

2009年度 卒業論文

Geant4による
TMC(新型カロリメータ)の性能評価

信州大学 理学部 物理科学科 4年
高エネルギー研究室
02S2016K 迫 邦洋

2010年 3月

目次

1	概要と目的	2
2	カロリメータ内における粒子と物質の相互作用	3
2.1	電離損失	3
2.2	制動放射	3
2.3	光と物質の相互作用	4
2.3.1	光電効果	5
2.3.2	コンプトン散乱	6
2.3.3	電子対生成	6
2.4	電磁シャワー	8
2.5	ハドロンシャワー	8
2.6	シンチレーション	9
2.7	チェレンコフ放射	9
3	シミュレーション概要	11
3.1	Geant4	11
3.2	測定器の定義	11
3.2.1	測定器の概要	11
3.2.2	鉛ガラス	11
3.2.3	シンチレータ	12
4	シミュレーションの内容と結果	13
4.1	電子	13
4.1.1	内容	13
4.1.2	結果	13
4.2	μ 粒子	15
4.2.1	内容	15
4.2.2	結果	15
4.3	π 粒子	17
4.3.1	内容	17
4.3.2	結果	17
5	まとめと今後の課題	19

1 概要と目的

新型のサンドイッチ型カロリメータである TMC(Total Measurement Calorimeter) のシミュレーションを行い、性能を評価する。サンドイッチ型カロリメータは、加速器で生成された粒子のエネルギーを測定するための測定器である。従来のサンドイッチ型カロリメータは、効率よく粒子のエネルギーを吸収し、その運動を止めるための「吸収層」と、通過した粒子のエネルギーをその粒子から発生したシンチレーション光の光量で測定するための「検出層」を交互に重ねたものであり、吸収層は鉛などの密度が多い物質で構成され、検出層はシンチレータで構成される。入射した粒子が荷電粒子であった場合、カロリメータ内で電磁シャワーを起こし、それによって発生したシンチレーション光によってエネルギーを測定することが出来る。中性粒子の場合はそのままではシンチレーション光が発生しないが、ハドロンシャワーによって荷電粒子が発生すれば同様に測定が可能である。TMC は、主にこのハドロンシャワーをより精度良く測定出来るように開発された新型のカロリメータであり、従来のサンドイッチ型カロリメータではエネルギーを吸収するだけの役割だった吸収層に、鉛ガラスなど透明で密度が多い物質を使用することによりチェレンコフ光を発生させ、その光量を計測出来るようにした。ハドロンシャワーは電磁シャワーと違って離散的なシャワーを起こす。従来のサンドイッチ型カロリメータでは吸収層のデータを見ることの出来ないため、この離散的なシャワーの発生位置によるゆらぎによってどうしても精度が悪くなる部分があるが、TMC では吸収層のデータも読むことが出来るため、より精度の良い測定が期待される。本研究では Geant4 によって TMC のシミュレーションを行い、その性能を評価する事を目的とする。

2 カロリメータ内における粒子と物質の相互作用

カロリメータに入射した粒子は、物質内で様々な物理現象を引き起こす。この章ではそれらの現象について説明する。

2.1 電離損失

荷電粒子が物質内を通過する際、入射粒子の持つ電場と物質中の原子の電場が電磁相互作用を起こす。それにより原子は電離し、イオン化するか、もしくは電離を起こさず励起し、高いエネルギー状態になる。その結果シンチレーション光やチェレンコフ光などが放出され、入射粒子自身はエネルギーを失っていく。この現象を「電離損失」と呼び、入射粒子が物質中を1cm走る間に電離損失によって失うエネルギーは次のような Bethe-Bloch の式によって表される。

(重荷電粒子)

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi r^4 z^2}{m\nu^2} nZ \left(\ln \frac{2m\nu^2}{I(1-\beta^2)} \right) \quad (2.1)$$

(電子)

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{2\pi e^4 n}{m\nu^2} Z \left\{ \ln \frac{m\nu^2 E}{2I(1-\beta)^2} - \left(2\sqrt{1-\beta^2} - 1 + \beta^2 \right) \ln 2 + 1 - \beta^2 \right\} \quad (2.2)$$

ここで、 E は入射粒子のエネルギー、 e は素電荷、 z は入射粒子の電荷、 m は入射粒子の質量、 ν は入射粒子の速度、 n は物質 1cm^3 中に含まれる原子の数、 Z は物質の原子番号であり、 $\beta = c/\nu$ である。

ただし、この式は物質中の原子がそれぞれ独立であるという前提の上で成り立つ。密度の大きな物質では原子間の距離が小さいため、入射粒子がその距離より離れたところを通過する場合には実際の現象とのズレが出来てしまう。このような遠い衝突においては、間に存在する原子によって入射粒子の電場が遮断され、相互作用の強さが減少し、結果としてエネルギーの損失が小さくなることを考慮に入れなければならない。これを「密度効果」と呼ぶ。

2.2 制動放射

荷電粒子が電場によって加速されると、電磁波を放出してエネルギーを失う。これを「制動放射」と呼ぶ。この時の加速度を α とした場合、電磁波を放出する確率は $2\alpha^2 e^2 / 3c^3$ で表される。荷電粒子は原子核の近くを通過する際に核の電場によって加速され、制動放射によって電磁波の放出という形でエネルギーを失う。電子が 1cm あたりに制動放射によって失うエネルギーは次のような Bethe, Heitler の式によって表される。

$$-\left(\frac{dE}{dx} \right)_{rad} = -\frac{4r_0^2}{137} \cdot Z^2 E_0 N \ln \frac{183}{Z^{1/3}} \quad (2.3)$$

