakobsson らによるとガンマ線バーストの平均距離は赤方偏移で 2.8 と非常に遠い [16]。これは宇宙空間の伝播による減衰距離と比べてとても長く、大半のガンマ線バーストは超高エネルギー宇宙線の起源にはならないということである。超近距離で起きたガンマ線バーストとしては例えば赤方偏移で 0.033 の GRB060218 等があるが、この事例は X 線フラッシュという現象として区別されている。この事例のエネルギーは通常の GRB の 1/100 程度で頻度はガンマ線バーストの 10 倍程度であると推定されている [17]。しかしガンマ線バーストについては分類の方法や起源の違い、超新星との相関など現状では良く分かっていないことが多い。

中性子星は銀河系内に数多く分布しており、ここで加速された宇宙線は比較的減衰せずに地球に飛来する。しかし中性子星の磁場は大きく、シンクロトロン放射によるエネルギー損失が大きいため宇宙線を超高エネルギーまで加速することは難しい。

活動銀河核にある電磁ローブと呼ばれる領域では、核からのジェットと銀河空間ガスの衝突によって強い衝撃波が存在する。特にホットスポットと呼ばれる領域では物質密度が低いいため、加速中のエネルギー損失が少

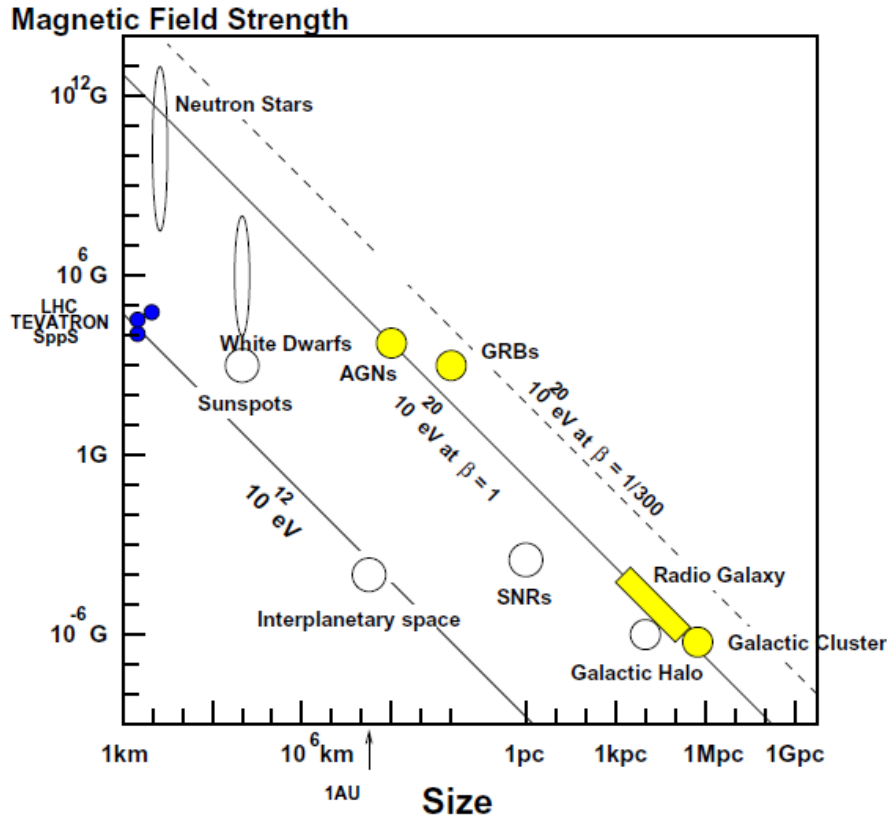


図 2.4 天体のサイズと磁場の大きさの関係。A.M.Hillas[15] によってまとめられた結果にガンマ線バーストを加えている。宇宙線を 10^{20}eV まで加速するには斜線の外側に位置する天体が必要となる。図中の GRB はガンマ線バースト、AGN は活動銀河核のことである。

ないため宇宙線を超高エネルギーまで加速出来ると考えられている。しかしホットスポットを持つ活動銀河核の数が少ないため、起源がホットスポットだけでは AGASA 実験によって得られた超高エネルギー宇宙線の数を満たすことが出来ないとされている。

他にも銀河中心にあるブラックホールによる加速等がモデルとして上がっているがいずれも今までの実験結果を満たさないため、ボトムアップモデルの候補としては未だこれといった天体が存在しない。

2.3.2 トップダウンモデル

位相欠陥の崩壊によって超高エネルギー宇宙線が生成される、とするモデルがある。これはビッグバン初期の温度は大統一理論、あるいは超対称統一理論のエネルギーに到達していると考えられていることから、この時期に重い位相欠陥が生成されていると考えるモデルである。この位相欠陥は大統一理論のスケールのエネルギーである 10^{24}eV 程度のエネルギーを持っていると考えられるので、崩壊もしくは対消滅によりヒッグスボソンや超重フェルミオン、レプトクォークが生成され、QCD ジェットを介して超高エネルギーのハドロンや光子、ニュートリノが生成されるとしている。これが地球からの距離が 2.2 節で述べた減衰距離よりも近い場所で行き起こることで超高エネルギー宇宙線が地球に飛来出来るが、この場合には光子やニュートリノの方がハドロンよりも多く生成されるとされており超高エネルギー宇宙線の核種の判別からこのモデルの検証を行なうこ

とが出来る。

10^{22} eV のニュートリノは背景ニュートリノと相互作用し Z^0 ボソンを生成することが出来るので、この崩壊により超高エネルギー Z ボソンのジェットが出来るとする Z パーストというモデルがある。このモデルの問題は 10^{22} eV のニュートリノの大きいフラックスが必要であるという点である。例えばパイオン生成反応によってこのエネルギーのニュートリノを生成しようと考え、その 1 次粒子となる陽子はこれ以上のエネルギーを持っている必要があり、その超高エネルギー陽子を生成する別のモデルが必要となる。またもしこの反応が起きると、核子の約 10 倍の光子が出来るため、これも超高エネルギー宇宙線の核種の判別から検証出来る。

超重ダークマターの崩壊、もしくは対消滅によって超高エネルギー宇宙線が生成されるとするモデルもある。ダークマターによる核子の反跳を利用したダークマター直接探索実験により、ダークマターの質量には 10^{24} eV より大きいという制限が付いている [18]。ダークマターの崩壊パターンはダークマターの粒子によるが、その大部分は光子やニュートリノとなる。この場合には宇宙線の到来方向はダークマターの分布によって異方性を持つ。特に崩壊ではなく対消滅であった場合、この異方性はより強くなる。よって銀河中心方向に異方性を持ち、その核種が光子だった場合にはこのモデルである可能性がある。

2.4 空気シャワー現象

大気に入射した高エネルギーの 1 次宇宙線は大気中の原子核と衝突し、 π^\pm 、 π^0 、 K^\pm 等を生成する。これらの 2 次粒子は大気中の原子核と相互作用し、ハドロンシャワーを発達させていく。ハドロンシャワーで生成される粒子のうち、 π^0 は寿命が短いためそのほとんどが大気中の原子核との相互作用の前に 2γ に崩壊する。この γ が電磁シャワーを形成する。このように、高エネルギーの宇宙線が地球に入射することで形成されるハドロンシャワーと電磁シャワーを合わせて空気シャワーと呼ぶ。空気シャワーが発達する模式図を図 2.5 に表した。

まず横方向発達について考える。電磁シャワーの横方向発達に最も影響を与えるのは電子の多重クーロン散乱であるが、この広がりハドロンシャワーによって形成される横広がりよりも大きいので、電磁シャワーの横方向発達で空気シャワーの横方向発達を近似することを考える。多重クーロン散乱による散乱角の平均値は

$$\langle \theta^2 \rangle = (E_s/E)^2 \quad (2.7)$$

$$E_s = \frac{4\pi^{1/2}}{\alpha} m_e c^2 \sim 21\text{MeV} \quad (2.8)$$

となる。そこで電磁シャワーの横方向広がりを表す単位として

$$R_m = (E_s/\epsilon_0)X_0 \quad (2.9)$$

と表す。ここで X_0 は制動放射によって電子のエネルギーが $1/e$ になる物質の厚さであり、空気の場合 $X_0 = 37.1\text{g} \cdot \text{cm}^{-2}$ である。また ϵ_0 は 1 放射長の物質を電子が通過する際に電離損失によって失うエネルギーであり、空気では約 81MeV となる。 R_m はモリエールユニットと呼ばれ、臨界エネルギーの電子が 1 放射長に相当する物質を通過した場合の横方向へのずれを表し、地上では約 78m となる。シャワーを 3 次元で計算した近似解は西村、鎌田によって得られており、これを Greisen が使いやすい形にした Nishimura-Kamata-Greisen(NKG) 関数が一般的に良く使われる。

$$\rho_e(R, s) = N_e C \left(\frac{R}{R_m} \right)^{(s-2.0)} \left(1 + \frac{R}{R_m} \right)^{(S-4.5)} \quad (2.10)$$

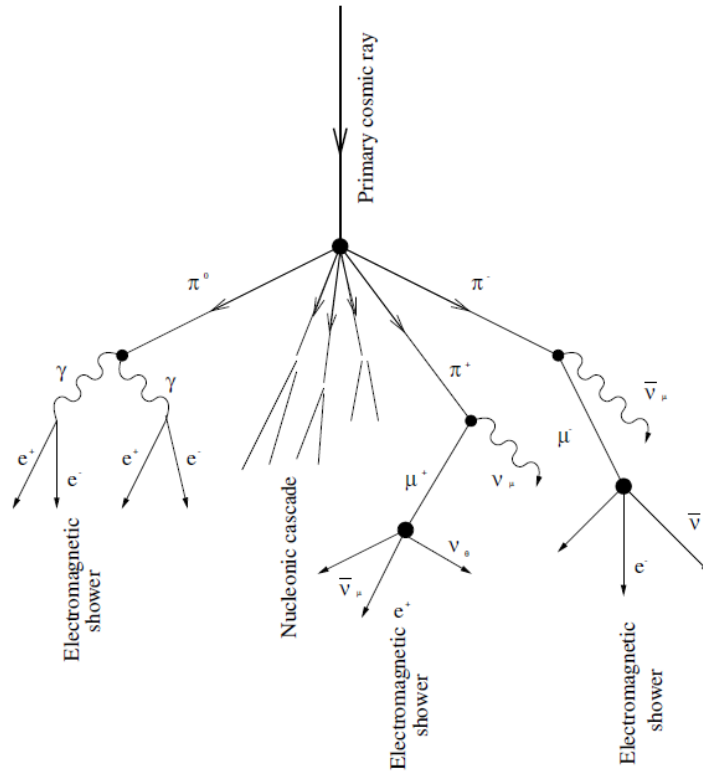


図 2.5 空気シャワーの発達の模式図。

$$s \sim \frac{3t}{t + 2y} \quad (2.11)$$

$$y = \ln\left(\frac{E}{\epsilon_0}\right) \quad (2.12)$$

ここで C は規格化定数である。 s はエイジパラメータと呼ばれ、電磁シャワーの成長の度合いを表す。 $s = 1$ の場合に電磁シャワーは最大となり、 $s < 1$ で電磁シャワーは成長、 $s > 1$ で電磁シャワーは減衰している。

この電磁シャワーの横方向発達の式は空気シャワーの横方向発達としてもよい近似となる。厳密には空気シャワーはハドロン成分で形成されるコアを持ち、色々な世代の π_0 によって始まる電磁シャワーの重ね合わせとして形成されることに注意する必要がある。そのためコア中心部に近づくときエイジパラメータが小さくなるので横分布は急に、コアから離れた所ではエイジパラメータが大きくなるので横分布は緩やかになる。そのため、空気シャワー全域に渡って NKG 関数で記述するとうまくいかない。この効果により空気シャワーシミュレーションと合わないという結果も出ている [19]。そこで空気シャワーに適用するには通常はこの NKG 関数を修正して使用する。例えば永野ら [20] は

$$\rho_e(R, s) = C_1 \left(\frac{R}{R_m}\right)^{(s-2.0)} \left(1 + \frac{R}{R_m}\right)^{(s-4.5)} \left(1 + C_2 \left(\frac{R}{R_m}\right)^d\right) \quad (2.13)$$

とし、 920 g/cm^2 で $d=1.3$, $C_2 = 0.2$ とした。ここで C_1 は規格化定数である。

次に縦方向発達を考える。電磁シャワーにおいて、電子と陽電子の数を表す式としては一般に

$$N(t) \sim \frac{0.31}{\ln(E/\epsilon_0)^{(1/2)}} \exp\left[t\left(1 - \frac{3}{2}\ln(s)\right)\right] \quad (2.14)$$

と表わされる。1次宇宙線のエネルギーとシャワーを構成する粒子の数の関係は、空気シャワーシミュレーションによって求める。陽子から始まる空気シャワーシミュレーションの結果から、シャワーサイズは

$$N(E, X - X_1) = S_0 \frac{E}{\epsilon} e^p \left(\frac{X - X_1}{X_{max} - \lambda} \right)^p \exp \left[-\frac{X - X_1}{\lambda} \right] \quad (2.15)$$

$$p + 1 = \frac{X_{max}}{\lambda} \quad (2.16)$$

$$S_0 = 0.045 \times (1 + 0.0217 \ln(E/100\text{TeV})) \quad (2.17)$$

$$X_{max} = X'_0 \ln(E/\epsilon) \quad (2.18)$$

と表される。ここで $X - X_1$ は最初に相互作用した場所 X_1 からの大気の斜め深さであり、 X_{max} は多数のシャワーの平均した極大の深さである。それぞれのパラメータは $X'_0 = 34.5\text{g/cm}^2$, $\lambda = 70\text{g/cm}^2$, $\epsilon = 0.074\text{GeV}$ である。この式は Gaisser-Hillas 関数と呼ばれている。

AGASA では垂直に降る空気シャワーのコアからの距離 600m での 1m^2 あたりの粒子数を $S_0(600)$ とし、この値を各検出器に入射した粒子数密度から求めることで、これと 1次宇宙線のエネルギーの関係 [21]

$$E = 2.03 \times 10^{17} S_0(600)\text{eV} \quad (2.19)$$

からエネルギーを求めている。この $S_0(600)$ と 1次宇宙線のエネルギーの変換は空気シャワーシミュレーションから求められている。

2.5 大気蛍光現象

荷電粒子が物質中を通過する際、荷電粒子は物質中の電子を励起しエネルギーを落とし、このエネルギーの一部が光として放出される。このような光をシンチレーション光といい、特に通過物質が大気の場合には大気蛍光と呼ぶ。空気シャワーでは大量の荷電粒子が大気を通過するので大気蛍光によって空気シャワーを観測することが可能である。

2.5.1 発光機構

大気は N_2 78.08%、 O_2 20.95%、 Ar 0.93% で構成されているが、主に発光するのは N_2 である。またその発光の波長は 300 ~ 400nm が最も強い。この波長の光を出す発光機構は、 N_2^+ の $B^2\Pi_u^+ \rightarrow X^2\Pi_g^+$ となるファーストネガティブバンドシステム (1N) と、 N_2 の $C^3\Pi_u^+ \rightarrow B^3\Pi_g^+$ となるセカンドネガティブバンドシステム (2N) である。空気シャワーによって N_2 が発光するプロセスは主に次の 3 つである。

1. 直接励起

空気シャワー中を構成する高エネルギー荷電粒子の大気中のエネルギーロスで直接 N_2 を励起する。



N_2 はイオン化されかつ励起される。これは主に 1N システムの発光機構となる。

2. 2次電子による励起

空気シャワーの中の高エネルギー粒子は N_2 をイオン化する際に 2次電子を生成する。(式 (2.20))

この 2次電子は N_2 を励起することが出来る。これは主に 2P システムの発光機構になる。



3. オージェ電子

分子に衝突した X 線や電子は K 核の電子を弾き飛ばすことがある。この際に上の準位にいる電子は K 核の準位に落ちてくるが、その際に発生する光子が軌道電子にエネルギーを与えることで分子が電離することがある。この電子をオージェ電子という。この電子が他の N_2 を励起することがあり、これによって N_2 が発光する。

上に示した主なプロセスにより N_2 が励起したとしても、励起した N_2 が全て発光する訳ではない。励起した N_2 分子は、他の分子との衝突によって分子間でエネルギーを移動させることで励起状態が解けてしまう。また分子内部で発光のない遷移を起こすこともある。これらを消光と呼び、発光量を考えるためにはこれらの消光による効果を考える必要がある。

ここでは衝突による消光が無かった場合の、波長 λ の発光効率 ϵ_λ^0 に対して、衝突による消光を考えた場合の発光効率 ϵ_λ がどのように表されるかを考える。

発光による低い準位への遷移の反応の平均寿命を τ_r 、内部消光による平均寿命を τ_i 、衝突による消光の反応の平均寿命を τ_c とする。この場合衝突を考えない平均寿命 τ_0 は

$$\frac{1}{\tau_0} = \frac{1}{\tau_r} + \frac{1}{\tau_i} \quad (2.23)$$

と表される。

同様に、この場合全遷移の平均寿命 τ_{tot} は

$$\frac{1}{\tau_{tot}} = \frac{1}{\tau_0} + \frac{1}{\tau_c} \quad (2.24)$$

であるので、発光効率は

$$\epsilon_\lambda = \frac{\text{発光による遷移の確率}}{\text{全遷移の確率}} = \frac{\frac{1}{\tau_r}}{\frac{1}{\tau_{tot}}} \quad (2.25)$$

$$= \frac{\frac{\tau_0}{\tau_r}}{1 + \frac{\tau_0}{\tau_c}} \quad (2.26)$$

と表される。

ここで $\frac{\tau_0}{\tau_r}$ は衝突による消光を考えない場合の発光効率なので、 ϵ_λ^0 である。また気体分子の運動は Maxwell-Boltzmann 分布で表されるので、分子の平均の早さは $\bar{v} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi M}}$ となる。よって窒素気体中の τ_c は

$$\tau_c = (\sqrt{2}\rho_n\sigma_{NN}\bar{v})^{-1} = \sqrt{\frac{\pi M}{kT}}(4\rho_n\sigma_{NN})^{-1} \quad (2.27)$$

$$= \frac{\sqrt{\pi M k T}}{4\sigma_{NN}} \frac{1}{p} \quad (2.28)$$

となる。 ρ_n は窒素分子の密度、 p は圧力、 σ_{NN} は窒素-窒素の衝突の断面積である。なお空気中では成分比を見ると分かるように、窒素-酸素の衝突も考慮する必要がある。また、窒素-窒素の断面積と比較して窒素-酸素の断面積は約 1 桁大きいので、窒素中での発光に比べて大気中での発光はかなり弱くなる。

ここで、 $\tau_0 = \tau_c$ になる場合の圧力を p' と定義すると

$$p' = \frac{\sqrt{\pi M k T}}{4\sigma_{NN}} \frac{1}{\tau_0} \quad (2.29)$$

となり、

$$\frac{\tau_0}{\tau_c} = \frac{p}{p'} \quad (2.30)$$

となる。よって発光効率は

$$\epsilon_\lambda = \frac{\epsilon_\lambda^0}{1 + \frac{p}{p'}} \quad (2.31)$$

と書ける。なお、酸素との衝突も考慮した空気中での p' は

$$\frac{1}{p'} = \frac{4\tau_0}{\sqrt{\pi M_N k T}} (f_n \sigma_{NN} + f_o \sigma_{NO} \sqrt{\frac{M_N + M_O}{2M_O}}) \quad (2.32)$$

$$= \frac{D}{\sqrt{T}} \quad (2.33)$$

である。

発光効率を用いると、単位長さ辺りの発光量は

$$Y_\lambda = \epsilon_\lambda \frac{dE}{dX} \rho \frac{\lambda}{hc} [\text{photons/m}] \quad (2.34)$$

となる。ここで

$$\epsilon_\lambda = \frac{\epsilon_\lambda^0}{1 + \frac{p}{p'}} = \frac{\epsilon_\lambda^0}{1 + \frac{pD}{\sqrt{T}}} \quad (2.35)$$

$$= \frac{\epsilon_\lambda^0}{1 + \rho \sqrt{T} DR} \quad (2.36)$$

であるので、結局単位長さ辺りの発光量は

$$Y_\lambda = \frac{A_\lambda \rho}{1 + \rho B_\lambda \sqrt{T}} \quad (2.37)$$

と表される。但し

$$A_\lambda = \frac{dE}{dX} \frac{\lambda}{hc} \epsilon_\lambda^0 \quad (2.38)$$

$$B_\lambda = D_\lambda R \quad (2.39)$$

である。

2.5.2 実験室における大気蛍光発光量の測定とその結果

式 2.37 を空気シャワーの測定に使用するにはパラメータ A, B を知る必要があり、これは実験室で直接測定を行なうことが出来る。発光量の直接測定は今まで様々な実験が行なわれている。最も早い時期に行なわれた測定としては、Burner の 4MeV の α 線による測定 [22] や Davidson と O'neil による 50keV の電子ビームを用いた測定 [23] がある。近年ではこれらの測定で得られた大気蛍光の主な発光波長に合わせたフィルタを用いて測定する方法が取られている。

垣本ら [24] による測定は ^{90}Sr による 1.4MeV の電子と、Institute for Nuclear Study(INS) の電子シンクロトロンからの 300, 600, 1000MeV 電子ビームによる多エネルギー測定である。測定波長は PMT の前にフィルタを入れることで制御しているが、そのフィルタは HiRes 実験で使用された 300-400nm の広い波長の光を透過

するフィルタと 337.1, 357.7, 391.4nm の 3 つの発光ラインを狙った狭い波長の光を透過するフィルタである。この測定の系統誤差は PMT の QE によるものが 8%, CE によるものが 5% で合わせて 10%、統計誤差は 3% と見積もられている。

測定結果から式 2.37 のパラメータ A, B が求められている。ただしパラメータの波長依存性は 391nm だけが他と違うということから 3 つではなく 2 つの式で表している。結果は

$$yeild = \frac{\frac{dE}{dX}}{\frac{dE}{dX}_{1.4MeV}} \times \rho \left(\frac{A_1}{1 + \rho B_1 \sqrt{t}} + \frac{A_2}{1 + \rho B_2 \sqrt{t}} \right) \quad (2.40)$$

$$A_1 = 89.0 \pm 1.7 \text{m}^2 \text{kg}^{-1} \quad (2.41)$$

$$A_2 = 55.0 \pm 2.2 \text{m}^2 \text{kg}^{-1} \quad (2.42)$$

$$B_1 = 1.85 \pm 0.04 \text{m}^3 \text{kg}^{-1} \text{K}^{1/2} \quad (2.43)$$

$$B_2 = 6.50 \pm 0.33 \text{m}^3 \text{kg}^{-1} \text{K}^{1/2} \quad (2.44)$$

である。

永野らによる測定 [25][26] は ^{90}Sr からの 0.85MeV の電子によって行なわれ、フィルタを 15 種類用意することで 15 波長の多波長測定を行なっている。測定の系統誤差は 13% であると見積もられており、その内訳はフィルタの透過率の 5% やフィルタの透過率の重なりによる 2% があるが、最も大きい誤差は PMT の較正による 11% である。

この実験での空気中での測定結果は表 2.1 である。

測定波長 [nm]	発光量 [photons/m]	A[m ² kg ⁻¹]	B[m ³ kg ⁻¹ K ^{-0.5}]
316	0.549 ± 0.057	20.5 ± 1.3	2.14 ± 0.18
329	0.180 ± 0.026	3.91 ± 0.35	1.22 ± 0.14
337	1.021 ± 0.060	45.6 ± 1.2	2.56 ± 0.10
354	0.130 ± 0.022	3.68 ± 0.39	1.60 ± 0.21
358	0.799 ± 0.080	37.8 ± 2.3	2.72 ± 0.22
376	0.238 ± 0.036	6.07 ± 0.57	1.44 ± 0.17
381	0.287 ± 0.050	12.7 ± 1.4	2.53 ± 0.35
391	0.302 ± 0.020	50.8 ± 2.1	9.80 ± 0.51
394	0.063 ± 0.033	2.25 ± 0.78	2.03 ± 0.79
400	0.129 ± 0.019	4.58 ± 0.44	2.03 ± 0.23
406	0.118 ± 0.019	8.18 ± 0.82	3.99 ± 0.52
414	0.041 ± 0.009	1.83 ± 0.26	2.55 ± 0.45
420	0.042 ± 0.015	4.9 ± 1.1	6.8 ± 1.7
427	0.032 ± 0.023	0.40 ± 0.18	0.68 ± 0.38
428	0.121 ± 0.022	26.5 ± 2.4	12.7 ± 1.9
sum(300nm-406nm)	3.81 ± 0.13		
sum(300nm-430nm)	4.05 ± 0.14		

表 2.1 永野らが測定した各波長での発光量と 2.37 のパラメータ A, B の値。発光量は気圧 1013hPa, 温度 20 度の場合のものである。

結論としては、大気蛍光は実験室系での測定により誤差約 13% の精度で求められている。この誤差は測定

に使用した PMT が持つ誤差によるので、精度を上げるためにはよい PMT の較正を行なう必要がある。また空気シャワーからの大気蛍光を考える際には、電子ビームではなく電磁シャワーからの発光量を直接測定した方がよいということで、Fluorescence in Air from Showers(FLASH) 実験という実験が現在稼動している [27]。これは SLAC の 28.5GeV の電子ビームを用いて、電子ビームと測定チェンバの間に電磁シャワーを起こすためのターゲットを置き、電子ビームではなく電磁シャワーによる蛍光を直接測定することで、空気シャワーシミュレーションで無視されることの多い 1MeV 以下の電子からの蛍光も含めた測定を行なうことも計画している [28] が、現在結果が出ているのは 28.5GeV 電子を直接チェンバに入れた場合の蛍光の測定結果である。測定の系統誤差は 10% 以下を目標としているが、現在は 16.6% と見積もっている。系統誤差の内訳は実験装置 (主に PMT) の較正による 10.5%、ビーム電流値の測定から 10%、装置のアクセプタンスの不定性から 7% 等である。

2.6 空気シャワー現象による宇宙線の観測

高エネルギーの宇宙線は大気に入ると空気シャワー現象を起こすため、空気シャワーを観測することで宇宙線の観測を行なうことが出来る。空気シャワーを観測する主な方法は大きく分けて 2 種類ある。1 つは空気シャワーを構成する粒子を直接捕らえる方法であり、もう 1 つは空気シャワーの発光を捕らえる方法である。

空気シャワーの構成粒子を直接捕らえる方法としては、シンチレータや水タンク等の地表検出器をアレイ状に設置し、その中を荷電粒子が通った場合に発するシンチレーション光、チェレンコフ光を捕らえる方法である。シンチレータなら電磁成分とハドロンシャワーから生まれるミュオンを捕らえることが出来るのに対して、水タンクではミュオンだけを選択的に捕らえることが出来る。地表検出器による測定ではコアからある距離離れた場所の電磁成分の密度を測定していることになるので、空気シャワーの横方向発達から空気シャワーを構成する粒子の総数を求め、その値と空気シャワーの縦方向発達の式から空気シャワーを作った 1 次宇宙線のエネルギーを求める。例えば式 2.13 と式 2.16 を使用すればよい。

空気シャワーの発光としては主にチェレンコフ光と大気蛍光があるが、超高エネルギー宇宙線の場合には観測面積を稼ぐために通常は大気蛍光を用いる。粒子 1 個のあるエネルギー損失量に対する大気蛍光による発光量は実験室の測定で求められている (2.5 節) ので、大気の透明度が分かれば望遠鏡で捕らえた光量から空気シャワーを構成する粒子が落としたエネルギー損失量が分かる。ここからカロリーメトリックに 1 次宇宙線のエネルギーを求めることが出来る。またシャワーの縦方向の発達を観測することが出来るので、例えばシャワーが最大発達する深さから 1 次宇宙線の核種を推定することが可能になる。ただしシャワー軸を決定する必要がある。

大気蛍光測定の場合には大気蛍光の光量が小さいため、月のない夜でしか測定出来ないのに対して、地表検出器は 24 時間稼動出来る。年間の合計では、観測場所にもよるが地表検出器の方が約 10 倍長い時間観測を行なうことが出来る。ただし地表検出器で測定された空気シャワーの横方向広がりから 1 次宇宙線のエネルギーに変換するパラメータは、空気シャワーシミュレーションで求めているので、地表検出器によるエネルギー測定精度は空気シャワーシミュレーションの結果に大きく依存する。大気蛍光測定ではカロリーメトリックに測定出来るためこの問題を回避出来るが、大気蛍光発光量の測定の不定性と大気透明度の不定性が残る。またミュオン検出器を設置することで粒子種の測定を行なうことが出来るが、その精度は大気蛍光測定と比較すると劣る。方向精度は地表検出器の時間情報の精度にもよるが、大きな差はない。

この 2 つの方法を同時に使用することでより精度の高い測定を行なうことも出来る。例えば地表検出器によ

る測定からシャワー軸と横方向の拡がり測定し、決定された軸を使用して大気蛍光望遠鏡で粒子種とエネルギーを決定する方法がある。

2.7 現在の最高エネルギー宇宙線の観測実験

ankle 領域を超える超高エネルギー宇宙線で解決すべき課題は GZK カットオフ問題と起源の解明である。この問題を解決すべく稼動している超高エネルギー宇宙線の測定実験としては、現在望遠鏡アレイ実験とオージェ実験の2つがある。どちらも地表検出器と大気蛍光望遠鏡の同時観測を行なうことでエネルギー測定精度の向上と AGASA, HiRes 実験の不一致を解決すべく計画された実験である。昨年よりオージェ実験はデータの取得を開始しており、最初の結果を発表している (図 2.6)[29] が、まだ統計、精度 (系統誤差) が足りず、物理や GZK カットオフの問題については言及していない。また望遠鏡アレイ実験は 2007 年 4 月から本格測定を開始する予定である。

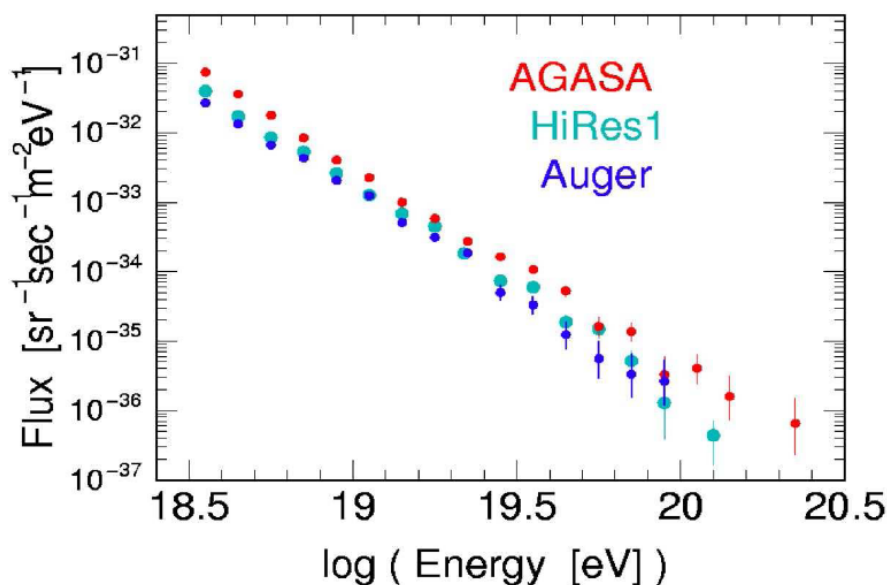


図 2.6 AGASA 実験, HiRes 実験, Auger 実験による宇宙線のエネルギースペクトル [29]。

3 テレスコープアレイ実験

3.1 テレスコープアレイ実験の概要

テレスコープアレイ実験は 3 台の大気蛍光望遠鏡 (Fluorescence Detector:FD) と 576 台の地表検出器 (Surface Detector:SD) で空気シャワーを観測することで、超高エネルギー宇宙線の観測を行なう実験である。実験は米国ユタ州のソルトレイク市南西の砂漠の北緯 39 度、西経 113 度、高度 1400m の場所で行なわれる。この場所は晴天率 60% で人工光が少ないため、大気蛍光による観測を行なうのに適した場所である。実験サイトと実験装置の配置図を図 3.1 に示した。SD を 1.2km 間隔で並べ、そのアレイを取り囲むように FD を設置する。緑の点が SD、紫の点が FD の設置場所である。総検出面積は約 800km² となる。またそれぞれの FD から 100m 離れた地点には Light Detection And Ranging(LIDAR) システム、3 つの FD から等間隔の位置である図 3.1 の赤い点に Central Laser Facility(CLF) を設置し、大気透明度を測定する。図 3.1 の右下に紫の点で表示されている FD(BlackRockMesa) には線形加速器 (LINAC) を設置し、大気蛍光望遠鏡の絶対エネルギー較正を行なう。

両検出器で同時観測を行なうことで SD と FD の系統誤差の見積もりを行なえるだけでなく、SD, FD 両方の情報を利用することでより高いエネルギー決定精度で観測を行なうことが出来る (図 3.2)。

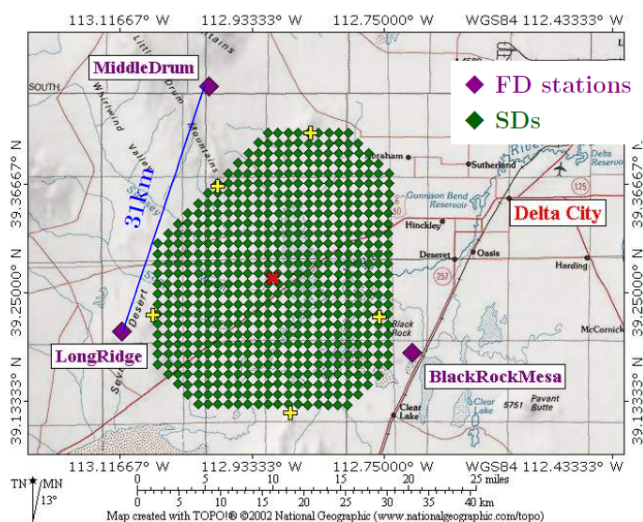


図 3.1 テレスコープアレイ実験の検出器の配置図。

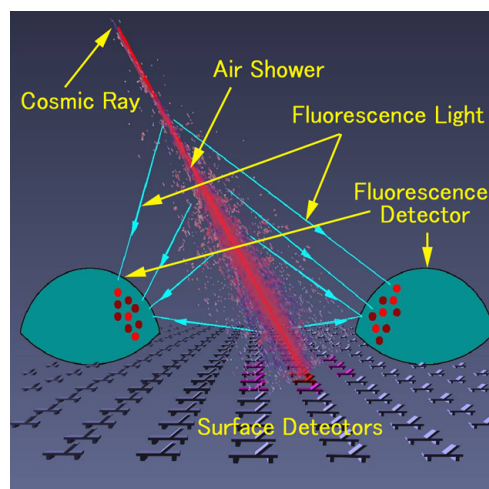


図 3.2 SD と FD による空気シャワーの同時観測の概念図。

これらの検出器による総検出感度は AGASA の 12 倍である。この検出器を使用することで、テレスコープアレイ実験は

1. GZK カットオフの有無の決定
2. 超高エネルギー宇宙線の到来方向の決定
3. 超高エネルギー宇宙線の核種の決定

を行ない、超高エネルギー宇宙線の課題を解決しその起源を解明する。

3.2 地表検出器アレイ

テレスコープアレイ実験の地表検出器 (SD) はプラスチックシンチレータを使用した粒子検出器である。面積 $1.5 \times 0.25\text{m}^2$ のプラスチックシンチレータを 8 枚敷き詰めて 1 層 3m^2 のシンチレータとし、これを 2 層重ねる構造を取っている。1 層ごとに 1 つの光電子増倍管 (PMT) で読み出すことでそれぞれの層を通過した粒子を独立に検出出来る。それぞれのシンチレータ層からの信号のコインシデンスを取ることで、環境ガンマ線や PMT のダークカレント等のノイズと信号を判別することが出来るようになっており、SN 比の高いデータを取る事が可能である。また片方の層を高ゲインの PMT、もう片方の層を低ゲインの PMT で読み出すことで広いダイナミックレンジを持った検出器とすることも可能である。

SD 内部構造を図 3.3 に示した。シンチレータの 2cm 置きの溝に直径 1mm の波長変換ファイバを通しており、シンチレータで発光した光をこのファイバで PMT まで導く構造を取っている。それぞれのシンチレータ層は反射率約 90% のタイベックシートで包まれており、シンチレータで発生した光を効率よくファイバに導いている。この構造により PMT の光電面は小面積でよいので、各層の読み出しは Electron Tubes 社の 9/8 インチの PMT を使用している (図 3.4)。これらの設計により、12mm の厚さのシンチレータを用いて 1MIP で約 20 光電子 (p.e.) 数の光量が得られている。また SD 上の荷電粒子が落ちた位置による信号の変化量は約 20% である。シンチレータの上下の層の間は光漏れを防ぐために厚さ 1mm のステンレスで仕切られている。またシンチレータの各層には LED が 2 個ずつ取り付けられており、リニアリティの測定を行なえるようになっている。これらが厚さ 1mm のステンレスの箱に収められている。また箱の中の環境モニタとして温度計と湿度計が設置されている。

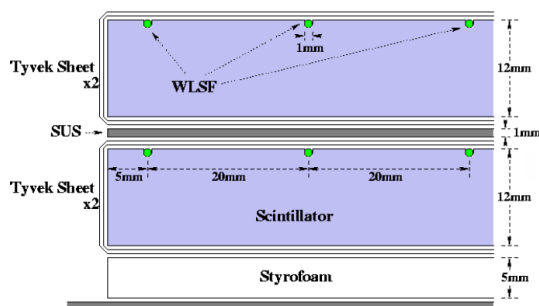


図 3.3 SD の内部構造。シンチレータには波長変換ファイバを這わせており、それがタイベックシートで包まれている。シンチレータ層の間はステンレスで仕切られている。

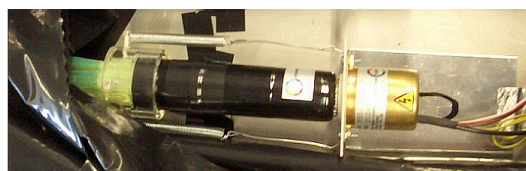


図 3.4 SD で使用している PMT。Electron Tubes 社の 9124SA。サイズは 9/8 インチで、ボディにはミューメタルを巻いてある。PMT のパワーベースには Electron Tubes 社の PS1806 を使用している。

SD の外見は図 3.5 である。各 SD には最大出力 120W のソーラーパネルと 12V, 100Ah のバッテリーを取り付け、外部からの電源供給無しで動くようになっている。SD の消費電力は約 6W であり、バッテリーが完全に充電されていた場合、ソーラーパネルからの電力供給無しで約 3 日稼働出来る。バッテリーは温度が下がると性能が落ちるので、これを防ぐためにクーラーボックスに収納される (図 3.6)。さらにクーラーボックスにはフィルムヒーターが入っており、必要に応じて暖めることも出来る。また全てのコントロール、データ取得は無線 LAN で行なえるようになっており、通信用のアンテナも装備している。シンチレータの入った箱には鉄製の屋根が設置されており直射日光が当たらないようになっている。

エレクトロニクスは主に FADC 部分、GPS 部分、チャージコントローラ部分、無線 LAN ユニット部分で



図 3.5 SD の外見。台の上にシンチレータの入った箱、ソーラーパネル、無線 LAN 用アンテナが設置されている。



図 3.6 SD のソーラーパネルの裏側。バッテリーの入ったクーラーボックスと SD コントロール用エレクトロニクスが設置される。

構成されている。PMT からの出力は 50MHz サンプリングの FADC でデジタル化される。時間情報を校正する GPS は Motorola 社製の M12+ であり、各 SD で 20ns 以下の精度で同期される。バッテリーからの電力はチャージコントローラを用いて制御されており、電圧降下による自動シャットダウンや自動復帰を行なうことが出来る。無線 LAN は 2.4GHz 帯を利用し、指向性アンテナを用いて 20km 離れた長距離通信に成功している。これらは放熱フィンのついたケースに収納され、クーラーボックスの上に設置される (図 3.7、図 3.8)。

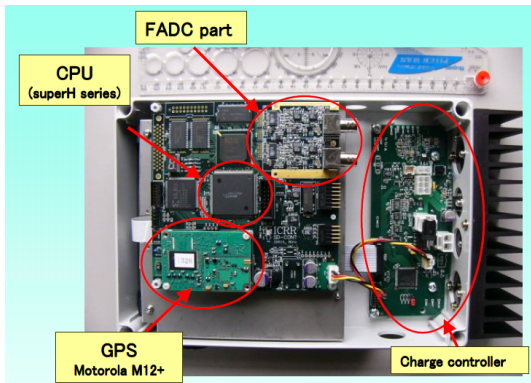


図 3.7 SD のコントロール用エレクトロニクスを上から見た図。左下に GPS ボードがあり、右側にチャージコントローラボードがある。

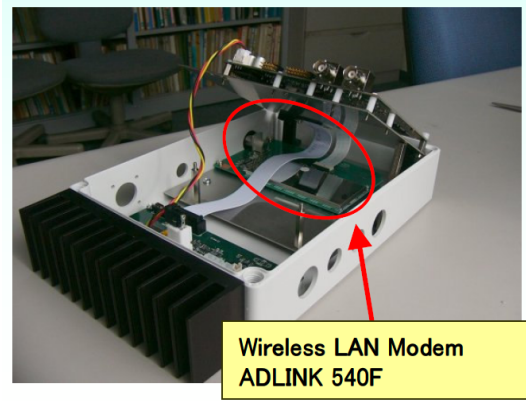


図 3.8 SD のコントロール用エレクトロニクスの裏側。無線 LAN ユニットボードが設置されている。

SD は 1.2km 間隔で 576 台設置される。このアレイは総面積 800km² であり、空気シャワーの入射角 45 度まで考えると 1300km²sr の検出面積となる。なお SD 設置はヘリコプター輸送を用いる。