ここで、 E_0 は入射エネルギー、 N は物質中の原子密度、 r_0 は古典電子半径である。つまり、放射過程におけるエネルギー損失量は E_0 、及び Z^2 に比例する。ここで、入射粒子のエネルギーが $1/e$ に減少するまでに進む距離を X_0 とすると、入射粒子が物質中を x 進んだ時のエネルギー E は、次のような式で表される。

$$E = E_0 \exp\left(-\frac{x}{X_0}\right) \quad (2.4)$$

この X_0 を「放射長」と呼ぶ。また、 X_0 は Dahl によって次のような式で表されることが分かった。

$$X_0 = \frac{716.4A}{Z(Z+1) \ln(287/\sqrt{Z})} \quad (2.5)$$

ここで、 A は物質の原子量である。

電子のエネルギーが大きいと、衝突過程によるエネルギー損失よりも放射過程によるものの方がはるかに大きくなる。この両者の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」と呼び E_c で表す。 E_c については、近似式として次のような Bethe, Heitler の式が成り立つ。

$$E_c \approx \frac{1600mc^2}{(Z+1.2)} = \frac{800}{(Z+1.2)} \quad (2.6)$$

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{col} \approx \left(\frac{1600mc^2}{E_0(Z+1.2)}\right) \left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad} = \left(\frac{800}{E_0(Z+1.2)}\right) \left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad} \quad (2.7)$$

2.3 光と物質の相互作用

光子のエネルギー E は次の式で表される。

$$E = h\nu = h\frac{c}{\lambda} \quad (2.8)$$

ここで、 h はプランク定数、 ν は振動数、 c は光速、 λ は波長である。

線は原子核内のエネルギー遷移によって発生する光子（電磁波）のことで、そのエネルギー領域は keV オーダーから MeV オーダーにわたる。また、高速の電子の制動放射によっても放出される。線と物質との相互作用は主として「光電効果」、「コンプトン散乱」、「電子対生成」の三つである。 I_0 個の線が吸収層 dx を通過した場合に減少する線の数 dI は dx と I_0 に比例する。一般に、吸収層を d だけ通過した後の線の数 I は次のような式で表される。

$$I = I_0 \exp(-\mu \cdot d) \quad (2.9)$$

この μ は「線吸収係数」と呼ばれ、吸収の原因によって次のように分けられる。

$$\mu = \mu_1 + \mu_2 + \mu_3 \quad (2.10)$$

ここで、 μ_1 、 μ_2 、 μ_3 は、それぞれ光電効果、コンプトン散乱、電子対生成による吸収係数を表す。

2.3.1 光電効果

線が物質に吸収される際に、線の持つ全エネルギーを与えられた内部の電子が励起され、 $h\nu - I$ の運動エネルギーを持って原子の外に飛び出す現象を「光電効果」と呼ぶ。ここで、 I はこの束縛電子の属している殻の電離ポテンシャルである。光電効果の吸収係数 μ_1 は線のエネルギーが I より少し上のある時にもっとも高く、それよりエネルギーが高くなると急激に減少する。 μ_1 は $h\nu \ll mc^2 (=0.511[\text{MeV}])$ のエネルギー領域において次のような式で表される。

$$\mu_1 \approx NZ^5 (h\nu)^{-7/2} \quad (2.11)$$

ここで、 N は原子数、 Z は物質の原子番号である。なお光電効果は、鉛の場合 500[keV] 以下で大きな影響が見られる。

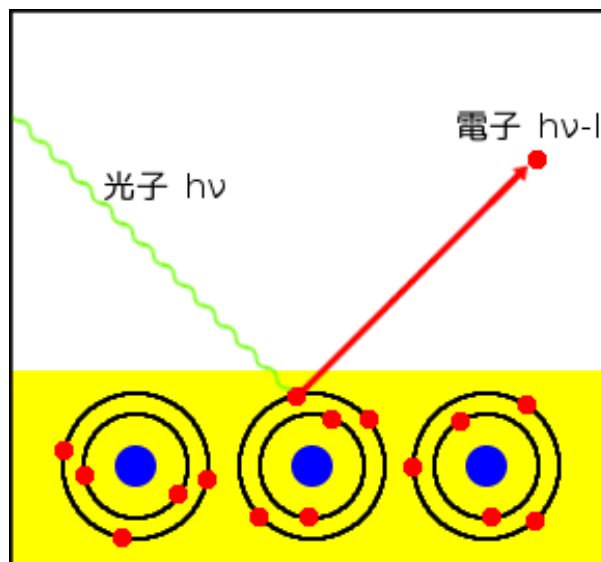


図 2.1: 光電効果

2.3.2 コンプトン散乱

線が自由電子と衝突した際に、一部のエネルギーを電子に与えて線の波長が変化する現象を「コンプトン散乱」と呼ぶ。エネルギー $h\nu_0$ を持つ線と自由電子との衝突過程にエネルギーと運動量の保存則を適用すると、 $h\nu$ は次のような式で表される。

$$h\nu = \frac{h\nu_0}{1 + (1 - \cos\theta) \frac{h\nu_0}{mc^2}} \quad (2.12)$$

また、始めに静止していた電子が衝突後に得た運動エネルギー E は、次のような式で表される。

$$E = h\nu_0 - h\nu = \frac{h\nu_0}{1 + \frac{mc^2}{h\nu_0(1 - \cos\theta)}} \quad (2.13)$$

ここで E が最大になるのは $\theta = \pi$ の時で、線は入射方向から 180° 後方に、電子は線の入射方向に散乱される場合に相当する。 $h\nu \ll mc^2 (=0.511[\text{MeV}])$ の時には E が無視できるほど小さいが、 $h\nu \gg mc^2$ の領域において、コンプトン散乱の吸収係数 μ_2 は次のような式で表される。

$$\mu_2 \approx \frac{NZ}{h\nu_0} \left(\ln \frac{2h\nu_0}{mc^2} + \frac{1}{2} \right) \quad (2.14)$$

ここで、 N は原子数、 Z は物質の原子番号である。なおコンプトン散乱は、鉛の場合 $0.6 \sim 5[\text{MeV}]$ で大きな影響が見られる。

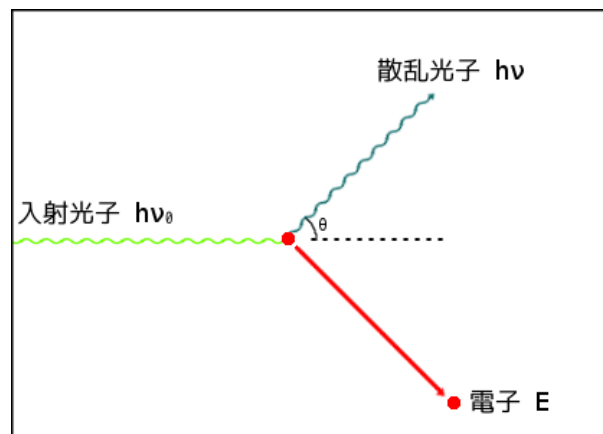


図 2.2: コンプトン散乱

2.3.3 電子対生成

ある程度高いエネルギーを持った線が原子核に衝突した際に、線が消滅して電子と陽電子の対が生成される現象を「電子対生成」と呼ぶ。この現象が発生するのは、線の持つエネルギーが電子と陽電子の静止質量の合計より高い場合のみである。すなわち閾値は、 $h\nu \geq 1.02[\text{MeV}]$