3.3 大気蛍光望遠鏡

テレスコープアレイ実験の大気蛍光望遠鏡 (FD) は 1 ステーションに 12 カメラ設置され、それぞれのステーションは方位角 108 度、仰角 3~33 度をカバーする。そのステーションを SD アレイの周りに 3 箇所を設置することで SD アレイ全体を視野内に収めている。ステーションの外見は図 3.9 のようになっている。またステーションの内部構造は図 3.10 のようになっており、カメラは上下 2 段で 6 セット設置される。



図 3.9 FD の外見。

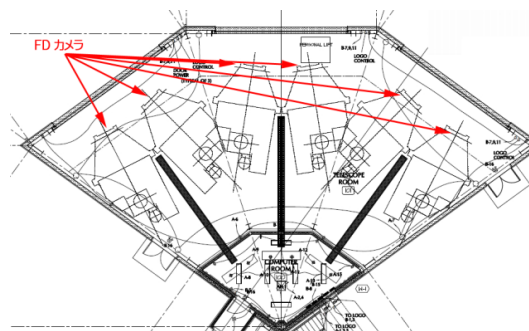


図 3.10 FD ステーションの内部図面。FD カメラは上下 2 段に組み、6 セット配置される。

FD のミラーは曲率半径 6.067m、口径 3.3m の球面鏡となるように、対辺の距離が 660mm である 6 角形のセグメントミラー 18 枚で構成された合成鏡である (図 3.11)。それぞれのセグメントミラーは陽極酸化により Al_2O_3 でコーティングされており、2 方向に調節可能な取り付け台に設置されている。このセグメントミラーは焦点距離でのスポットサイズが 20mm 以下のミラーだけを使用する。また FD ミラーの中心にはセグメントミラーは設置されず、各セグメントミラーの方向調節や PMT のゲイン調節など、必要に応じて較正用の道具を設置することが出来る。

FD カメラは 16×16 に並べられた 256 本の PMT で構成されている。それぞれの PMT の光電面上には Schott 社の BG3 フィルタが取り付けられており、大気蛍光の発光スペクトルに合わせて波長 300~400nm の光だけを通すようになっている (図 3.12)。埃や砂に対する対策として、カメラは前面に窓としてクラレ社製の紫外透過パラグラスが取り付けられた箱に収納されている (図 3.13, 3.14)。なお 1 ステーションに 12 カメラ設置するが、カメラの視野は上下左右のカメラと PMT1 本分重なるように設置される。

よって FD で観測される光子は、ミラー、パラグラス、BG3 フィルタを通り、PMT の光電面に入る。これらの物質の反射率や透過率、PMT の場合には Q.E. には波長依存性がある。ただしこれらの波長依存性は測定されているので FD 全体としての波長依存性も分かっている。光学的透明度の波長依存性の図を図 3.15 に示す。また大気の減衰によって FD の波長依存性が変化する。これはレイリー散乱の散乱断面積が波長の 4 乗に反比例しているためである。レイリー散乱だけを考えた場合の大気の減衰による FD 感度の波長依存性の変化を図 3.16 に示す。

データ取得用 VME ボードは、エレクトロニクスは、Signal Digitizer and Finder (SDF) ボード (図 3.17)、Track Finder (TF) ボード (図 3.18)、Central Trigger Distributor (CTD) ボード (図 3.19) の 3 種類のボードで構成される。SDF は 1 枚で 16ch あるので、各カメラ 16 枚ずつ用意される。TF は各カメラ 1 枚、CTD は各ス

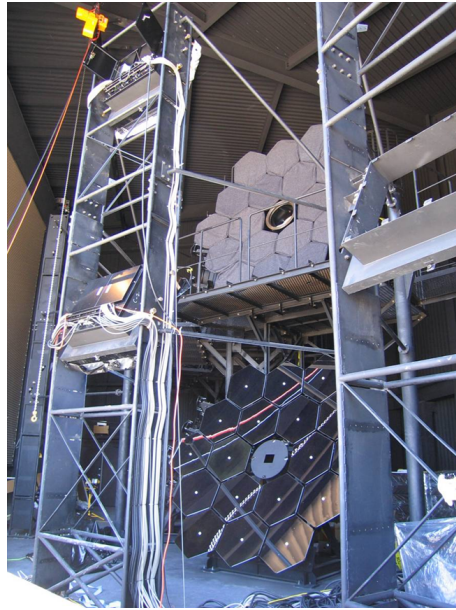


図 3.11 FD 架台。カメラは上下 2 段となるように設置されている。

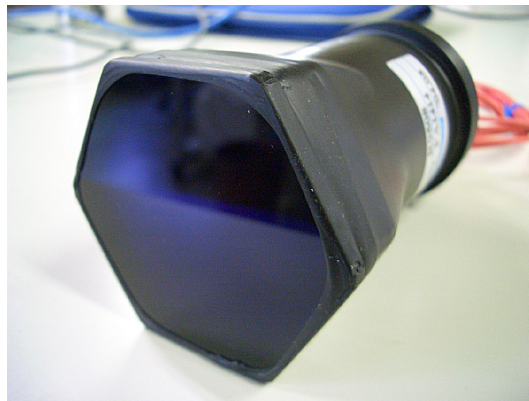


図 3.12 浜松ホトニクス社製の R6234。表面の青いフィルタが Schott 社の BG3 フィルタである。

ーションに 1 枚である。

SDF は PMT から送られてきたアナログ信号を FADC でデジタル変換し、シグナルの有無を判断しファーストレベルトリガーを行なう。この結果は TF に渡される。FADC はダイナミックレンジ 2V で 12bit, 40MHz サンプルングである。大気蛍光シグナルの判断は以下の手順で行なわれる。

1. 1.6, 3.2, 6.4, 12.8 μs 幅の積分値を 100ns ごとに計算する。
2. 過去 1.6ms のバックグラウンドの平均値及び分散値を計算する。
3. 2 の情報を利用し、積分値を平均値 0, 分散値 1 に規格化する。
4. それぞれの幅の規格化後の値を、設定したスレッシュホールド値と比較する。一つでもスレッシュホールド幅を超える信号があった場合には大気蛍光信号であると判断する。

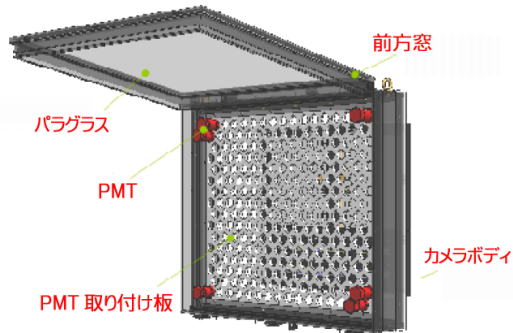


図 3.13 FD カメラの筐体の模式図。PMT は 16×16 の 256 本装着される。



図 3.14 PMT を装着した後の FD カメラ。

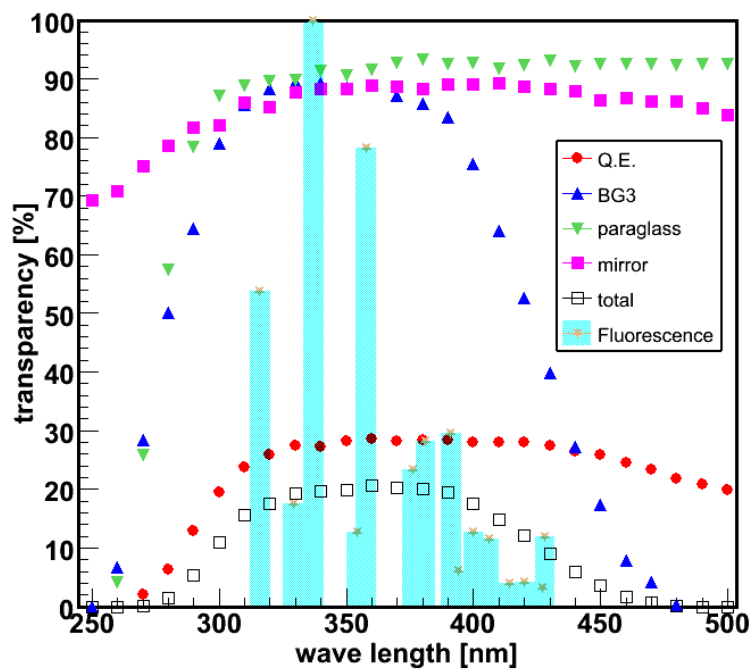


図 3.15 FD のミラー、パラガラス、BG3、Q.E. の光学的透明度と波長依存性。これらを掛け合わせると FD の感度の波長依存性になる。ミラーは現在の測定では 350nm 以上の測定しかしていないため、業者が小さいサンプルを測定した結果である。パラガラスの透過率は 3 回測定の前平均値、BG3 の透過率は TA 実験で測定したうちの一枚の結果、PMT の Q.E. は業者に 10 本の測定を依頼したうちの 1 本の結果である。全てサンプル値であり、実際にはこの組み合わせで使用される訳ではない。また大気蛍光は永野測定による結果を、波長 337.1nm の場合の発光量を 100% としてスケールして載せているが、大気蛍光を考える場合には大気の減衰も考慮する必要がある。この図によると FD の感度の波長依存性のうち、波長が短い方は PMT の Q.E.、パラガラス、BG3 フィルタによって、長い方は BG3 フィルタによって決められていることが分かる。

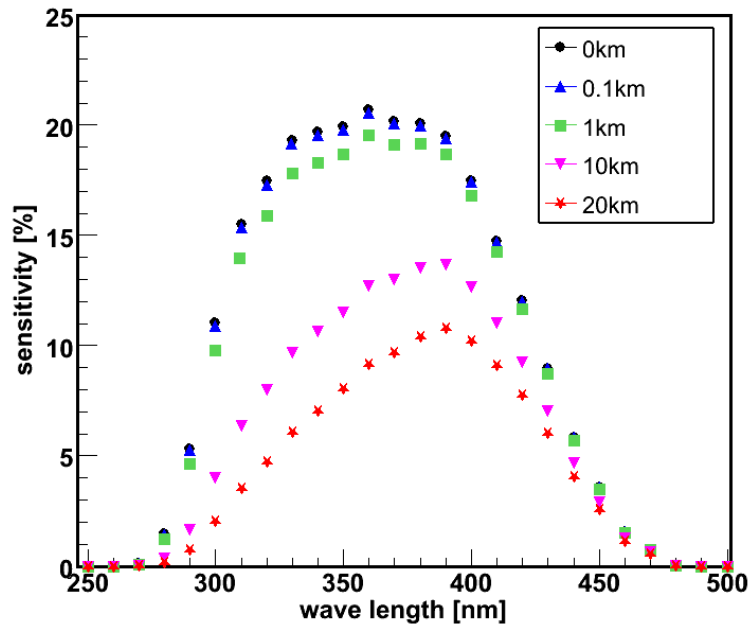


図 3.16 FD の感度の波長依存性の大気透明度による変化。大気 0km の波長依存性は図 3.15 を使い、そこからレイリー散乱だけを考慮して減衰させている。減衰率は波長 400nm の場合 $2974\text{g}/\text{cm}^2$ とした。大気は US 標準大気を用いており、FD を高度 1400m に設定している。また図に描いてある距離は地平線方向の距離となっており、減衰はその水平距離まで仰角 20 度の方向について計算した減衰である。

この判定は $12.8\mu\text{s}$ ごとに行なわれる。ただし TF は過去 $25.6\mu\text{s}$ 以内のトリガーを使用する。また波形の高さ情報だけで判断する Non Conditional(NC) トリガーもあり、近距離イベントや直接入射するミュオンのトリガー、信号の飽和の判定、較正用光源に対するトリガーとして用いられる。

TF は SDF から得られたトリガー情報から、セカンドレベルトリガーとして軌跡の判定を行なう。その情報を CTD に渡し、そこで最終トリガーをかける。CTD に渡されるトリガーは次の 3 種類である。

1. カメラ内に軌跡 (隣接 5 個の PMT で信号) がある。
2. 軌跡が短い (隣接 3 個の PMT で信号) がそれがカメラの端である。これはカメラ間にまたがる軌跡の判定に用いられる。
3. NC トリガのかかった PMT が 1 個以上ある。

軌跡の判定は、 16×16 のマトリックスで構成されるカメラを、 5×5 のサブマトリックスに切り、その中であらかじめ登録された隣接 5 個の軌跡パターンを探していくことで行なわれる。カメラ端では 4×4 のサブマトリックスで切り隣接 3 個のパターンを探す。

CTD は各ステーションにある 12 枚の TF と繋がっており、そこから取得されるセカンドレベルトリガーから判断しファイナルレベルトリガーを出す。また全エレクトロニクスに対するクロックを供給する。

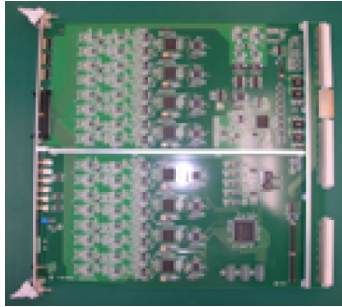


図 3.17 Signal Digitizer and Finder (SDF) ボード。信号をデジタル化し、ファーストレベルトリガーをかける。

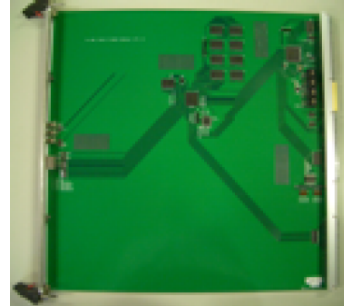


図 3.18 Track Finder(TF) ボード。セカンドレベルトリガーとして、SDF からの情報から軌跡判別を行なう。

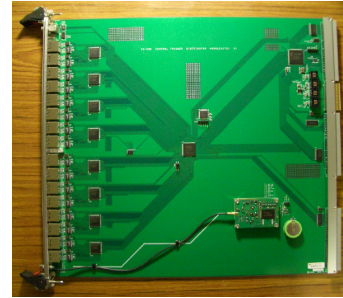


図 3.19 Central Trigger Distributor(CTD) ボード。TF の情報からファイナルレベルトリガーを出す。

3.4 大気蛍光望遠鏡による宇宙線観測の較正

AGASA 実験と HiRes 実験によるエネルギースペクトルの違いが地表検出器アレイと大気蛍光法による観測の 2 つの観測方法による違いだと考えた場合、原因を探るには観測法の系統誤差を下げる必要がある。地表検出器アレイによる観測の系統誤差はハドロン相互作用のモデルによる誤差が大きいため、検出器の較正でエネルギー推定の系統誤差を下げることは難しい。そのため、エネルギースペクトルの違いを検証するには FD による観測の系統誤差を下げるのが重要になる。

FD による観測の系統誤差の要因としてはカメラ、大気の透明度、大気蛍光発光量の 3 種類がある。以下で望遠鏡アレイ実験で行なう大気蛍光望遠鏡の較正、大気透明度の較正について述べる。またこれらの較正後のエネルギー推定の系統誤差についてまとめを行ない、電子ビームによる大気蛍光望遠鏡と大気蛍光発光量の一括較正について述べる。

3.4.1 大気蛍光望遠鏡の較正

望遠鏡アレイ実験では FD のカメラにおいて最も不定性の大きくなる PMT に対して、以下に述べる CRAY、YAP、Xenon フラッシャー、XY スキャナの 4 種類の較正法を組み合わせることで較正を行なう。また PMT 以外の較正に関しても述べる。

3.4.1.1 CRAY

各カメラ 3 本の PMT については、CRAYS による量子効率 (Q.E.) \times 収集効率 (C.E.) \times PMT のゲインの較正を行なっている。これは波長 337.1nm の窒素レーザーを窒素の入ったチェンバに導き、窒素内でレイリー散乱によって散乱したレーザー光を較正光源として用いる較正法である。測定機器の外見を図 3.20、模式図を図 3.21 に示す。レイリー散乱の断面積は良く知られており、レーザー強度はエネルギープローブを用いて 5% の精度で測定出来るので、チェンバ内の反射等の他の誤差を加えても約 8% 程度の精度で PMT の Q.E. \times C.E. \times ゲインを測定することが出来る。また PMT 前に減光フィルタを設置することや、チェンバ内の気圧のコントロールを行なうことで光量を変化させることが出来るので、PMT の光量に対するリニアリティも測定することが出来る。また LED を用いて光子数ではなく光電子数を基準とした測定も行なわれており、

CRAY による測定結果の確認も行なっている。

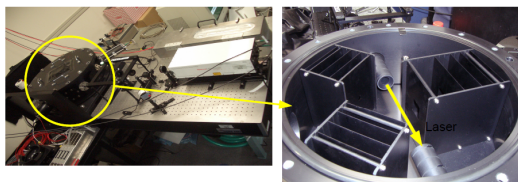


図 3.20 CRAY 用機器。左側の図が外見である。黄色い丸が書かれた部分がチェンバになっており、その内部が右側の図である。右側の図の黄色い矢印はレーザー光の通過方向を示す。

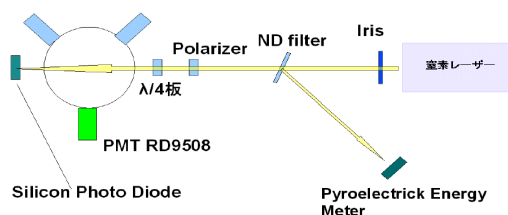


図 3.21 CRAY の模式図。窒素レーザーから出た光は反射型減光 (ND) フィルタを用いて減光される。その反射光の強度はエネルギーメーターで測定される。チェンバに入る光の偏向が偏っているとレイリー散乱の反射光に影響が出るので、レーザー光は Polarizer で直線偏向に直された上で、 $\lambda/4$ 板を通過することで円偏向となる。

3.4.1.2 YAP (Yttrium Aluminum Perovskite)

CRAY によって測定された PMT の Q.E. \times C.E. \times ゲイン の値は温度等の環境や、長期使用による劣化により変化する。また PMT の輸送中に変化する可能性もある。そこで CRAY による測定結果を保存する方法として、CRAY で測定された PMT には YAP が付けられている。YAP とは $\text{YAIO}_3 : \text{Ce}$ シンチレータのことで、これに α 線源として 50Bq の ^{241}Am を貼り付けることで標準光源として使用している。この YAP の温度変化はこと前に測定してあるので、YAP からの信号の大きさを追うことで PMT のゲインの変動を追うことが出来る。YAP の模式図を図 3.22 に示す。これを PMT 光電面の BG3 フィルタに取り付ける。ただしそのままの YAP では光量が大きすぎるので、さらに ND フィルタを挟んでいる。

3.4.1.3 Xenon フラッシャー

各カメラにつき 3 本の PMT については CRAY で較正し YAP でモニタされているので、残りの PMT のゲインをこれに合わせる必要がある。Xenon フラッシャーは鏡の中央に設置され、カメラに向かって一様な光を出す。この光からの信号が CRAY で較正された PMT からの出力と等しくなるようにゲインを合わせる。ただし各 PMT と Xenon との距離は違うので、この距離分は補正する。これにより PMT の較正值である Q.E. \times C.E. \times ゲイン の値をカメラ内の PMT で等しくすることが出来る。Xenon 較正のイメージ図を図 3.23 に示す。

3.4.1.4 XY スキャナ

XY スキャナは各 PMT の光電面の感度分布を知るために使用される。紫外線 LED により 4mm メッシュでカメラ内の 2 次元感度マップを描く。また Xenon フラッシャーで各 PMT の Q.E. \times C.E. \times ゲイン を CRAY で較正された PMT と合わせた後に XY スキャナを使用することで、カメラ内の Q.E. \times C.E. マップを得ることが出来るようになる。CRAY を YAP でモニタし、Xenon で合わせるといった較正法を取る場合、CRAY に

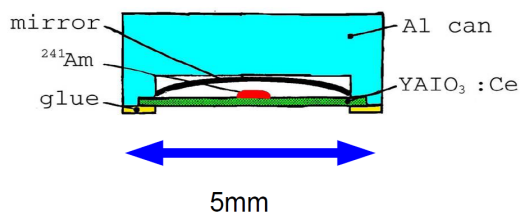


図 3.22 YAP の模式図。 ^{241}Am からの α 線を $\text{YAIO}_3 : \text{Ce}$ シンチレータを通すことで光を出す。この光は温度による変化が少なく、また良く調べられているのでよい標準光源となる。

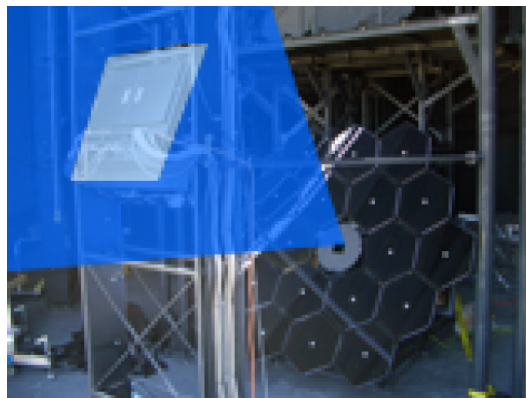


図 3.23 Xenon フラッシャーによる較正のイメージ図。球面鏡の中央に Xenon フラッシャーが設置されている。図の青い光が Xenon の発光のイメージ図である。

よる較正で使用した PMT 光電面の場所と YAP を貼り付けた場所の差や、YAP があることでその場所には Xenon の光が当たらないことによりカメラ全体のゲインが想定とずれる可能性があるが、XY スキャナで 2 次元マップを作ることでこの誤差を見積もることが出来る。また装置は現地に設置されたカメラに取り付け可能になっており、カメラ設置後に測定可能である。XY スキャナの外觀を図 3.24、XY スキャナで得られたカメラの 2 次元感度マップを図 3.25 に示す。

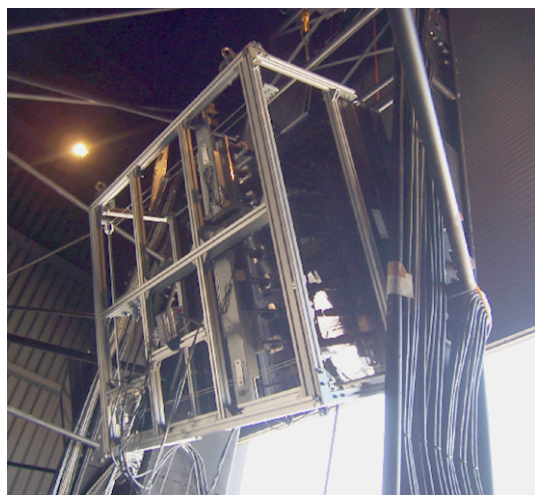


図 3.24 カメラに取り付けられた XY スキャナの外觀。

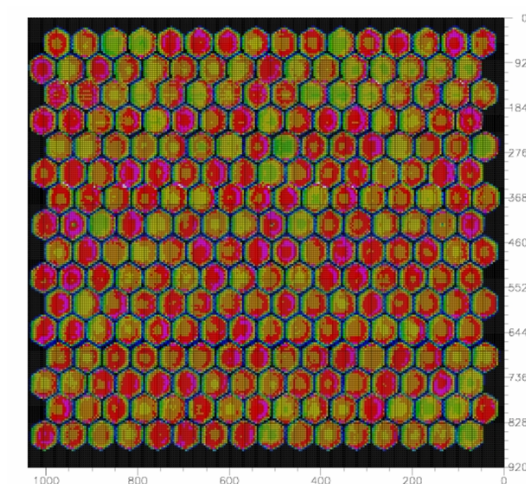


図 3.25 XY スキャナで得られた PMT の 2 次元感度マップ。PMT 同士のすきまにある不感領域や、中央より少し外側の方が感度が高い傾向が分かる。また感度が三日月状になっている PMT も確認出来る。

3.4.1.5 光学系の較正

FD において PMT 以外で測定すべき要素は、パラグラス、BG3 フィルタの反射率と透過率、ミラーのアライメントと反射率である。ミラーのアライメントはミラー取り付けの際に合わせる。これは以下の手順で行なわれる。

1. 合成鏡の曲率中心にスクリーンを設置し、スクリーンの中心からずれた位置に LED を配置する。
2. この LED からミラーに拡散光を照射し、反射光をスクリーンで見る。
3. スクリーンの中心に対して反射光が LED と軸対称になる位置に来るようにミラーを調節する。

これをセグメントミラー 1 枚ごとに行なう。ミラーの反射率は小型の測定器を用いて波長ごとの反射率を測定する。この測定器は現在開発中であるが、片手で持てる程度の大きさなので、設置されたセグメントミラーに対して測定を行なうことが出来る。そのため定期的に測定することが可能であり、埃などによる反射率の時間変化を追うことが出来る。BG3 フィルタは 25 枚入りの箱ごとに 3 枚について、反射率と透過率を測定している。これは PMT に装着する前に行なう。パラグラスはサンプルについて波長ごとの透過率と、埃などの影響による時間変化が測定されている。パラグラス設置後は Xenon フラッシャーの前に波長フィルタを取り付け、パラグラスを開けた場合と閉じた場合のカメラの信号の差を取ることで、透過率をある波長幅ごとに測定出来る。これにより埃などによるパラグラスの透過率の時間変化を追うことが出来る。

3.4.2 大気透明度の較正

大気透明度の測定で問題となるのは大気中に含まれるエアロゾルによるミー散乱である。大気透明度の較正法として、FD では Central Laser Facility(CLF) システムと Light Detection And Ranging(LIDAR) システム、IR カメラの 3 種類を用いる。

3.4.2.1 CLF

CLF は各 FD から等しい距離 (~20.85km) の観測サイト中央に設置される。波長 355nm、出力 5mJ の YAG レーザーを垂直方向に打ち上げ、そのレーザー光からの側方散乱を FD で観測する。射出した光子数を測定しておく、大気にエアロゾルがない場合の側方散乱される光子の数はレイリー散乱で決まるので計算出来る。これと実際に FD で観測された光子数を比較することで、エアロゾルの垂直方向の光学的厚さの測定を行なうことが出来る。

また CLF は大気透明度の較正だけでなく FD の標準光源としても使用される。これは CLF が射出光子数の分かる各 FD から等距離にある光源となるためである。これは FD が持つ系統誤差のうち、大気透明度と望遠鏡の誤差を一括して較正している。CLF からのレーザーを FD で観測するシミュレーション結果を図 3.26 に示す。

3.4.2.2 LIDAR

LIDAR 法とは、大気中に波長 355nm の YAG レーザーをうち、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較正法である。LIDAR ドームは FD から 100m 離れた所に設置される (図 3.27)。ドームの中は

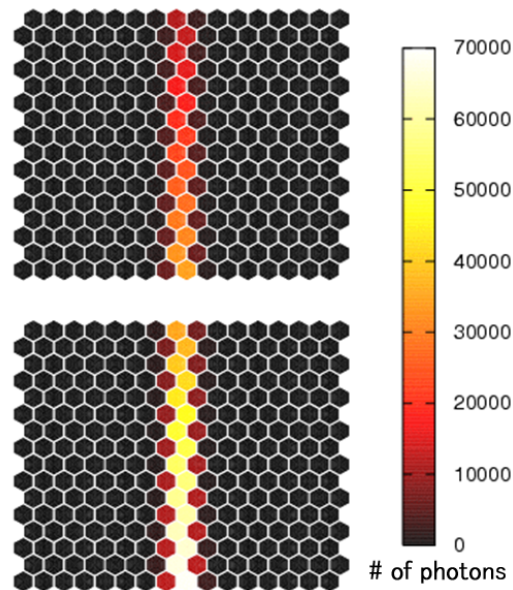


図 3.26 CLF で行なうレーザー側方散乱による FD 観測シミュレーションの結果。レイリー散乱のみを計算し、計算ステップは 10ns である。またレーザーから 10mJ、減衰長 1460g/cm²、高度 1400m と設定している。

後方散乱を観測する望遠鏡である 30cm の反射型望遠鏡があり、その横に軸を合わせて YAG レーザーを設置してある (図 3.28)。LIDAR ドーム内のネットワークは無線 LAN で FD ステーションと接続されており、遠隔操作可能である。

LIDAR で観測された後方散乱光を散乱された点から LIDAR までの立体角で補正すると、そのベキは大気透明度を表す。また雲などのミー散乱が大きい層がレーザーの軸上にあると後方散乱光はそこで大きくなるため、散乱光を見ることで雲の有無が分かる。

大気透明度は主に LIDAR で測定するが、その測定の不定性は 10~15% 程度である。現在の YAG レーザーは空冷式のため最大 1Hz でしかレーザーを射出できないが、今年度中に水冷式のレーザーに変更することでより高速にレーザーを射出出来るようになる予定である。これにより測定時間の大幅な短縮を行なうことが出来るので、統計量を増やすことや、FD からシャワーのトリガーを貰い FD とそのシャワー軸の間の大気透明度の測定を行なうシュートザシャワー測定を行なうことが出来るようになる。

3.4.2.3 IR カメラ

雲があると FD による観測は行なうことが出来ない。ただし目視では判別できない雲もあり、これは IR カメラを用いて判別する。赤外カメラは視野内の温度を測定出来るため、雲があるとその部分に周囲より温度が高い物質があるように見える。その図が図 3.29 である。ただしこの図を撮影した IR カメラは劣化のため不感となったピクセルが見えてしまっているため、今年度中に新型 IR カメラを購入する予定である。



図 3.27 LIDAR ドームの外観。右に見えるドームが LIDAR ドームである。また左側に見える建物が 100m 離れた FD ステーションである。



図 3.28 LIDAR ドーム内の 30cm 反射型望遠鏡。この望遠鏡で後方散乱を観測する。望遠鏡の右側に付いているのが YAG レーザーである。

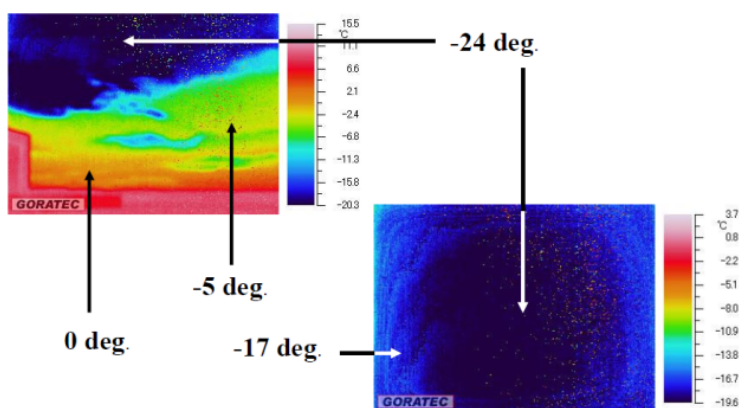


図 3.29 IR カメラによって撮影された空とその温度。左上図は水平方向に近い範囲での測定で、右下図は天頂方向の空の測定結果である。

3.4.3 較正のまとめと電子ビームによる較正

3.4.3.1 FD によるエネルギー推定値の不定性

以上の較正を行なった場合の、テレスコプアレイ実験における大気蛍光望遠鏡による 1 次宇宙線のエネルギー推定の系統誤差を表 3.1 に示す [31]。

表 3.1 より、現在の予定されている較正を全て行なったとして、エネルギー推定の系統誤差は 23% 程度と分かる。ただし大気蛍光発光量が持つ不定性に関しては、TA 実験のデザインレポート [31] では垣本らによる測定 [24] の系統誤差 10% を評価しているのに対して、Auger 実験は波長ごとに詳細な測定を行

Item	HiRes[4]	Auger FD[29][32]	TA FD[31]	TA FD (Linac)
1, Fluorescence yield	6%	15%	15%	8%
2, Telescope calibration	10%	12%	10%	5%
3, Atmospheric correction	5%	12%	11%	11%
4, Reconstruction	10%	7%	6%	6%
5, Missing energy correction	5%	3%	5%	5%
6, Cherenkov contamination	5%	5%	5%	5%
TOTAL	17%	25%	23%	17%

表 3.1 FD による 1 次宇宙線のエネルギー推定値に対して、不定性を持つ主要な要因とその値。TA FD(Linac) の値は TA FD の値に対して FD と大気蛍光発光量を一括で 5% で較正した場合の結果である。ただし大気蛍光が持つ誤差のうち気圧 (4%)、温度 (5%)、湿度 (5%) の影響は残る。

なった永野らによる測定結果 [26] の系統誤差 13% に加えて気圧 (4%)、温度 (5%)、湿度 (5%) の影響を加えて評価している。これにより TA 実験のデザインレポートの値では過少評価をしているので、この値を Auger 実験と等しくなるように修正している。AGASA 実験のエネルギー推定の系統誤差は 18% [3]、HiRes 実験は 17% [4] としているが、この値は過少評価であるとする意見があり [32]、実際の系統誤差はもっと大きいと思われる。大気蛍光望遠鏡による宇宙線観測において、誤差として主要な要素は大気蛍光の発光量、PMT、大気の透明度の 3 つであることが分かる。

3.4.3.2 電子ビームを用いたエネルギー絶対較正

FD による宇宙線のエネルギー推定の系統誤差を小さくするためには、大気蛍光の発光量、PMT、大気の透明度を小さくすることを考えればよい。そこで大気蛍光の発光量と大気蛍光望遠鏡を一括で較正する方法として、小型の電子線形加速器 (TA-LINAC) からの電子ビームを用いた絶対エネルギー較正を行なう。大気蛍光発光量と大気蛍光望遠鏡を一括で 5% で較正すると、大気蛍光発光量を持つ系統誤差のうち気圧 (4%)、温度 (5%)、湿度 (5%) による誤差は残るが、系統誤差の合計は 17% となる (表 3.1)。また、大気や再構成が持つ不定性は TA-LINAC で較正することができないが、FD で SD を較正する場合にはこれらの不定性が少ないイベントを選び出して較正することが可能である。この方法により、TA 実験のエネルギー測定の系統誤差を 10% 以下に下げることが目指す。

Auger 実験では FD で SD を較正し、SD でエネルギースペクトルを描いている。この手法では FD の全てのデータを用いる必要は無く、エネルギー決定精度が良いデータだけを使用しても良い。大気透明度や再構成の不定性が少ないデータを選び、それで較正することでエネルギー決定精度 10% を目指していく。

TA-LINAC では FD から 100m 離れた位置に LINAC を設置し、そこから垂直方向にエネルギー 10~40MeV(可変)、電流値 0.16mA(電子 10^9 個) の電子ビームを射出する。このエネルギー、電流値が分かっている電子から出た大気蛍光を FD で観測することにより、大気蛍光発光量、ミラー等の光学系、PMT、エレキを含めた一括較正を行なうことが出来る。LINAC による較正については第 4 章以降で詳しく述べる。LINAC による較正の模式図を図 3.30 に示す。

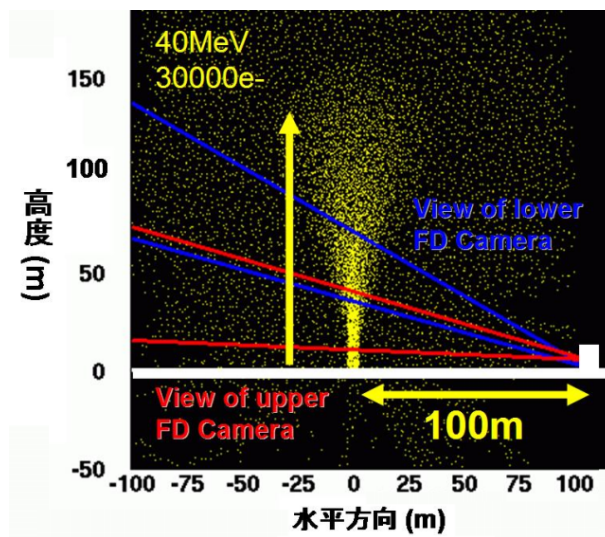


図 3.30 LINAC からの電子ビームによる較正の模式図。大気蛍光望遠鏡から 100m 離れた所で TA-LINAC から上方に射出した電子ビーム (黄)。電子ビームはエネルギー 40MeV の場合のもので、GEANT4 で生成した結果である。

4 TA-LINAC の設計

4.1 加速器からの電子ビームによる FD の較正

3.4.3.1 節で述べたように、大気蛍光法による宇宙線のエネルギー推定に対する系統誤差 20% 程度と見積もられており、主に大気蛍光発光量、大気の透明度、大気蛍光望遠鏡の 3 つに分けることが出来る。空気シャワーを観測する場合にはこれらの系統誤差の積み上げを行なうことになるが、この場合エネルギー推定値が系統的に大きくずれる可能性がある。誤差の積み上げ値を知るためには、これらの系統誤差を一括で較正する必要がある。

TA-LINAC による較正とは、FD から 100m 離れた位置に電子線形加速器 (LINAC) を設置し、そこから電子ビームを垂直に射出し、それを FD で観測することで絶対エネルギー較正を行なう較正である。較正の模式図を図 3.30 である。これは今までの大気蛍光望遠鏡が行なうことが出来なかった、観測対象である電子からの大気蛍光で較正を行なうことになる。距離の近さから大気による減衰の誤差はこの較正では確認出来ないの、この較正は大気蛍光発光量と望遠鏡を一括で較正する。

加速器の電子ビームによる FD の較正法は色々な考え方があるが、ここでは大気蛍光望遠鏡が持つ誤差と大気蛍光発光量を持つ誤差を未知のパラメータとし、TA-LINAC の電子ビームのエネルギー、電流値、ビーム位置、大気の状態を既知のパラメータとすることで大気蛍光望遠鏡と大気蛍光発光量の積み上げ値を知る方法で較正を行なうことを考える。

また TA-LINAC 計画は高エネルギー加速器研究機構 (KEK) の大学等連携支援事業となっており、電子陽電子入射器グループの協力のもとで進められている。

4.2 TA-LINAC の要求スペック

TA-LINAC から射出されるビームに対する要求スペックは以下の通りである。

- エネルギー：10MeV, 20MeV, 30MeV, 40MeV で可変
- ビーム幅：1 μ s で固定
- 電流値：0.16mA (電子 10⁹個/pulse) で固定
- 頻度：1Hz で固定

図 4.1 に空気シャワーシミュレーションで得られた、空気シャワーを構成する粒子の運動エネルギーと、その粒子による単位長さ辺りのエネルギー損失量の相関を示す [33]。式 2.37 より、大気蛍光の発光量はエネルギー損失量と比例する。図 4.1 より、シャワー構成粒子のうちエネルギーが 10~100MeV の粒子が最も大気蛍光の発光に貢献していることが分かる。そのため TA-LINAC の電子ビームによる較正もこのエネルギーで行なうべきである。

ただし FD カメラを構成する PMT と PMT の間是不感領域となるが、この不感領域の加速器による較正に対する影響を見積もることが出来るようにビーム位置を移動させたい。そこで TA-LINAC 自身を可動式とし、加速器はコンテナ内に設置しそれをトレーラーで動かす事が出来るようにする。後述する TA-LINAC のビームによる発光から FD 観測までを通したシミュレーションの結果により、視野の下の方を見ているカメラでは PMT 数本分程度でしか見えないことが分かっているの、稼動式とするとカメラ全体のスキャンが可能となるという利点もある。そのため加速器の小型化を考える必要があるが、これは電子ビームのエネルギーを上げ

ることと相反する条件である。また最大エネルギーを上げることはコストにも影響する。

そこで TA-LINAC では当初、2m 加速管を 2 本とクライストロンを 1 本使用し、ビームの最大エネルギーを 40MeV とする基本設計を立てた。ただし後述するように現在の設計では加速管のうち 1 本をバンチングユニットに変更しているが、最大エネルギーは 40MeV のままである。エネルギーは 10~40MeV で可変とし、条件を変化させた較正を行なうことが出来るようにする。

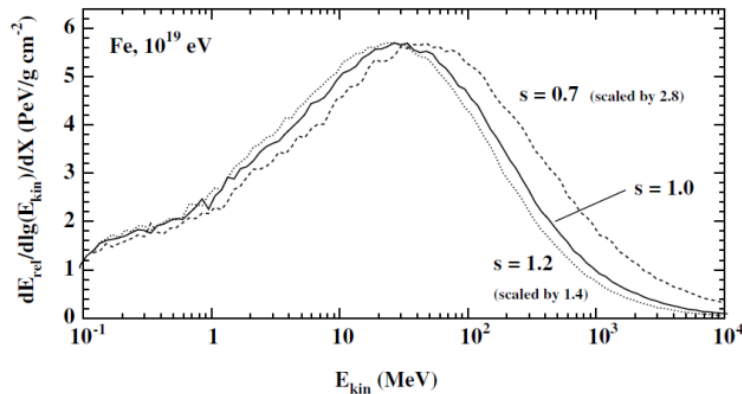


図 4.1 空気シャワーシミュレーションによって得られた空気シャワーを構成する粒子の運動エネルギーと、その粒子による単位長さ辺りのエネルギー損失量の相関。ここでは 1 次宇宙線としてエネルギーが 10^{19} eV の鉄が作る空気シャワーについて見ており、シミュレーションコードは CORSIKA を使用している。図の s は式 2.11 のエイジパラメータであり、シャワーの発達の度合いを表す。[33]

設置場所は FD から 100m 離れた地点である。これは実際の空気シャワーは 10km 以上遠方で、そこからの大気蛍光発光による光は FD で観測する場合には平行光となるのに対して、100m でもほぼ平行光近似出来る(もしくは補正出来る)距離として設定している。

ビームの電流値は 0.16mA/パルス(電子 10^9 個)とした。これは FD から距離 100m の地点から射出したエネルギー 40MeV の電子 10^9 によって望遠鏡に入る光子数が、大気の減衰を考えない場合の 10km 離れた 4×10^{20} eV の電磁シャワーからの光子数に相当するためである。この電流値は加速器のビームとしては非常に少ないため容易に作り出せるが、逆に少なすぎるため電流値のモニタに気をつける必要がある。

ビーム幅は大気蛍光と同程度の長さであり、FD のエレキのリニアリティの範囲内であるという 2 つの条件から $1\mu\text{s}$ と設定している。加速器側の制限としては、加速 RF のパルスを長くするとクライストロン窓での放電によるクライストロン破壊の危険性が高まるため、この長さよりパルス幅を短くすることは容易であるが長くすることは難しい。また短くした場合は FD エレキのサチュレーションを考える必要がある。

ビームの射出頻度は 1Hz とする。1 発のビームで FD が受ける光量は十分確保出来るため、較正では加速器のビームの安定性、もしくは加速器のモニタ系の安定性によって必要な頻度が決まる。頻度を通常の加速器よりも低めに設定することで消費電力と放射線を抑えている。

4.3 TA-LINAC による較正の精度

較正の精度を表 3.1 をもとに考える。大気蛍光発光量と大気蛍光望遠鏡が持つ誤差を積み上げると、 $\sqrt{10^2 + 15^2} = 18\%$ である。これを一括で 5% で較正すると、大気蛍光発光量が持つ誤差のうち、気圧(4%)、温度(5%)、湿度(5%)による誤差は残るが系統誤差の合計は 17% となる。この値よりも小さい精度で較正を

行なえたとしても、大気透明度が持つ系統誤差が小さくならない限りエネルギー推定の系統誤差の合計値には変化が余り無い。そこで TA-LINAC による較正は 5% の精度で行なう事を目標とする。

そこでこの誤差で較正を行なうための TA-LINAC のビームの精度を考える。電子ビームのエネルギーである 40MeV が多少変化したとしても大気中の電子の単位長さあたりのエネルギー損失量にはほぼ変化がないが、その電子がエネルギーを失うまでに発生させる大気蛍光光子の総数は変化する。そのためエネルギーの幅による TA-LINAC の較正への影響は、大気中のビームの分布と、大気中の FD の視野の比較によって得られる。これは TA-LINAC のビームによる電磁シャワーシミュレーションと、FD の光子検出シミュレーションを行なうことで見積もることが出来る。これについては第 5 章で詳しく述べるが、40MeV ビームの場合、エネルギーを $\pm 5\%$ 変化させた場合でも、FD で検出する光子数の変化は 1% 未満であることが分かった。ただし以下の設計ではエネルギーの取り出し幅は 1% で設計している。ビームの電流値の測定精度はそのまま FD が検出する光子の数の精度となるため、電流値は 5% 未満の精度で測定する必要がある。

ビームは大気中でクーロン多重散乱によって大きく広がるため、ビーム自身の拡がりは大気中のクーロン多重散乱による拡がりと比較して小さければ較正では見えてこない。

またビーム以外に TA-LINAC による較正に影響する要素として、射出口の位置、大気温度や湿度の測定などがあるが、これらについては第 5 章で詳しく述べる。

4.4 設計の手法

4.2 節で述べた要求スペックを満たす加速器の設計を行なう。設計の手順は、要求するビームを生成出来るビームラインを設計し、このビームラインに必要なコンポーネントを用意する。設計上の基本要件としては以下の 3 つであり、これは常に考える必要がある。

- 移動可能とするための小型化
- 予算から KEK で不必要になったパーツの再利用
- アメリカの砂漠という環境による温度、インフラ、放射線の問題

ビームラインの設計はビームシミュレーションを通して行なう。ビームラインを二つに分け、粒子加速部分を上流、それ以降を下流とし、ビームライン上流のビームシミュレーションは以下に述べる PARMELA[34] を使用し、下流では細かい構造を自由に設計出来る GEANT4[35] を使用する。

4.4.1 PARMELA

加速器のビームシミュレーションに良く使用されるツールとして荷電粒子軌道解析コード PARMELA がある。これは Phase And Radial Motion in Electron Linear Accelerator の頭文字をとっており、Los Alamos National Laboratory の加速器コードグループ (LAACG) によって開発された。主に線形加速器、ビーム輸送系の電子軌道解析に利用される。時間を独立変数として扱っており、多くの電子を一つの粒子に代表したマクロ粒子の運動を微小時間ステップ毎に計算しているため、空間電荷効果を扱えることが最大の特長である。このコードは KEK の電子陽電子入射器の開発に使用された実績がある [36]。このコードでは進行波型加速空洞などの線形加速器の設計に必要な基本コンポーネントは与えられているが、ソースが非公開であるため用意されたコンポーネント以外を用意することや構造の細かい設計をビームシミュレーションに組み込むことは出来ない。

ビームと物質の相互作用は組み込まれておらず、加速管の壁等に衝突したビームはそこで消滅する。そのた

めビーム消滅に伴う放射線を考えるには不向きである。またウェイクフィールドと呼ばれる、先を走るバンチが生成する電磁場は考慮されていない。そのため大電流でマルチバンチの加速器のビームシミュレーションに対して正確な結果が得られない。しかし TA-LINAC のような電流値が極端に少ないビームでは影響を無視出来るため、これは問題とならない。

ビームシミュレーションにおいて PARMELA と GEANT4 による最大の違いは空間電荷効果の有無である。TA-LINAC で要求されるビームの電流値が非常に低いため、空間電荷効果はもともとあまりビームに影響を与えていないことに加え、空間電荷効果によるビームの発散はエネルギーの上昇によって減少していく。そのため粒子が十分加速されているビームライン下流におけるビームの振る舞いを考える上では空間電荷効果の影響は電磁石等による影響と比較して十分小さくなる。ビームの電流値と加速電場によるビームの拡がりについては 4.5 節で詳しく述べる。

4.4.2 GEANT4

真空中を走る電子のシミュレーションを行なう、電子と物質との相互作用は重要ではない。しかし放射線の測定、スリットから発生する 2 次電子、ビーム窓での散乱を考える上で相互作用を考える必要がある。電磁相互作用として GEANT4 には多重クーロン散乱、電離損失、制動放射の 3 つを設定している。

4.4.2.1 多重クーロン散乱

電子が物質中を通過する場合に物質中の原子核の電場による散乱が起こる。この散乱をラザフォード散乱という。ラザフォード散乱の確率は $\sin^4(\theta/2)$ に逆比例する小角散乱である。ここで θ は光の散乱角を示す。有限の厚さの物質を通過する場合はこの小角散乱の統計的積み重ねとなり、この現象を多重散乱と呼ぶ。多重散乱による散乱角度は小角散乱の和で表せるので散乱の数が多くなるほど散乱角度分布は正規分布 (ガウス分布) に近づく。逆に薄い厚さの物質の場合はポアソン分布に従う。多重散乱による平均散乱角を $\langle \theta \rangle$ とすると、 $\langle \theta \rangle$ は次のような式で表すことが出来る。

$$\langle \theta \rangle = \frac{13.6}{p^2/E} \cdot \left(\frac{X \cdot \rho}{X_0} \right) \cdot \left[1 + 0.038 \times \left[\log_{10} \left(\frac{X \cdot \rho}{X_0} \right) \right] \right] \quad (4.1)$$

$$X_0^{-1} = 4\alpha \left[\frac{\alpha \hbar}{m_e c} \right]^2 \frac{N_A Z^2 \rho}{A} \ln \frac{183}{Z} \quad (4.2)$$

ここで X_0 は放射長で粒子の入射エネルギーに対し $1/e$ のエネルギーになる場合の粒子が通過した距離である。放射長は標的の密度を掛けた値として表現することが多く、放射長の単位は一般的に g/cm^2 である。厚い標的での入射粒子の多重散乱による散乱角分布は中心値 0 で上記の θ を rms(1σ の広がり) とするガウス分布となる。

4.4.2.2 電離損失

電子が物質中を通過する場合に物質の分子と衝突すると、電子は分子のイオン化や励起を引き起こしてエネルギーを失う。このイオン化や励起によるエネルギー損失を電離損失という。分子はイオン化を引き起こした場合に殻外電子を弾き飛ばされる。この電子は 2 次電子として更に相互作用を起こしエネルギーを失う。また分子が励起すると、その励起エネルギーは分子の振動、分子の回転エネルギーとなる場合もあるが、基底状態

に戻る場合には光を放出する。分子の励起による発光現象にはシンチレーション光とチェレンコフ光があるが大気中で発光するシンチレーション光を特に大気蛍光といい、望遠鏡アレイが光学望遠鏡で観測する光はこの大気蛍光の方である。チェレンコフ光は荷電粒子が物質中で光の速度を超えた場合に発光する現象である。荷電粒子が通過する際、物質の分子を分極させ励起状態にした後に基底状態に戻る場合に双極子放射が起こる。この双極子放射がチェレンコフ光である。

大気蛍光を引きこす原因となる電離損失によるエネルギー損失の式は以下のように表される。この式はベテ・プロッホの式である。

$$-\frac{dE}{\rho dx} = D \cdot \frac{Z}{A} \cdot \left(\frac{z}{\beta}\right)^2 \cdot \left[\ln \left(\frac{2m_e c^2 \gamma^2 \beta^2}{I} \right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right] \quad (4.3)$$

$$D = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 = 0.3071 \quad (4.4)$$

$$I = z \cdot (9.76 + 58.8z^{-1.19}) eV = 15.7 eV|_{z=7} \quad (4.5)$$

ここで $D = 0.3071(\text{MeV} \cdot \text{cm}^2/\text{g})$ 、 I は物質の平均イオン化ポテンシャルである。この式の第 3 項目は密度効果を表す。密度効果とは入射粒子の速度が非常に高い場合の遠隔衝突で入射粒子と相互作用する原子の間に存在する原子により入射粒子の電場が遮られることで相互作用の大きさが小さくなりエネルギー損失が減少する効果をいう。電場が遮られるのは入射粒子による物質原子の分極の影響がするからである。この効果の特徴は密度の高い物質ほどこの効果が大きく、衝突径数の大きい衝突は入射エネルギーが高くなるほど分極の効果が高くなるので密度効果も大きくなる。また γ が大きい場合、エネルギー損失は密度効果によって一定の値を取るようになる。またこの効果は密度が高いほど大きくなるので気体中ではその圧力の大きさによって密度効果の度合いが変化する。圧力が大きくなるほど密度効果が大きくなるのでエネルギー損失の値は小さくなる。

$$\delta = \begin{cases} 0(X < X_0) \\ 4.6052X + C_0 + a(X_1 - X)^m (X_0 < X < X_1) \\ 4.6052X - C_0 (X > X_1) \end{cases} \quad (4.6)$$

$$\begin{cases} X \equiv \log_{10}(\beta\gamma) \\ C_0 = 1 + \log \left(\frac{E_{exc}^2 (=100eV) \cdot A}{4\pi(\hbar c)^2 r_e N_A z \rho} \right) \\ X_0 = 0.326 \cdot C_0 - 2.5, m = 3.0 (C_0 > 13.8) \\ X_0 = 2.0, m = 4.0 (C_0 < 13.8) \\ X_1 = 5.0 \\ a = 4.605 \cdot (C_0/4.605 - X_0) / (X_1 - X_0)^m \end{cases} \quad (4.7)$$

4.4.2.3 制動放射

電子のエネルギーが高い場合、物質中の原子核が作る電場中を通過する場合電場の影響を受けて電子が光子を放出してエネルギーを失う。この現象を制動放射という。制動放射は原子核から放出される仮想光子と電子のコンプトン散乱である。電子は物質中では上記した電離損失と制動放射によってエネルギーを失うが電子のエネルギー、物質によってその起こりやすさが変わる。電離損失と制動放射によるエネルギー損失が等しくなるエネルギーを臨界エネルギーといい、電子のエネルギーが臨界エネルギーよりも大きい場合、主に制動放射がエネルギー損失の主要因となる。逆に臨界エネルギーよりも低い場合は電離損失が主要なエネルギー損失の要因となる。臨界エネルギーは物質の原子番号のみで決まり、近似的に $\sim 800\text{MeV}/(Z+1.2)$ で表される。

4.5 進行波型高周波によるビーム加速

4.5.1 エミッタンス

ある地点でのビームの拡がりを考える場合、その地点のビームサイズに加えてビーム内の電子が持つ運動量の方向も考慮する必要がある。そこでこの2つを合わせたビームの拡がりを表す量として通常エミッタンスを定義する。

まずビーム中心軸からの位置 x 、ビーム中心軸からの方向のずれ x' のエンベロップ Σ を定義する。

$$\Sigma = \begin{pmatrix} \langle x^2 \rangle & \langle x \cdot x' \rangle \\ \langle x' \cdot x \rangle & \langle x'^2 \rangle \end{pmatrix} \quad (4.8)$$

ここで $\langle x^2 \rangle$ 、 $\langle x'^2 \rangle$ 、 $\langle x \cdot x' \rangle$ はそれぞれの2乗平均を示す。この場合 rms エミッタンス ϵ_{rms} は

$$\epsilon_{rms} = \sqrt{\det \Sigma} \quad (4.9)$$

$$= \sqrt{\langle x^2 \rangle \langle x'^2 \rangle - \langle x \cdot x' \rangle^2} \quad (4.10)$$

と定義される。 ϵ_{rms} は x, x' 分布の拡がりそれぞれの標準偏差で表した場合の面積に相当する値であり、通常 π を省略して表す。

ただしこのエミッタンスはビームのエネルギーに依存する。ビームのエネルギーに依存しないエミッタンスは (x, x') 平面での面積ではなく、 x 方向の運動量 p_x による (x, p_x) 平面での面積となる。

そこで x' から p_x への変換を考えると

$$p_x = \gamma m v_x = \gamma m \frac{dx}{dt} = \gamma m \frac{dz}{dt} \cdot \frac{dx}{dz} \quad (4.11)$$

$$= \gamma \beta m c x' \quad (4.12)$$

となる。 m, c は定数なので、ビームのエネルギーに依存しないエミッタンスを $\epsilon_{n,rms} = \gamma \beta \epsilon_{rms}$ と定義し、規格化 rms エミッタンスと呼ぶ。

4.5.2 空間電荷効果

電子ビームはビームを構成する電子が作る電場により発散方向に力を受ける。つまりエミッタンスが増大する。これを自己電場による発散という。ビームの最も外側にいる電子が、自己電場 E_b によって進行方向と垂直方向に受ける力 F_b は、ビーム電流を I 、ビーム半径を r 、電子速度を v_e とするとガウスの法則から

$$F_b = -eE_b = e \frac{I}{2\pi r \epsilon_0 v_e} \quad (4.13)$$

となる。一方、電子ビーム周りには周方向に磁場が生じており、この磁場によりビームは収束する。これを自己磁場による収束という。ビームの最も外側にいる電子が自己磁場 B_b によって進行方向と垂直方向に受ける力 f_b は、アンペールの法則から

$$F_b = -e v_e \times B_b = -e v_e \frac{\mu_0 I}{2\pi r} \quad (4.14)$$

と表される。

ここでダランベールの原理より

$$\frac{m_e v_e^2}{r} = eE_b - e v_e B_b \quad (4.15)$$

またガウスの定理より

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(rE) = -\frac{N_e e}{\epsilon_0} \quad (4.16)$$

となり、これから自己電場と自己磁場の効果を合わせて一つの電場として表すことが出来て、

$$E = -\frac{m_e}{2e} \omega_p^2 r \quad (4.17)$$

$$\omega_p = \sqrt{\frac{N_e e^2}{\epsilon_0 m_e}} \quad (4.18)$$

となる。 ω_p はプラズマ周波数である。つまりビーム内の電子は半径方向にプラズマ振動をする。

空間電荷効果によるビームの発散を防ぐために、通常はソレノイドコイルを巻き収束磁場を生成する。この場合ビーム中の電子はソレノイド磁場によって螺旋運動(サイクロトロン振動数 $\omega_c = eB_z/m_e$ によるサイクロトロン運動)をするが、式 4.18 よりプラズマ振動も起きるのでビーム内の電子は同時に大小 2 つの回転運動が起きる。この運動は、電子が小さい半径で回転しながらその回転中心がビーム軸を中心にゆっくりと回転している。

空間電荷効果とソレノイドコイルの磁場によるビームの半径方向にかかる力を求める。ソレノイド磁場を B_e とすると運動方程式は

$$\frac{d\mathbf{P}}{dt} = -e(\mathbf{E}_b + \mathbf{v} \times (\mathbf{B}_b + \mathbf{B}_e)) \quad (4.19)$$

となる。 $\mathbf{P} = \gamma m_e \mathbf{v}_e$ 、 $\eta = e/m_e$ として、円筒座標で成分に分けると、

$$\frac{d}{dt}(\gamma \dot{r}) - \gamma r \dot{\phi}^2 = \eta(E_b + r \dot{\phi} B_z - \dot{z} B_b) \quad (4.20)$$

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dt}(\gamma r^2 \dot{\phi}) = \eta(\dot{z} B_r - \dot{r} B_z) \quad (4.21)$$

$$\frac{d}{dt}(\gamma \dot{z}) = \eta(r \dot{\phi} B_r + \dot{r} B_b) \quad (4.22)$$

となる。また一般にソレノイド磁場はビーム進行方向を z 軸とすると

$$B_z(r, z) = B_z(z) - \frac{r^2}{4} \frac{d^2 B_z}{dz^2} + \dots \quad (4.23)$$

$$B_r(r, z) = -\frac{r}{2} \frac{d^2 B_z}{dz^2} + \dots \quad (4.24)$$

であるので、式 4.13, 4.14 を用いて式を整理すると

$$\frac{d}{dt}(\gamma \dot{r}) = \frac{\eta I}{2\pi \epsilon_0 c r \beta \gamma^2} - \frac{r}{4\gamma} (\eta B_z)^2 \quad (4.25)$$

と表される。空間電荷効果による発散は $1/\gamma^2$ 比例して小さくなるので、 γ が大きくなるにつれて空間電荷効果による力は急速に減っていく。またソレノイド磁場による収束も $1/\gamma$ で減る。さらに左辺より、加速のない場合、つまり $\frac{d}{dt}\gamma = 0$ となる場合には右辺全体が $1/\gamma$ に比例して小さくなることが分かる。全体としてエネルギーが上昇するとビームは横方向の力を受けなくなっていく。

また、式 4.25 の右辺が 0 になる場合、すなわち

$$B_z = \sqrt{\frac{4\gamma}{r\eta^2} \frac{\eta I}{2\pi r} \left(\frac{1}{\epsilon_0 \beta c} - \mu_0 \beta c \right)} \quad (4.26)$$

$$= 0.369 \times \frac{1}{r} \sqrt{\frac{I}{\beta \gamma}} [\text{Gauss}] \quad (4.27)$$

の場合にはビームの半径が一定となる。この場合 $2\omega_p^2 = \omega_c^2$ が成り立つため、ビームは回転剛体として振舞う。この状態をブリリアンフローという。例えば電流 1A、ビーム半径 1mm、ビームエネルギー 200keV の場合にはブリリアンフローにするためには磁場は 375 ガウス必要だが、電流 0.16mA、ビーム半径 5mm、ビームエネルギー 100keV の場合には磁場は 1.2 ガウスでよい。ただしこれは連続したビームに対する磁場の値である。パンチ化されたビームは自己磁場が小さくなるので、ブリリアンフローにするためにはこれより大きい磁場が必要となる。

4.5.3 加速管内の電磁場

電磁波の進行方向を z 軸とする場合、電磁波は $E_z = 0$ で $B_z \neq 0$ の Transverse Electric (TE) モードと、 $B_z = 0$ で $E_z \neq 0$ の Transverse Magnetic (TM) モードの和で表される。円形導波管内ではこれらのモードは独立である。電子を加速出来るのは $E_z \neq 0$ である TM モードである。

TM_{mn} モードの電磁波は以下のようになることが分かっている。

$$E_z = J_m\left(\frac{y_{mn}}{a}r\right) \cos(m\theta) e^{j(\omega t - \beta z)} \quad (4.28)$$

$$E_r = -j \frac{\beta}{y_{mn}} J_m\left(\frac{y_{mn}}{a}r\right) \cos(m\theta) e^{-j(\omega t - \beta z)} \quad (4.29)$$

$$E_\theta = j \frac{\beta m}{y_{mn}} J_m\left(\frac{y_{mn}}{a}r\right) \sin\left(m\theta \frac{1}{r}\right) e^{-j(\omega t - \beta z)} \quad (4.30)$$

ここで $J_m(x)$ は m 次の第 1 種ベッセル関数、 y_{mn} は $J_m(y_{mn}) = 0$ の根、 a は円形導波管の半径である。また遮断波長を λ_c とすると、 $k = (\frac{\omega}{c})^2 = \frac{2\pi}{\lambda}$ 、 $k_c = \frac{2\pi}{\lambda_c}$ の場合、 $\lambda < \lambda_c$ つまり $k_c < k$ の場合のみ電磁波は円形導波管内を伝播出来る。この場合 $k_z = (k_c^2 - k^2)$ は純虚数 $j\beta$ となる。

ここで TM₀₁ モードを考えると、位相速度 $v_p > C$ となり位相速度は光速より速くなるので電子を加速することが出来ない。そのため加速管は円形導波管の周期構造を取ることで位相速度を減らしている。周期構造の中の 1 円形導波管をセルと呼ぶ。無限長の周期構造における波動方程式は

$$E(r, \theta, z) = e^{-j\beta d} E_0(r, \theta, z) \quad (4.31)$$

$$H(r, \theta, z) = e^{-j\beta d} H_0(r, \theta, z) \quad (4.32)$$

$$E_0(r, \theta, z + d) = E_1(r, \theta, z) \quad (4.33)$$

$$H_0(r, \theta, z + d) = H_1(r, \theta, z) \quad (4.34)$$

となり、加速管のセルからセルに伝播する $e^{-j\beta d}$ を除くと周期的になる。 d は 1 セルの長さとなる。周期関数はフーリエ級数展開出来るので、電場は

$$E(r, \theta, z) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} E_{1n}(r, \theta) e^{-j\beta_n z} \quad (4.35)$$

$$\beta_n = \beta + 2\pi n/d \quad (4.36)$$

となる。ここで各セルの位相差は βd となる。

KEK では周波数 $f_0 = 2856\text{MHz}$ の場合、 $\beta d = \frac{2}{3}\pi$ となるように電子加速のための加速管を設計している。これを $\frac{2}{3}\pi$ モードと呼ぶ。この場合自由空間波長は $\lambda_0 = c/f_0 = 104.97\text{mm}$ であり、管内波長は $\lambda_g = v_p/f_0$ となる。電子の速度がほぼ光速の場合には $\lambda_g = \lambda_0$ と取ればよいので、 $\frac{2}{3}\pi$ モードの加速管のセル長は $d = \lambda_g/3 = 34.99\text{mm}$ である。

この場合の TM_{01} モードの電磁波は E.L.Chu と W.W.Hansen によって求められており [37]、

$$E_z(z, r, t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_n J_0(k_{rn} r) e^{j(\omega t - \beta_n z)} \quad (4.37)$$

$$E_r(z, r, t) = j \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_n \frac{k}{k_{rn}} J_1(k_{rn} r) e^{j(\omega t - \beta_n z)} \quad (4.38)$$

$$B_\phi(z, r, t) = j \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_n \frac{k}{k_{rn} r} e^{j(\omega t - \beta_n z)} \quad (4.39)$$

$$k_{rn}^2 = k^2 - \beta^2 \quad (4.40)$$

となる。PARMELA ではこの式をそのまま使用している。

$n=0$ 以外の高調波は速度が光速からずれるので、加速には効かない。 $n=0$ の基本波が電子に与える力は $k_{r0} r \ll 1$ の場合 $J_1(k_{r0} r) = \frac{1}{2} k_{r0} r$ と近似すると以下ようになる。

$$F_z = -eE_z = -ea_0 \cos \beta_0 z \quad (4.41)$$

$$F_r = -e(E_r - v_e \times B_\phi) = -e \frac{a_0 r k}{2} \frac{1 - \beta_e \beta_p}{\beta_p} \sin \beta_0 z \quad (4.42)$$

このことから加速管内の電磁波によって粒子が受ける力について分かるのは次の点である。

- 加速に寄与する力は r 方向に寄らない。
- 横方向の力は横方向の位置に比例する。
- 横方向の力と加速に寄与する力は位相が 90 度異なっている。
- 横方向の力は位相速度と粒子の速度が光速に近づくと減少する。
- 横方向の力は高周波の周波数を低くすると減少する。

さらに横方向の運動方程式を考え、独立変数を時間から軌道にそった座標 s に変換すると

$$\beta m c^2 \frac{d}{ds} \left(\beta \gamma \frac{dr}{ds} \right) = F_r \quad (4.43)$$

となり、 γ の上昇と共に横方向の力は減っていくことが分かる。これは空間電荷効果等、電磁波以外の発散成分にも寄与する。また粒子が加速されている場合にはさらに横方向の発散を抑制する力が働くことが分かる。式 4.43 の右辺は図 4.2 に示した。

4.5.4 位相と加速

位相速度と粒子の速度が一致した場合、粒子は各セルの中で同じ位相に留まる。この粒子を同期粒子という。粒子を加速させるには同期粒子を式 4.41 が正となる位置に置けばよい。式 4.41 は三角関数であるので、加速出来る位相はサイン波の $0 \sim 180$ 度領域となるが、同期粒子を $0 \sim 90$ 度に乘せた場合と $90 \sim 180$ 度に乘せた場合ではビームの振る舞いが異なる。電磁波による加速の模式図を図 4.3 に示した。

$0 \sim 90$ 度ではバンチ後方よりバンチ前方の方が強い加速を受けるのでバンチ長は伸びていく。位相座標上で見るとビームは発散していくのでこれを不安定位相という。ただしこの場合横方向の力は収束方向に働くので、横方向には安定となる。 $90 \sim 180$ 度ではバンチ前方よりバンチ後方の方が強い加速を与えるため、位相上でビームは収束していく。これを安定位相といい、バンチ形成のためにはこの位相に乘せる必要がある。ただしこの位相では横方向の力は発散方向に働くので横方向には不安定となる。

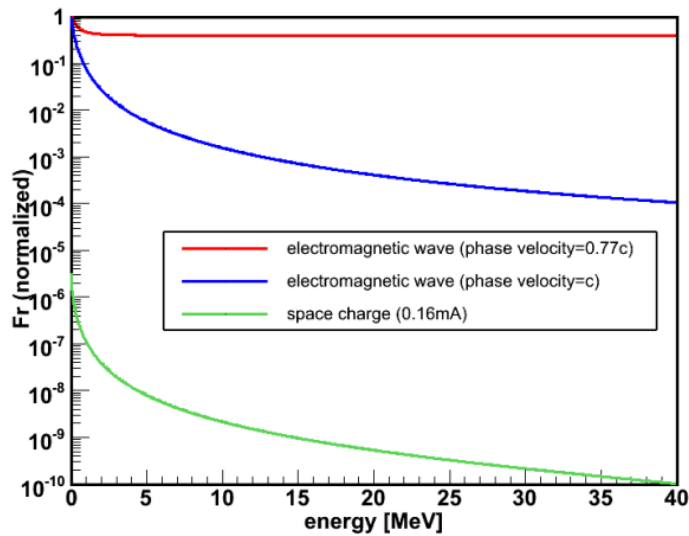


図 4.2 式 4.43 の右辺。縦軸は電子のエネルギー 100keV、位相速度=0.85c の場合の値で規格化している。中心から 5mm 離れた電子について、電磁波の加速方向の電場が 18MV/m、電流 0.16mA の場合の力になっている。実際には式 4.43 の左辺によって、横方向の力はさらに γ 、 $\frac{d}{ds}\gamma$ 、 $\frac{d}{ds}\beta$ によって変化する。

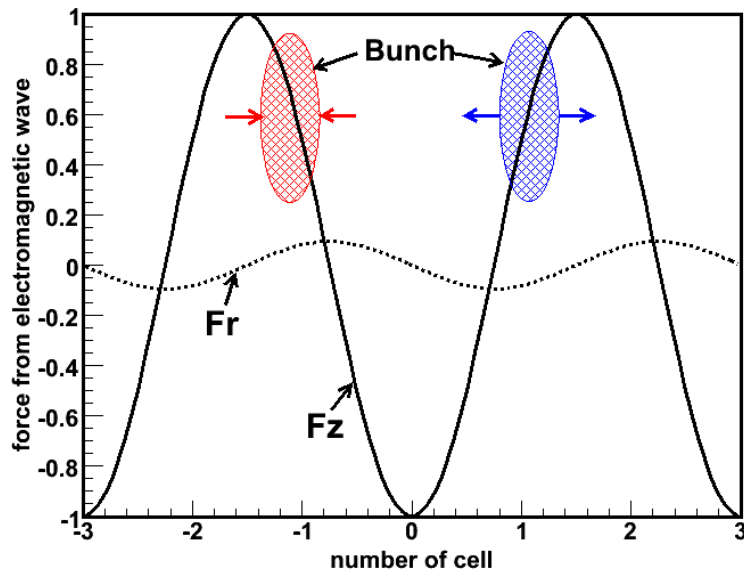


図 4.3 横軸を加速管のセル数、縦軸を粒子が受ける力として描いた図。 F_z は z 軸（ビーム進行方向）に受ける力、 F_r は半径方向（ビーム進行方向に垂直）に受ける力である。加速管は $\frac{2}{3}\pi$ モードとし、ビームエネルギーは 100kV でビーム中心から半径方向に 5mm 離れた粒子に対する力を示している。ただし横方向の力に関しては式 4.43 の左辺の γ の効果は入っていない。縦軸は F_z の最大値で規格化してある。図に赤で示したのが安定位相で、バンチを形成するにはこの位相に乗せる必要があるが、横方向の力が発散方向に働く。図に青で示したのが不安定位相で、バンチ長は大きくなっていくが横方向の力が収束方向に働く。

つまり速度が光速に対して遅いビームを安定位相でバンチを形成しながら加速すると、ビームは加速中に強い発散方向の力を受けてビームが広がってしまう。これを防ぐためには式 4.42 より以下の条件を満足すればよい。

1. 短時間でビームの速度を光速まで加速する。
2. ビーム径を細くする。
3. 乗せる位相を高くする。
4. 加速高周波の周波数を低くする。

4.6 ビームライン上流の設計

4.6.1 ビームライン上流の基本設計

ビームライン上流で作るビームは以下のような条件を満たしている必要がある。

- ビーム電流が 0.16mA 以上。
- ビームのエネルギーは 40MeV, 30MeV, 20MeV, 10MeV の最低 4 種類。

ビーム電流はビームライン最下流の時点で 0.16mA 必要なので、ビームライン上流ではその値よりも多くのビームを加速出来ることが条件である。必要電流値はビームライン下流でどの程度ビームを失うかによるが、これはビームライン上流で作るビームの拡がり、エネルギー幅に大きく依存する。ビームのエネルギー幅が広いと、ビームライン下流で特定のエネルギーのビームだけを選び出す際に多くのビームが失われる。これは放射線の問題からも避けたい。また、ビームライン下流で行なう特定エネルギーの取り出しの精度はビームの拡がりによって決まる。そのためビームの横拡がりを抑える機構も必要となる。

エネルギー可変の機構は通常の加速器では加速管に入れる RF の強度を調節する。しかし強度調節のための減衰器は位相も変化してしまうので、これを打ち消すために移相器も必要となる。加速管に入れるような大強度の RF の減衰器、移相器はコストがかかるので出来る限り減らしたい。そこで TA-LINAC では移相器による位相調節のみでビームのエネルギーを変化させる。

この条件を満たすためにビームライン上流に必要なコンポーネントは、電子銃、バンチングユニット、加速管、ヘルムホルツコイルである。加速源の電子の生成を電子銃で行ない、エネルギー幅の狭いビームを生成するためにバンチングユニットでバンチ幅の狭いバンチを作る。この生成されたバンチを加速管に入れ、位相を調節することで欲しいエネルギーまで加速する。特にバンチングユニットではビームが横方向に広がるので、それを抑えるためにバンチングユニットにはヘルムホルツコイルを巻く。

4.6.2 電子銃

当初、電子銃に要求していたスペックは以下の通りであった。

- 出来る限り小型化
- ビーム幅 $1\mu\text{s}$
- 頻度 1Hz
- 電子銃電圧 30kV
- ビーム直径 10mm 以下

- 取り出し電流 ~ 100mA

TA-LINAC の必要電流は 0.16mA であるが、必要電子銃取り出し電流はビームラインでどの程度ロスをするかによって変化する。電子銃電圧 30kV の場合、加速中のロスが非常に多く、40MeV ビームの場合加速管出口では電子銃電流の 1% 以下に落ちることが PARMELA によるビームシミュレーションから分かっていた。また 40MeV よりエネルギーを落とすと取り出せる電流値が減ることも分かっていたので、ここでは目標を 100mA 程度に設定していた。ビーム取り出し電流値はカソード表面の状態、チェンバ内の真空度、電源の容量、空間電荷効果等で変化するため、取り出し電流値がどの程度になるのかは実際に電子銃を組み上げ、テストを行なう必要があった。

そのため、この条件を満たす電子銃として DC30kV を印加する電子銃を組み上げ、2006 年の 2 月～5 月にかけてテストを行なった。場所は KEK の電子陽電子入射器棟にある旧クライストロン準備室で行なった。テストに使用した電子銃システムの概要図を図 4.4 に、その時組み上げた電子銃を図 4.5 に示す。アノードチェンバの中はカソード部が -30kV となっており、アノードが電子銃表面と等電位でグラウンドと繋がっている。アノードには直径 10mm の穴が空いており、そこからビームが出てくる。テストではそこから出てくる電流を測定するため、アノードから 1cm ほど離れた場所に大きさ 40mm×40mm、厚さ 5mm の銅製のビームキャプチャを設置し、それをオシロスコープに繋いである。真空装置はアノードチェンバ側に素排気系としてターボポンプ、スクロールポンプを接続し、バルブ付き L 字配管の先にイオンポンプを接続してある。真空度測定用にアノードチェンバには真空計を設置してある。

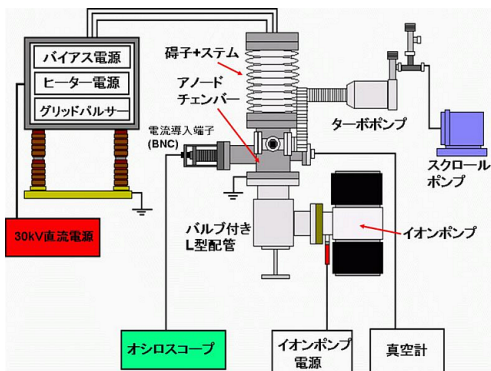


図 4.4 電子銃システムの概要図。

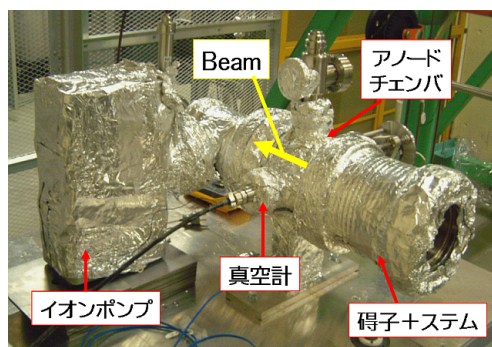


図 4.5 電子銃の外観。

ビームの制御は高圧ステーション内のモジュールによって行なう。高圧ステーションはグラウンドを最大 -50kV に落とせるように設計されており、絶縁トランスを介して AC100V をステーション内に供給している。絶縁トランスの 2 次側 (ステーション側) のグラウンドは電気容量を増やすために 50 オームの抵抗が接続された 15nF の 60kV 耐圧コンデンサと接続されている。-50kV 高圧電源の電気容量と出力するビームの電流によっては、 $1\mu\text{s}$ と長い幅のビームではビーム後半の電流が減ってしまうことがあるが、このコンデンサによって緩和している。また地面との絶縁のために DC30kV 耐圧の碍子を 2 つ接続し高圧ステーションを電氣的に浮かせている。組み上げた高圧ステーションの外観を図 4.6 に示す。

高圧ステーション内に設置するモジュールは、ヒータ電源、バイアス電源、グリッドパルサ、O/E 変換の 4 種類である。カソードは熱電極であるため、そのヒータ用に電源が必要となる。カソードを熱してしまうとカソードからビームが出てしまうので、電子銃をパルスで駆動出来るようにカソード表面にはグリッドと呼ばれるメッシュ状の金属が付いている。グリッドは高圧ステーション内のグラウンドと接続されており高電圧が印

加されているが、カソード側にはこの高電圧に加えて 50V のバイアス電圧を印加し、-100V のグリッドパルサが接続されている。通常グリッド電圧が-30kV であるのに対してカソード電圧は-30kV+50V となっており、カソード-グリッド間の電位差が正になるので電子は出てこない。ビームを出す場合にはグリッドパルサから 1 μ s 幅で-100V のパルスをカソードに掛け、カソード電圧を-30kV-50V とすることで電子が取り出される。この機構によりグリッドパルサにトリガを入れることでビームが出る。このトリガは外部から与えるが、高圧ステーションに通常のケーブルを通すことは出来ない。そのため絶縁である光ファイバを用いてトリガを与える。そのため高圧ステーション外部には O/E 変換、高圧ステーションには E/O 変換のモジュールが必要となる。高圧ステーション内の配線の模式図を図 4.7 に示した。

安全のため、高圧ステーションと電子銃はフェンスで囲っている。また KEK 内のルールにより稼動中は、黄色のパトライトを点灯させる。フェンスの入り口とパトライトはインターロックとなっており、入り口が空いていたりパトライトが点いていないと高圧が自動的に落ちるようになっている。

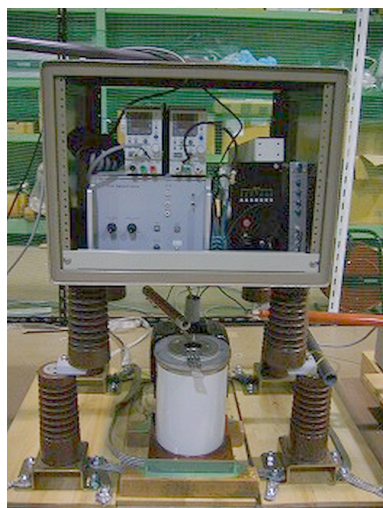


図 4.6 高圧ステーションの外観。

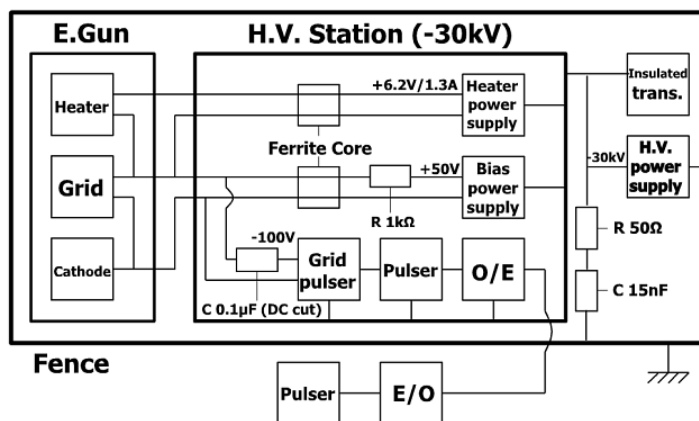


図 4.7 電子銃テストの配線の模式図。高圧電源は-50kV まで出力可能であり、高圧ステーションも-50kV の印加が可能な設計である。

電子銃テストは以下の手順で行なわれた。

1. 電子銃、高圧ステーションの組み立て、配線
2. 真空の荒引き (10⁻³Pa 程度)
3. ベーキング
4. イオンポンプのガス抜き
5. カソードの活性化
6. 真空引き (10⁻⁷Pa 程度)
7. 電子銃によるビーム試験

真空ポンプはスクロールポンプ、ターボポンプ、イオンポンプの 3 つ使用する。イオンポンプは駆動部がなく、高真空まで安定に引けるが真空度が 10⁻² 程度まで下がっていないと動かない。そこでまず素排気系と呼ばれるスクロールポンプとターボポンプで、最低でもイオンポンプを起動出来る真空度までは引く必要がある。またイオンポンプは内部にガスを溜め込むタイプの真空ポンプであるため、ガスが多量に出る場合には向

かない。そのためベーキングや活性化の間は素排気系で引き続ける。

／高真空まで引くためにはチェンバの内側に吸収された空気や水を取り除く必要がある。そのためチェンバを 100～200 度に暖めながら 1 週間程度の荒引きを行なう。これをベーキングという。リボンヒータを碍子、アノードチェンバ、イオンポンプの 3 箇所巻き、その外側からアルミを巻きつけて効率良く暖める。ただしバルブ付き L 字配管は耐熱 80 度なので、この部分の温度を定期的に測定している。

イオンポンプは新品だったので、ガス抜き作業が必要となった。イオンポンプは真空度悪い場合ほど電流が流れる仕組みとなっており、稼動直後の状態では電流が流れすぎるため、電源の ON-OFF を繰り返すことで過電流を避ける必要がある。これは 30 分程度かかる。

カソードは酸化皮膜型である。これは基体金属 (Ni,W) の上にアルカリ土類金属の酸化物の層を作っており、仕事関数は 1.0～1.5eV と低くなる。ただしこの酸化物は化学的に活性であり、水蒸気に触れると反応して水酸化物に変わるため、熱電子放出能が著しく低下するという特性を持っている。そのためこのカソードは、製造時は空气中で安定な炭酸塩の粉末を基体金属に塗布し、使用前に真空中で加熱することで炭酸塩が分解し酸化物として使用されるように設計されている。この熱を加える作業を活性化と呼ぶ。この場合には大量のガスが出るため、素排気系で引く必要がある。活性化を行なったカソード付けたチェンバを 1 気圧に戻すと熱電子分解能が落ちるため、KEK では 1 度 1 気圧に戻したカソードは使用していない。カソードの絵を図 4.8、4.9 に示す。

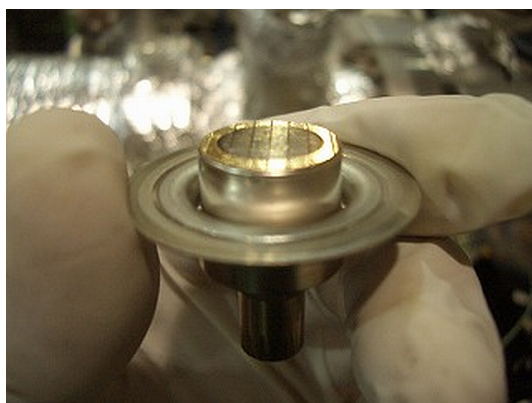


図 4.8 カソードアセンブリの外観。



図 4.9 カソードアセンブリを電子銃のステムに取り付けた所。フランジによって固定される。

カソードの活性化が終わった後、素排気系の真空ポンプを外し、イオンポンプにより高真空まで引く。電子銃テストは 2 度行なっているが、初回はベーキングや真空引きの時間が短かったため真空度は 10^6 Pa 程度までしか落ちなかったが、2 度目のテストではベーキングと真空引きにそれぞれ 1 週間かけたため、真空度は 10^{-7} Pa に達した。