となり、1.02[MeV] を越えたエネルギーは、電子対の運動エネルギーに転化する。電子対生成の吸収係数 μ_3 は次のような式で表される。

$$(h\nu \geq 2mc^2)$$

$$\mu_3 \approx NZ^2 (h\nu - 2mc^2) \tag{2.15}$$

$$(h\nu \gg 2mc^2)$$

$$\mu_3 \approx NZ^2 \ln h\nu \tag{2.16}$$

ここで、 N は原子数、 Z は物質の原子番号である。なお電子対生成は、鉛の場合 5[MeV] 以上で大きな影響が見られる。

以上の三つの相互作用の式より、 μ は原子番号 Z の関数であることが分かる。低エネルギー領域では光電効果の寄与が大きく、 μ は Z^5 に比例する。ある程度エネルギーが大きくなると今度はコンプトン散乱の寄与が大きくなり、 μ は Z に比例する。さらにエネルギーが大きくなると、電子対生成の寄与が主となり、 μ は Z^2 に比例する。図 2.3 は、光子のエネルギーに対する線吸収係数 μ のそれぞれの寄与を表したものである。

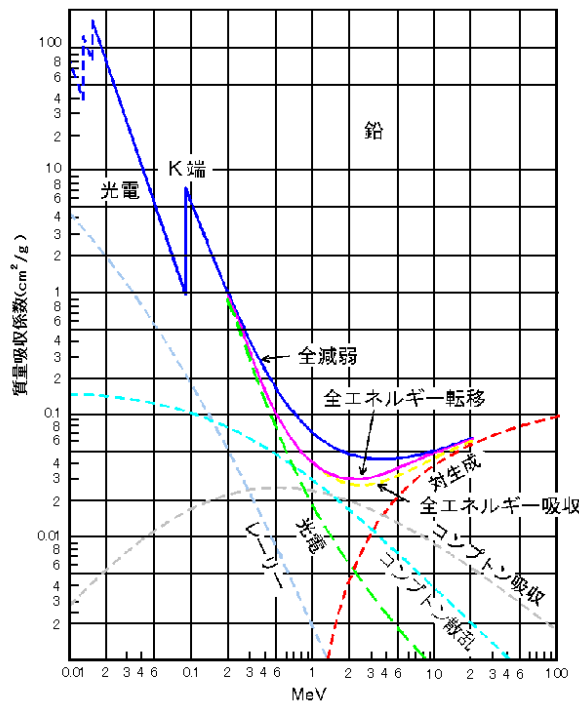


図 2.3: 光子のエネルギーに対する質量吸収係数 (鉛の場合)

2.4 電磁シャワー

高エネルギーの電子が物質に入射すると、電子は制動放射によって γ 線を放出する。この γ 線は電子対生成によって電子と陽電子の対を生成し、それぞれがさらに制動放射によって γ 線を放出する。このように二つの過程が繰り返し替えられ、電子や陽電子、 γ 線の数が増加する現象を「電磁シャワー」と呼ぶ。この増殖により入射電子が持っていたエネルギーは多数の粒子に分配されるため、世代を経る毎にそれぞれの粒子の持つエネルギーは減少していき、最終的に電子や陽電子のエネルギーが臨界エネルギー E_c まで下がると、電離によるエネルギー損失と制動放射によるエネルギー損失が等しくなるため、粒子数の増加が止まる。その後は電離や光電効果、コンプトン散乱によるエネルギー損失によって粒子数が減少していく。

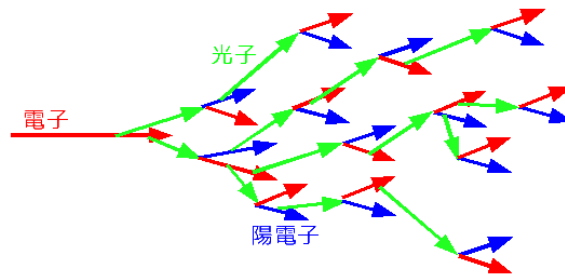


図 2.4: 電磁シャワー

2.5 ハドロンシャワー

高エネルギーのハドロンが物質に入射すると、核子をはじき飛ばしてバリオンやメソンなどの大量の二次粒子を生成する。この時 π^0 が発生すると間もなく二つの γ 線に崩壊し、それらは電磁シャワーを起こす。また、バリオンはさらに核子をはじき飛ばして三次粒子を生成する。このようにハドロンと核子の衝突に起因するシャワーを「ハドロンシャワー」と呼び、 π^0 が発生した場所に大きな反応が見られるような離散的なシャワーとなる。ハドロンシャワーにおける吸収長 λ は次のような式で表される。

$$\lambda = \frac{A}{\sigma N \rho} \quad (2.17)$$

ここで、 A は物質の 1 モルあたりの質量、 σ は断面積、 N はアボガドロ数、 ρ は密度である。

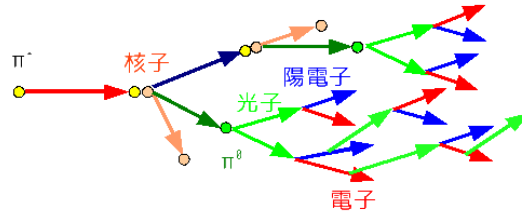


図 2.5: ハドロンシャワー

2.6 シンチレーション

荷電粒子が物質中を通過したときに原子や分子が励起され、そこから基底状態に落ちるときに光を放出する現象を「シンチレーション」と呼ぶ。この光は非常に微弱だが、物質が蛍光体（シンチレータ）である場合にはシンチレーション光が強くなる。またシンチレータが有機物である場合には、分子内の電子が励起される。最初に励起された時は高いエネルギー状態にあると考えられるが、それがどのようにして低エネルギーの可視光として放出されるかというのは、次の二通りが考えられる。