この試験により幅 $0.8\mu\text{s}$ 、電流値は最大 600mA の出力を確認した (図 4.10)。これは目標としていた 100mA を大きく上回る数字である。この後行なった PARMELA によるビームシミュレーションによると、40MeV ビームの場合 30kV の電子銃電圧では最終取り出し電流は 0.2% となっていたため、0.16mA 出力するためには電子銃から 82mA あればよいという結果であった。テスト結果はこれを十分に満たす結果である。これにより 30kV 電子銃として正常に動作し、TA-LINAC の用途を十分満たす電子銃システムであることが分かった。

しかしこのテストの後で、加速中にロスするビームによる放射線が問題となり、このままでは大量のシールドを必要とすることが分かった。大量にビームをロスする最大の原因は 30kV という低い電子銃電圧であるこ

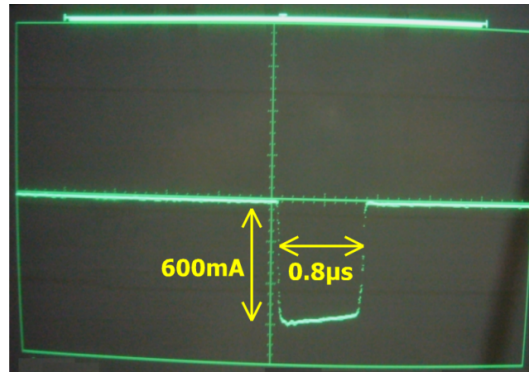


図 4.10 ビームキャプチャで捕らえた電子ビームをオシロスコープで読み出した図。

とは PARMELA によるビームシミュレーションから分かっていたので、電子銃電圧を 100kV まで上げることになった。ただし DC100kV では放電のための空間を非常に大きく取る必要があり、パルス電源で 100kV を作る場合にはその費用と電源のスペースが問題となる。そこで加速用高周波を作るクライストロンに電力を与えているモジュレータから 100kV のパルスを引き出すという設計に変更した。現在、新電子銃のアノードチェンバを作り直している最中である。しかし 30kV の場合と比較して取り出し電流は 100 倍以上増えることが分かっているので、今回のテストで得られた最大電流値が多少変化した所で十分すぎる電流量となる。つまり新電子銃として問題となるのは電流供給能力よりもトリガシステムであるが、これは今回組み上げた 30kV 電子銃とほぼ同じであるため、システムの大部分の動作は実証されている。そのため 100kV 電子銃の製作では 30kV 電子銃のままでは使用できない絶縁トランスや碍子等の変更と、100kV パルス電圧との同期するトリガシステムを製作している。

4.6.3 バンチングシステム

加速管の中の加速電場は式 4.41 から分かるように縦方向（進行方向）に対して三角関数で分布しているので、エネルギーの揃ったビームを作るためには縦方向の長さ（バンチ長）を短くする必要がある。ただし式 4.41 よりバンチが横方向（進行方向に対して垂直な方向）に広がっても基本波の加速電場は変化しないので、バンチの横方向の広がりにはエネルギー分布には余り影響がない。また連続したバンチを加速するためには、各バンチの間隔が加速電場の波長の整数倍離れている必要がある。

この条件のバンチを生成するには電子銃から出た DC ビームを、加速電場が加速管内の加速電場の周波数の整数分の一で位相速度が DC ビームの速度に近い加速管に入射すればよい。加速電場は三角関数なので DC ビームは位置によって違う加減速を受けることになり、ビームを構成する粒子に速度差が出来る。そのため粒子は 1 波長ごとに一箇所にまとまる。このような目的のために設計された加速管をバンチャという。

またバンチャのもう一つの目的として、ビームの初期加速がある。加速管は位相速度が光速と等しくなるように設計するため、加速管でビームを加速するためには加速管入射時点でビームの速度が光速に近い速度である必要がある。

バンチングユニットとして、TA-LINAC では KEK の電子陽電子入射器で使用しているプレバンチャ-バンチャユニットを使用する [38]。このユニットの模式図を図 4.11、仕様を表 4.1、図 4.12 に示している。このユニットはプレバンチャで荒いバンチを生成し、バンチャでバンチをより狭くしつつ初期加速も行なうように設計されている。そのためバンチャは最初の数セルは加速される電子の速度に合わせて位相速度が光速に近づい

ていくように、セルの長さが徐々に長くなる設計を取っており、バンチャ後半ではセルの長さが位相速度が光速になる長さ (34.99mm) で一定となる。さらにこのユニットはプレバンチャとバンチャが1つのユニットになっているので、この2つが分離している場合と比較してプレバンチャとバンチャの間の距離が狭くなっている。つまりこの設計はバンチ形成から初期加速までの距離を極力短くし、短時間でバンチの形成と加速を終えることでバンチの拡がりを抑える設計である。

またプレバンチャ-バンチャの周囲にはヘルムホルツコイルを設置し、ビームの発散を抑える。プレバンチャ入り口から16cm置きに5個のヘルムホルツコイルを設置してバンチング領域をカバーする。このヘルムホルツコイルの外観は図4.13、仕様は表4.2に示す。

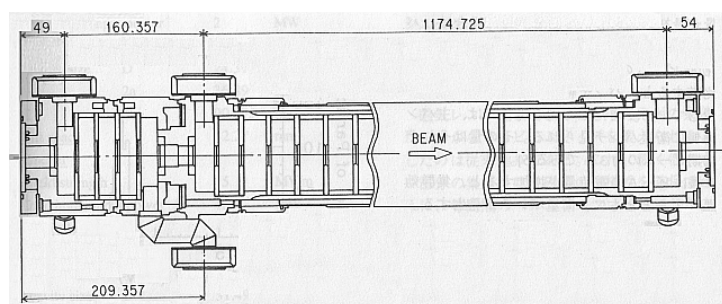


図 4.11 プレバンチャ-バンチャユニットの模式図。

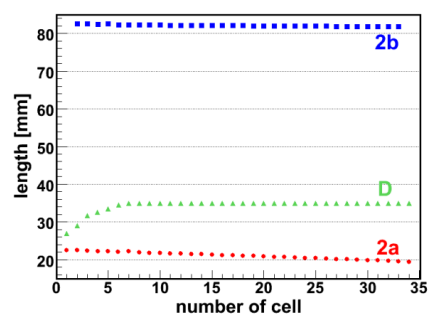


図 4.12 プレバンチャ-バンチャユニットの 2a, 2b, D の大きさ。2a, 2b, D とはそれぞれディスクの内径、空洞の内径、ディスク中心からディスク中心までの距離である。



図 4.13 ヘルムホルツコイルの外観。

このプレバンチャ-バンチャユニットは KEK で使用されているプレバンチャ-バンチャユニットと全く同じ

Prebuncher		
shunt impedance	14.97	MΩ/m
group velocity/c	0.0494	
attenuation coefficient	0.0597	Neper/m
cavity number	5	
cavity size (D)	24.318	mm
cavity size (2a)	36.89	mm
cavity size (2b)	90.075	mm
Drift space	42.27	mm
Buncher		
field strength (10MW)	15	MV/m
cavity number (buncher)	6	
cavity number (normal)	28	
cavity size (D)	22.01 ~ 34.99	mm
cavity size (2a)	22.44 ~ 19.43	mm
cavity size (2b)	82.53 ~ 81.75	mm

表 4.1 プレバンチャ-バンチャユニット仕様 [39].

ヘルムホルツコイル

銅線種類	PEW(ポリエステル銅線)	
銅線太さ	2×5	mm ²
コイル抵抗値	1.33	Ω
仕様電流	30	A
電圧	47	V
中心磁場値	500	Gauss

表 4.2 ヘルムホルツコイルの仕様。

である。しかし KEK では電子銃電圧 200kV と高く、さらにこのプレバンチャ-バンチャユニットの前にサブハーモニックバンチャが 2 つ、プレバンチャが 1 つある。そのため電圧 100kV の電子銃から出る電子ビームを直接このユニットにいれた場合にバンチ形成にどの程度効果があるのかを PARMELA によるビームシミュレーションで調べた。PARMELA によるビームシミュレーションを行なう際に調節すべきパラメータはプレバンチャ、バンチャに入れる RF の出力と位相差である。ここではプレバンチャの位相を固定し、バンチャの位相調整量を調節することでビームの振る舞いを見る。

4.6.3.1 プレバンチャの RF 量

TA-LINAC のクライストロンは 1 台なので、バンチャ-プレバンチャ間で RF を分ける。ここではその分配比を 1:99 とした。プレバンチャ-バンチャ側に 15MW 入れる場合を考えると、プレバンチャには 0.15MW の

RFが入る。プレバンチャのシャントインピーダンスは $14.97\text{M}\Omega/\text{m}$ である。シャントインピーダンス Z と最大加速勾配 V 、RF 出力 P の関係は $P = \frac{V^2}{Z}$ となるので、この場合の最大加速勾配は

$$V = \sqrt{ZP} = 1.50\text{MV}/\text{m} \quad (4.44)$$

である。プレバンチャ側には減衰器を入れることでプレバンチャに入る RF 量を調節する必要がある。

プレバンチャに入れる RF 量を変化させ、形成されるバンチを見た結果、電場の最大加速勾配が $0.31\text{MeV}/\text{m}$ となる場合に形成されるバンチ幅が最も狭く、かつ粒子数が多くなることが分かった。その結果が図 4.14 である。なおここでは 10000 粒子走らせている。プレバンチャ前に各位相に均等に入射された粒子が特定の位相に集まり、バンチが形成されていることが分かる。ただしバンチのない部分にも粒子が残っていることに注意する必要がある。また、この場合にプレバンチャに入れるべき RF 量は 6.42kW である。プレバンチャ側に 150kW の RF が来るので、プレバンチャ前の減衰器では 4.3% まで減衰する必要がある。

また電場の最大加速勾配を $\pm 10\%$ 変化させた場合に形成されるバンチの違いを見た。式 4.44 より、この変化は RF 量に直すと $\pm 21\%$ に相当する。この結果が図 4.15 である。赤い点線が元の分布であり、緑の太線が $+10\%$ 、青の線が -10% の場合である。加速勾配が上昇するにつれて単位位相に集まる粒子の数は増えていくが、 $+10\%$ 増やした場合にはダブルピークが形成されている。このダブルピークがどの程度影響するのはバンチャ上で乗せる位相や加速電場強度に依存する。また電場強度が変化しても、位相上のバンチのピーク位置は変化していない。つまり RF 量を $\pm 21\%$ 変化させても、エネルギー分布の幅と取り出せる電流値が変化するものの、エネルギー分布のピークは変化しないということが分かる。

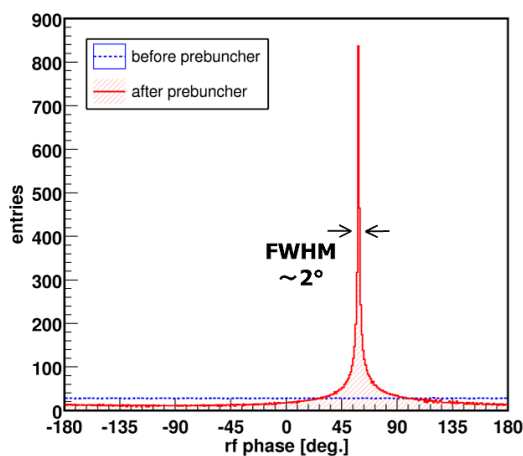


図 4.14 プレバンチャによって形成されたバンチの位相分布。青い点線がプレバンチャ前、赤い線がプレバンチャ後 (バンチャ直前) である。

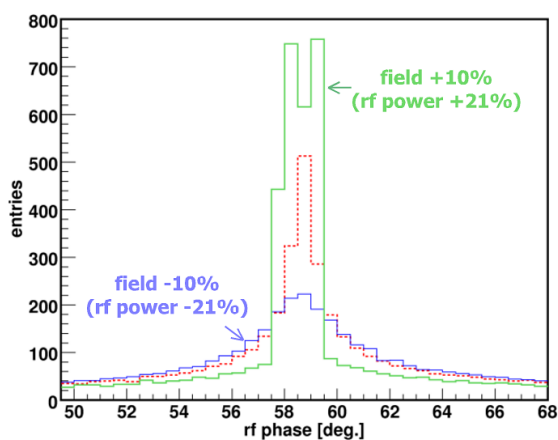


図 4.15 位相分布。電場強度を -10% (青)、 0% (赤)、 $+10\%$ (緑) 変化させた場合。

4.6.3.2 バンチャの位相調節量

バンチャ-プレバンチャ側に 15MW 入れる場合を想定すると、バンチャには 14.85MW 入る。ここで、このバンチャは 10MW 入れた場合 $15\text{MV}/\text{m}$ の電場強度を持つように設計されており、電場強度 V と入力 RF 強

度 P の関係は $V \propto \sqrt{P}$ であるので、この場合の最大加速勾配は

$$V = 15 \times \sqrt{\frac{14.85}{10}} = 18.28 \text{ MV/m} \quad (4.45)$$

となる。

バンチャに入る RF 強度は調節出来ないで、バンチャで調節出来る自由度はプレバンチャ-バンチャ間の位相差のみである。まず位相差を調節してバンチを RF 位相 $-\pi < \theta < 0$ の領域の位相の低い部分に乗せることを考える。これは最もバンチングの力が強い部分に乗せていることになる。ただしバンチャ入り口において電子のエネルギーは平均値をみれば電子銃出力と変化せず、100keV である。したがって電子の速度は $\beta = 0.55$ であるが、バンチャの位相速度は入り口部分で $\beta = 0.77$ であるのでバンチャ入り口で乗せた位相から変化してしまう。また $\theta < -\pi/2$ の領域は加速管内の電場の横方向成分がビーム発散方向であるので、位相が低すぎる位置にはバンチを乗せられない。

そこで、プレバンチャ-バンチャ間の位相差を 10 度置きに 0~360 度まで振り、バンチャ出口での位相分布のピークとの相関を取る。その結果が図 4.16 である。この図を見ると、位相調整量 150 度近辺が最も低い位相に乗せることが出来ていることが分かる。なおこの図で位相差 10, 20 度、及び 260~350 度の間もよい位相に乗っているように見えるが、これはプレバンチャで作ったバンチ部分がバンチャ RF の加速勾配が負の位相に乗ってしまい、バンチ部分が消滅しているため、バンチの外側にあった粒子のピークが見えているだけである。

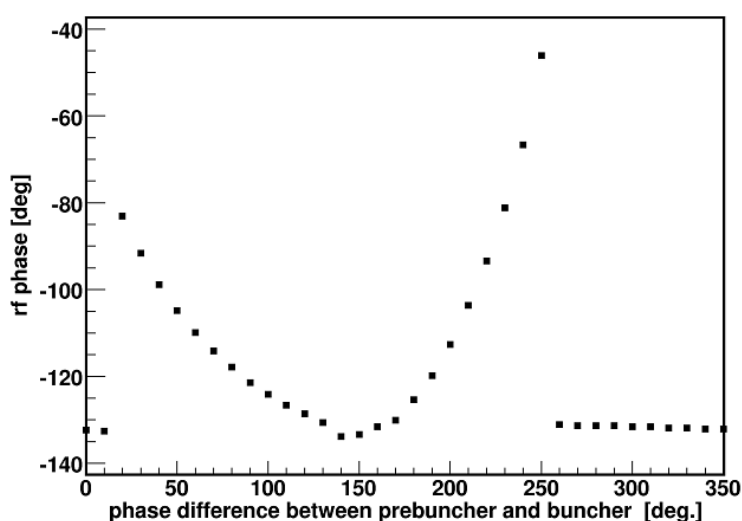


図 4.16 プレバンチャ-バンチャ間の位相差とバンチャ出口での位相分布のピークの相関。ここで位相分布のピークとは、位相分布のヒストグラムを bin 幅 0.5 度で取った場合の最も高い bin の値である。誤差はマークの大きさに対して小さい。

位相調整量を 150 度とした場合と、そこから ± 10 度 変化させた場合の位相とエネルギーの関係を図 4.17 に示す。エネルギー分布においては位相差を +10 度の方がシャープな分布であるが、位相分布においてダブルピークの分布になっている。これはそのまま加速管に入るとこの時点でシャープなエネルギー分布が広がっていくことを示している。よってプレバンチャ-バンチャ位相差は 150 度に設定する。

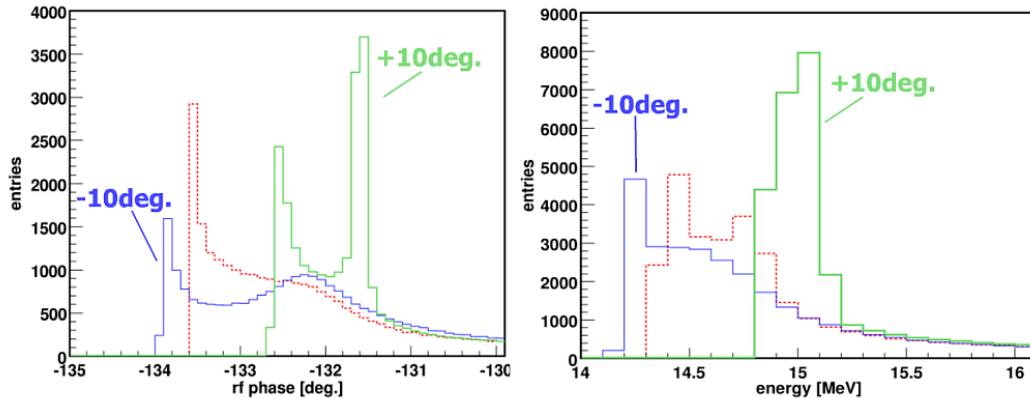


図 4.17 バンチャの位相と粒子のエネルギーの分布。赤い点線が位相差 150 度の場合であり、青い線が-10 度、緑の太線が +10 度変化させた場合である。

4.6.3.3 バンチングシステムのまとめ

電子銃の出力は DC ビームなため、プレバンチャ入り口では全位相に粒子が乗る。各位相に乗った粒子の振る舞いを見るために、プレバンチャに乗った位相 10 度ごとに位相の変化を見た。その結果が図 4.18 である。横軸がビーム進行方向の長さ Z、縦軸が分布のピークの位相である。プレバンチャ-バンチャの最初の 6 セル分を表示している。赤色はバンチャ出口での位相が全体のピークである 134 度 ± 2.5 度の中に入っている位相である。プレバンチャ入り口で -180 ~ -160 度、30 ~ 180 度に乗った粒子がバンチを形成している。これはちょうど全体の約 50% の粒子が ± 2.5 度以内に収束していることになる。

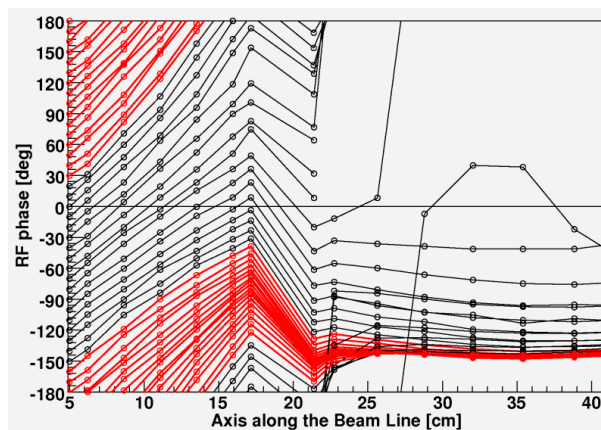


図 4.18 ビーム軸方向の距離 対 ピークの位相。赤線がバンチャ出口での位相のピーク ± 2.5 度に入っている位相である。プレバンチャ入り口 ~ バンチャの 6 セル目まで表示している。

電子銃から 50000 粒子走らせた場合のバンチャ出力の位相とエネルギーの相関を図 4.19 に示す。バンチは FWHM で 3 度の幅で形成されている。エネルギー分布のピークは 14 ~ 15 MeV である。バンチに乗り損ねた

粒子は加速電場の強い部分にいたるため、エネルギーが高くなる。

また、バンチャ出口でのエミッタンス図が図 4.20 である。ただしこの図は後に述べる加速管を含めた PARMELA によるビームシミュレーションによって決めたヘルムホルツコイルの値 (全ヘルムホルツコイルに 20A) の場合の結果である。詳しいプロファイルを表 4.3 に示した。粒子数は電子銃からの出力の 80% である。ただし先の図でも分かるようにバンチャを形成しているのは電子銃出力の 50% 程度であり、残りの粒子はバンチャから外れている。

ビームサイズは位置分布の rms を半径とすると直径 4.286mm、全幅でも直径 10mm 程度であり、この後にある加速管内部の加速空洞の内側の直径 $\approx 20\text{mm}$ と比べて十分小さい。

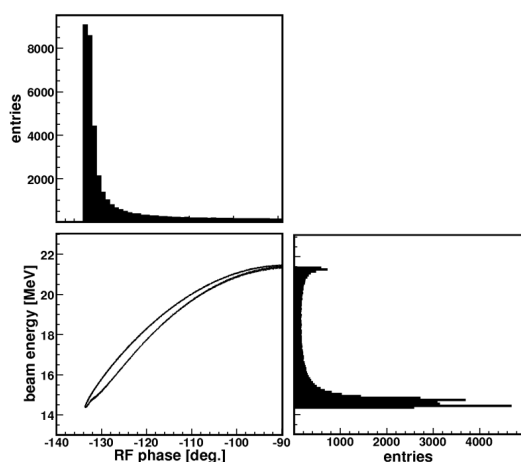


図 4.19 バンチャ出口での位相とエネルギーの相関。左下図の横軸がバンチャの位相、縦軸が電子のエネルギーである。

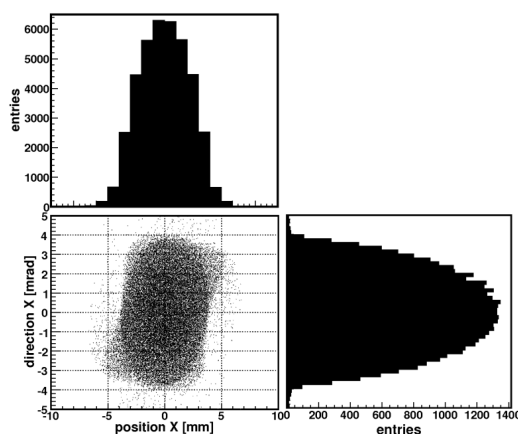


図 4.20 バンチャ出口でのエミッタンス図。左下図の横軸がビームを構成する電子のバンチャ中心軸からの位置、縦軸がバンチャ中心軸に対する方向を表す。

entries	39575	
position X mean	-0.000345	mm
position X rms	2.143	mm
direction X mean	-0.00159	mrad
direction X rms	1.915	mrad
rms emittance	4.103	$\pi \cdot \text{mm} \cdot \text{mrad}$
rms emittance (normalized)	116.38	$\pi \cdot \text{mm} \cdot \text{mrad}$

表 4.3 バンチャ出口でのエミッタンス図 (図 4.20) のデータ。

4.6.4 加速管

加速管は KEK 電子陽電子入射器で使用している 2m 加速管 [40] を使用する (図 4.21)。KEK では加速管は A ~ E タイプの 5 種類を主に使用しているが、TA-LINAC では E タイプを使用する。E タイプの仕様を表 4.4 にまとめた。この加速管はディスクの $2a$ を各ディスクごとに 0.075mm づつ減らす設計になっている。これは製造コストからこのような設計になっているが、RF の減衰曲線と合っていない。そのため加速電場は加速

管中央で最も強くなる (図 4.22)。

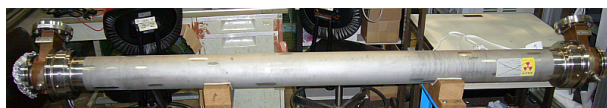


図 4.21 加速管の外見。

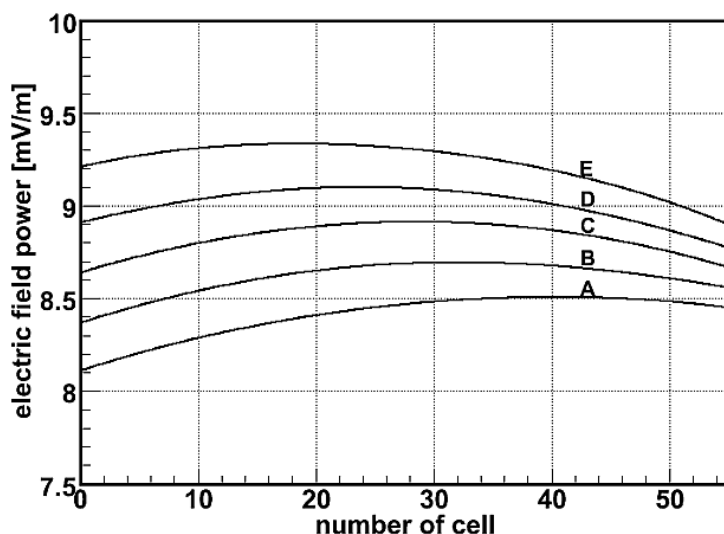


図 4.22 加速管のタイプと加速電場。5MW の RF を入れた場合の値である。A ~ E は加速管のタイプを表す。

加速管の電場強度から考えると、加速管に入れる RF 量はバンチャ-プレバンチャ側と同じ 15MW でよい。よってプレバンチャ、バンチャ、加速管の RF 比は 1:99:100 となる。この条件のもとで PARMELA によるビームシミュレーションを行なった。

4.6.4.1 加速管の RF 位相調整

TA-LINAC では加速管の RF の位相を調節することで最終的に得られるビームのエネルギーを調節する。そこで加速管の位相を振り、最終的に得られるエネルギーの変化を見た。加速管に入るバンチのエネルギーは 14.5MeV であり、 $\beta \approx 1$ である。加速管内の RF 位相速度は $\beta = 1$ なので、ビームが乗る位相は加速管入り口で乗せた位相からほぼ動かない。また加速管で載せるべき位相は $-\pi/2 < \theta < \pi/2$ である。これはこの領域では横方向電場がビーム収束方向になるためである。加速管内部の RF のプレバンチャとの位相差を 10 度置きに動かし、加速管出口でのビームのエネルギーを調べた (図 4.23)。この図によると 41MeV から 0MeV まで、エネルギーを連続的に変化出来ることが分かる。最終エネルギーが 10, 20, 30, 40MeV 付近となる位相差を選び出せばよいので、ここでは表 4.5 のように設定した。

またプレバンチャから加速管出口までの位相の分布を図 4.24 に示す。加速管中では位相分布のピークはほぼ動いておらず、進行方向に対してバンチが固定されている。各エネルギーのビームの加速管入り口にお

$\frac{2}{3}\pi$ モード進行波型 2m 加速管		タイプ E
運転周波数	2856.000 ± 0.005	MHz
運転温度	30 ± 0.1	°C
加速空洞数	55	個
2a	23.675 ~ 19.700	mm
$\Delta(2a)$	0.075	mm
全長	2.072	m
重量	120	kg
減衰定数	0.368	Neper
平均シャント抵抗	58.3	MΩ
Q 値	~ 13700	
加速長	1.889	m
平均群速度/c	0.0113	
フィリングタイム	0.558	μs
RF 周波数による総移相量	0.201	deg/kHz
温度による総移相量	9.44	deg/°C
加速利得	7.58	MeV/(MW ^{1/2})

表 4.4 加速管の仕様 [39]

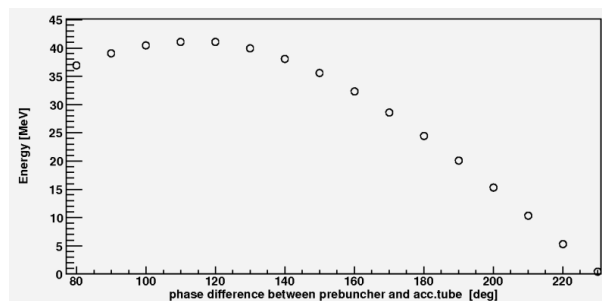


図 4.23 プレバンチャ-加速管の位相差と、加速管出口でのエネルギー分布のピークとの相関。ここでエネルギー分布のピークとは、エネルギー分布の bin 幅 0.5MeV のヒストグラムの最大 bin ± 1MeV での平均の値を取っている。

加速管出口でのエネルギー	プレバンチャとの位相差	バンチャとの位相差
40MeV	130 度	340 度
30MeV	165 度	15 度
20MeV	190 度	40 度
10MeV	210 度	60 度

表 4.5 図 4.23 より選び出した、加速管出口でのエネルギーが 10, 20, 30, 40MeV 付近になる位相差

ける位相のピークを表 4.6 に示す。

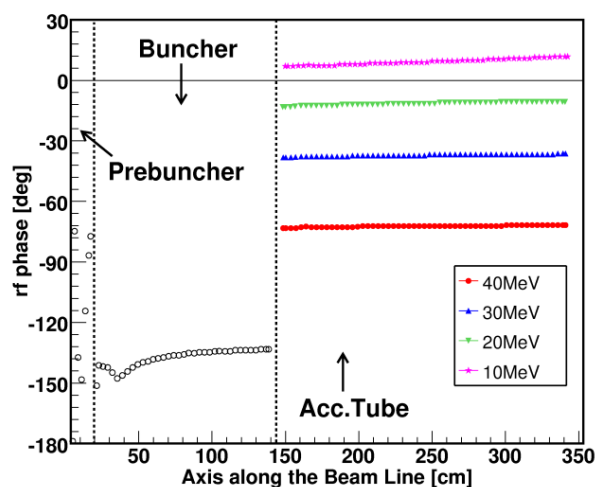


図 4.24 横軸がビームライン方向の位置、縦軸が位相分布のピークである。ここで位相分布のピークとは bin 幅 0.5 度のヒストグラムを書いた場合の最大 bin の中心値である。誤差はマークの大きさに対して小さい。

加速管出口でのエネルギー	加速管入り口での位相
40MeV	-73 度
30MeV	-38 度
20MeV	-13 度
10MeV	7 度

表 4.6 加速管出口でのエネルギーが 10, 20, 30, 40MeV 付近になる場合の、加速管入り口でバンチが乗る位相

4.6.4.2 ヘルムホルツコイルによるビーム横方向の収束

位相が決まったので、次にヘルムホルツによる収束の強さを決める。ヘルムホルツコイルはプレバンチャ入り口から 16cm 置きに 5 つ設置することが決まっている。またそのヘルムホルツコイルの仕様は表 4.2 に示したが、575 ターンで 30A 流した場合に中心磁場が 500 ガウスになるように設計されている。実際のヘルムホルツコイルは半径方向に厚く巻いてあるが、PARMELA で使用出来るヘルムホルツコイルはある半径の円に全電流を流した場合の磁場を生成する。ソレノイドの中心磁場 H は半径 r 、ターン数 n 、電流 I とした場合に

$$H = \frac{\mu_0 n I}{2r} \quad (4.46)$$

となるので、そこから 575 ターン 30A で 500 ガウスとなる半径 r を求めると、 $r=21.68\text{cm}$ となる。よって PARMELA にはこの値を設定する。

まず全てのヘルムホルツコイルに同じ電流を流すことを考える。大雑把に電流値を振ってみたところ、20A 周辺が最も良かったので、その周辺で 2A 置きに電流を設定し、その場合のビームの横方向分布と粒子数の変

化を比較した。その結果が図 4.25 である。22A, 24A では収束が強すぎて加速管で発散してしまう。また 18A ではバンチャでの収束が悪く、ビームサイズが大きくなってしまう。粒子の数も、磁場が弱い場合にはバンチャで落ちてしまい、磁場が強いときには加速管で落ちてしまう。よって 20A に設定する。ちなみに 20A 流した場合のソレノイドの中心磁場は 333.29 ガウスである。

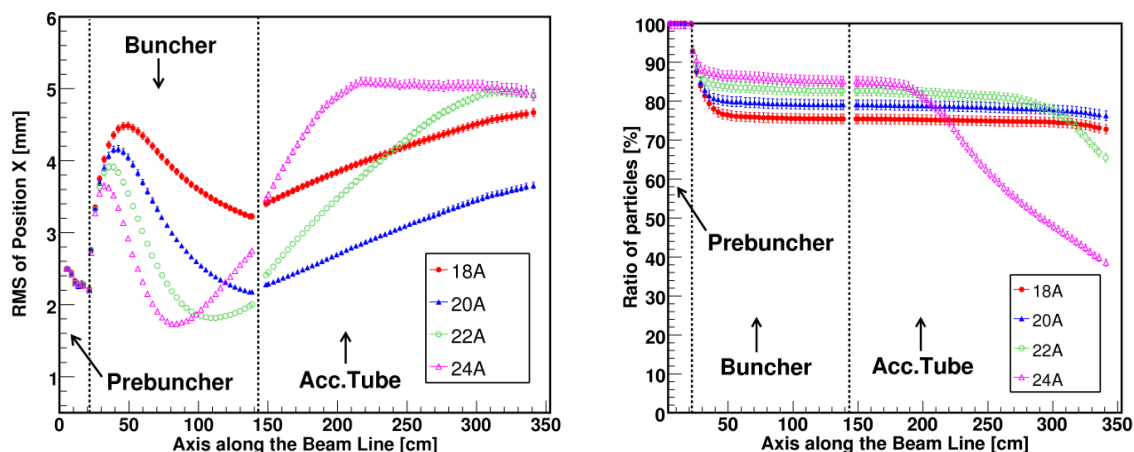


図 4.25 ヘルムホルツコイルの磁場とビームの変化。左の図が横方向分布の変化、右の図が粒子数の変化を示している。ここでは全ヘルムホルツコイルに同じ電流を流している。

全ヘルムホルツコイルに 20A 設定した場合のビームの横方向分布が図 4.26 である。エネルギーが低くなるにつれてビームが広がっていく。これはエネルギーを下げるために加速管の位相の低い部分にバンチを乗せているが、位相を下げるに従い加速管内部の RF の横方向電場の強さが強くなるためである。

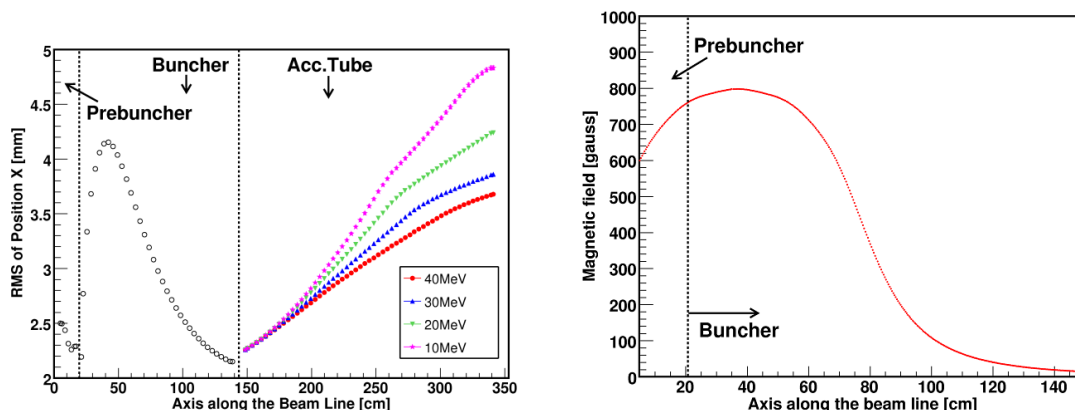


図 4.26 左の図は全ヘルムホルツコイルに 20A 流した場合のビームの横方向分布の変位である。右の図はこの時の加速管中心軸上におけるビームライン方向の磁場分布である。

そこで 10, 20, 30MeV の場合はソレノイドの設定を変化させることを考える。ただし前半 3 つを変化させるとバンチャ入り口で粒子が落ちてしまうことが分かっているので、後半 2 つのソレノイドを変化させることでビームの収束を改善出来るかどうかを見た。その結果 10MeV の場合のみ後半 2 つのソレノイドの電流を 18A に設定するとビームの収束が若干改善することが分かった。

そこで 10MeV のビームにおいて、後半 2 つのソレノイドを 20A と 18A に設定した場合の収束の違いを比

較した(表 4.7)。粒子数は 18A にした方が 0.9% 増えている。位置分布は 6% 良くなるが、方向分布は 30% 悪化する。そのためエミッタンスは 23% 増えてしまう。しかし方向分布はもともと非常に小さい。ビームはビームライン下流のスリットで最小になればよいが、途中で四重極電磁石、偏向電磁石があるので話が難しくなる。この部分は後半の章で詳しく述べるが、偏向電磁石の磁極間距離が狭いため、四重極電磁石での収束はスリットで切る方向の収束と偏向電磁石の磁極間を通るための収束で取り合いになる。実際にこの部分について PARMELA によるビームシミュレーションを行なった所、初期のビームサイズが小さい 18A の方が良く収束出来る結果となった。よって 18A に設定することにする。ただしこの結果は四重極電磁石の収束の微調整次第では入れ替わる可能性もある。

	20A	18A	
entries	29258	29511	
position X mean	-0.0449	-0.00155	mm
position X rms	4.751	4.479	mm
direction X mean	0.0201	0.000185	mrad
direction X rms	1.408	1.838	mrad
rms emittance	6.69	8.23	$\pi \cdot \text{mm} \cdot \text{mrad}$
rms emittance (normalized)	134.03	164.93	$\pi \cdot \text{mm} \cdot \text{mrad}$

表 4.7 10MeV のエネルギーのビームに対して後半二つのソレノイドに流す電流を 20A, 18A にした場合のビーム収束の変化。

4.6.4.3 加速管からの出力

以上で RF 位相、ヘルムホルツコイルが決まったので、各エネルギーのビームの詳細を見る。電子銃から 50000 粒子走らせ、その場合のビームについて調べた。

ビーム軸方向の位置とエネルギーの関係が図 4.27 である。バンチャ出口で 14.5MeV、その後各エネルギーまで直線的に変化しており、欲しいエネルギーが得られていることが分かる。その場合の加速管出口でのエネルギー分布が図 4.28 である。40MeV の場合は分布のピークよりエネルギーの高い方への広がりが顕著に見えるが、これはバンチャで出来たバンチャからの漏れのうち高エネルギーだった粒子が加速された結果である。それぞれのエネルギー分布のピークとその広がりを表 4.8 にまとめた。

加速管出口での目標エネルギー	エネルギー分布のピーク $\pm 1\text{MeV}$ での平均値	同範囲での rms 値
40MeV	40.07 MeV	0.28 MeV
30MeV	30.55 MeV	0.27 MeV
20MeV	19.85 MeV	0.30 MeV
10MeV	10.24 MeV	0.31 MeV

表 4.8 加速管出口でのエネルギー分布のピークとその広がり。

また加速管出口におけるそれぞれのエネルギーでのエミッタンス図を図 4.29 に示す。またそれぞれのデータを表 4.9 にまとめた。ビームサイズはエネルギーが下がるほどに大きくなり、40MeV のビームと 10MeV のビームとで直径 2mm ほどの差がでる。また方向分布は 30MeV のビームの場合が一番良く、10MeV のビ-

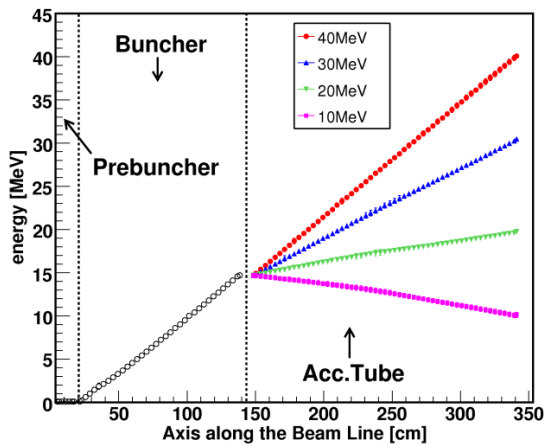


図 4.27 ビーム軸方向の位置とエネルギーの関係。
 図の点はエネルギー分布のピーク ± 1 MeV の範囲内での平均値を取っており、誤差棒には同範囲内での rms を取り分布の広がりを示している。

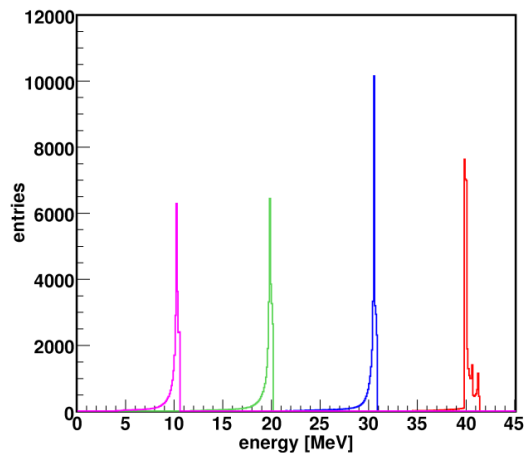


図 4.28 加速管出口でのエネルギー分布。

ムだけが極端に悪くなっているように見えるが、いずれにしても絶対値は小さく、ほぼ平行ビームであるといえる。またこの差はビーム収束系に依存するだけでなく、ビームのエネルギーも依存する場合もあるので、実際には規格化エミッタンスで比較する必要がある。位置の広がりと方向の広がりの積を表すエミッタンスは 30MeV のビームの場合が一番小さく、やはり 10MeV のビームだけが極端に悪い。ただし規格化エミッタンスにすると 40MeV のビームが最も悪い。これはビームのエネルギーの割には収束されていないことを表している。40MeV のビームが乗っている位相での横方向電場によるビームの収束が最も悪いことが理由として挙げられる。

ビームの電流としては電子銃出力の 60~80% が加速管から出力される。ただしこの出力値は全エネルギーの積分値となっており、ここから欲しいエネルギーをビームライン下流で選び出すため、実際に射出される電流値はもっと低くなる。