- 分子間の特殊な相互作用により、光の状態を経ずに他の分子の低エネルギーの電子励起を引き起こす。
- 高く励起された分子は短波長の光を放出する。これを吸収した他の分子が低エネルギーの励起を起こし、やや波長の長い光を放出する。これを繰り返すことにより、最終的に可視光として放出される。

2.7 チェレンコフ放射

物質中に入射した荷電粒子が、その物質中の光速を越える速度で運動した時に光が放出される現象を「チェレンコフ放射」と呼ぶ。入射した荷電粒子の周りの電場によって、経路の近くの物質は分極を起こす。荷電粒子が通り過ぎるとこの分極が元に戻り、電磁波が放射されるが、これらの電磁波は位相が揃わなければ遠くまで放射されない。物質の屈折率を n 、真空中の光速を c とすると物質中の光速は c/n となり、 $v_p < c/n$ の時は位相が同じで重なり合うことはないが、 $v_p \geq c/n$ の時には経路上の近接した点から出た波がある方向に対して同じ位相で重なり合い、遠くまで放射される。ある時間 Δt について、その間に入射粒子が進んだ距離 x_p は $v_p t$ で、放射された電磁波の進んだ距離 x_e は $x_e = v_e t = \frac{c}{n} t$ で表される。したがって入射粒子と放射電磁波の間の角度を θ とすると、次のような式が導かれる。

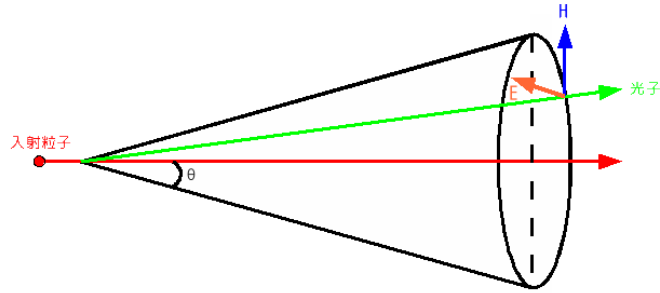


図 2.6: チェレンコフ放射円錐

$$\cos\theta = \frac{1}{n\beta}, n\beta \geq 1 \quad (2.18)$$

ここで、 $\beta = v_p/c$ である。すなわち、 $\beta \geq 1/n$ の場合のみ光を放出するので、屈折率の大きい物質であるほど光を放出しやすく、また入射粒子の速さが一定であれば放射角が大きくなる。チェレンコフ光は透明な物質であればどんなものでも発生するが、光を放出するために必要な荷電粒子の速度には閾値がある。今回のシミュレーションでは屈折率 1.85 の鉛ガラスを使用するが、この閾値は電子で 100[keV]、 μ 粒子で 20[MeV] ほどである。荷電粒子が dl 進む間にチェレンコフ放射によって失うエネルギー dW は、次のような式で表される。

$$\frac{dW}{dl} = \frac{z^2 e^2}{c^2} \int_{\beta n \geq 1} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right) \cdot \omega d\omega \quad (2.19)$$

ここで、 ω は放出された光の角振動数、 e は素電荷、 z は入射粒子の電荷を e の単位で表したものである。この式から、波長 λ_2 から λ_1 の間で放出される光子の数が次のような式で導かれる。

$$N = 2\pi\alpha z^2 \left(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1}\right) \left(1 - \frac{1}{n^2\beta^2}\right) \quad (2.20)$$

$$N = 2\pi\alpha z^2 \left(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1}\right) \sin^2\theta \quad (2.21)$$

ここで、 α は微細構造定数を表し、 $\alpha = e^2/\hbar c = 1/137$ である。

3 シミュレーション概要

3.1 Geant4

Geant4(Geometry and Tracking 4) は、高エネルギー物理学実験の分野で広く用いられているシミュレーションソフトウェアで、素粒子と物質の相互作用を正確にシミュレートすることが出来る。元々高エネルギー物理学実験で使われる測定器の振る舞いをシミュレートするために開発されたが、今ではその範囲にとどまらず宇宙科学や放射線医学などの様々な分野で活用されている。

Geant4 は C++ 言語で書かれているため容易に理解することができ、検出器のジオメトリの変更やデータの生成、及び出力、また現象を視覚化することも可能である。そのため実際に実験を行う前にシミュレーションを行い、あらかじめ結果を予測することが出来る。

3.2 測定器の定義

本研究では、Geant4 にあらかじめ付属している「ExampleN03」というプログラムを基本に、「ExampleN06」を参考にして行う。このプログラムは、基本的なサンドイッチ型カロリメータを再現したものである。

3.2.1 測定器の概要

ExampleN03 には元々ハドロンと物質の相互作用、及びチェレンコフ光のプロセスが導入されていないため、ハドロンプロセスとして「LHEP」、チェレンコフ光プロセスは ExampleN06 を参考にして導入した。また、吸収層に鉛ガラス、検出層にシンチレータを指定した。また、ExampleN03 は本来測定器に落ちたエネルギーが直接出力されるが、今回の研究では、代わりにチェレンコフ放射、及びシンチレーションによって発生する光子数が出力されるように設定を変更した。

測定器の形状は、1 つが $100\text{cm} \times 100\text{cm} \times 10\text{mm}$ の吸収層と $100\text{cm} \times 100\text{cm} \times 5\text{mm}$ の検出層を入射方向に並べたものを 1 レイヤーとし、それをいくつか並べたような直方体として定義した。なお、レイヤーの数は各入射粒子について適当な数を指定した。

3.2.2 鉛ガラス

鉛ガラスとはガラス中に鉛を混ぜたもので、透明かつ屈折率が大きいため、チェレンコフ光を発生させるのに適している。ステータスは $\text{PbO}70\%$ 、 $\text{SiO}_230\%$ 、屈折率 1.85、密度 $5.6\text{g}/\text{cm}^3$ とした。