	40MeV	30MeV	20MeV	10MeV	
entries	38202	36299	34120	29511	
position X mean	-0.00234	-0.000990	-0.00397	-0.00155	mm
position X rms	3.674	3.844	4.223	4.479	mm
direction Y mean	0.000990	0.0000166	0.000366	0.000185	mrاد
direction Y rms	0.829	0.672	0.737	1.838	mrاد
rms emittance	3.04	2.56	3.11	8.232	$\pi \cdot \text{mm} \cdot \text{mrاد}$
rms emittance (normalized)	232.28	154.44	120.86	164.93	$\pi \cdot \text{mm} \cdot \text{mrاد}$

表 4.9 ビームエネルギーが 10, 20, 30, 40MeV の場合の加速管出口でのビームの広がり

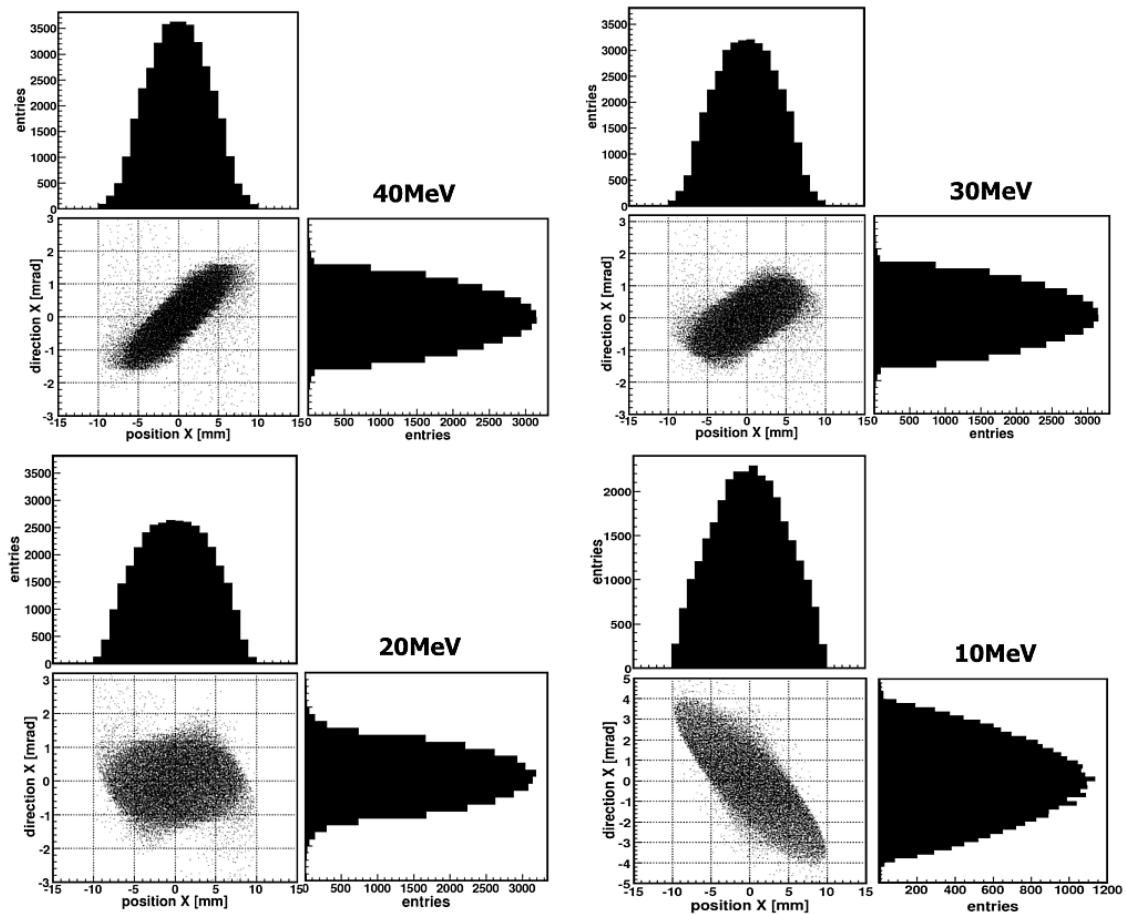


図 4.29 40MeV, 30MeV, 20MeV, 10MeV ビームの加速管出口におけるエミッタンス図。横軸が加速管中心軸からの位置、縦軸が加速管中心軸に対する方向を表す。左上が 40MeV、右上が 30MeV、左下が 20MeV、右下が 10MeV である。

4.6.5 設定値の変更によるビームへの影響

RF 出力の調節はクライストロンに与える小電力 RF と、クライストロン用モジュレータからの出力の調節によって行なうが、通常は小電力 RF を飽和させて使用するため、モジュレータからの出力で調節する。

TA-LINAC では電子銃の電圧をクライストロン用モジュレータの出力から作っている。そのため RF 出力と電子銃の電圧は独立に変化させることが出来ない。

また、仕様通りの出力が得られなかった場合や、運転中にこれらの値が変化することを想定して、電子銃電圧、RF 出力を変化させた場合のビームへの影響を PARMELA によるビームシミュレーションを利用して調べた。

4.6.5.1 電子銃電圧の減少によるビームへの影響

プレバンチャの RF 位相速度は $\beta = 0.7$ であり、これはエネルギー 200keV の電子の速度に相当する。TA-LINAC 電子銃電圧 100kV での運転を考えているため、ビームはプレバンチャ上の RF 位相速度に対して遅れている。そのため、電子銃電圧が仕様から変化する場合、電圧が大きくなる分にはビームは良くなる方向に変化すると考えられる。

そこで電子銃電圧が減る場合を調べた。今回は電子銃電圧を 20% 減らした場合について PARMELA によるビームシミュレーションを行なった。この値は RF 出力調整やモジュレータの安定性から想定される電圧変化量に対して大きい。

結果の加速管 RF 位相対エネルギーの図を図 4.30 に示す。電子銃電圧 100kV の場合と同様、41MeV 付近から 0MeV まで連続的に変化させることが出来ている。ただしプレバンチャのパワーやバンチャの位相差の最適値は 100kV の場合とは変化している。この値は表 4.10 に示す。またピークエネルギーが 40MeV に最も近い位相でのエネルギー分布を図 4.31、加速管出口でのエミッタンス図を図 4.32 に示す。

図 4.31 を見ると、電子銃電圧 80kV でもバンチは形成されていることが分かる。ただしピーク $\pm 1\%$ にある粒子の数は 100kV の場合と比較して 6% ほど減っている。この原因は、電子銃からの電子の速度が遅くなることでプレバンチャでのバンチ形成能力が落ちているためと、バンチャ入り口で乗せる位相を高くしなければならぬことからバンチャでのバンチ形成能力が落ちているためである。加速管出口におけるエミッタンスは 14% 良くなっているが、これはバンチャで高い位相に乗せた分、バンチャ出口でのバンチのエネルギーは電子銃電圧 100kV の場合より増えており、加速管の入り口で乗せる位相を下げられたためである。

表 4.10 から分かるように、各設定値を変更する必要があるが、電子銃電圧が 20% 下がったとしても、最終的に得られる粒子の数が 6% 減る程度の影響で済むことが分かった。

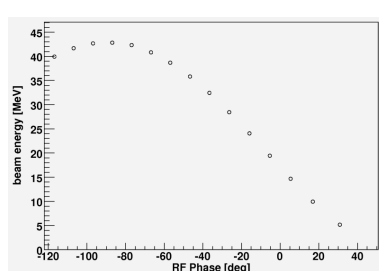


図 4.30 加速管 RF とプレバンチャ RF との位相差と、ビームのピークエネルギーとの相関。

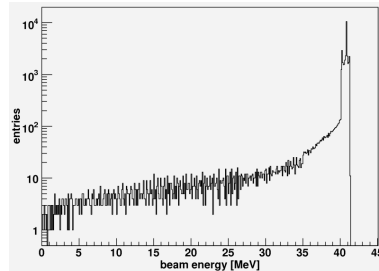


図 4.31 ピークエネルギー 40MeV 付近となる場合のエネルギー分布。

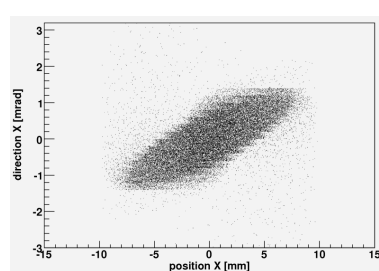


図 4.32 ピークエネルギー 40MeV 付近となる場合のエミッタンス図。横軸が加速管中心軸からの位置、縦軸が加速管中心軸に対する方向を表す。エミッタンスは $2.63\pi \cdot \text{mm} \cdot \text{mrad}$ である。

	100kV	80kV
プレバンチャ RF の最大加速勾配	0.31MeV/m	0.30MeV/m
プレバンチャ RF のバンチャ RF に対する位相差	210 度	260 度
加速管 RF のバンチャ RF に対する位相差	340 度	350 度
エネルギーのピーク $\pm 1\%$ にある粒子の数 (40MeV)	26140	24579
rms エミッタンス (40MeV)	$3.04 \pi \cdot \text{mm} \cdot \text{mrad}$	$2.63 \pi \cdot \text{mm} \cdot \text{mrad}$

表 4.10 電子銃電圧 100kV と 80kV での設定値、ビームの比較。

4.6.5.2 RF 出力の増減によるビームへの影響

加速管内部での最大加速勾配 V_{max} と RF 出力 P は、波のエネルギーと波高との関係なので

$$V_{max} \propto \sqrt{P} \quad (4.47)$$

の関係にある。しかしバンチング能力の変化や、それに伴う加速管で乗る位相の変化からこの式の通りに出力エネルギーが変わる訳ではない。また特に RF 出力が下がることで、バンチの広がりや粒子数が変化する可能性がある。

PARMELA によるビームシミュレーション上ではクライストロン出力は 30MW と考えている。この値から出力を $-10\% \sim +10\%$ まで 5% 置きに変化をさせて、加速管出口におけるビームの広がりやエネルギーへの影響を調べる。ここでは 40MeV ビームについて調べている。電子銃電圧を変化させた場合と違い、位相差の調節を行わないという条件のもとで調べる。

エネルギー分布の結果をが図 4.33 に示す。またビーム横方向の位置分布を図 4.34、方向分布を図 4.35 に示す。またこれらのデータのまとめを表 4.11 に示す。

式 4.47 からのずれは RF 出力が低い場合に大きい。これは RF 出力が下がるとバンチが乗る位相がずれることを示している。逆に RF 出力が大きくなってもずれは大きくならない。これは RF 電場の加速によるバンチが乗る位相の変化が、RF 出力を 30MW より大きくしても変化しないことを意味する。よって RF が大きくなる場合は加速管出口でのビームのエネルギーは式 4.47 からよい精度で推定出来る。

図 4.34, 図 4.35 よりビーム収束は RF が大きくなるほど良くなっていくことが分かる。ビームエネルギーによる収束の変化を吸収するために規格化エミッタンスで比較すると、ビームエネルギーの式 4.47 と同様、RF が下がる方向でエミッタンスは大きく悪くなっている。これは RF に乗る位相が大きく変化していることを意味する。

RF が大きくなるほど粒子の数が減っているのは、RF 出力の上昇と共にバンチャ入り口での横方向電場が強くなり、そこで失われる粒子の数が増えているためである。

以上より、RF 出力が仕様から $\pm 20\%$ の間で変化したとしても、ピークエネルギーは変化するが、形成するバンチは大きく変化しないため、エネルギー分布の形やビーム電流、ビームの広がり大きく変化しない。特に RF が増える方向の変化ではバンチは変化していない。そのため何らかの理由で RF 出力を変化させる必要があったとしても、ピークエネルギーの違う運転であれば、加速器の調節無しで運転可能である。また運転中に RF 出力が変化するようなことがあった場合、ピークエネルギーだけが大きく変化するので、偏向電磁石後の電流値の変化から RF 出力の変化を察知出来る。

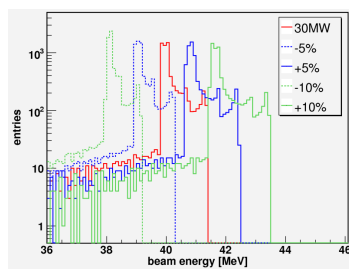


図 4.33 RF を変化させた場合のビームのエネルギー分布。

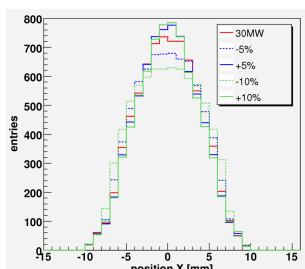


図 4.34 RF 変化時のビーム横方向の位置分布。

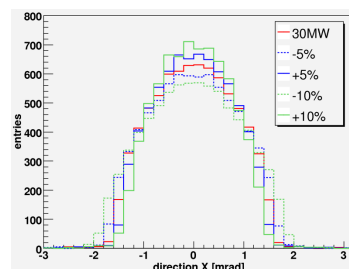


図 4.35 RF 変化時のビーム横方向の方向分布。

RF 出力 30MW からのずれ	-10%	-5%	0%	+5%	+10%	
エネルギーのピーク	38.23	39.18	39.89	40.72	41.75	MeV
式 4.47 からのずれ	-1.01	-0.77	0	+0.38	+0.21	%
粒子数	7714	7683	7646	7587	7527	
position X mean	-0.00265	-0.00529	-0.00607	0.000685	-0.00299	mm
position X rms	3.968	3.789	3.676	3.617	3.609	mm
direction X mean	-0.00138	0.00265	0.00113	-0.000291	0.000866	mrad
direction X rms	0.932	0.884	0.828	0.788	0.749	mrad
rms emittance	3.698	3.349	3.044	2.850	2.703	$\pi \cdot \text{mm} \cdot \text{mrad}$
rms emittance(normalized)	276.65	256.79	237.58	228.11	220.84	$\pi \cdot \text{mm} \cdot \text{mrad}$

表 4.11 RF 出力の変化に対するビームへの影響。加速管出口のビームについて表示している。電子銃から粒子を 10000 個走らせている。エネルギーのピークはエネルギー分布のヒストグラムのピーク $\pm 1\text{MeV}$ の平均値である。式 4.47 からのずれは、RF のずれ 0% の場合のエネルギーピークから式 4.47 を用いて推定したエネルギーピークからのずれを表している。

4.6.6 ビームロス

加速中に失われたビームは、実際には加速管の壁に当たり γ 線を出すため、放射線源となる。そこでその値を見積もるために各地点でのビームロスの量を調べる必要がある。各地点で失った粒子の数を図 4.36 に示した。また粒子を失った地点で粒子の全エネルギーを失うと考えた場合の、各地点で失われたエネルギーを図 4.37 に示す。

図 4.36 より、失われる粒子のほとんどがバンチャの入り口で失われている。これはバンチャ入り口ではビームエネルギーは 100keV と非常に低いで、加速管中の横方向電場の影響を非常に大きく受けるためである。バンチャの入り口以降で落ちる粒子はバンチャに乗り損ねた粒子であり、ビームライン上流の全範囲に渡って広がっている。

ただし図 4.37 より、バンチャ入り口で落ちている粒子のエネルギーはとて小さく、せいぜい $2\sim 3\text{MeV}$ である。またバンチャ後半で失われている粒子のエネルギーも非常に小さく、大半が 1MeV 以下である。これはバンチャから落ち、加速モードに入れなかった粒子である。反面、加速管で失われている粒子にはエネルギーが高い粒子もあり、バンチャのエネルギー変移にそった形でビームロスしている。加速管で失われた全ての粒子のエネルギーが高い訳ではなく、エネルギーの低い粒子も失われている。特にバンチャと同様、エネルギーが

1MeV 以下の粒子が失われている。これはバンチから漏れた粒子のうち、減速の位相に入った粒子である。

これらの値をもとに、各地点でのエネルギー損失量を求めたのが、図 4.38 である。縦軸にはビームロスとして加速管方向の単位長さあたり失われたエネルギー量を取っている。エラーバーは失われた粒子の数から付けている。バンチャ入り口の最も粒子が失われていた部分ではビームロスは 10^{-3} mW/cm であり、バンチャ後半ではそこから 2 桁落ちる。加速管に入るとエネルギーの高い粒子のロスもあり、加速管後半に行くにつれてビームロスは増えていき、最もロスの多い 10MeV のビームではビームロスはバンチャ入り口よりも 1 桁多くなる。

また中性子についても考える必要がある。γ線によって空気中の分子から中性子を出す光分解反応のうち、大きな断面積を持つ巨大双極子共鳴の平均エネルギーは窒素で 23MeV である。ビームロスの多いエネルギーが 10MeV のビームから制動放射で放出される γ線のエネルギーはそれに達しないため、中性子はエネルギーが 20MeV 以上のビームの場合ほど問題にならない。

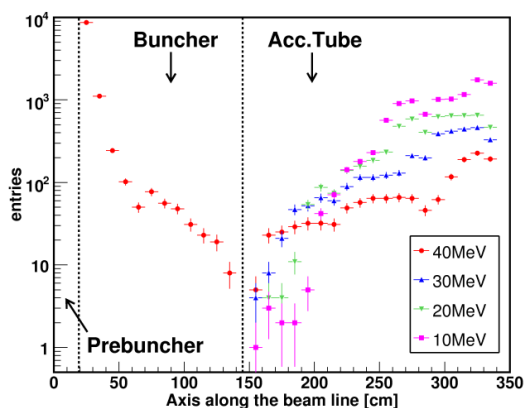


図 4.36 プレバンチャ入り口からのビームライン上の位置と、各地点で失われた粒子の数の関係。PARMELA 上では粒子は加速管の壁に当たるとその場で消滅するため、この分布はその消滅した場所を取っている。

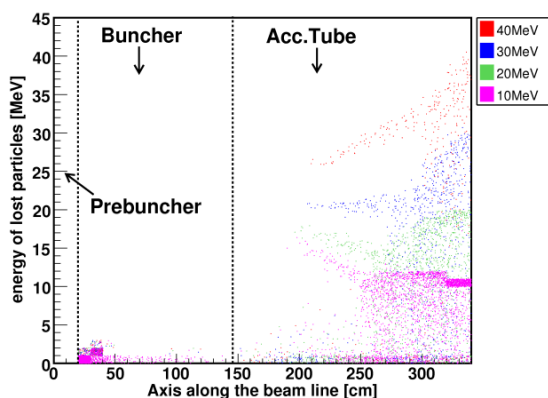


図 4.37 図 4.36 の失われた粒子のエネルギー分布。失われた粒子の大部分を占めるバンチャ入り口のエネルギーはせいぜい 2~3MeV であることがわかる。また数は少ないものの、加速管後半ではエネルギーの高い粒子も失われている。

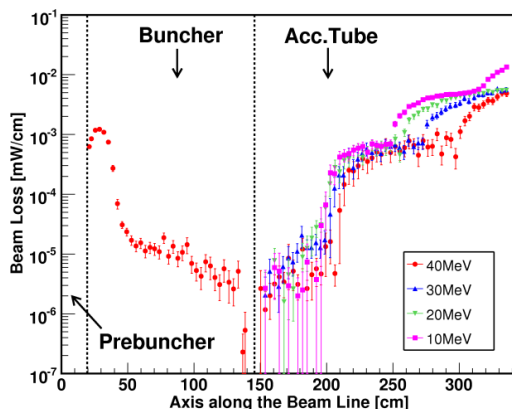


図 4.38 プレバンチャ入り口からのビームライン上の位置と、単位長さ当たりのビームロスの量の関係。

4.7 ビームライン下流の設計

4.7.1 ビームライン下流の基本設計

ビームライン下流に必要なコンポーネントを考える。ビームライン下流では

- ビームを上空に射出するためにビームの90度偏向。
- ビームの電流値の測定。
- ビームの電流値のエネルギーの測定。

の3つは必ず行なう必要がある。ビームを上空に射出するには90度偏向電磁石を用意すればよい。また射出するビームの電流測定を行なうためには偏向電磁石後に電流測定器としてコアモニタを設置する。エネルギーの決定はこの偏向電磁石とコアモニタで行なうことが出来る。ただしTA-LINACではエネルギーに $\pm 1\%$ の決定精度を要求しているので、偏向電磁石前で四重極電磁石を用いてビームを絞り、偏向電磁石後にはスリットを置き、欲しいエネルギー幅でビームを取り出せるようにする。四重極電磁石の磁場の調節と、偏向電磁石のどの位置にどの程度の大きさのビームが入ったかを知る必要から、四重極電磁石と偏向電磁石の間にはビームの位置と大きさが分かるスクリーンモニタとコアモニタを設置する。ビームライン最下流には真空と大気を仕切るためのビーム窓が必要である。またビームライン下流だけの変更を行ないやすくするために、ビームライン上流との間に真空バルブを入れる。

ビームライン下流の設計の細かい構造はビームシミュレーションを用いて行なうが、使用するシミュレーションツールは4.4節で述べたようにGEANT4を用いる。GEANT4に設定したそれぞれの長さ、内径を表4.12に示す。またこの時の外観を図4.39に示す。

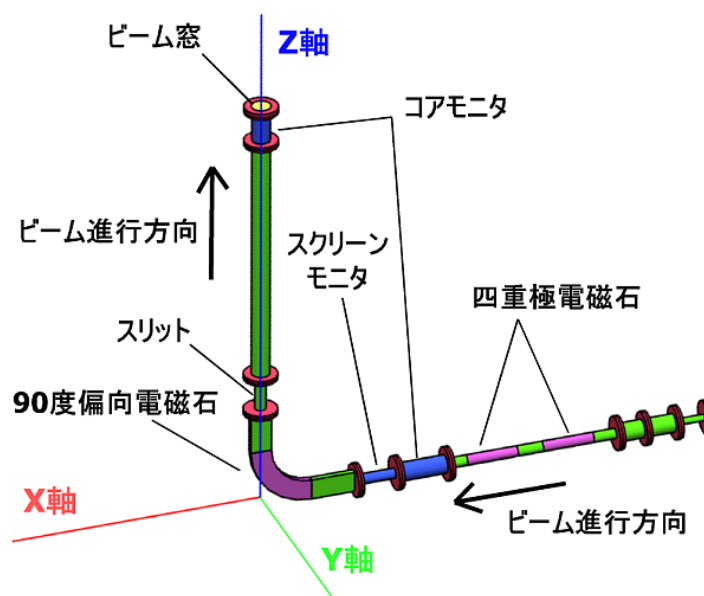


図 4.39 GEANT4 に設定したビームライン下流の外観。紫色が磁場が掛かっている部分、青色がモニタ部分である。

機器	長さ [mm]	内径 [mm]
真空バルブ	107	65
ビームダクト	124	65
四重極電磁石用スペーサー 1	98.25	65
四重極電磁石用ダクト 1	200	65
四重極電磁石用スペーサー 2	100	65
四重極電磁石用ダクト 2	200	65
四重極電磁石用スペーサー 3	74.25	65
コアモニタ 1	200	65
スクリーンモニタ	160	34
偏向電磁石用スペーサー 1	180	76×17
偏向電磁石用ダクト	回転半径 200, 90 度	76×17
偏向電磁石用スペーサー 2	172.5	76×17
スリット用スペーサー 1	50	65
スリット	50	-
スリット用スペーサー 2	50	65
ビームダクト	1000	65
コアモニタ 2	140	65
ビーム窓用スペーサー	50	50
ビーム窓	0.1	50

表 4.12 ビームライン下流のコンポーネントとそのサイズ。

4.7.2 90 度偏向電磁石

TA-LINAC ではビームを射出するため、またビームのエネルギーを測定するために NEC トーキン製の 90 度偏向電磁石を使用する。KEK で行なうビームテストではスペースの関係から、ビームを垂直ではなく水平に曲げてテストを行なうので、この偏向電磁石は横置きも可能となるように設計されている。偏向電磁石の仕様を表 4.13 に示す。運動量 P [MeV/c]、磁場 B [T]、回転半径 ρ [mm] の関係は、光速を c [m/s] として

$$P = \frac{c}{10^9} B\rho \quad (4.48)$$

である。PARMELA で得られたビームのピークエネルギーから曲率半径が 200mm となる磁場を求めて設定磁場強度を決める。その値を表 4.14 に示す。

4.7.3 四重極電磁石

TA-LINAC では偏向電磁石後にスリットで切ることによって欲しいエネルギーの電子を取り出すが、そのエネルギー分解能はビームの収束による。そこで加速管から出るビームを四重極電磁石のダブレットを用いて収束することでこのエネルギー分解能を上げることを行なう。使用するダブレットの外観を図 4.40 に示した。

ビーム横方向のうち、ビームから見てスリットで切る方向を X 軸、それに垂直な方向を Y 軸とする。四重極電磁石による収束では片方の軸方向に収束させると、もう片方の軸方向では発散する。X 軸方向を良く収束

90 度偏向電磁石

磁極間隙	24	mm
磁極長	250	mm
磁極幅	250	mm
曲率半径	200	mm
偏向角	90	°
磁場強度	0.67	T
電流	8	A
抵抗 (20°C)	6.3	Ω
電圧 (60°C)	59	V
冷却方式	自然空冷	
重量	730	kg

表 4.13 NEC トーキン製 90 度偏向電磁石の仕様。

	40MeV	30MeV	20MeV	10MeV	
エネルギー分布のピーク	40.0	30.55	19.85	10.25	MeV
設定磁場	6755.97	5179.72	3394.78	1792.72	gauss

表 4.14 GEANT4 によるビームシミュレーション上の偏向電磁石の磁場の設定値。

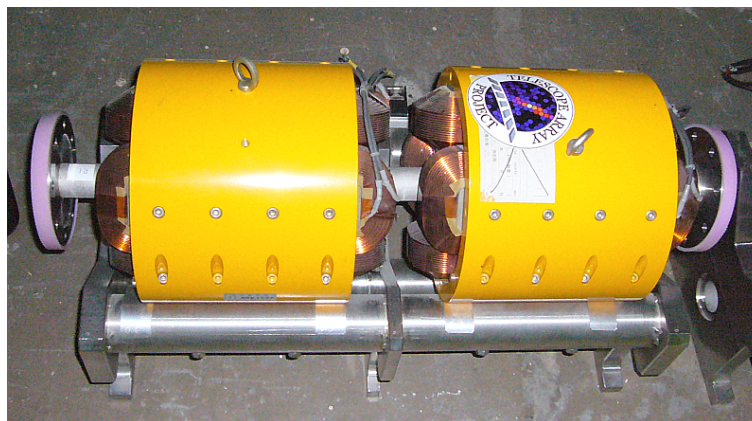


図 4.40 四重極電磁石 (ダブルレット) の外観。一つの電磁石の長さが 200mm である。

させるために、ダブルレットは X 軸方向に対して収束、発散の順に並べる。Y 軸方向は発散、収束の順に並ぶ。ただし偏向電磁石の磁極間距離は 24mm、その内側に来るビームパイプの内径は 15mm と狭いので、ビーム電流を多く取り出すためには Y 軸方向のビームの広がりにも気をを使う必要がある。

そこで四重極電磁石の磁場の最適化を行なう。今回は Y 軸にもある程度の収束が必要なことから、ダブルレットには前後共に同じ大きさの磁場をかけることにする。偏向電磁石後にあるスリット直前で X 軸方向のビームの大きさが最も小さくなるように、つまり焦点距離がスリット直前となる値を探せばよい。PARMELA の結果を GEANT4 に入力し、四重極電磁石の磁場を 0.1T/m ごとに変化させ、スリット直前で X 軸方向の位置分布の rms の値を見た結果が図 4.41 である。またその場合の粒子の数を図 4.42 に示す。なおこの GEANT4

によるビームシミュレーションは電子銃から 5000 粒子走らせた結果を入力している。

収束磁場を大きくしすぎると粒子数が急激に減っていることがわかる。これは過剰に収束のしているため、ビーム径が発散していることを示す。またエネルギーが高いほど収束が良くなっているが、これはもともとのエミッタンスがエネルギーが高いほど良くなるためである。それぞれのエネルギーでの磁場の最適値を表 4.15 に示す。

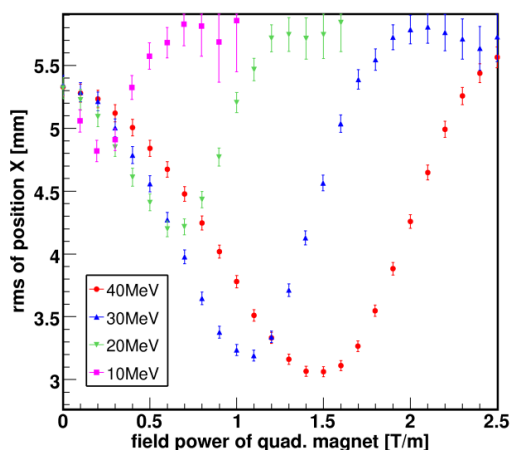


図 4.41 四重極電磁石の磁場の強さとスリット直前での X 軸方向の位置分布の rms 値の相関。X 軸はスリットで切る方向に取っている。

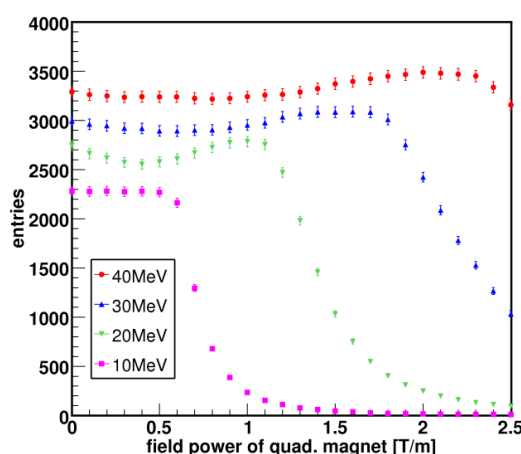


図 4.42 四重極電磁石の磁場の強さとスリット直前での粒子数。X 軸はスリットで切る方向に取っている。この GEANT4 によるビームシミュレーションの際には電子銃から 5000 粒子走らせている。

	40MeV	30MeV	20MeV	10MeV	
四重極電磁石の磁場の大きさ	1.5	1.1	0.7	0.2	T/m

表 4.15 スリット直前でビーム X 軸方向が最も収束する四重極電磁石の磁場の強さ。ここで X 軸方向はスリットで切る方向に取っている。

4.7.4 スリット

偏向電磁石とビームパイプだけでも欲しいエネルギー分布は狭くなる。エネルギーピーク 40MeV のエネルギー分布を、加速管直後とスリット直前で比較した図が図 4.43 である。加速管直後のエネルギー分布では低いエネルギーまで連続的に分布しているが、偏向電磁石を通ることでピークの外側の電子はかなり落ちていることがわかる。5MeV 以下の電子は偏向電磁石中のビームパイプに電子が当たることで叩き出された電子である。しかし TA-LINAC の要求するエネルギーの精度は $\pm 1\%$ であり、この分布はその精度には達していない。そこで偏向電磁石後にスリットを置き、そのスリット幅を調節することで欲しいエネルギー精度でビームを取り出す。

そこでまずスリットに用いる材質とその厚さを選択する必要がある。TA-LINAC では 5cm 厚のタンタルスリットを使用することとした。使用するタンタルスリットのユニットを図 4.44 に示す。タンタルは原子番号が大きい上に密度も高く、また融点が高いことからスリットに使用するには優れた材質である。表 4.16 にタ

ンタルと主要材質の性質について比較した結果を載せた。タンタルの放射長は 0.37cm であり、5cm のタンタルは 13.3 放射長に相当することから厚さも十分である。

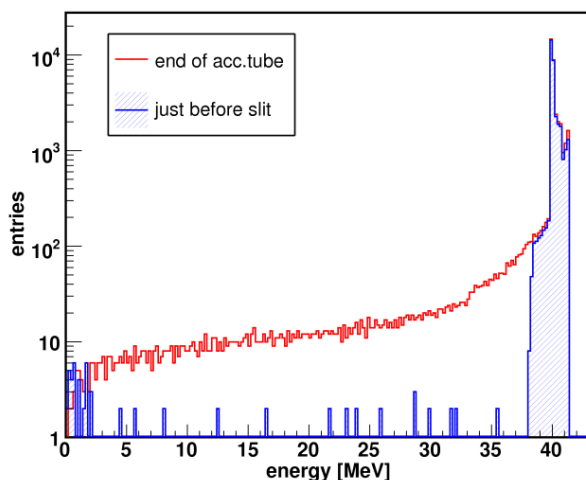


図 4.43 ピークエネルギー 40MeV のエネルギー分布。赤線が加速管出口、青い斜線がスリット直前である。

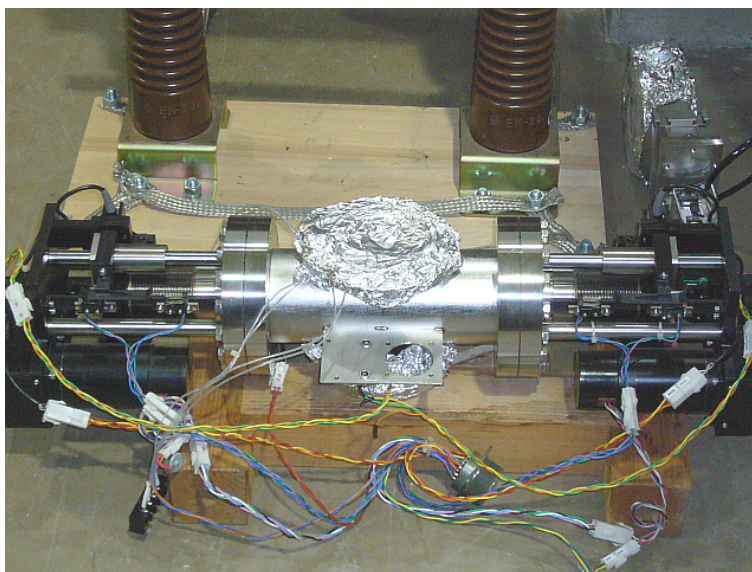


図 4.44 タンタルスリットのユニット外観。左右のスリットは独立に遠隔操作出来るようになっている。

次にスリットの幅を決める。ビームパイプの中心を直進してくる粒子に関しては解析的に簡単に計算出来るが、ビームの収束も考える必要があるため GEANT4 によるビームシミュレーションを用いて行なう。これはスリット直前でのスリットで切る方向の粒子の位置分布とその粒子のエネルギーとの相関を見ることで決定出来る。

図 4.45 にそれぞれ 40MeV, 30MeV, 20MeV, 10MeV ビームの結果と、その X 軸射影の分布を示した。ビームの広がりやのせいで、分布は線ではなく帯状に広がる。分布から得られるビームのエネルギー精度とスリット

	Al	Fe	Cu	Ta	Pb	
原子番号	13	26	29	73	82	
原子量	26.98	55.85	63.54	180.95	207.20	
密度	2.70	7.87	8.92	16.65	11.34	g/cm ³
放射長	24.12	13.66	12.65	6.27	5.76	g/cm ²
放射長	8.93	1.74	1.42	0.37	0.51	cm
融点	933	1808	1358	3290	601	K

表 4.16 タンタルと他の物質の比較。放射長 X_0 は $\frac{1}{X_0} = \frac{4NZ(Z+1)}{A} \alpha r_e^2 \ln(191Z^{-1/3})$ として計算した値である。

幅、そのスリット幅中にある粒子の数を表 4.17 に示す。

ビームの広がりから、20MeV、10MeV のビームでは $\pm 0.5\%$ で切ることが出来ない。また $\pm 1\%$ の場合も取り出せる粒子の数は 30MeV、40MeV のビームと比較して少ない。例えば 10MeV のビームを射出する場合には 40MeV のビームを射出する場合と比較して、電子銃から 10 倍近い電流値を取り出す必要がある。電子銃から取り出せる電流値はさらに 1 桁多いのでそこは問題にはならないが、加速管で出る放射線も 10 倍になることは問題となる可能性がある。ただしビームのエネルギーが低いのでそこから出る γ 線のエネルギーも低く、中性子は余り生成されない。

よって全てのエネルギーにおいて、エネルギーのピーク $\pm 1\%$ で切るスリット幅を設定する。

エネルギーの幅	40MeV		30MeV	
	スリット幅	粒子数	スリット幅	粒子数
$\pm 0.5\%$	2mm	11884 (35.5%)	2mm	9271 (31.0%)
$\pm 1\%$	7mm	24510 (73.2%)	7mm	20326 (68.0%)
エネルギーの幅	20MeV		10MeV	
	スリット幅	粒子数	スリット幅	粒子数
$\pm 1\%$	5mm	10304 (38.8%)	2mm	2663 (11.7%)
$\pm 1.5\%$	10mm	16623 (62.6%)	7mm	9163 (40.1%)

表 4.17 取り出しエネルギーの幅とスリット幅、その場合の粒子数。カッコ内はスリット直前の粒子数に対するスリット直後の粒子数の割合である。

4.7.5 ビーム窓

スリットを通ったビームはコアモニタで電流を測定され、ビーム窓から大気へ射出される。ビーム窓はビームライン上の真空と大気を遮る部分に設置され、ビームの散乱を防ぐために非常に薄い金属で作られていることが多い(図 4.46)。ビーム窓の材質や厚さによっては、スリットで取り出したエネルギー幅やコアモニタで測定した電流値が実際に射出されるビームの値と違う可能性がある。またビーム窓直後にファラデーカップを設置してコアモニタを較正する予定だが、ビーム窓前後でビームのスペックが大きく変化した場合、この較正にも影響を与える。

そこでこれらを考慮してビーム窓を決定する。まずビーム窓の大きさを決めるためにビーム窓におけるビームサイズを確認した。ビームラインとしてはスリット部の後にコアモニタ、ビーム窓と並ぶが、スリット部と

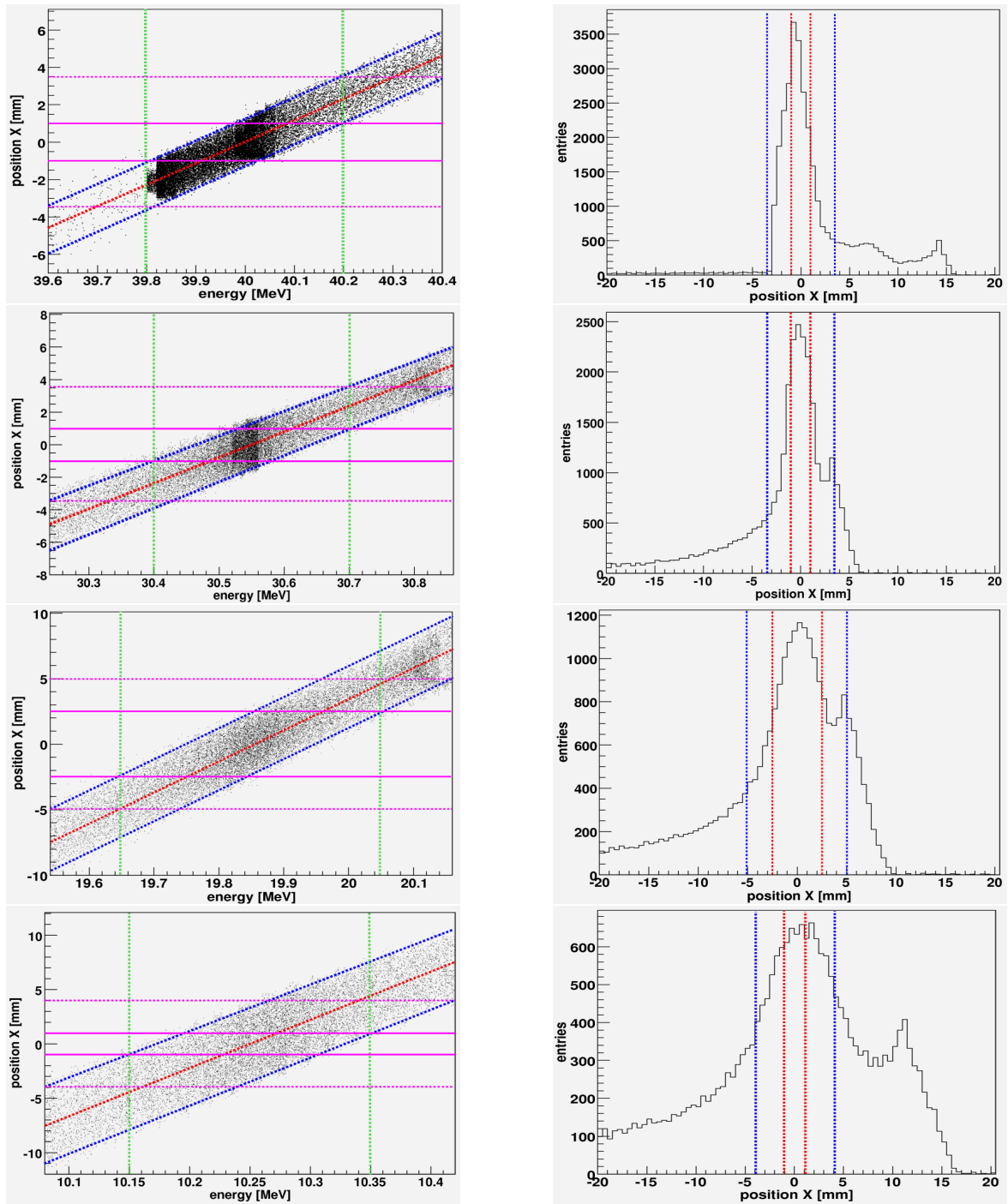


図 4.45 スリット直前での、スリットで切る方向の粒子の位置とその粒子のエネルギーの分布。赤線がビームパイプの中心を直進する粒子に対して解析的に求めた線である。青線は分布の上下に引いている。緑線はエネルギーの中心値 $\pm 0.5\%$ の線であり、上の絵は中心値 $\pm 1\%$ を表示している。ピンクの線はエネルギーの中心値 $\pm 0.5\%$ を取り出すためのスリットの幅を表している。ピンクの点線は $\pm 1\%$ の場合である。ただし 10, 20MeV の場合は $\pm 0.5\%$ で取り出すことはできなかったため、それぞれ $0.5\% \rightarrow 1\%$, $1\% \rightarrow 1.5\%$ の線である。