3.2.3 シンチレータ

シンチレータは化学組成によって無機シンチレータと有機シンチレータに分けられるが、今回は有機シンチレータの中でも代表的なプラスチックシンチレータを指定した。密度は $0.6g/cm^3$ とした。

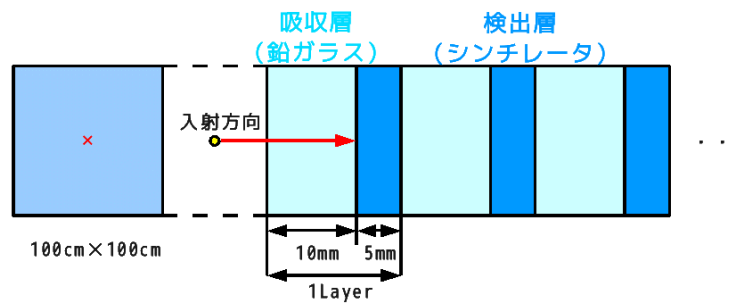


図 3.1: 測定器の形状

4 シミュレーションの内容と結果

Geant4上で作成した測定器に、電子、 μ 粒子、及び π 粒子を入射し、TMCの性能を評価した。

4.1 電子

4.1.1 内容

入射粒子を e^- 、エネルギーを1[GeV]、レイヤー数を40として1000イベントのシミュレーションを行い、吸収層で発生したチェレンコフ光数と検出層で発生したシンチレーション光数について、次のような比較を行った。

- 各レイヤーで発生したそれぞれの光子数の比較。(1000 イベント合計)
- 各イベントで発生したそれぞれの光子数の比較。(40 レイヤー合計)

4.1.2 結果

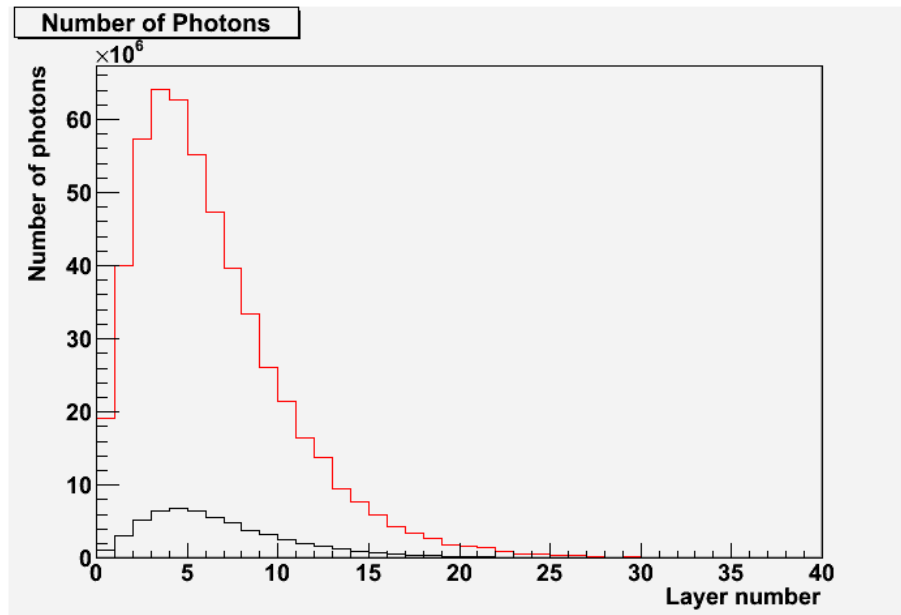


図 4.1: レイヤー毎の光子数の比較 (e^-)

図 4.1 は横軸をレイヤー番号、縦軸を光子数とし、各レイヤーで光子数を比較したものである。

この結果から、各レイヤーで発生するそれぞれの光子数には相関関係があることが分かる。

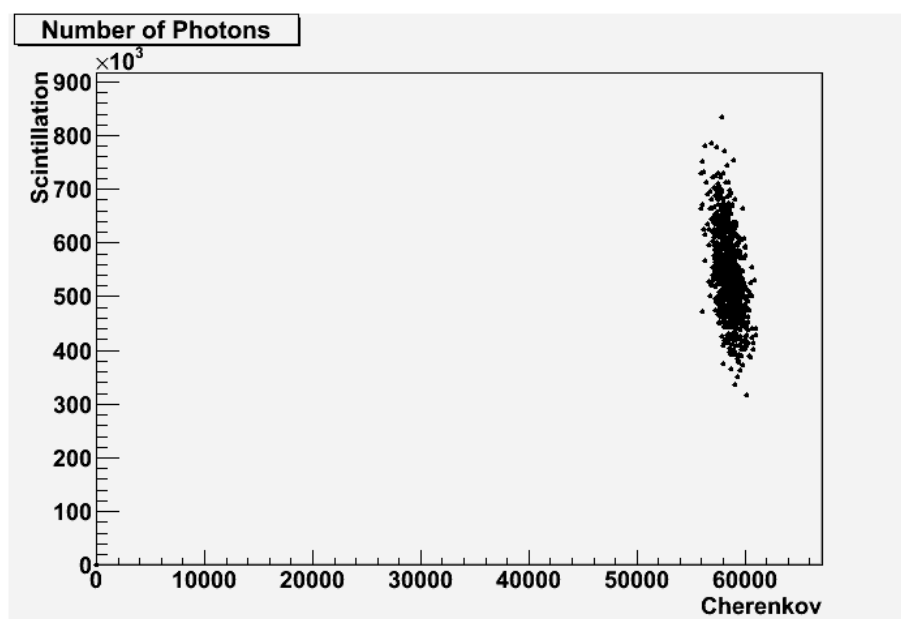


図 4.2: イベント毎の光子数の比較 (e^-)

図 4.2 は横軸をチェレンコフ光子数、縦軸をシンチレーション光子数とし、各イベントで光子数を比較したものである。

この結果から、発生したチェレンコフ光子数が多いイベント (= 吸収層で落としたエネルギーが大きいイベント) ではシンチレーション光子数が少なく、逆にシンチレーション光子数が多いイベント (= 検出層で落としたエネルギーが大きいイベント) ではチェレンコフ光子数が少なくなるという、反相関関係があることが分かった。