図 4.46 ビーム窓の外観。

コアモニタの間に 1m 程度のビームパイプを入れるとエネルギー測定の結果が良くなることも分かっていたので、この場合のビームサイズも考える必要がある。ビームパイプ無しの場合のビームサイズが図 4.47、ビームパイプを入れた場合のビームサイズが図 4.48 である。ビームパイプ無しの場合、最も広がる 30MeV ビームをカバーするのに直径 12mm のビーム窓があればよい。1m ビームパイプ後のビームをカバーするためにはビーム窓の直径が 40mm 程度必要となる。

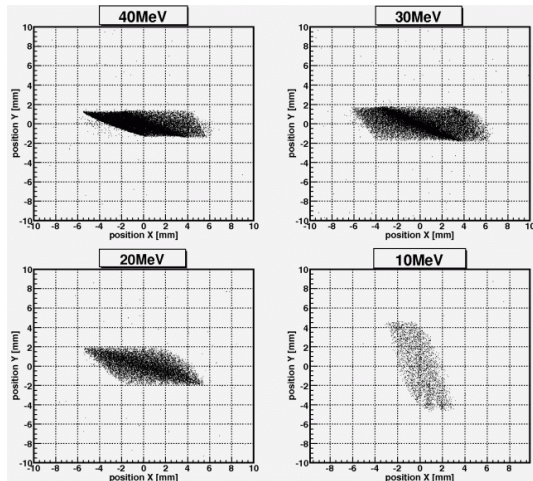


図 4.47 ビーム窓でのビームサイズ。横軸が図 4.39 で定義した X 軸方向のビームパイプ中心からの位置、縦軸が Y 軸方向のビームパイプ中心軸からの位置である。

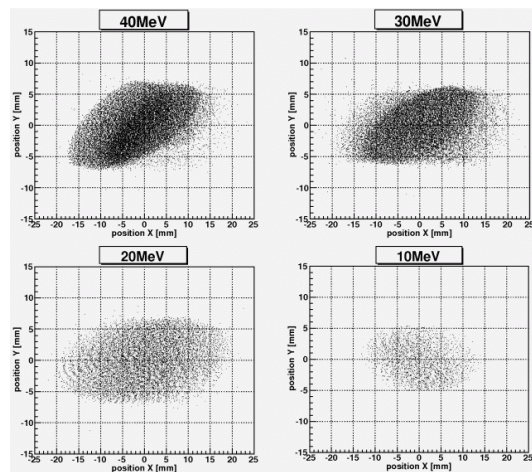


図 4.48 コアモニタとスリット部の間に長さ 1m のビームパイプを挟んだ場合のビーム窓でのビームサイズ。

次にビーム窓の厚さによるビームのエネルギー分布、電流量、散乱の変化を見る。考えるべきことは以下の通りである。

- ビーム窓から出力される電流量とコアモニタで測定される電流量の違い。

- スリットで要求するエネルギー $\pm 1\%$ 部分を切り出したが、ビーム窓を通過することによるそのエネルギー分布。
- ビーム窓による散乱を受けたビームの方向分布。

KEK で TA-LINAC で使用可能であるとされたビーム窓は材質がステンレス、厚さが 0.1mm~1mm であった。そこで窓の厚さを 0.1mm、0.5mm の場合、さらに 0.1mm の場合にはビームパイプ 1m 分を付けた場合について、各エネルギーのビームで GEANT4 によるビームシミュレーションを行ないビームの振る舞いを見た。この結果を表 4.18 に示す。窓を通ると電子数はコアモニタ通過量と比較して 1~3% 増える。ただし 0.1mm 厚のステンレスではそのうち 7~8% の電子は欲しいエネルギー値 $\pm 1\%$ から外れる。0.5mm 厚の窓の場合、20~30% が欲しいエネルギーから外れてしまう。詳しく見るために、40MeV ビームの場合の電子のエネルギー分布を図 4.49 に示す。1MeV 以下の低エネルギー側にピークを持っている。この低エネルギー電子が TA-LINAC に与える影響は TA-LINAC からのビームによる発光から FD 観測までのシミュレーションによって理解する必要がある。

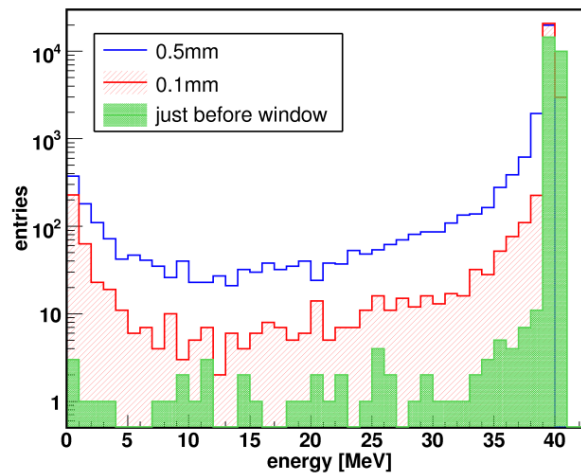


図 4.49 40MeV ビームにおける、ステンレス製ビーム窓前後でのエネルギー分布の変化。ビーム窓の厚さは 0.1mm、0.5mm の 2 種類を用いた。

TA-LINAC では最も結果の良かったステンレス製の 0.1mm 厚のビームパイプを使用し、ビームパイプ 1m を装着する。この場合の各エネルギーの出力ビームのエネルギー分布を図 4.50 に示す。またこの場合の電子銃出力に対する取り出し電流値の割合と、0.16mA を取り出すために電子銃から引き出すべき電流値を表 4.19 に示す。電子銃から引き出すべき電流値は 20~40MeV ビームでは 1mA 以下、10MeV ビームでも 3.21mA であり、電子銃の性能と比較して全く問題がない値である。

4.7.6 放射線

ビームライン下流では偏向電磁石、スリットでエネルギーがピーク値から外れている粒子を落とす。その際に出るガンマ線の数、エネルギーを調べ、加速器の放射線量を見積もる必要がある。ビームラインから出たガンマ線は加速器を設置するコンテナ内に撒き散らすので、場合によってはビームラインの周りにシールドを設置する必要がある。

ビームライン下流において、各コンポーネントの表面から出たガンマ線の数のカウントし、それを最終出力

	40MeV		
ビーム窓の厚さ [mm]	0.1	0.5	0.1(ビームパイプ 1m)
窓からの出力/コアモニタ測定値 [%]	101.17	103.11	101.42
ピーク ±1% 以外/窓からの出力 [%]	6.73	22.43	6.22
ピーク ±1% 以外/コアモニタ測定値 [%]	6.8	23.13	6.31
方向分布 [mrad]	25.04	59.96	24.65
	30MeV		
ビーム窓の厚さ [mm]	0.1	0.5	0.1(ビームパイプ 1m)
窓からの出力/コアモニタ測定値 [%]	100.44	102.33	101.36
ピーク ±1% 以外/窓からの出力 [%]	7.41	25.23	6.1
ピーク ±1% 以外/コアモニタ測定値 [%]	7.44	25.83	6.19
方向分布 [mrad]	33.68	73.15	32.57
	20MeV		
ビーム窓の厚さ [mm]	0.1	0.5	0.1(ビームパイプ 1m)
窓からの出力/コアモニタ測定値 [%]	100.17	101.57	101.51
ピーク ±1% 以外/窓からの出力 [%]	8.46	26.93	6.75
ピーク ±1% 以外/コアモニタ測定値 [%]	8.48	27.35	6.85
方向分布 [mrad]	49.59	102.43	48.52
	10MeV		
ビーム窓の厚さ [mm]	0.1	0.5	0.1(ビームパイプ 1m)
窓からの出力/コアモニタ測定値 [%]	100.89	102.48	101.53
ピーク ±1% 以外/窓からの出力 [%]	8.49	31.05	7.78
ピーク ±1% 以外/コアモニタ測定値 [%]	8.56	31.82	7.90
方向分布 [mrad]	80.30	178.52	78.11

表 4.18 ビーム窓の厚さによるビームへの影響。最も右側の欄は 1m のビームパイプを装着した場合の結果であり、他の欄はビームパイプ無しの場合の結果である。

ビームエネルギー	40MeV	30MeV	20MeV	10MeV
電子銃の電流値に対する最終出力電流値の割合	50.5%	41.5%	20.7%	5.0%
0.16mA の出力を得るために電子銃から引き出す電流値	0.32mA	0.39mA	0.77mA	3.21mA

表 4.19 最終取り出し電流値の電子銃出力に対する割合と、0.16mA を取り出すために電子銃から引き出すべき電流値。

の電子数が 10^9 個になるようにスケールし、実際にビームを射出している間のガンマ線の量を見積もった。結果を図 4.51 に示す。横軸をビームラインに沿った長さ、縦軸を各コンポーネント表面の単位面積辺りから出るガンマ線の数とした。ビームライン方向に 5cm 置きに値を記してあるが、偏向電磁石内のパイプの形が特殊なため、その部分は一つの値で示している。特に偏向電磁石部とスリット部の放射線量が多い。偏向電磁石部のガンマ線は設定した磁場に対応するエネルギーからずれた粒子と、磁極間距離が狭いためにパイプに入らずに落ちる粒子による。GEANT4 によるビームシミュレーション結果より、スリットでは設定エネルギーが低いほど多くの粒子が止まるので、設定エネルギーが低いほど数が多く、40MeV と 10MeV で 1 桁ほど差が

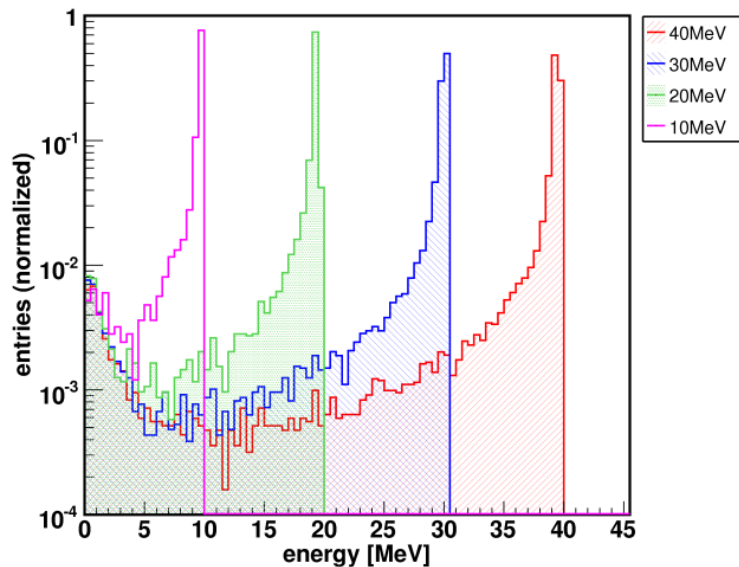


図 4.50 TA-LINAC からの各エネルギーにおける出力ビームのエネルギー分布。

ある。またスリット後のビームダクトからもガンマ線が出ているが、これはビームダクト内でビームが落ちている訳ではなく、スリットで発生したガンマ線がビームダクト部から出ているために生じている。

ただし放射線量を考える上ではガンマ線のエネルギーを知る必要がある。発生したガンマ線のエネルギーの分布を図 4.52 に示す。60～70% のガンマ線は 1MeV 以下であることが分かる。またガンマ線が空気分子と衝突し中性子を出す反応があるが、この反応が起こるエネルギー閾値は 10～20MeV である。そこで 10MeV を超えるガンマ線の数を見積もると、最も多い 40MeV ビームの場合で 1.8% であった。20MeV ビームでは 1% 以下であり、10MeV ビームでは存在しない。

放射線量の大部分はスリット部から発生しているため、もし放射線量が多い場合にはスリット部に鉛シールドを巻くことで放射線の総量を減らす等の対策を行なう。

4.8 モニタ系

TA-LINAC による較正の際に測定すべき項目は以下の通りである。

- ビームのエネルギー、電流値、位置
- 外気環境 (温度、湿度、気圧)
- RF の位相差、出力
- 射出口の位置

また人や装置の安全のため、異常があった場合には強制的にビーム射出を止めるためにインターロックを組むべき項目は以下の通りである。

- 冷却水の流量と温度
- 電磁石に流す電流値と電磁石の温度
- 放射線量

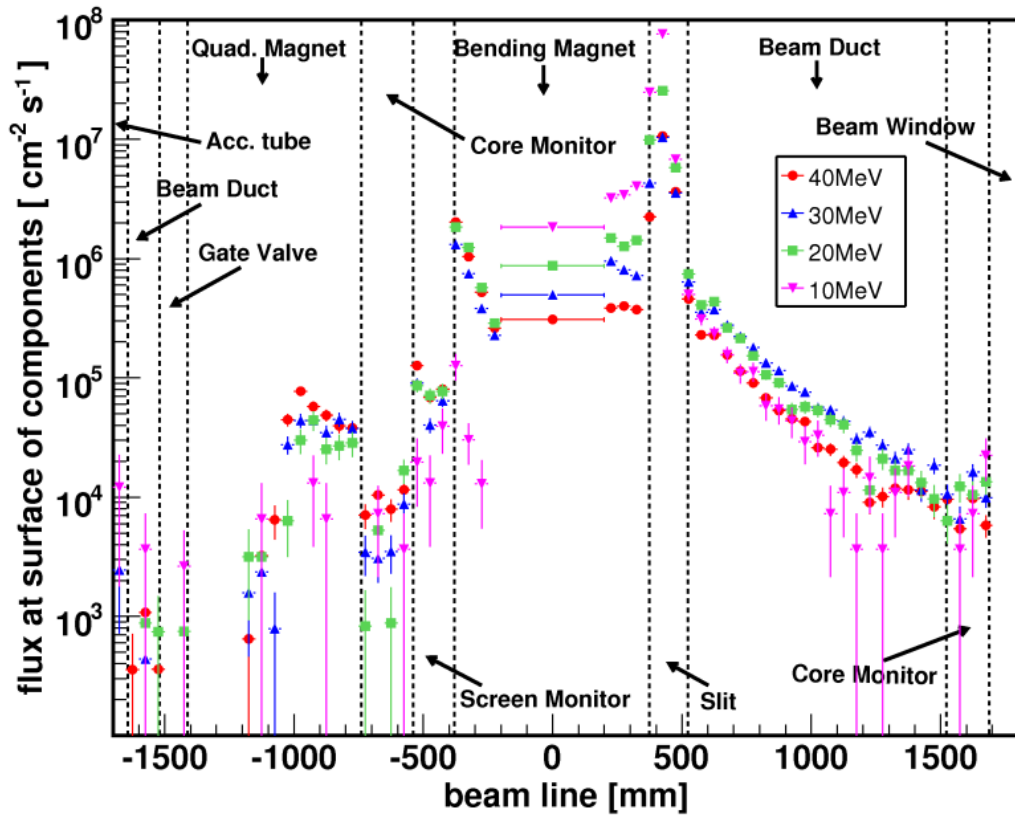


図 4.51 ビームライン下流から発生するガンマ線の数。縦軸は出力電流値が 0.16mA(電子 10^9 個) の場合のガンマ線の量を示す。横軸はビームライン上の位置を表す。ゼロは偏向電磁石中を表し、マイナス側が水平方向、プラス側が垂直方向を示す。

- モジュレータ、クライストロンの温度
- RF の反射波
- 真空系
- コンテナ、フェンスのドアのロック

インターロック系は他にも増える可能性がある。それぞれの項目は測定出来るようになっている。射出口の位置は TA-LINAC に GPS を積む事で測定を行なう。FD からの距離方向の位置精度は重要なので、GPS による測定精度によってはレーザーによる測定を行なう。また外気環境モニターも TA-LINAC として独自に設置する予定であるが、TA-LINAC から 100m 離れた位置の LIDAR ドームや FD に設置されているウェザーステーションの情報も利用できる。特に FD の屋上に設置されているウェザーステーションは精度がよいので利用すべきである。RF 進行波と反射波の位相差と出力量は、バンチングユニット、加速管に入射する直前の導波管にベータホールから読み出す事が出来る。

ビームのモニタのうち、位置は偏向電磁石直前に設置したスクリーンモニタをカメラでモニタすることで測定出来る。以下にビームのエネルギーと電流値の測定について詳しく述べる。

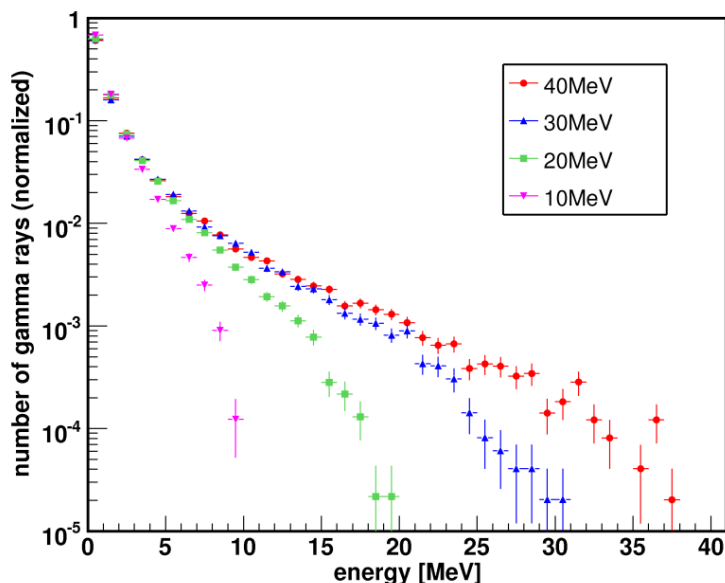


図 4.52 10MeV, 20MeV, 30MeV, 40MeV の電子ビームの場合にビームパイプ表面から放出されたガンマ線のエネルギー分布。縦軸は分布の全領域での積分値が 1 となるように規格化してある。

4.8.1 エネルギーの測定

ビームのエネルギーは、偏向電磁石の磁場とコアモニタで読み出す電流量から測定する。偏向電磁石の磁場強度と取り出すビームエネルギーの関係は式 4.48 から求めることが出来るため、磁場を変化させながらビームを射出し、その時にコアモニタで読み出した電流値の分布を取ることで、ビームのエネルギー分布を描くことが出来る。スリット幅は要求するエネルギー幅である $\pm 1\%$ に合わせた値に合わせてあるので、真のエネルギー分布から 1% 程度広がったエネルギー分布が得られることが期待出来る。

そこで GEANT4 によるビームシミュレーション上でこのエネルギー測定を行なった。まず理想ビームとして、エネルギー 40MeV ちょうどでビームパイプの中心を直進する電子についてエネルギー測定を行なった。磁場を 0.2% 置きに変化させ、コアモニタを通過する電子の数を数えた。10000 個の電子について調べた結果を図 4.53 に示す。横軸が偏向電磁石の磁場から計算したエネルギーである。期待通り、TA-LINAC のエネルギー測定ではちょうど 1% 広がったエネルギー分布が得られることが分かる。次に PARMELA で得られたピークエネルギー 40MeV のビームについて同様にエネルギー測定を行なった。その結果を図 4.54 に示す。黒線のヒストグラムが加速管直後のエネルギー分布、赤点がエネルギー測定の結果である。赤点の横軸は偏向電磁石の磁場から計算し、縦軸はコアモニタを通過した電子の数である。ただしエネルギー分布の真の値である黒線のヒストグラムと比較しやすくするため、エネルギー測定の結果は、黒線のピーク $\pm 1\%$ に含まれる粒子数の平均値とコアモニタを通過した電子数の最大値が等しくなるようにスケールしている。これは図 4.53 より、このスリットで通るエネルギー幅が $\pm 1\%$ であることが分かっているためである。この測定ではスリットで発生した 2 次電子がコアモニタを通過することが測定の誤差を生む。特に磁場の設定値をピークエネルギーに合った値から変化させると、ピークエネルギーを持つ多数の粒子がスリットに当たるため、発生する 2 次粒子の数が増え、ピークエネルギーから外れたエネルギーの測定値に影響が出る可能性がある。ただし 2 次

粒子が持つ方向はばらついているため、コアモニタの距離を離すことでこの影響を減らすことが出来る。今回は 1m のビームパイプを挟んでいるが、図 4.53 から推定されるように真の値から $\pm 1\%$ の広がりを持っているものの、エネルギーピーク以外の部分も良く一致していることが分かる。またビームライン下流に入れるビームのエネルギーを $\pm 1\%$ ずらした場合、コアモニタで測定される電流値がどの程度変化するかを調べるためにシミュレーションを行なった。結果は図 4.55 であり、分布が分離していることが分かる。ただしスリット幅はエネルギー 1% の幅で設定しているため、この結果は実際のエネルギー分布の幅に依存する。

また、ここで測定したエネルギー分布はビーム窓より前の段階でのエネルギーであり、実際に射出されるビームのエネルギー分布はビーム窓によって変化することに注意する必要がある。ビーム窓によるエネルギー分布の変化による影響は FD による光子検出のシミュレーションを通して見積もる必要があり、第 5.4.1 節で詳しく述べる。

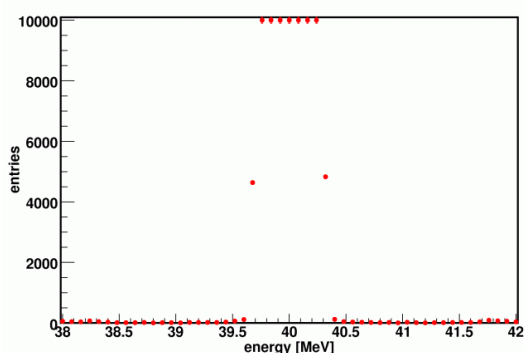


図 4.53 理想ビームとして、エネルギーが 40MeV ちょうどでビームパイプの中心を直進する電子のエネルギー測定を行なった場合に得られるエネルギー分布。横軸が偏向電磁石の磁場から計算したエネルギー、縦軸がコアモニタを通過した電子数で 10000 個の電子についての結果である。

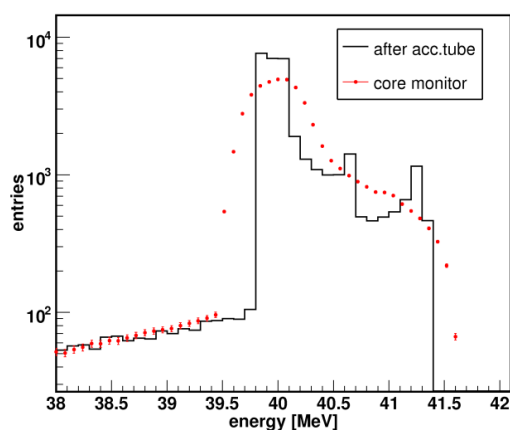


図 4.54 PARMELA によるシミュレーションで得られたピークエネルギー 40MeV のビームに対して、GEANT4 によるビームシミュレーション上でエネルギー測定を行なった結果。黒線が加速管直後のエネルギー分布である。赤点の横軸が偏向電磁石の磁場から計算したエネルギー、縦軸がコアモニタを通過した電子数である。両者の比較を容易にするため、赤点は黒線のピーク $\pm 1\%$ に含まれる粒子数の平均値と赤点の最大値が等しくなるようにスケールしている。これは図 4.53 から、このスリットが通すエネルギー幅が $\pm 1\%$ であることが分かっているためである。

4.8.2 電流量の測定

コアモニタはプレバンチャの前、バンチャの後、ビーム窓の手前の 3 箇所に設置されており、それぞれの場所の電流値を測定している。このうちビーム窓手前のコアモニタの測定値が射出されるビームの電流値に対応するため、このコアモニタの精度は TA-LINAC の較正にとって重要である。そこで TA-LINAC ではファラデーカップをビーム窓直後に置き、TA-LINAC のビームの電流値の絶対値をファラデーカップで測定することでコアモニタの絶対較正を行なう。

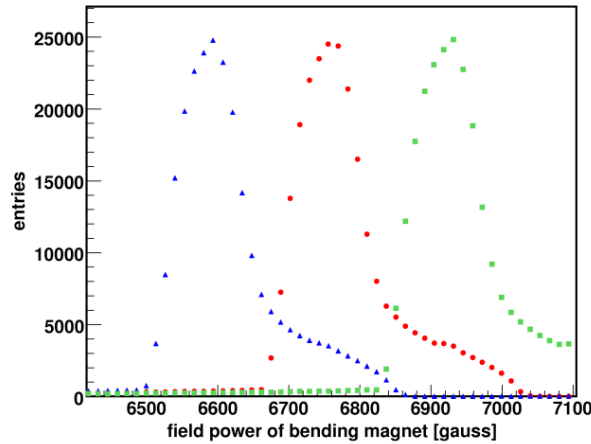


図 4.55 エネルギーが違うビームに対して偏向電磁石の磁場を変化させた場合の、コアモニタを通過する粒子数の変化。エネルギーは 40MeV から $\pm 1\%$ 変化させている。横軸が偏向電磁石の磁場であり、縦軸が通過した電子の数である。電子銃から電子 50000 個を射出している。赤がピークエネルギー 40MeV の場合で、青がエネルギーを -1%、緑がエネルギーを +1% 変化させた場合の分布である。

ファラデーカップの設計は GEANT4 を用いて行なった。ファラデーカップの設計で考えるべきことは以下の通りである。

- 2 次電子をファラデーカップ内で止める。
- 重量を出来る限り軽くする。

ファラデーカップ内で発生する電磁シャワーに含まれる 2 次電子がファラデーカップから飛び出してしまうと、その電荷分だけ測定される電流値が減ることになり、正しい測定が行なわれない。そのためにはファラデーカップを大きくすればよいが、ファラデーカップを装着すると上空にビームを射出できないため、ファラデーカップはコアモニタの絶対較正を行なうときのみ装着する。このファラデーカップの取り外しを容易にするため、ファラデーカップは出来る限り軽い方が望ましい。

これらの条件を満たすファラデーカップとして設計されたファラデーカップが図 4.56 である。材質は鉛であるが、ビームが当たる穴は炭素で埋めてある。これは物質量の低い部分でソフトにシャワーを起こさせることで後方に跳ねる電子の数を減らすためである。GEANT4 では 40MeV ビームをこのファラデーカップに打ち込むシミュレーションを行なったが、99.6% の電子がファラデーカップ内で静止した (図 4.57)。これは 1% 以下という十分な精度で電流値を測定出来ることになる。またこれは図 4.56 に示した入射位置から電子ビームを入射しているが、実際の設置位置はこれよりも若干離れる場合がある。そこで入射位置を離れた場合の電流測定のシミュレーションを行なった。結果が表 4.20 であり、2.5cm 離れた場合にも 99% 以上の精度で電流値が取れることが分かる。

この方法で較正したコアモニタを用いて電流量を測定する。コアモニタの較正で気をつける点は、絶対電流量が小さいことと、ビームと同期するノイズによる影響である。

測定電流値は $0.16\text{mA}/1\mu\text{s}$ なので、ファラデーカップからの電流量の測定には 0.16nA を 1% の分解能を必要とする。そのため通常のデジタルマルチメータでは測定の分解能が足りず、ファラデーカップの電流値はピコアンメータを使用して読み出す。用意したピコアンメータの測定レンジと分解能、精度を表 4.21 に示す。

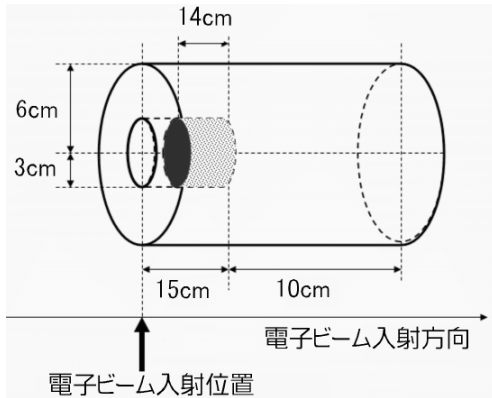


図 4.56 ファラデーカップの大きさ。図で黒く塗られている部分が炭素であり、他は全て鉛である。

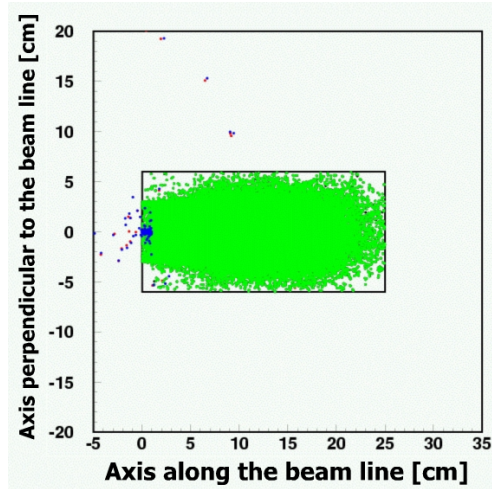


図 4.57 GEANT4 によるファラデーカップに 40MeV 電子を入射した場合に発生する 2 次電子の分布。赤い点が 2 次電子の発生点で青い点がファラデーカップの外で静止した 2 次電子の位置、緑の点がファラデーカップの内側で静止した 2 次電子の位置である。

入射位置	ファラデーカップ中で静止した電子数の割合
0.0cm	99.6%
1.5cm	99.5%
2.0cm	99.4%
2.5cm	99.4%

表 4.20 入射位置を離れた場合のファラデーカップによる電流測定の精度。

測定分解能は 10fA であり、今回の用途には十分である。またファラデーカップには 100V 程度の電圧を印加する必要があるが、このピコアンメータは 500V まで印加可能である。

コアモニタの電圧値の読み出しはオシロスコープを用いて行なう。測定電圧が小さいため、100 倍程度のアンプを入れることを考えている。較正ではファラデーカップで読み出した電流値とコアモニタで読み出す電圧値の相関を求めることになる。そのためコアモニタで読み出す値の絶対値は重要ではない。ただし応答特性を吸収するため、較正に使用したコアモニタ、オシロスコープ、アンプの組み合わせは固定すべきである。

ビームに同期するノイズ源は RF 源が考えられる。特にクライストロンからのノイズに注意する必要がある。このノイズを差し引くためには、コアモニタ較正中にビームを出さず、RF だけを出力した場合のファラデーカップ、コアモニタの測定値を読み出しておけばよい。コアモニタによる測定に対するノイズによる影響は重要ではないが、ファラデーカップの測定に対するノイズの影響は非常に重要なので、特にファラデーカップによる測定に対する影響を見積もる。

電流値測定に関して、他に考えられる不定性を作る要因はビーム窓から発生する低エネルギーの 2 次電子がファラデーカップに入射することである。この影響を小さくするためには、ビーム窓にできる限り薄い金属を使用すればよい。ビーム窓に 0.1mm 厚のステンレスを使用した場合の結果は表 4.18 に示したが、ビーム窓を

測定レンジ	5 $\frac{1}{2}$ 桁		RMS ノイズ (代表値)
	分解能	確度	
2nA	10fA	0.3%	20fA
20nA	100fA	0.2%	20fA
200nA	1pA	0.15%	1pA
2 μ A	10pA	0.15%	1pA
20 μ A	100pA	0.1%	100pA
200 μ A	1nA	0.1%	100pA
2mA	10nA	0.1%	10nA
20mA	100nA	0.1%	10nA

表 4.21 ファラデーカップからの電流値を読み出すためのピコアンメータの仕様。KEITHLEY 社の 6487 型である。確度は気温 18~28°C、湿度 0~70% の場合の値である。

通過することで電流値は 1.5% 程度増える見積もられている。ただしファラデーカップによる測定はビーム窓後の電流値を測定するため、ファラデーカップで校正したコアモニタによる測定はこの 2 次電子の影響を含んだ測定となる。そのためビーム窓による電流値の変化は考慮する必要はなく、ビーム窓によるエネルギー分布の変化だけを考えれば良い。これについては第 5.4.1 節で詳しく述べている。

電流測定の精度を正確に見積もるためにはノイズの正確な見積もりが必要である。TA-LINAC は 2007 年の 4 月~5 月に KEK でビームテストを行なうのでそこで詳しい測定を行なうが、これらのセットアップでコアモニタからの電流測定値の精度を 5% 以下とすることを目指していく。

4.9 RF 系

RF 系に要求されるのは以下の内容である。

- 周波数 2856MHz、30MW 以上の RF を 1Hz で出力する。
- RF をプレバンチャ:バンチャ:加速管=1:99:100 に分配する。
- プレバンチャの RF パワーと位相、加速管の位相を独立に可変にする。
- RF を生成する過程で電子銃用に 100kV の電圧を生成する。
- プレバンチャ、バンチャ、加速管に入る RF の位相差と出力をモニタする。

この条件を満たす RF 系を設計する。

4.9.1 クライストロン

30MW という大強度の RF を生成するにはクライストロンを使用する。クライストロンは内部には電子銃を持っており、この電子銃から電子を出力しこれを欲しい RF と周波数の等しい小電力 RF でバンチングする。この電子が誘起する RF を空洞共振器で取り出すことで入力した小電力 RF と等しい周波数の大電力 RF を取り出すことが出来る。つまり RF 増幅装置として働く。TA-LINAC で使用で使用するクライストロンは三菱製の PV-3030 である。このクライストロンは最大出力が 50MW であり、TA-LINAC で使用するには十分な性能を持っている。外観を図 4.58 に示す。

またこのクライストロンは以前 KEK で RF 出力テストが行なわれている。これはクライストロンから RF

を出力し、それをダミーロードで止め、その温度変化から出力 RF 量を求めるテストである。結果は図 4.59 となっており、30MW 以上の出力を確認している。

また電子銃の特性を表すパラメータにパービアンズという値がある。これは電子銃に与えた電圧 V と電流 I を用いて $I/V^{3/2}$ で表される値である。KEK のテストでは入力電圧だけでなく入力電流も測定しているので、パービアンズも求めることが出来て、その値は $1.98\mu\text{A}/V^{3/2}$ である。

ただしこのクライストロンを稼働させたモジュレータは TA-LINAC で使用するモジュレータとは異なるため、TA-LINAC の RF 系として出力を確認した訳ではなく、クライストロンそのものの性能試験を行なったことに注意する必要がある。

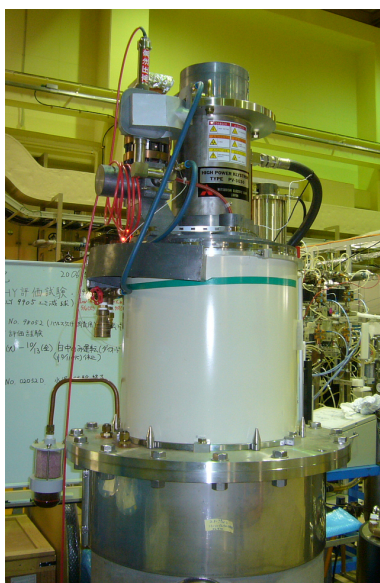


図 4.58 三菱製 PV-3030。下に見えるタンクは KEK の電子陽電子入射器で使用されているタンクである。TA-LINAC では加速器を収納するコンテナの高さ、電子銃用のトランスを入れる必要から、高さが低く横に大きいタンクを製作する。

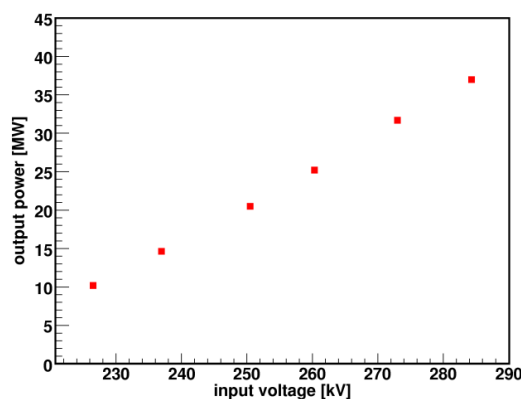


図 4.59 KEK で行なわれたクライストロンの高圧テスト結果。横軸がクライストロンへの入力電圧で、縦軸がクライストロンの出力パワーである。頻度 50Hz、出力パルス幅 $3.86\mu\text{s}$ 、入力小電力 RF276W とした場合の結果である。

4.9.2 モジュレータ

図 4.59 とそのパービアンズ値から分かるように、クライストロンを出力 30MW 以上で動作させるためには約 300kV, 300A の入力が必要となる。この出力を出すモジュレータとして、TA-LINAC では KEK で作られたスマートモジュレータを使用する。これはもともと C バンド (5712MHz) 用クライストロンを動作させていたモジュレータで、モジュレータ内のパルス成形回路 (PFN 回路) を充電する電源にインバータ方式の高圧直流電源を使用することで小型化、低ノイズ化を図っている。PFN 回路はコンデンサとコイルの組を多段に組み合わせた回路であり、PFN 回路を充電しサイラトロンスイッチで放電することで高圧高電流のパルスを作る。モジュレータの模式図を図 4.60 に、PFN 回路の仕様を表 4.22 に示す。ただしこのモジュレータは TA-LINAC 用に改造する必要がある。この理由はスイッチであるサイラトロンが取り出されていたためサイラトロンを変更する必要があるためと、これを動作していた時とはクライストロンのパービアンズ (インピーダンス) が異なるためである。充電用のインバータ電源には松定プレジジョン製の HAR-50P24 を使用する。これは最大電

圧 50kV、最大電流 24mA の電源であり、このモジュレータを 1Hz で動かすのに十分なスペックである。

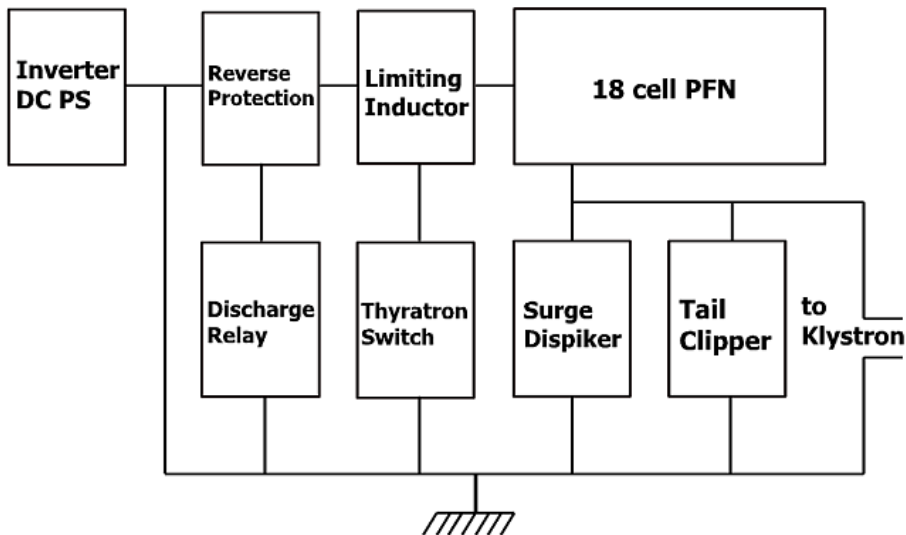


図 4.60 スマートモジュレータの模式図。

PFN	(Smart Modulator)	
Impedance	4.91	Ω
Charging Voltage	46.7	kV
PFN Cell Number	18	個
Single Capacitance	22.3	nF
Total Capacitance	401	nF
Inductance	537	nH

表 4.22 モジュレータの PFN 回路の仕様。ただし TA-LINAC のクライストロンに合うように調整を行なう予定であるため、最終的な値ではない。

4.9.3 トランス

モジュレータからの出力は最大 20kV, 4500A 程度となる。クライストロンに入力する電圧、電流は大体 300kV, 300A 程度であるのでトランスを用いて電流電圧変換を行なう必要がある。変換比は 1:15 である。ただし TA-LINAC の電子銃用の電圧 100kV もここから取る必要がある。そこで変換比 1:5 のトランスも用意し、モジュレータからの電力を分配してクライストロンと電子銃に与える。電子銃側に必要な電圧は 100kV, 電流は最大でも 1A 程度であるため消費電力は 100kW 程度となるのに対し、クライストロン側の消費電力は約 100MW/パルスとなるため電子銃側の消費電力が RF 出力に影響を与えることはない。このトランスは放電を避けるため、油入りのタンクの中に設置する。この二つのトランスは同じタンクに収納し、省スペース化を図る。

4.9.4 導波管立体回路

クライストロンによって生成された RF をプレバンチャ、バンチャ、加速管に導くための導波管立体回路を図 4.61 に示す。クライストロンで生成された RF は 3dB のハイブリッド分配器によりバンチングユニット側と加速管側に 1:1 に分配される。バンチングユニット側の RF はその後分配器で電力の 1% をプレバンチャ側に分配し、残りはバンチャに入力される。プレバンチャ側では小電力用の減衰器、移相器を通し、プレバンチャに入力される。なお小電力用の減衰器、移相器がある部分は RF 窓で仕切られ、真空では無くなっている。加速管側の RF は大電力用の移相器を通った後に加速管に入力される。そのため全体の電力分配比はプレバンチャ:バンチャ:加速管=1:99:100 となる。

加速管側の大電力 RF 用の移相器は日本高周波製の移相器で最大入力 RF 量が電力 20MW, パルス幅が $4\mu\text{s}$, 頻度 50Hz となっており、位相を 0~360 度まで変化させることが可能である。小電力用の移相器と減衰器は、その RF 出力の大きさから真空ではなく 1 気圧で使用するため設計が容易である。減衰器には SiC、移相器にはテフロン等の誘電率の大きい板を用意し、それを導波管の長辺方向に動かすことで減衰量、移相量を変化させる。それぞれの板の長さや厚さは RF 試験により決定する。

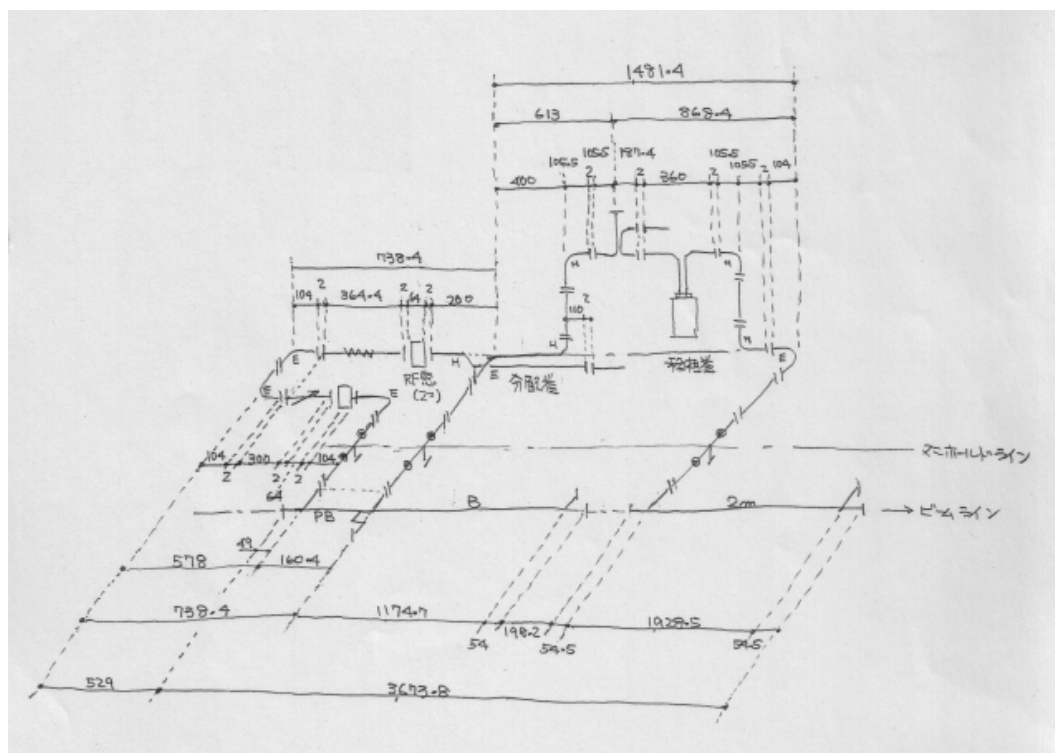


図 4.61 導波管の立体回路。

4.10 真空系

TA-LINAC の真空系は真空バルブを用いて 3 つに分ける。1 つは電子銃部である。他の部分の改良等の作業が必要になった場合には真空を破る。その場合に電子銃のカソードを守るためである。また最も真空状態を良

くする必要のある場所でもある。そのため電子銃のアノードチェンバには 60L のイオンポンプを直付けする。2 つ目は電子銃の後ろから導波管、バンチングユニット、加速管で構成されるビームライン上流と導波管の領域であり、最も広い真空部である。ここでは効率良く真空を引くため、真空マニホールドと呼ばれる真空パイプを加速管に沿って通し、そこから各部の真空を引く。真空マニホールドには 500L のイオンポンプを接続する。またクライストロンの直後にも 60L のイオンポンプを設置する。これはクライストロンを仕切っている RF 窓が放電により壊れることが多く、それを防ぐために高真空を要求するためである。3 つ目は加速管の後ろからビーム窓までのビームライン下流である。これはスリットやコアモニタ等の交換や設計変更を容易にするためである。したがってイオンポンプは 60L のものを 2 個、500L のものを 1 個、合計 3 つ使用する。

また 1 気圧からイオンポンプを稼働出来る 10^{-2} Pa まで真空を引くために、素排気系として 80L のロータリーポンプと 400L のターボポンプを使用する。真空計は電子銃、500L のイオンポンプの近く、導波管の 3 箇所に設置する。

4.11 冷却系

加速管の温度特性は非常に急激である。表 4.4 に示したように、温度 1 度の変化で位相は約 10 度ずれる。加速管や導波管は水冷なので、その水の温度コントロールが非常に大切になる。そのため TA-LINAC では水の温度を 30 ± 1 度に保つ。また収束用ヘルムホルツコイルとクライストロンは水冷で稼働するためこの部分にも水を流して冷却を行なう。

そこで冷却が必要な部分に対して、必要な水量を見積もった。それを表 4.23 に示す。この結果によると、流量は 93L/min あればよい。

冷却部	発熱量 [W]	帯溜水量 [L]	流量 [L/min]
バンチングユニット	16	13	20
加速管	16	15	20
導波管	0	15	5
電磁石	6015	12.5	31
クライストロン	2340	21	17
合計	8387	76.5	93

表 4.23 TA-LINAC の冷却が必要な部分とその流量。水冷が必要な電磁石は収束用ヘルムホルツコイルと電磁石直後のマグネットレンズである。クライストロンで冷却する部分はコレクタとクライストロン用の収束用電磁石、タンクである。

現在製作依頼中の冷却水ユニットの模式図を図 4.62、仕様を表 4.24 に示す。TA-LINAC の設置場所が夏の昼間の気温 40 度、冬の夜間の気温 -20 度と非常に温度差があること、冷却水ユニットの冷却用の水がないことなどから大掛かりなユニットになっている。ただし当初は冷却水の放射化の関係から水を 2~3 系統必要とすると考えていたが、TA-LINAC のビームの電流値と頻度が低いことから 1 系統で問題ないとなったためその分コストは抑えられている。負荷側の冷却水は循環ポンプとヒータを経由する。負荷を経由して温度の上がった水は調整弁で 2 分岐し、1 方は調整弁を経由して混合器に戻り、他方は調整弁を経由してタンクに入り、さらにタンクの低温水が混合器に入る。タンク内の水の 1 部はチラーを経由することで冷却され、1 部は純水装置を経由し不純物を取り除く。

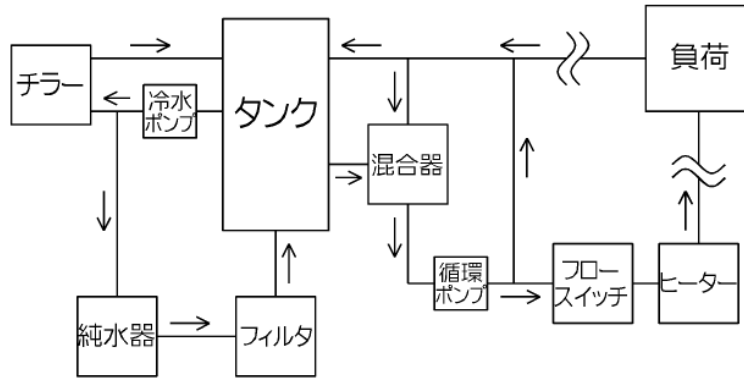


図 4.62 冷却ユニットの模式図。矢印は水が流れる方向を表す。

冷却ユニット

循環水量	110	L/min
使用温度	30	°C
温度精度	±0.1	°C
冷却能力	20	kW
タンク実用量	240	L
消費電力	19	kW
装置内水量	250	L

表 4.24 冷却ユニットの仕様。

4.12 設計のまとめ

以上より、4.2 節で示したスペックを満たすビームを射出するために設計した TA-LINAC の模式図を図 4.63 に示す。

電子銃から 1Hz で取り出した $1\mu\text{s}$ 幅の電子ビームを、プレバンチャ、バンチャで構成するバンチングシステムによってバンチ化と 15MeV までの初期加速が行ない加速管に入射する。加速管の位相は任意に変化させることが出来るので、ビームを 10, 20, 30, 40MeV のエネルギーまで加速(減速)する。このビームは四重極電磁石で収束された後、偏向電磁石で垂直方向に曲げられて大気に射出される。40MeV の場合、エネルギー $\pm 1\%$ の範囲内のビームをスリットを用いて取り出すと、電子銃から取り出した電流値のうち 50.5% が最終出力となるので、0.16mA のビームを取り出すには電子銃からは 0.32mA 取り出せばよい。

ビームの電流値はプレバンチャ前、バンチャ後、ビーム窓直前の 3 箇所、コアモニタを用いて測定する。このコアモニタはファラデーカップによって較正する。また偏向電磁石後にはスリットがあり、偏向電磁石の磁場の強さとビーム窓直前のコアモニタによって測定された電流値によりビームのエネルギーを測定する。

出力 30MW の RF はクライストロン 1 本で生成する。RF はプレバンチャ:バンチャ:加速管=1:99:100 の比で分配し、プレバンチャ側は移相器と減衰器、加速器側は移相器を通して調整した後に各コンポーネントに供給する。またクライストロン用のモジュレータからは電子銃の電圧 100kV も引き出す。

真空は全部で3箇所に分ける。真空ポンプは素排気系として80Lのスクロールポンプと400Lのターボポンプ、高真空系として80Lのイオンポンプを2台と500Lのイオンポンプ1台を使用する。冷却用の水は $30 \pm 0.1^\circ\text{C}$ に制御し、92L/min以上の水量を流す。

これらをKEKで組み立て、2007年の3~4月にビーム試験を行なう予定である。このビーム試験では偏向電磁石でビームを曲げる方向を垂直ではなく水平とする。これはシールド設置を容易にするためである。シールドビーム試験の際の配置図を図4.64に示す。組み立てた加速器はそのままコンテナに収納し、テレスコープアレイの実験サイトであるアメリカ、ユタ州まで輸送される。計画が順調に進んだ場合、2007年の8月から現地でTA-LINACのセットアップを行ない、10月からTA-LINACによるFD較正を開始する。

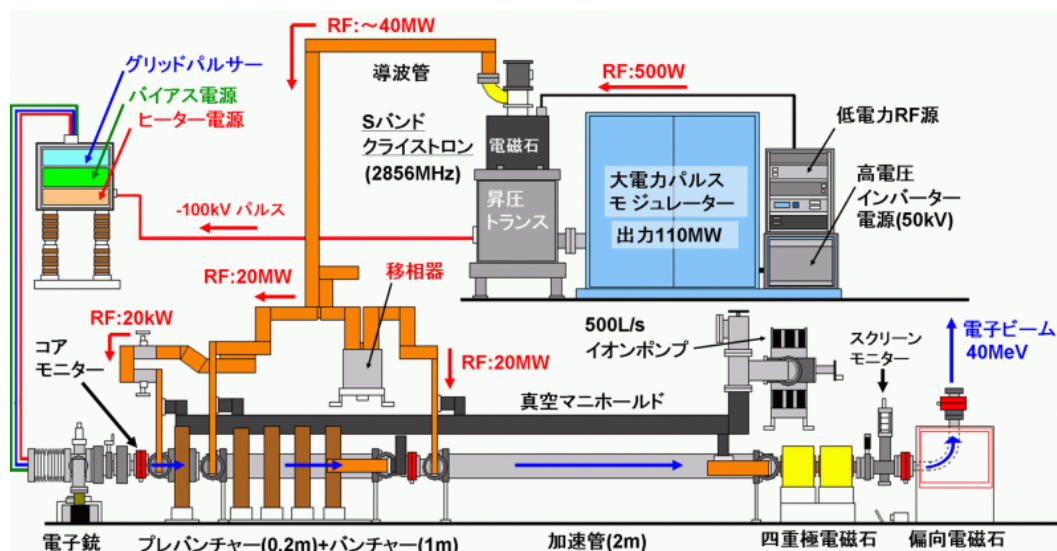


図 4.63 TA-LINAC の全体の模式図。RF は最大値を表記している。

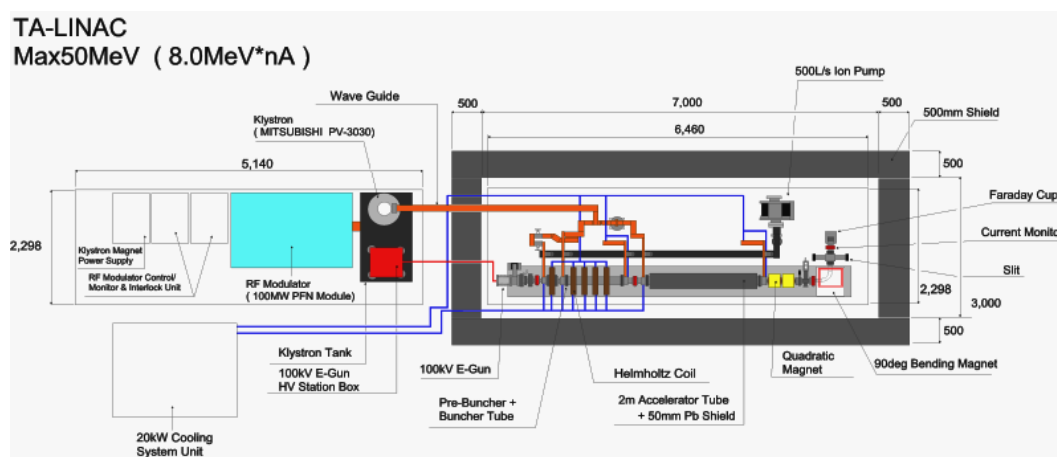


図 4.64 KEK で行なう予定であるビーム試験の配置図。偏向電磁石で曲げる方向を垂直ではなく水平方向としている。放射線シールドのためにまた加速器は50cm厚のコンクリートシールドで覆う。

5 TA-LINAC による大気蛍光望遠鏡の較正

TA-LINAC では定格 40MeV のエネルギーの電子ビームを空気中に鉛直上向きに放出する。放出された電子ビームは空気中の窒素分子や酸素分子と衝突しエネルギーを損失していく。エネルギー損失の過程には主にイオン化や分子の励起に伴う電離損失と電子が光子を放出することでエネルギーを損失する制動放射がある。電子はこれらの過程でエネルギーを減らしながら 2 次粒子の電子や光子を放出させ空気シャワーを引き起こす。また電子が電離損失により失ったエネルギーが窒素の励起エネルギーになった場合、励起された窒素は大気蛍光を放射する。大気蛍光は 300nm ~ 400nm の波長領域を持っており、テレスコープアレイの大気蛍光望遠鏡はこの大気蛍光を観測する。TA-LINAC による較正では、電子ビームのエネルギーと電流値を測定して TA-LINAC のビームによる空気シャワーを用いて大気蛍光発光から大気蛍光望遠鏡までを含めた絶対較正を行なう。

加速器による FD の較正法は色々な考え方があるが、ここでは大気蛍光望遠鏡と大気蛍光発光量を未知のパラメータとし、TA-LINAC の電子ビームのエネルギー、電流値、ビーム位置、大気の状態を既知のパラメータとすることで大気蛍光望遠鏡と大気蛍光発光量の積み上げ値を知る方法で較正を行なうことを考える。

この較正は 5% の精度で行なう事を目標とする。そこで TA-LINAC が持つ不定性が TA-LINAC の較正にどの程度影響してくるのを見積もる必要がある。TA-LINAC による上記の較正が持つ不定性は、射出する電子ビームのエネルギーや電流が持つ不定性に起因する誤差に加えて、ビーム射出口の位置の測定誤差によるもの、大気状態の測定誤差によるものなどが考えられる。この見積もりは TA-LINAC の電子ビームによる大気蛍光光子の発生から FD による光子検出までを通したシミュレーションを行なうことで見積もることが出来る。

TA-LINAC が射出する電子ビームのエネルギー、位置、方向は第 4 章においてビームシミュレーションから求められている。そこで TA-LINAC の電子ビームが作る電磁シャワーシミュレーションと、この電磁シャワーから大気蛍光として発生した光子の FD による検出シミュレーションを GEANT4 を用いて行ない、TA-LINAC の較正が持つ不定性を見積もる。以下ではビームのエネルギー、電流値、射出口の位置、大気の種類と気圧、大気の種類が持つ不定性により、TA-LINAC の較正で FD が検出する光子数がどの程度変化するかを調べた。

5.1 電子ビームと空気中の相互作用の設定

5.1.1 空気中に放出される電子ビームの初期設定

GEANT4 で電子ビームによる電磁シャワーシミュレーションを行なう場合に用いる電子ビームの初期状態は、PARMELA によるビームライン上流のビームシミュレーションと GEANT4 によるビームライン下流のビームシミュレーションを通して得られたビーム窓からの出力ビームを用いた。ビーム窓の直径と厚さ、スリットからビーム窓までのビームダクトの長さはそれぞれ 70mm、0.1mm のステンレス製、100cm の結果を用いた。

5.1.2 電子ビームの発射位置と大気蛍光望遠鏡の位置の設定

電子ビームの発射位置は観測に用いる大気蛍光望遠鏡から地表に沿った 100m の距離に設定し、コンテナの天井から発射されるので地上より 3m の高さより鉛直上向きに放出されるように設定した。

大気蛍光望遠鏡は1つのステーション内に12台設置されている。図5.1に大気蛍光望遠鏡の概観とID番号を示す。用いたGEANT4では、12台分の大気蛍光望遠鏡が定義されているが、電子ビームを正面に観測出来るのは2台である。ここではID番号6番と7番の望遠鏡が電子ビームを正面に観測出来る望遠鏡とした。図5.2にステーションとビーム出力位置の位置関係を示す。図5.2の座標原点はGEANT4内で定義される実験ホールの座標の原点である。ステーションは実験ホール座標の中心からy軸方向に約100mの距離に設置されていて、望遠鏡4,5,6,7番が見えるシャッターの面がX-Z平面に平行になるように設定されている。電子ビームの発射点が6番と7番の望遠鏡の正面にあり、更に100m先の位置に設置されるようにビーム発射位置は(X,Y)=(-13.84, -11.44) (m)の位置に設置した。

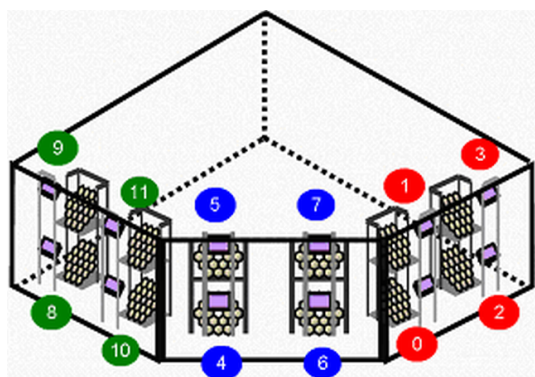


図 5.1 大気蛍光望遠鏡のステーションにおける鏡の幅約 30m、高さ約 11m。中央の 4~7 番の望遠鏡が GEANT4 で定義されている。さらに TALINAC は 6, 7 番の望遠鏡の視野の中央に来るように定義されている。6 番の望遠鏡は視野の上側、7 番の望遠鏡は視野の下側を観測するように構成されている。

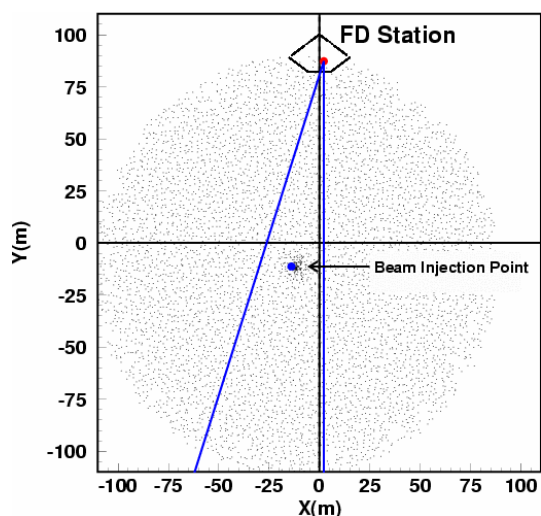


図 5.2 ステーションとビーム射出口の位置関係。横軸、縦軸は GEANT4 内で定義された実験ホールの座標系で表示した位置である。ビーム入射位置が 6, 7 番の望遠鏡の視野の中心に来るように配置。また距離は平面上に 100m 先になるように定義した。電子ビームの分布 (半径 100m 以内) の分布図を重ねている。

5.1.3 大気蛍光望遠鏡の視野の範囲

大気蛍光望遠鏡の6番のカメラの視野は仰角 17.7~33°、方位角 18° である。7番のカメラの視野は仰角 3~18°、方位角は 18° である。この視野で観測出来る 100m 先の水平方向と垂直方向の距離を表 5.1 に示した。

	6 番カメラの視野内	7 番カメラの視野内
水平方向	-13.5m ~ +13.5m	-13.5m ~ +13.5m
垂直方向	33.476m ~ 67.690m	10.23m ~ 38.55m

表 5.1 6 番、7 番のカメラの水平、垂直方向の視野範囲

5.1.4 空気シャワーによる相互作用の設定

40MeV の電子が空気中で引き起こす相互作用は主に電磁気相互作用である。電磁気相互作用による電子の反応として多重クーロン散乱、電離損失 (イオン化損失 + 励起損失)、制動放射が主な相互作用である。この3つに関しては4.4.2節に詳しく記した。ただし今回の GEANT4 による TA-LINAC のビームからの発光から FD 観測までのシミュレーションではそれに加えて大気蛍光による光子の発生を考える必要がある。

5.1.4.1 大気蛍光の設定

大気蛍光現象に関しては2.5節で詳しく述べている。GEANT4 では単位長さ辺りの発光量 ϵ として以下の式を使用している。

$$\epsilon = \rho \cdot \frac{\left(\frac{dE}{dx}\right)}{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{0.85MeV}} \sum_{i=1} A_i \frac{1}{1 + \rho \cdot B_i \sqrt{T}} \quad (5.1)$$

ここで $(dE/dx)_{0.85MeV}$ は 0.1679 ± 0.0020 である。誤差は HiRes 実験が出した 1.4MeV の場合の値である $0.1659[25]$ との差を誤差とした。また A, B の値は表 2.1 の値を用いている。この式に従って発生させた光子の波長分布を図 5.3 と単位長さ辺りの発生数の分布を図 5.4 に示す。

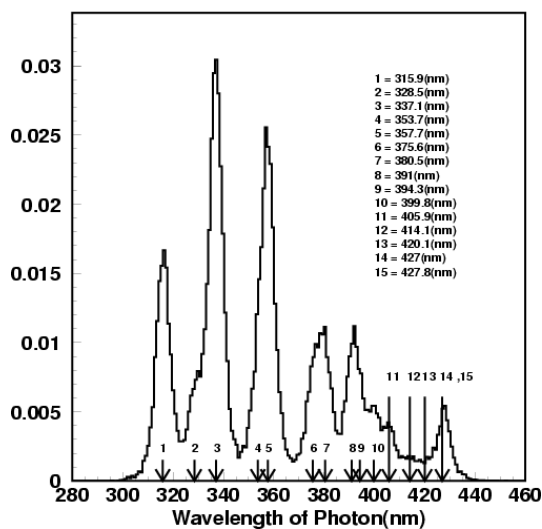


図 5.3 大気蛍光の波長スペクトル。15 バンドの波長を定義した。各波長は中心に対して $\sigma=2nm$ のガウス分布になるように定義した。

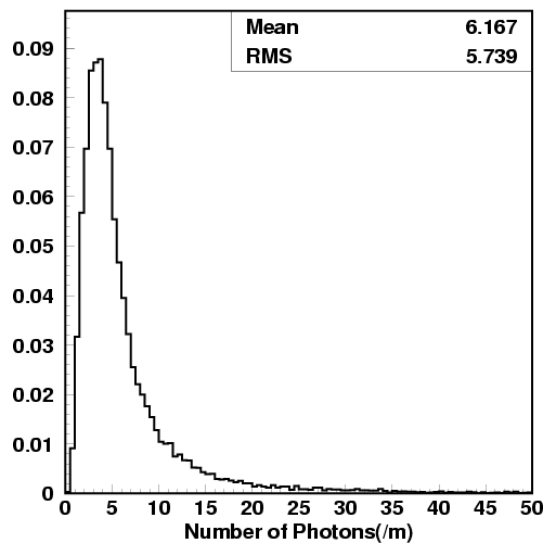


図 5.4 1m 辺りの大気蛍光発光数分布。式 5.1 で計算された値を中心値とするポアソン分布になるように光子を発生させた。

5.2 大気蛍光望遠鏡の光学系

大気中で発生した大気蛍光が大気蛍光望遠鏡を用いてどのように観測されるかを調べた。望遠鏡のジオメトリは GEANT4 を用いて定義された。今回用いた GEANT4 による TA-LINAC の電子ビームによる発光から FD 観測までのシミュレーションでは大気蛍光望遠鏡ステーションの壁、屋根、18 枚のセグメント鏡、パ

ラガラス、BG3 フィルタ、光電子増倍管、カメラボックスとカメラボックスを固定するカメラフレームが定義されており、観測可能な望遠鏡としては 12 台の望遠鏡を定義した。この章では主に大気蛍光望遠鏡で測定される光子数を調べた。光電子増倍管の光電効率と収集効率、望遠鏡のデータ収集用エレクトロニクスの応答 (ADC 値) に関して今回は考慮されていない。

5.2.1 大気蛍光望遠鏡のジオメトリ情報

GEANT4 では FD ステーションの建設物として壁と屋根を定義した。壁と屋根の必要性はカメラの視野以外からの光が鏡にあたり、その反射光がカメラに当たる可能性があるからである。図 5.5 に定義した大気蛍光望遠鏡の図を示した。

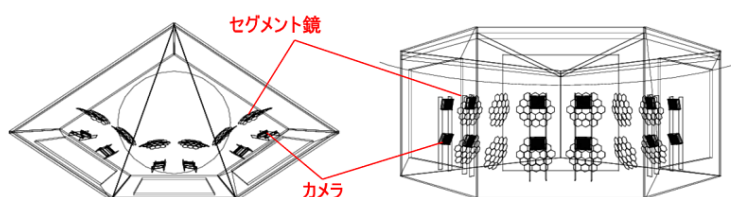


図 5.5 GEANT4 で定義した大気蛍光望遠鏡ステーションの図。左が上から見た図、右が正面から見た図である。

5.2.2 大気蛍光望遠鏡のセグメント鏡の反射率

大気蛍光望遠鏡で使用される反射鏡は正六角形の球面鏡である。この鏡を 18 枚並べて 1 枚直径約 3m の球面鏡を形作る。反射率は本来 1 枚 1 枚異なった値を示し、さらには同じ鏡でも場所による違いがあり、同じ鏡でも入射角によって反射率が異なるといった複雑な性質があるが、実際の鏡では 1 枚 1 枚の反射率を 6 点程度測定する程度に留まっており、複雑な情報はまだよく分かっていない。ここで用いた鏡の反射率は実際に観測所であるアメリカ・ユタ州のブラック・ロック・メサに建設された第一ステーションの望遠鏡に取り付けられている鏡数枚の反射率情報の平均値を出し、18 枚全て同じ反射率で定義した。

図 5.6 は定義されたセグメント鏡の概観図である、左が正面から見た図で右図が横から見た図である。この鏡は 6 番カメラの鏡である。また図 5.7 に定義した鏡の反射率を示す。ここで横軸は波長 (nm)、縦軸は反射率 (%) を表している。データに対する誤差はデータのポイントよりも十分小さい。測定された反射率は波長 360nm から 760nm の領域であったため、200nm から 360nm の領域については過去に別の方法で測定された反射率を用いた。但し反射率が大きく異なっていたため、360nm で連続になるようにスケールリングした。図 5.7 で 印が過去に測定された反射率データ、 印がスケールリングした反射率データ、 印が設置されている鏡の測定データである。

5.2.3 パラガラスの透過率

大気蛍光望遠鏡のカメラボックスにはアクリル樹脂性のガラス板が設置されている。アクリルガラスは光電子増倍管をホコリから保護するために設置しており、紫外光を透過するアクリルである。このアクリルガラスはクレラ株式会社製のアクリル板であり、パラガラスと呼ばれている。パラガラスはスーパーカミオカンデ実験で用いられている光電子増倍管を爆縮等の衝撃波から防御するために取り付けられたカバーでもある。パラガラスの透過率はアクリルの厚さ 5mm に対して約 90% であると仮定して減衰長を定義した。アクリルの屈

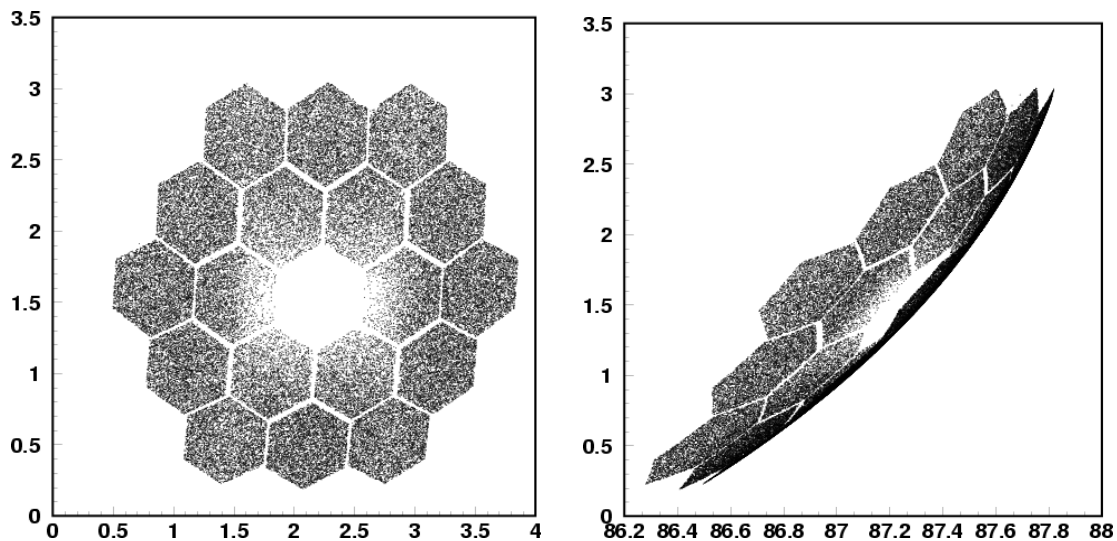


図 5.6 反射鏡の反射率と波長の関係。GEANT4 で定義したセグメント鏡 (左図は正面図で右図は側面図)

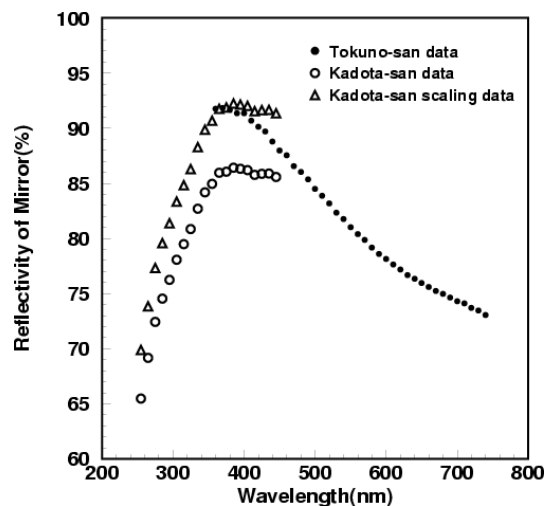


図 5.7 印はユタ州に設置されている反射鏡の幾つかの測定データの平均値である。誤差はポイントよりも十分小さい。 印は過去のサンプル鏡の値、データの誤差はポイントよりも十分小さい。 印はサンプル鏡データを 360nm での値を 印のデータにスケールさせたもの。GEANT4 には 360nm 以下については 印のデータ、360nm 以上については 印のデータを用いた。

折率は 1.49 なのでこの反射がフレネル反射と仮定すると反射率は屈折率から計算出来る。この仮定よりパラグラスの反射率は 3.9% であり、減衰長は 75.9mm と定義した。屈折率から反射率の計算は以下の計算式で求められる。

$$R = \left(\frac{n - 1}{n + 1} \right)^2 \quad (5.2)$$

ここで R が反射率、n が屈折率である。この計算は反射がフレネル反射 (正反射) である場合に成り立つ。

5.2.4 BG3 フィルタでの反射率、透過率、減衰長

BG3 は紫外線以上の波長領域の光を透過するフィルタである。BG3 フィルタは光電子増倍管の感面に取り付けられる。GEANT4 で定義した BG3 フィルタの反射率はカタログに記載されている値を用いてフレネル反射として式 5.2 を用いて求めた。減衰長は測定された透過率の結果を用いて計算した。表 5.2 に 4 つの波長での屈折率を示す。屈折率は光の波長が長くなるほど小さくなる傾向にある。Geant4 では図 5.8 に示すように 302.1nm から 1014.0nm の間で不連続的な関数になると仮定して 300nm から 1000nm 間の屈折率を決定した。

波長 [nm]	屈折率
302.1	1.55
435.8	1.52
5876	1.51
1014.0	1.50

表 5.2 パラグラスの屈折率

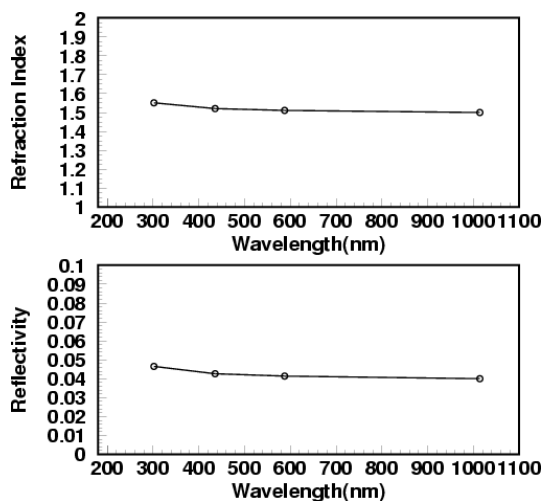


図 5.8 上図が屈折率の波長依存性。下図はパラグラスの表面上での反射率の波長依存性。図中の は表 5.2 のデータである。その間の波長領域については各点を直線で結んだ関数として定義する。反射率は式 5.2 を用いて計算された。

BG3 フィルタの透過率は幾つかのサンプルデータの平均値を用いた。減衰長は得られた平均値を用いて計算した。下の図 5.9 にサンプルデータを示す。点がデータ (平均値)、実線が BG3 フィルタのメーカーのデータである。

5.2.5 光電子増倍管の光電面上での反射率 (屈折率)

光電子増倍管の感面上でも光の反射が起こる。反射した光は BG3 フィルタもしくはパラグラスで反射して再び光電子増倍管の感面上に戻ってくることがある。そのためのこの効果を考えるために光電子増倍管の表面上での反射率を定義した。但し反射率のデータがないのでここは反射率 3% で仮定した。3% の反射率は屈折率では 1.41 である。

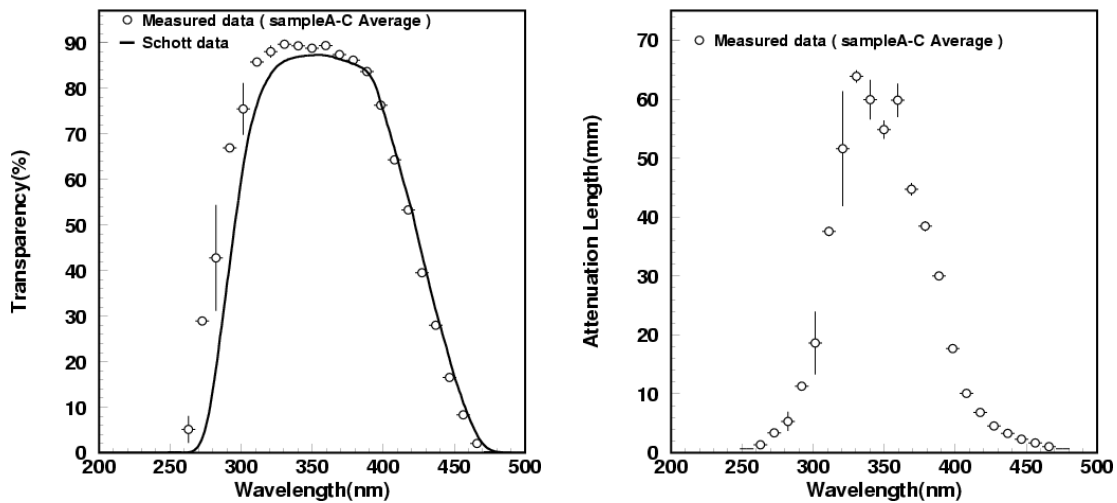


図 5.9 GEANT4 で定義した BG3 フィルタの透過率(左図)と減衰長(右図)の波長依存性。印は測定された BG3 フィルタのデータ。実線はメーカーのカatalog値である。

5.2.6 その他の部分での反射について

光は鏡、パラグラス、BG3、光電子増倍管感面だけでなく建物の壁やカメラのフレームでも起こると考えられる。そのためそれらの部分での反射の影響は僅かだが系統誤差として考えなければならない。但し現在データがないので標準は全て 0% で仮定する。

5.2.7 大気透明度

大気蛍光の波長は 300nm ~ 400nm であるため、光は大気中でレイリー散乱を起す。但しレイリー散乱の減衰長は数十 km なので電子ビームが放出される 100m に対してはその寄与は決して大きくなく、寄与は小さく大体 1% くらいであるが、大気透明度は TA-LINAC だけでは較正できないのでこの寄与が定量的にどの程度あるかは調べる必要がある。

レイリー散乱を記述する散乱式は幾つかあるが、今回の GEANT4 によるシミュレーションでは散乱系が多数の小散乱体の集合であるときの光の散乱を記述する式を用いた。より一般的な散乱として用いる式でお互いの干渉を考慮した理論式であり、水中での光のレイリー散乱を良く記述する式である。散乱体の微小体積中に依存する多数の分子の数が平均個数に対して熱振動によって揺らいでいるとすると、その揺らぎは電氣的揺らぎ、そして屈折率の揺らぎと解釈出来る。この変動によって光が散乱される。希薄な気体の場合は微小体積中の分子数は非常に少ないのでこの分子数密度の揺らぎの効果はほとんどない。この散乱はケーソム・アインシュタイン・スモルフスキーの式と呼ぶ。

$$N = N_0 \exp(-\alpha x) \quad (5.3)$$

$$\alpha = \frac{8\pi^3}{27} \cdot k_B T k_T \left[(n^2 - 1)(n^2 + 2) \right]^2 \frac{1}{\lambda^4} \quad (5.4)$$

ここで T は温度、kT は気体の等圧縮率である。α は減衰係数であり単位は [m⁻¹] である。α の逆数が減衰係数である。アインシュタイン・スモルフスキーの減衰長は空気の屈折率と温度に依存している。図 5.10 に式 5.4 に従った減衰長 (T=284K) の波長依存性と温度依存性 (波長=100, 300, 500nm) を示す。

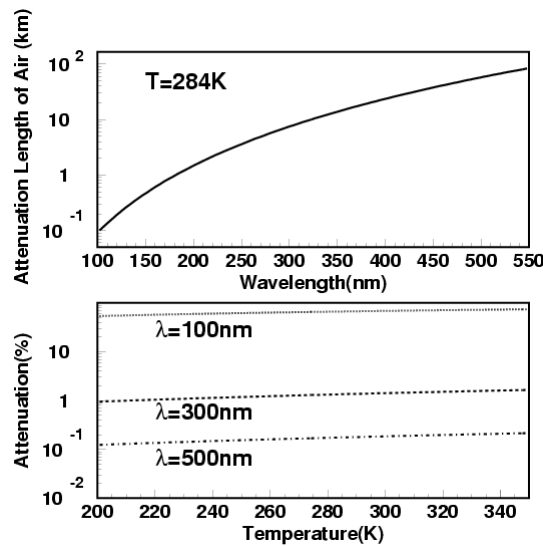


図 5.10 上図がレイリー散乱の減衰長の波長依存性を表しており、温度を 284K とした。下図が光が空気中を 100m 進んだ場合のレイリー散乱による減衰率を表した図。波長として 100nm, 300nm, 500nm の 3 つを表示している。

5.2.8 大気蛍光望遠鏡のカメラで測定される光子数

以上の情報を入力した GEANT4 による大気蛍光望遠鏡のシミュレーションを用いて 2 節で得られた空気シャワーがどのように観測されるかを調べた。大気中で発生した大気蛍光がカメラに入るまでには光は大気中で散乱または減衰し、反射鏡でも吸収され、パラガラスの表面上での反射と内部での吸収、BG3 フィルタの表面上での反射と内部での吸収、光電子増倍管の感面上で反射などを通じて光の数は減少する。今回のシミュレーションでは 10,000 個の電子を用いて電子ビームでの空気シャワーを用いた。表 5.3 は 10⁹ 個の電子にスケールさせた値である。

	6 番のカメラの視野内	7 番のカメラの視野内
光子数の変化量	4.0 × 10 ⁶	3.7 × 10 ⁶

表 5.3 大気蛍光望遠鏡によって観測される大気蛍光の光子数の見積もり

両方ともに約 400 万個の光子を検出している。この数値は 10¹¹ 個から立体角約 10⁻⁵ をかけた数値を考えれば 10¹¹⁻⁵ = 10⁶ となるのでオーダーとしては合っている。図 5.11 に 6 番のカメラの視野内に入った大気蛍光の発光位置と全空間内での発光位置、それぞれを中心とする反射鏡の立体角分布を示す。電子ビームは空気中での散乱により広がっていくが、水平方向に 100m の距離、高さは視野の中心になる位置を中心とした立体角を中心とした分布を作っているのがわかる。典型的な立体角は 4.4 × 10⁻⁵ である。

次にカメラ上の各光電子増倍管で検出された光子を横軸光電子増倍管の ID 番号で表した図を示す。図 5.12 の上のヒストグラムが 6 番のカメラであり上向きカメラである。上向きカメラは広がった空気シャワーを見ているので最も高い光電子増倍管でも 74,000 個の光子を検出しただけである。一方 7 番のカメラである下向きカメラについては散乱しているが比較的狭い範囲を電子ビームが通過するので光子を多く検出している。その最大値は約 160,000 個である。この値から量子効率として約 20% を掛けると光電子は約 20,000 個に

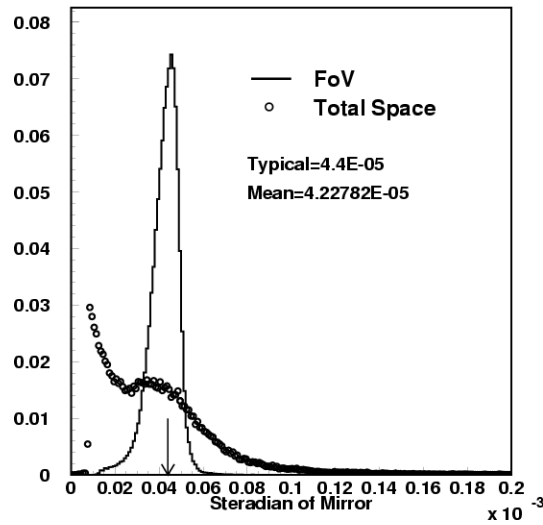


図 5.11 大気蛍光光子の発生点を中心とする鏡の立体角分布。ヒストグラムは視野内で発光した光を中心とする立体角である。大気蛍光の発生点から見ると、視野内では典型値を中心とする非対称ガウス分布を持つ。立体角の小さい方の成分の方が多いのは遠くの光の方が近い距離の光の数より多いからであると考えられる。印は空間全体での発光した光を中心とする立体角である。