また、このグラフの各軸について射影を取ったものが次のような図となる。

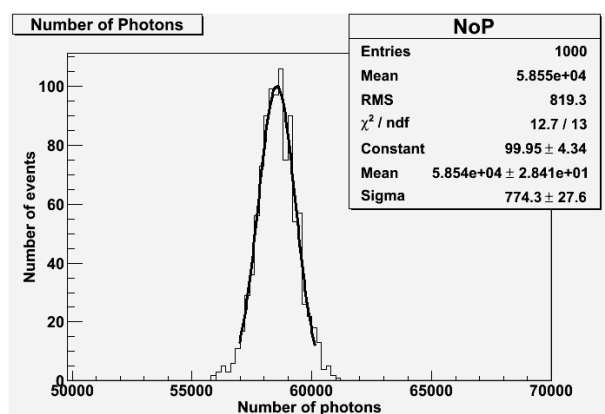


図 4.3: チェレンコフ光子数の分布 (e^-)

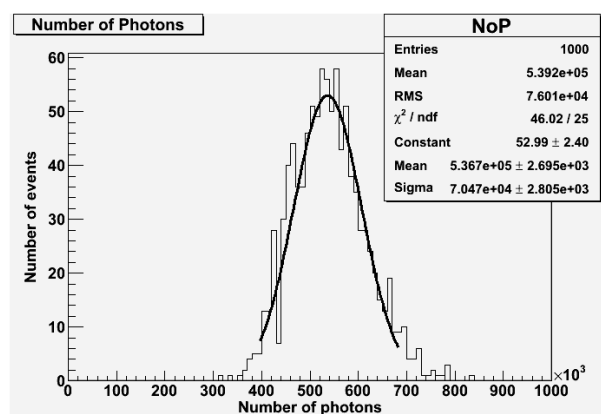


図 4.4: シンチレーション光子数の分布 (e^-)

図 4.3、図 4.4 は横軸を光子数、縦軸をイベント数とした。

カロリメータの性能を評価する指標の一つとして、エネルギー分解能というものが用いられるが、この場合のエネルギー分解能は、光子数分布をガウスフィットした時の平均値 $Mean$ と標準偏差 σ から、 $\sigma/Mean$ で求めることが出来る。チェレンコフ光、シンチレーション光のそれ

それぞれについてエネルギー分解能を求めると、

チェレンコフ光 $(1.323 \pm 0.047) \times 10^{-2}$

シンチレーション光 $(1.313 \pm 0.053) \times 10^{-1}$

となり、チェレンコフ光の方がエネルギー分解能が良いということが分かった。

4.2 μ 粒子

4.2.1 内容

入射粒子を μ^+ 、エネルギーを 10[GeV]、レイヤー数を 1000 として 1000 イベントのシミュレーションを行い、吸収層で発生したチェレンコフ光数と検出層で発生したシンチレーション光数について、次のような比較を行った。

- 各レイヤーで発生したそれぞれの光子数の比較。(1000 イベント合計)
- 各イベントで発生したそれぞれの光子数の比較。(1000 レイヤー合計)

4.2.2 結果

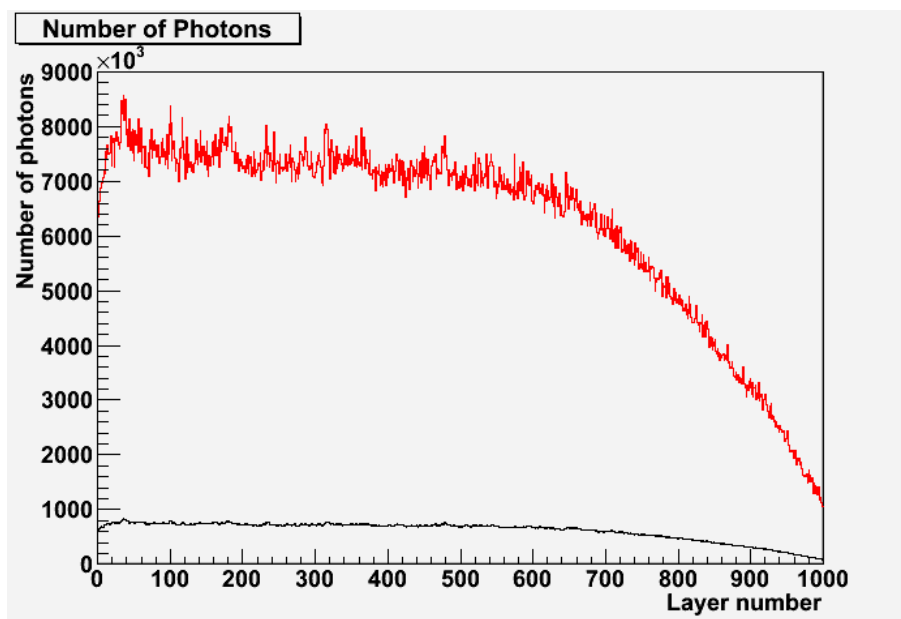


図 4.5: レイヤー毎の光子数の比較 (μ^+)