なる。つまり 1 個の光電子増倍管は $1\mu\text{sec}$ の間に最大約 20,000p.e、100nsec で 2,000p.e を観測する。

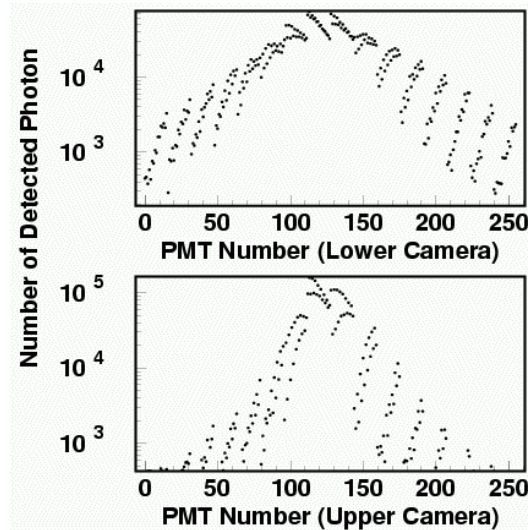


図 5.12 各光電子増倍管で観測される光子数分布。上図が 6 番のカメラ、下図が 7 番のカメラで観測される光子数の分布。6 番のカメラが上の視野を観測しているのび広がったビームを観ている。横軸が光電子増倍管の ID 番号であるが、0 番から 16 番毎にカメラの縦の 1 列を示している。よって 100~150 番がカメラの中央を示している。7 番のカメラが 1 つの光電子増倍管で捕らえる光の最大数が約 16 万個である。

図 5.13 に 1,000 個の電子ビームによる空気シャワーのイベントを表す。色は光子数の分布を示している。

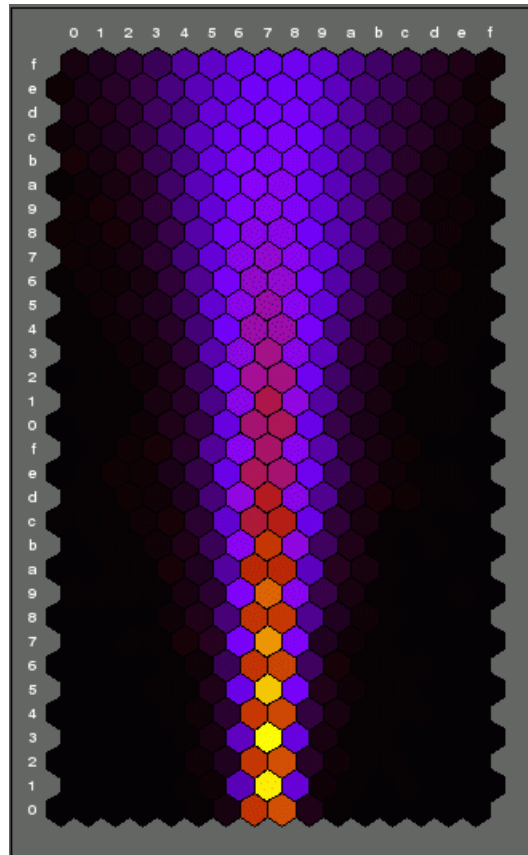


図 5.13 大気蛍光望遠鏡で観測される空気シャワーのイベントディスプレイ上での図 (光子数分布)。6 番のカメラと 7 番のカメラで観測される光子数の分布。色の明るい光電子増倍管が光子を多く観測していることを示す。電子ビームは図の下から上に向かって発射されているが、図の下の領域を見ても光電子増倍管 1 つにビームが全て入ることはなく 2~3 個に分布していることが分かる。

5.3 40MeV 電子ビームによる空気シャワー

この節では定格 40MeV の電子ビームによる空気シャワーの空間分布、大気蛍光の発光光子数を評価する。大気蛍光の発光光子数では空間全体では発生する光子数と 6 番カメラ, 7 番カメラそれぞれの視野内で発生する光子数を調べた。また大気蛍光の発光光子数と出力される電子数の相関を調べその線形性を評価した。

5.3.1 空気中での電子ビームの拡がりや散乱、空間分布

電子ビームがビーム窓から放出された後に空気中で起す空気シャワーによって大気蛍光が発光される。この発光する位置は電離相互作用が起こる位置と見なしてよい。定格 40MeV の電子ビームによる発光光子の発生位置の空間分布を図 5.14 に示す。図 5.14 より 40MeV の電子は上空約 150m 近くにまで達することが分かる。6 番カメラカメラの鉛直方向の視野が 100m 先で約 33m~68m であるので光子は視野内全てに分布する。

次に電子ビームの広がりを調べた。電子ビームは加速器の出力窓を通過する際に散乱によって広がって出てくる。また電子ビームが空気中に放出された後は空気中での多重散乱、電離損失による散乱、制動放射による

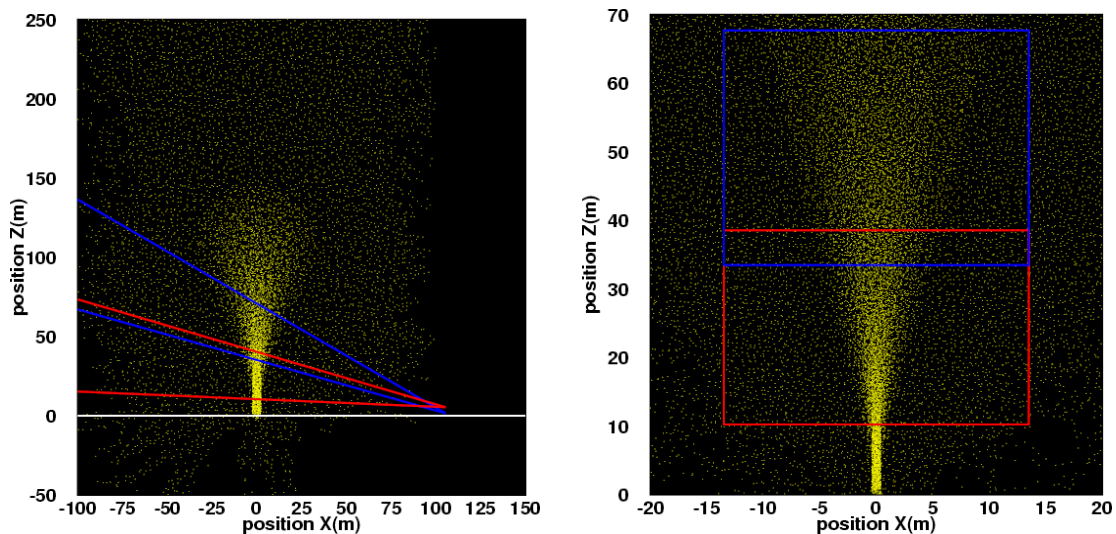


図 5.14 GEANT4 による TA-LINAC のビームからの発光から FD 観測までのシミュレーションでの 40MeV 電子ビームによる空気シャワー左図が空気シャワーとステーションの図、右図が望遠鏡から見た空気シャワーの図。X 軸は水平方向、Z 軸は高度を示している。右図の四角の領域は視野を示している。

散乱が起こる。電子ビームの初期広がりを与える影響を調べるためにビームの広がりのないビームと広がりのある PARMELA+GEANT4 の結果のビームを比較した。図 5.15 は空気中での高さで電子の散乱角の関係を表した図である。初期広がりの全くない理想的な電子ビームを用いて多重散乱のみを起させた場合 (印)、電離損失 + 制動放射のみを起させた場合 (印)、多重散乱 + 電離損失 + 制動放射での散乱 (印) を表示した。また PARMELA+GEANT4 を用いた電子ビームシミュレーションの結果を用いた広がったビームを用いた場合の広がり (印) を表示した。それぞれの結果を比較すると、空気シャワーの広がりは電子ビームの初期広がりの影響はほとんど受けていないことがわかる。

5.3.2 電子ビームの電子数と大気蛍光による光子数の相関

電子が電離損失によって失うエネルギー損失量はベテ・プロッホの式で表される。40MeV の電子でのエネルギー損失量の平均値は約 0.38MeV/m となる。大気蛍光の発光光子数は電離損失によるエネルギー損失量に比例するので温度一定、大気の質量密度一定の間では大気蛍光の光子数と電子ビームの電子数の間には線形性が成り立っていると考えられる。この線形性を確かめることにより、実際の 109 個の電子による光子数を見積もることが出来る。図 5.16 に電子数 1000 個 ~ 10000 個での電子数と発光光子数の相関図を示す。ここで温度を $T = 284^\circ$ で一定値にした。 印の線が全空間内での発光光子数、 印が 7 番のカメラの視野内での発光光子数、 印が 6 番のカメラの視野内での発光光子数である。6 番のカメラの視野内の光子数の方が多いのは見ている視野が広いので視野内で落とす全エネルギー損失の量が多いためである。またこの結果から全空間内、それぞれのカメラの視野内の発光光子数は放出させた電子数に対して線形性を成り立っていることが分かる。

図 5.16 の線形性より大気蛍光望遠鏡の視野内での観測数の見積もりを行なうことが出来る。表 5.4 に 109 個の電子による全空間中と視野内で発生する光子数の予想数を示す。但しこの値は大気蛍光望遠鏡のカメラで観測される数ではない。

空間全体での数も視野内での数も 10^9 個の電子が 1m の間に 3~5 個の光子を放出すると考えると鉛直方向

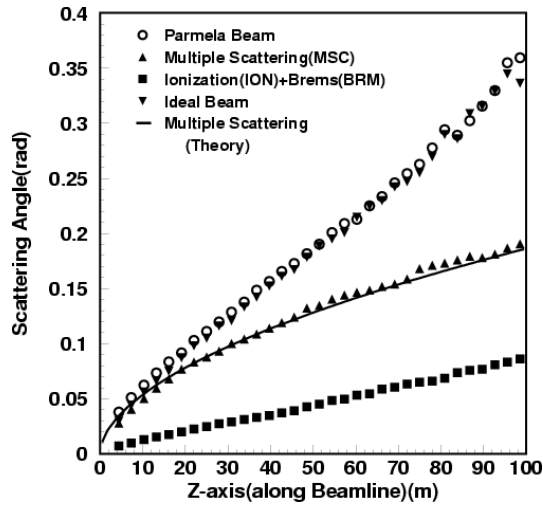


図 5.15 ビームの散乱角と高さの関係。理想電子ビームについては 電子損失 + 制動放射のみ、 は多重散乱のみ、 は多重散乱 + 電離損失 + 制動放射を設定した場合である。実線は多重散乱の計算式である。また PARMELA による結果を使用した場合の多重散乱 + 電離損失 + 制動放射を設定した結果を で示している。多重散乱については理論式を良く合っている。またビームが持つ広がり空気中で生じる広がりよりも十分小さいため、ビームが持つ広がり較正に影響を与えない。

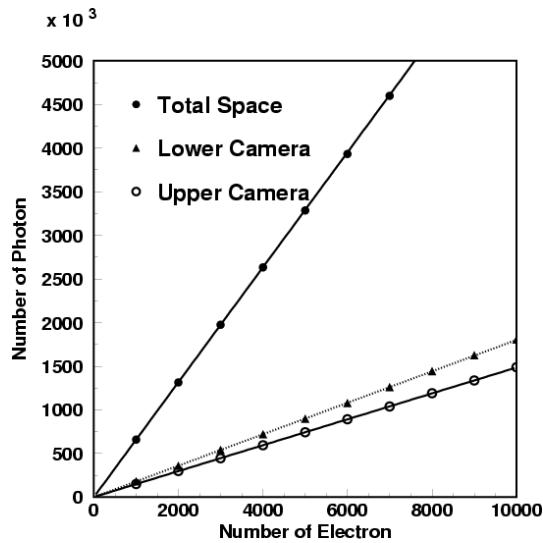


図 5.16 電子ビーム電子数と発光した光子数の間には線形性が成り立っていることが分かる。LowerCamera が 6 番のカメラの視野内の光子数、UpperCamera が 7 番のカメラの視野内での光子数を示している。6 番目のカメラの視野内での光子数の数が多いのは 6 番のカメラの方が遠くを観測することが出来るので視野内での電子の全エネルギー損失が大きいからである。

	全空間	6 番カメラ	7 番カメラ
予想される光子数	6.58×10^{11} 個	1.80×10^{11} 個	1.48×10^{11} 個

表 5.4 全空間内、6, 7 番カメラの視野内で発光する大気蛍光光子数の見積もり

で全空間は約 150m、視野は約 20~30m なので 10^9 個 \times $\sim 10^2 = 10^{11}$ のオーダーになり矛盾しない。

5.4 大気蛍光望遠鏡による 40MeV 電子ビームからの空気シャワーの観測とその不定性

ここでは電子ビームのエネルギーと電流値、射出口の位置、大気温度と気圧、大気の透明度が持つ不定性による FD が観測する光子数の変化を見た。

5.4.1 電子ビームのエネルギーに伴う変化量

大気蛍光発光数は電離相互作用によるエネルギー損失量に比例する。エネルギーが 40MeV から変化すると、電離損失によるエネルギー損失量が増えるため電流値が一定でもエネルギーの違いで大気蛍光数も異なった値となる。このエネルギーでは単位長さあたりの電離損失によるエネルギー損失の、エネルギー依存性は小さい。ただしエネルギーが増えると大気中での電子の飛距離や広がりが変化するため、FD で検出する光子数に変化が出てくる可能性がある。

まず全空間内、6 番、7 番カメラの視野内での大気蛍光発光数が電流値を一定にしてエネルギーのみを変化させた場合にどう変化するかを調べた。出力される電子ビームのエネルギーは中心 E(MeV) を持ち rms=0.1MeV のガウス分布に従うように分布させた。中心のエネルギー E は 1MeV~25MeV の範囲と 40MeV で変化させた。電子の数は全て 10000 個で GEANT4 によるビームシミュレーションを行なった。図 5.17 がエネルギーとそれぞれの発光光子数の相関である。また 38MeV, 40MeV, 42MeV での大気蛍光発光数の差を求めた結果を表 5.5 に示す。ここで は全空間内での発光光子数、 は 6 番カメラ、 は 7 番カメラのかめらの視野での発行光子数である。上図は 10^4 個の電子からの大気蛍光発光数の個数である。下図は 40MeV での個数で規格化したものである。この結果から 6 番カメラには 10MeV 以上で 40MeV での個数の 10% に達する。一方 7 番カメラは 5MeV 以上で 10% に達する。下側を向いている 7 番のカメラは低いエネルギーでも視野内を通過するが、上を向いている 6 番のカメラの視野内には 10MeV 以上の電子でなければ届かないことが分かる。表 5.6 の結果より、 40 ± 2 MeV の電子ビームではそれぞれのカメラの視野内での大気蛍光発光数の差は 1% 以内であり、エネルギー較正において大きな影響はない。但し、全空間内での大気蛍光発光数はエネルギーが大きくなるほど大きくなる。このことから 5MeV 以下の電子についてはビーム窓から放出されても観測には影響がないということを示している。逆に 40MeV の電子がビーム窓を通過する際にエネルギーを失い一部が低エネルギー領域のビームとして出力されると、ビーム窓の直前に設置されているモニターで測定された電流値と観測される大気蛍光数の線形性が成り立たなくなるという問題が生じる。

	全空間	6 番カメラ	7 番カメラ
38MeV	-5%	-1%	< 1%
42MeV	+5%	< 1%	< 1%

表 5.5 40 ± 2MeV でのエネルギーの違いによる発光光子数の違い

また、4.8.1 節で述べたビーム窓の影響を考える必要がある。ビーム窓による影響は 2 つに分けることが出来る。1 つはビーム窓から発生した 2 次電子による電流測定への影響であり、これは 5.4.2 節で詳しく述べる。もう 1 つはビーム窓によってエネルギー分布が変化することによる影響である。

ビーム窓直前のエネルギーは偏向電磁石とスリット、コアモニターを用いることで測定出来る (4.8.1 節)。しかしビーム窓で変化した電子のエネルギーは測定できない。よってこの影響はビームシミュレーションを用いて推定する。

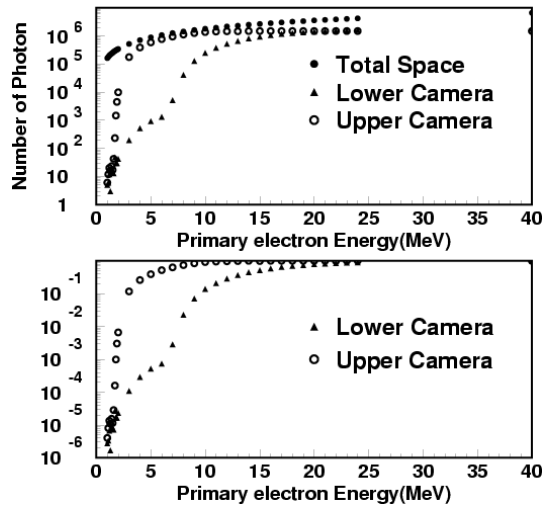


図 5.17 一定の電流値のもと、電子ビームのエネルギーを 1~40MeV まで変化させた場合の発光する大気蛍光の光子数を示した。上図が絶対数で下図が 40MeV での光子数に規格化させた図である。全空間内での光子数においては、数 MeV 程度で 40MeV での発光光子数の 10% に達している。6 番目のカメラ () の視野内では 10MeV 以上にならないと電子が視野内に到達しない。7 番目のカメラ () の視野内でも数 MeV 程度で 10% 以上に達することが分かる。40MeV 付近では大きな差はでない。

そこでまず、ビーム窓前後でのエネルギー分布、電流値の変化による大気蛍光発光数の変化を調べる。図 5.18 が PARMELA+GEANT4 を用いて計算された 0.1mm 厚のステンレス製のビーム窓の直前と直後のエネルギー分布である。ビーム窓直後では電子がエネルギー損失をおこし、低エネルギーの電子の割合が増えているのが分かる。ビーム窓直前と直後それぞれの電子ビームを用いた場合の大気蛍光で発生する光子の数の差を表 5.6 に表した。

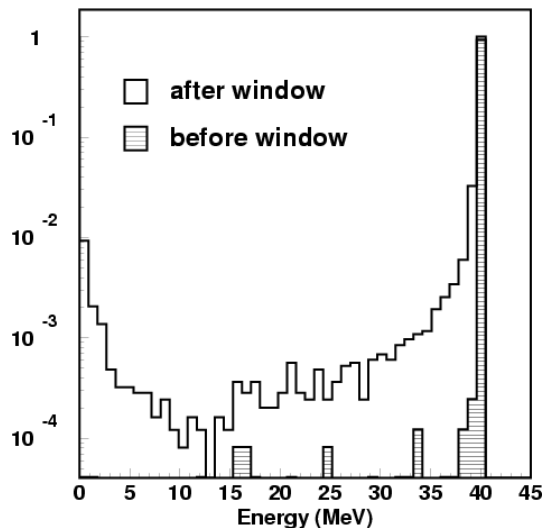


図 5.18 斜線付ヒストグラムがビーム窓直前のエネルギースペクトルである。ヒストグラムがビーム窓直後のエネルギースペクトルである。ビーム窓直前は低エネルギー成分が少ない電子ビームが得られているが、ビーム窓直後の電子ビームには低エネルギーの成分が多くなっていることが分かる。

	全空間	6 番カメラ	7 番カメラ
$100.0 \times \left(\frac{N_a - N_b}{N_b} \right)$	-2%	-2%	-2%

表 5.6 ビーム窓前後での電子ビームによる大気蛍光発光数の差。ここで、 N_a はビーム窓直後の電子ビームを用いた場合の大気蛍光発光数、 N_b はビーム窓直前の電子ビームを用いた場合の大気蛍光発光数を表している。

この結果より、ビーム窓によるエネルギー分布、電流量の変化によって、大気蛍光発光数が 2% 減少することがわかる。ただし TA-LINAC では「ビーム窓前のエネルギー分布」と「ビーム窓後の電流値」の測定を行なっている。今回使用した値はビーム窓前のエネルギー分布とビーム窓前の電流値である。表 4.18 より、ビーム窓の前後で電流値は 1.5% 程度増えていることが分かるので、純粋にエネルギー分布だけが変化した場合の光子数の変化量はさらに 1.5% 程度減少する。この値を加えると最大 3.5% 程度減少することになる。これらの値はこのシミュレーションで追うことが出来るため、ビームシミュレーションの結果から補正することが出来る。ただしそれを行なう場合には、シミュレーションの正しさを確かめる必要があり、例えばビーム窓直後にカロリメータを置いてエネルギーを測定する等を行なうべきである。

5.4.2 電子ビームの電流値に伴う変化量

電流値の変化量は発光光子数の変化量となる。そのため電流値測定の不定性の値がそのまま FD で検出する光子数の不定性となる。電流値の測定方法は第 5.4.2 節で詳しく述べたが、電流値の精度は 5% 以下を目標としている。表 4.18 より、ビーム窓前後で電流値は 1.5% 程度増えていることが分かるが、ファラデーカップを用いた測定はビーム窓の外で行なわれるため、ファラデーカップで測定される電流量にはこの 2 次電子の数が含まれている。ファラデーカップを用いてコアモニタを較正するため、コアモニタで測定する電流量もこの 2 次電子の影響を含んだ測定を行なう事が出来ている。そのためビーム窓による電流値の変化による影響は考慮する必要がなく、ビーム窓によるエネルギー変化だけを考慮すれば良い。これは 5.4.1 節で詳しく述べている。

5.4.3 電子ビームの位置に伴う変化量

加速器のビームの位置は基本的には測量計を用いて測定し正確に位置を合わせる必要があるので位置の誤差は非常に小さくなると考えられるが位置のずれによって起こる視野内での光子数のずれがどの程度かを求めてみた。特にこの考察はビーム発射位置と望遠鏡の高低差にとっては重要である。ビーム発射位置は望遠鏡の高さに比べて 5m 近くは差があると見られている。ずれは電子 10000 個を用いた電子ビームを 1 サンプル作り、生成された光子の発生位置を単純に平行移動して視野内の光子数をカウントする方法を用いた。図 5.19、5.20、5.21 に図 5.2 に示した座標での X, Y, Z それぞれの軸に沿った平行移動による光子の数の変化量を示した。表 5.7 には X 軸に沿って $\pm 3m$ 、Y 軸に沿って $\pm 3m$ 、Z 方向に沿って $\pm 5m$ 平行移動させた場合の変化量をまとめた。

位置による不定性が最も大きいのは Y 軸方向の変化である。これは奥行き方向を変えるパラメータである。逆に X 方向に対する誤差は非常に小さい。Z の方は上向きのカメラは多少の変化はするが対した変化ではない。下向きの方はさらに変化が小さい。これらの合計の誤差は $\pm 3\%$ で求めているが測量計による精密測定によって無視出来るくらいに小さくなると期待出来る。特に最も誤差が大きくなる Y 軸 (FD からの距離方向) の測定には、例えばレーザー距離計を用いることで距離 100m を $\pm 1m$ 以下の精度で測定出来る。GPS を使用する場合、今回設定した $\pm 3m$ の精度で測定することも可能であるが、測定機器は高価になる。これらの方法で位置を精度 1m 程度で測定することは可能であり、その場合位置による不定性は 3% 以下となる。

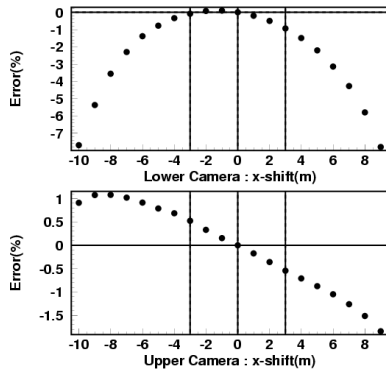


図 5.19 X 軸方向の平行移動による光子数の変化。

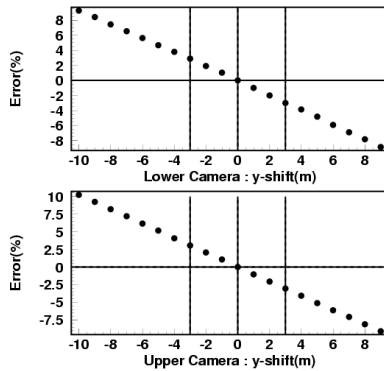


図 5.20 Y 軸方向の平行移動による光子数の変化。

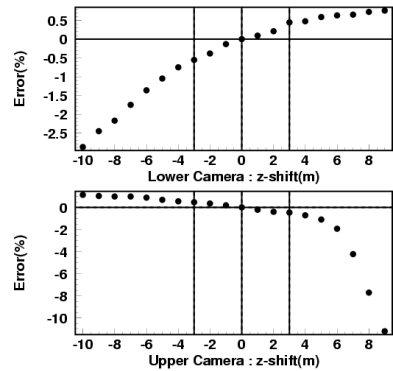


図 5.21 Z 軸方向の平行移動による光子数の変化。

	6 番のカメラの視野内	7 番のカメラの視野内
X(± 3 m)	< 1% / -1%	+ 1% / -1%
Y(± 3 m)	+3% / -3%	+3% / -3%
Z(± 5 m)	+1% / -1%	+1% / -1%
合計	+3% / -3%	+3% / -3%

表 5.7 X, Y, Z 軸それぞれの平行移動による発光光子数の変化量。

5.4.4 大気温度と気圧に伴う変化量

外気温による大気蛍光の発光光子数の変化は非常に顕著に現れる。特に夏と冬では温度差は非常に大きいので季節によって、または同じ日でもその温度変化によって発生する光子数が大きく異なると思われる。ここでは極端に考え夏の最高気温と冬の最低気温での発生光子数の変化量を調べた。図 5.22 に 2004 年から 2006 年 11 月までのアメリカ・ユタ州にあるデルタ市の気温変化と気圧変化を示す。

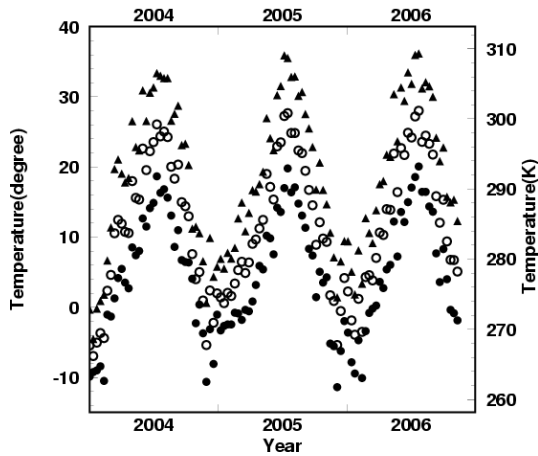
この図より夏の最高気温は 319K、冬の最低気温は 260K 程度になり、平均気温は 284K である。気圧は平均 860hPa 程度で、その変動は ± 20 hPa 程度である。この変化による検出される光子数の変化を表 4.11 に示す。

	6 番のカメラの視野内	7 番のカメラの視野内
温度 (+26K/-24K)	+5% / -5%	+5% / -5%
気圧 (± 20 hPa)	+2% / -3%	+2% / -2%
合計	+5% / -5%	+5% / -5%

表 5.8 気温と気圧の変化による発光光子数の変化量。

ただし加速器の稼働時は温度モニター、気圧モニターなどで常時モニターするので外気温や気圧による不定性は常に小さく期待出来る。TA-LINAC から 100m 離れた FD ステーションの屋上 (地上から約 10m) にはウェザーステーションが設置されており、その測定精度は気温 $\pm 0.3^{\circ}\text{C}$ 、気圧 ± 1 hPa である (表 5.9)。40MeV の電子ビームの場合、空気シャワーは地上 200m 程度まで広がる。必要なのは大気蛍光を発する地点の温度と気圧なので、地上 10m の値から 200m までの値を推定することになる。US 標準大気によると、高度 11km までは温度は $-6.5^{\circ}\text{C}/\text{km}$ で下がるとされているので、地上 200m までの温度推定は難しくない。ま

Weather Information of Delta (2004-2006)



Weather Information of Delta (2004-2006)

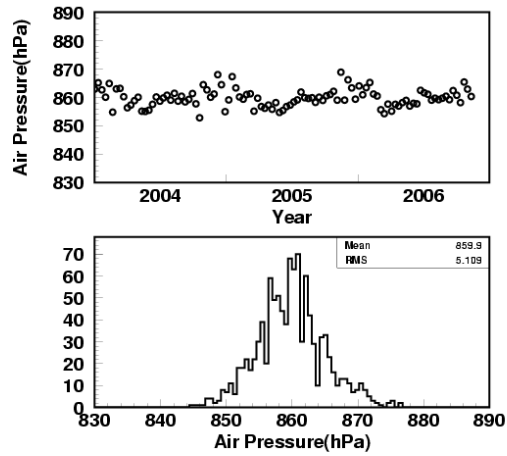


図 5.22 アメリカ・ユタ州デルタ市の 2004 年から 2006 年までの温度変化と気圧変化上図が 2004, 2005, 2006 年の気温変化である。図には最高気温変化 (△)、平均気温変化 (○)、最低気温 (□) が表示されている。下図は気圧の分布図である。気温は夏頃に上がり冬頃に下がるという変化の仕方をしているが、気圧は年間通して大きな変化はなく、860hPa を中心に ± 20hPa 以内の変化しかない。

た気圧は地上 200m では約 20hPa 程度下がると見込まれるので、温度よりも大気蛍光に対する影響が大きい。しかし表 5.8 より ±20hPa の変化による発光量の変化は ±2% なので、気圧による不定性はこの値以下となる。またウェザーステーションを TA-LINAC として用意することも考えている。

気温	測定範囲	-52 ~ + 60°C
	精度	±0.3°C (+20°C において)
気圧	測定範囲	600 ~ 1100hPa
	精度	±0.5hPa (0 ~ + 30°C において)
		±1hPa (-52 ~ + 60°C において)

表 5.9 FD ステーションの屋上に設置されているウェザーステーションの仕様。

5.4.5 大気透明度に伴う変化量

大気透明度はレイリー散乱による減衰係数のことであるが、減衰係数は式 5.4 のように空気の温度と屈折率に依存する。空気の屈折率は厳密には温度、気圧、湿度、二酸化炭素の密度に依存した物理量であるが屈折率の変化量は非常に小さいためにここでは無視し、減衰係数の温度依存のみを考える。温度の不定性はここでは温度モニター、気圧モニターの測定精度ではなく、図 5.22 に示した年間の最高気温と最低気温で考える。つまり夏の最高気温である摂氏 40 度と冬の最低気温である摂氏 - 15 度で考える。この結果を表 5.10 に示す。

	6 番のカメラの視野内	7 番のカメラの視野内
光子数の変化量	<1% / -2%	+2% / <1%

表 5.10 大気透明度の変化による観測される光子数の変化量のまとめ

6番のカメラの方が変化量が大いなのは7番カメラよりも遠くを見ているからであると考えられる。目の誤差は非常に小さくほとんど温度の変化に対して無視出来ると考えられる。但し実際の温度の不定性は温度モニターが十分な精度を持っていると考えるとほとんど無視出来る数値である。大気透明度に関しては温度の依存性よりも天気による依存性の大きいと考えられる。天気が悪く、大気が濁っている場合は空気中に不純物が混じっているので純粋なレイリー散乱でなく、ミー散乱の寄与も加わってくる。このことから大気透明度の不定性に対する変化量を小さくすることは完全にはできない。

将来的には加速器の位置からレーザーを放出し大気透明度を CLF(セントラルレーザーファシリティ)と同じように測定し、100mの距離での減衰係数、または消散係数を求めることが必要であると考えられる。またこのレーザーはFDの光学系を一括で較正することも出来る。

5.4.6 変化量の合計と考察

上記の変化量の合計を表 5.11 にまとめた。

	6番のカメラの視野内	7番のカメラの視野内
ビームのエネルギー	<1%	<1%
ビームの電流値	<5%	<5%
ビームの位置	+3%/-3%	+3%/-3%
大気温度と気圧	+5%/-5%	+5%/-5%
大気透明度	<1% / -2%	+2% / <1%
合計	+8% / -8%	+8% / -8%

表 5.11 FD で検出する光子数の変化量。

この表から変化量の大きな要素は、確定していないビーム電流値の不定性を除くと温度、気圧とビームの位置によるものであることが分かる。ただし 5.4.4 節で述べた通り、FD ステーションに設置されたウェザーステーションの情報を利用することで温度、気圧による不定性は 2% 以下になる。ビームの位置についても 5.4.3 節で述べたように高精度の測量を行なうことで誤差を 3% 以下とすることが出来る。上記にはビーム窓による影響が含まれていないが、5.4.1 節より、もしビームシミュレーションで求めた値で補正を行なわない場合でも最大 3.5% 程度の減少であると見積もられている。

よってビームの電流値以外の要因による不定性は 5% 以下に落とすことが出来る。ビーム電流値の測定精度を目標通り 5% 以下とすることで、TA-LINAC のビームによる較正を 5% の精度で行なうことが出来ることがわかる。

5.5 TA-LINAC による大気蛍光望遠鏡の較正のまとめ

電子ビームによる FD の較正法は色々な考え方があるが、ここでは大気蛍光望遠鏡と大気蛍光発光量を未知のパラメータとし、TA-LINAC の電子ビームのエネルギー、電流値、ビーム位置、大気の状態を既知のパラメータとすることで大気蛍光望遠鏡と大気蛍光発光量の積み上げ値を知る方法で較正を行なうことを考えてきた。この視点で TA-LINAC が持つ誤差を調べた場合、その不定性は TA-LINAC の電子ビームの電流値の測定精度が最も大きな誤差の要因であることが分かった。電流値の測定精度はまだ未定であるが、これを 5% 以下に抑えることで目標であった TA-LINAC の較正の精度を 5% 以下とすることが出来る。

また大気蛍光望遠鏡が持つ誤差も既知とすることで、大気蛍光発光量の測定も行なうことが出来る。これにより大気蛍光パラメータの測定を行なうことも可能となる。ただしこの場合には例えば LINAC の位置から小型レーザによる大気 + 大気蛍光望遠鏡の光学系の較正などを行ない、出来る限り系統誤差を小さくすることを考えたい。

ただしこれらの GEANT4 を用いたシミュレーション結果と実際のデータとの比較を行なうことが出来ないため、今回行なったシミュレーションの正しさの確認が出来ていないことに注意する必要がある。将来的には例えばカロリメータによるエネルギーの測定など、GEANT4 によるシミュレーション結果を確認するための相補的な実験を行なう必要がある。

6 結論

6.1 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絶対較正用として、小型電子線形加速器 (TA-LINAC) の設計を行なった。電子の加速部分はビームライン上流を PARMELA で、それ以降のビームライン下流を GEANT4 を用いたビームシミュレーションで設計し、TA-LINAC に要求するエネルギー精度 1% で 10MeV ~ 40MeV まで可変、電流値 0.16mA を満たすことを確認した。

また TA-LINAC のビームによる空気シャワーシミュレーションとこのシャワーから発生した光子の FD による検出シミュレーションを GEANT4 を用いて構築し、電子ビームのエネルギー、電流値、ビーム位置、大気の状態による FD の検出光子数の変化量を見積もった。これにより、大気蛍光望遠鏡と大気蛍光発光量を未知のパラメータとし、それ以外を既知のパラメータとすることで大気蛍光望遠鏡と大気蛍光発光量の積み上げ値を知る方法で較正を行なう場合、電子ビームの電流値の測定精度が最も大きな誤差の要因であることがわかった。ビームのエネルギーや位置、温度、気圧、大気透明度が持つ不定性は 5% 以下であるので、電流値の測定精度はまだ未定であるが、これを 5% 以下に抑えることで 5% 以下の精度で較正を行なう事が出来る。この場合大気蛍光望遠鏡の宇宙線観測におけるエネルギー推定の誤差は、TA-LINAC による較正前の 23% から 17% 以下となる。また、大気や再構成が持つ不定性は TA-LINAC で較正することができないが、FD で SD を較正する場合にはこれらの不定性が少ないイベントを選び出して較正することが可能である。この方法により、TA 実験のエネルギー測定の系統誤差を 10% 以下とすることを目指す。

6.2 今後の課題

設計した加速器の組み立てを行ない、2007 年 4 月 ~ 5 月にかけて KEK の電子陽電子入射器棟でビームテストを行なう予定である。そこで最終調整を行なった後、観測サイトである米国ユタ州へ輸送し、計画が順調に進んだ場合、2007 年 10 月から TA-LINAC による大気蛍光望遠鏡の絶対較正を開始する予定である。

また今回行なった GEANT4 による TA-LINAC のビームの発光から FD 検出までのシミュレーション結果の正しさの確認を行なう必要があり、その手法を考える必要がある。

また実際に較正を開始するまでに、今回使用した TA-LINAC のビームによる電磁シャワーを FD で観測するシミュレーションから、TA-LINAC による較正の具体的な解析方法とその精度を見積もる必要がある。

謝辞

本研究に当たりご指導頂きました佐川宏行先生、本研究に参加する機会を与えて下さいました福島正巳先生に心より深く感謝致します。

芝田達伸氏には本研究の全てのこと柄について非常に多くのご指導を頂きましたことに大変深く感謝致します。

櫻井信之先生、小澤俊介氏には数多くのご指導、指針を頂きました。

同室の武多昭道氏、木戸英治氏、部山和愛氏、川名進吾氏、山川雄一氏、宮田孝司氏には常日頃からお世話になりました。

千葉大学の吉田滋先生、河合秀幸先生にはテレスコープアレイ実験に関わる機会を頂いたことに感謝致します。

他のテレスコープアレイ実験の方々にもお世話になりました。

また秘書の鳥居さん、山川さんにも大変お世話になりました。

KEK 電子陽電子入射器グループの皆様には加速器開発の全般に渡り多くのご指導頂きましたことに深く感謝致します。

大沢哲先生にはビームシミュレーション全般、電子銃の設計及び試験において大きなご指導を頂きました。

池田光男先生、杉村高志先生は電子銃試験の際に大変お世話になりました。

柿原和久先生には真空系においてご指導頂きました。

古川和郎先生、佐藤政則先生には実験室ネットワークや TA-LINAC の DAQ において貴重な指針を頂きました。

紙谷琢哉先生には電磁石全般について多くのご指導を頂きました。

諏訪田剛先生にはモニタ系についてご指導を頂きました。

矢野喜治先生には小電力 RF 系についてご指導頂きました。

明本光生先生、本間博幸先生、吉田光宏先生には RF 用モジュレータについてご指導頂きました。

佐波俊哉先生には加速器からの放射線とシールド設計についてご指導頂きました。

福田茂樹先生、榎本収志先生には RF 系全般についてご意見、ご指導を頂きました。

設楽哲夫先生には TA-LINAC 計画全般の取りまとめをして頂きましたことに深く感謝致します。

皆様本当にどうもありがとうございました。

参考文献

- [1] K.Greisen, Phys.Rev.Lett.16, 748(1966).
- [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] M.Takeda et al., AstroPhys.J, 522, 225(1999).
- [6] R.U.Abbasi et al., AstroPhys.J, 610, 73 (2004).
- [7] Hinshaw G et al, astro-ph/0603451.
- [8] H.Bethe and W.Heitler, Proc.Roy.Soc. A146, 83(1934).
- [9] G.R.Blumenthal, Phys.Rev.D 1, 1956(1970).
- [10] S.Yoshida, M.Teshima, Prog.Theor.Phys.89, 833(1993).
- [11] F.W.Stecker, astro-ph/0908110.
- [12] J.L.Puget et al, AstroPhys. 205, 638 (1976).
- [13] M.A.MALKAN et al, Astro.Phys.496, (1998).
- [14] T.Yamamoto, K.Mase, T.Takeda, N.Sakaki, M.Teshima AstroPart.Phys.20, 405(2004).
- [15] A.M.Hillas, Ann.Rev.Astron.Astrophys.22, 425(1984).
- [16] P.Jakobsson et al., A&A 447, 897(2006).
- [17] A.M.Soderberg et al, Natur.442, 1014(2006).
- [18] F.M.Albuquerque and L.Baudis., Phys.Rev.Lett.90, 221301(2003).
- [19] E.J.Fenyves et al., Phys.Rev.D.37, 649, (1988).
- [20] M.Nagano et al., J.Phys.G:Nucl.Part.10, 1295(1984).
- [21] H.Y.Dai et al., J.Phys.G: Nucl.Phys.14, 793(1988).
- [22] A.N.Buerner, Ph.D. thesis, Cornell University, 1967.
- [23] G.Davidson and R. O'neil, J.Phys.Chem.Phys.41, 3946(1964).
- [24] F.Kakimoto et al, Nucl.Instrum.Meth.Phys.Res.A 372, 244(1996).
- [25] M.Nagano et al, Astropart.Phys.20, 293(2003).
- [26] M.Nagano et al, Astropart.Phys.22, 235(2004).
- [27] J.W.Belz et al, Astropart.Phys.25, 129(2006).
- [28] J.W.Belz et al, 29th ICRC Pune, 8, 323(2005).
- [29] K.H.Kampert, astro-ph/0608136.
- [30] N.Sakaki, K.Kobayakawa, M.Nagano, Y.Watanabe, Proc.29th Int.Cos.Ray Conf., Pune, India, (2005).
- [31] The TA Collaboration, The Telescope Array Project Design Report, (2000).
- [32] K.Arisaka et al, GAP Note 2004-037
- [33] M.Risse and D.Heck, Astropart.Phys.20, 661, (2004).
- [34] H.Billen and L.M.Young, PARMEIA User's Manual, Los Alamos Accelerator Code Group, LA-UR-96-1835.
- [35] S.Agostinelli et al., Nucl.Instrum.Methods Phys. Res., Sect, A 506, 250 (2003).
- [36] T.Kamitani et al, Proc.of Particle Accelerator Conf.1993, 3705.

- [37] E.L.Chu and W.W.Hansen, J.Appl.Phys., vol.18, 996 (1947).
- [38] S.Ohsawa et al, Proc.of Particle Accelerator Conf.1993, 3087.
- [39] Design Report on PF Injector Linac Upgrade for KEKB (in Japanese), KEK Report 95-18 March (1996).
- [40] I.Sato, Nucl.Inst.and Meth.177, 91(1980).