図 4.5 は横軸をレイヤー番号、縦軸を光子数とし、各レイヤーで光子数を比較したものである。

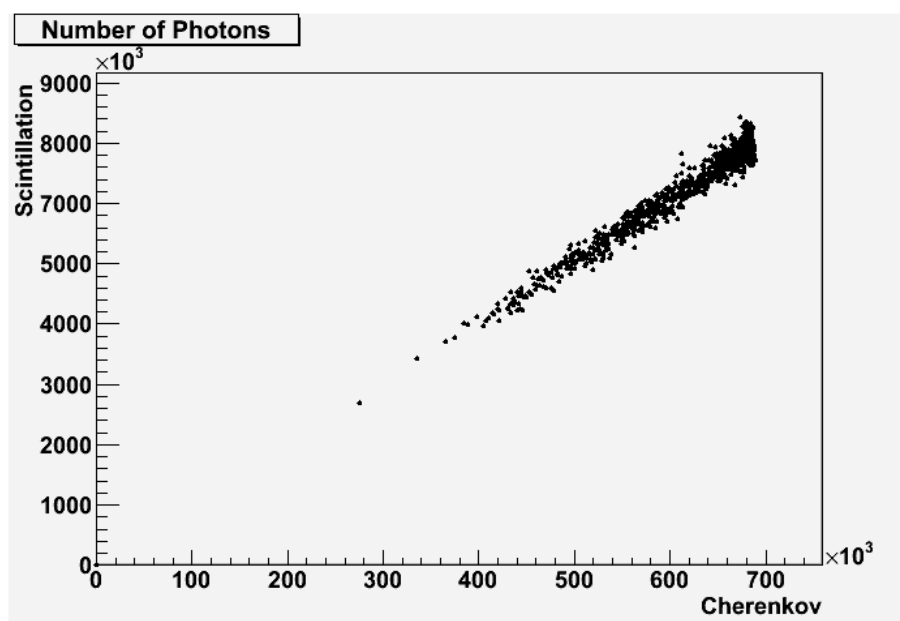


図 4.6: イベント毎の光子数の比較 (μ^+)

この結果から、各レイヤーで発生するそれぞれの光子数には相関関係があることが分かる。

図 4.6 は横軸をチェレンコフ光子数、縦軸をシンチレーション光子数とし、各イベントで光子数を比較したものである。

この結果から、発生したチェレンコフ光子数が多いイベント (= 吸収層で落としたエネルギーが大きいイベント) ではシンチレーション光子数も多く (= 検出層で落としたエネルギーも大きく)、逆にチェレンコフ光子数が少ないイベントではチェレンコフ光子数も少なくなるという、相関関係があることが分かった。

4.3 π 粒子

4.3.1 内容

まず、10[GeV] の π^+ を入射し、検出器内での挙動を調べた。

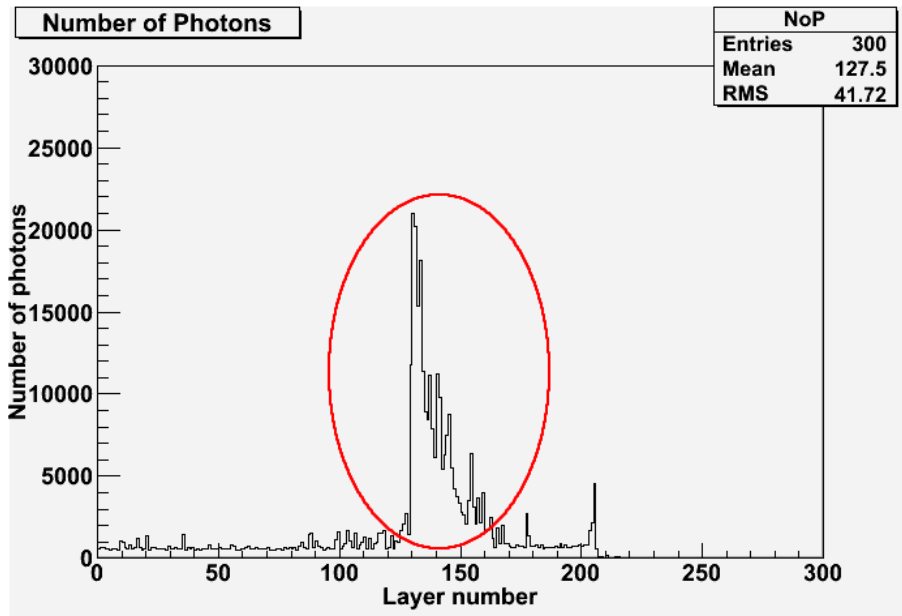


図 4.7: レイヤー毎のチェレンコフ光数 (π^+ , 1 イベント)

図 4.7 は横軸をレイヤー番号、縦軸をチェレンコフ光数としたある 1 イベントのグラフである。

ハドロンシャワーの過程で π^0 が発生すると、電磁シャワーを起こして図の円で囲まれた部分のような大きな反応として見る事が出来る。この π^0 による反応によってエネルギー分解能が悪くなると思われるので、何かしらのスレッシュホールドをかけることによって π^0 による反応を除外し、それ以外の部分だけ見る事によってエネルギー分解能を良くすることが出来るのではないかと考える。そこで、20 レイヤー目に π^0 が発生したと仮定 (シミュレーション上では 20 レイヤー目から π^0 を入射) し、その挙動を調べる事によってどのようなスレッシュホールドをかければ良いかを考える。具体的に次のような 2 つのシミュレーションを行った。

- 入射エネルギーを 1[GeV] とした場合。
- 入射エネルギーを 5[GeV] とした場合。

なお、どちらもレイヤー数は 1000 とし、1 つのイベントに注目した。

4.3.2 結果

図 4.8 は横軸をレイヤー番号、縦軸を光子数としたグラフで、左側が入射エネルギー 5[GeV]、右側が 1[GeV] である。

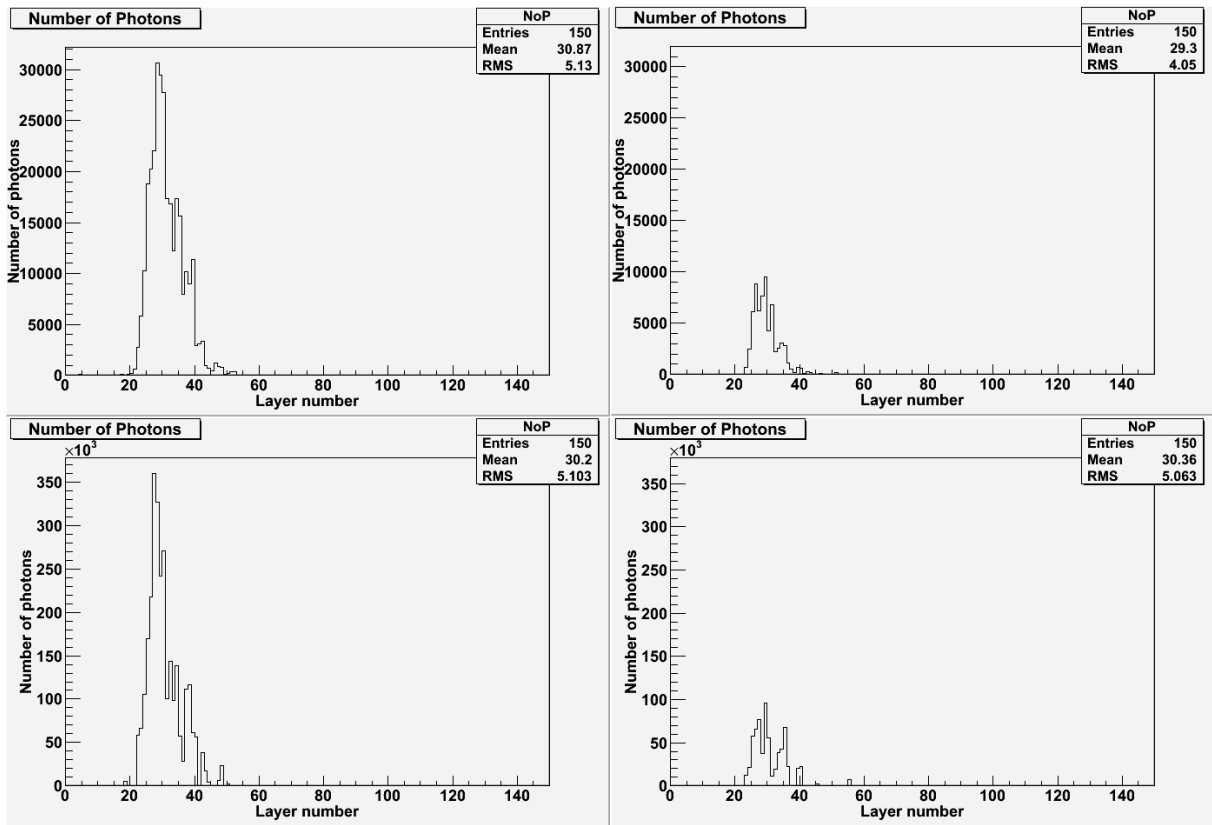


図 4.8: レイヤー毎の光子数 ($\pi^0,1$ イベント)

左右を比較すると、エネルギーを変化させてもシャワーの継続する距離 (レイヤー方向の分布の幅) はほとんど変化がないが、ピークの高さはエネルギーに応じて大きく変化していることが分かる。このことから、 π^0 による反応にスレッシュホールドをかける場合、 π^0 は入射エネルギーによらず広いレイヤー分布をもつため、そこに注目すればよいことが分かる。

5 まとめと今後の課題

本研究では、Geant4を使ったシミュレーションによって、吸収層で発生するチェレンコフ光数と検出層で発生するシンチレーション光数を比較し、TMCの性能を評価した。具体的な内容として、次のような3種類の粒子を用いてシミュレーションを行った。

- e^- を入射した場合の光子数の比較

e^- を入射した場合、レイヤー毎のチェレンコフ光数とシンチレーション光数には相関関係が、イベント毎では反相関関係が見られることが分かった。この結果から、従来のサンドイッチ型カロリメータでも測定することの出来る検出層のデータと、TMCでのみ測定することの出来る吸収層のデータを合わせることで、主にカロリメータに落ちた全エネルギーの測定において、より精度の良い測定が可能になると思われる。またエネルギー分解能についても、チェレンコフ光のみで測定したものと、シンチレーション光のみで測定したものを単純にデータだけで比較すると、実に約9.9倍もチェレンコフ光によって求めたエネルギー分解能が良いという結果になった。実際の実験について考えると、チェレンコフ光はシンチレーション光に比べて圧倒的に光量が少ない(約 10^3 倍の差がある)ため、より効率よくチェレンコフ光を拾うことが出来るようになるほど、この良いエネルギー分解能の恩恵を得ることが出来るだろう。

- μ^+ を入射した場合の光子数の比較

μ^+ を入射した場合、レイヤー毎、イベント毎の両方ともチェレンコフ光数とシンチレーション光数に相関関係が見られることが分かった。この結果から、従来のサンドイッチ型カロリメータに比べて、主に各レイヤーに落ちたエネルギーの測定(MIPの測定など)において、より精度の良い測定が可能になると思われる。

- π^0 を入射した場合の光子数の比較

π^0 を入射した場合、光子数のレイヤー分布は、チェレンコフ光とシンチレーション光どちらについてもピークの高さは入射エネルギーに大きく依存するが、分布の幅は入射エネルギーにあまり影響されないという結果が得られた。実際にハドロンシャワーによって発生する π^0 のエネルギーは様々で特定することが出来ないため、エネルギーによらず広い分布を持つというシャワーの特徴に注目することにより、 π^0 発生による大きな反応をカットし、エネルギー分解能を良くすることが出来るだろう。しかしながら、具体的にどのようなスレッシュホールドをかければ上手く π^0 の反応をカットすることが出来るか、というのが今後の課題となる。

謝辞

本研究を進める上で、この1年間本当に多くの方々にご指導、ご協力頂きましたことをここで深く感謝致します。

お忙しい中でも研究で行き詰まる私に適切なお指導を頂いた竹下先生、いつでも私たちを気にかけて、分からないことがあれば優しく熱心に教えて下さった長谷川先生、気さくで話しやすく、特にパソコン関係のことではとても頼りになった小寺さん、真剣に私たちのことを考え、進むべき道を示して下さいました院生の方々、そして多少の不安を感じていた私を受け入れて下さり、共に楽しく学んできた4年生の皆様。この1年間、充実した日々を送れたのは皆様のおかげです。いくら感謝しても足りません。本当にありがとうございました。そして最後になりましたが、何度も躓き、挫折しそうになり、その度に迷惑をかけたのにいつでも支えて下さった両親と姉に謝罪と共に深く感謝致します。

参考文献

- [1] 元木雅裕：「TMC ～新型カロリメータの性能評価～」 信州大学卒業論文 (2007)
- [2] 吉澤拓也：「新型カロリメータの製作と性能評価」 信州大学卒業論文 (2006)
- [3] 石川友清 (編)：「放射線概論」 通商産業研究社 (1996)
- [4] 渡邊靖志：「素粒子物理学入門」 培風館 (2002)
- [5] Journal of Physics G：「Nuclear and Particle Physics」 Vol33 (2006)