平成 21 年度卒業論文
電子光理学研究所 Photon Beam のエネルギー較正用 Drift Chamber の製作と評価

東北大学理学部物理学科 4 年
廣瀬　智史

2010 年 11 月 18 日

目次

1 **卒業研究の目的** 3

2 Introduction 4
- 2.1 原子核物理学 4
- 2.2 電子光理学研究所 STB-Ring 4
- 2.3 Photon Beam エネルギー較正 7

3 Drift Chamber **原理** 10
- 3.1 Cell 10
- 3.2 エネルギー損失 11
- 3.3 Gas 12
- 3.4 Multiple Scattering 12
- 3.5 Drift Velocity 13
- 3.6 Avalanche 14

4 Drift Chamber **製作** 16
- 4.1 Drift Chamber の構成 16
- 4.2 Gas 置換 16
- 4.3 Shield Wire 印加電圧の最適化 16
- 4.4 アナログ信号の確認及び Singles Rate の測定 16

5 **性能評価** 19
- 5.1 Tracking 及び位置分解能の決定方法 19
- 5.2 Residual Distribution 20
- 5.3 Layer 毎の Residual Distribution 20

6 **考察** 20

7 **結論と課題** 20

8 **謝辞** 20

図目次

1 STB-Ring 5
2 BM4 and STB-Tagger 5
3 STB-Tagger 6
4 BM4 Shape 7
5 Experiment Setup 8
6 Pair Magnet 9
7 Geant4 による荷電粒子の軌跡の Monte Carlo Simulation 9
8 Cell の形状の例 10
9 エネルギー損失 11
10 Multiple Scattering 13
11 Radiation Length 13
12 Base Gas 衝突断面積 14
13 Chamber 全体図 16
14 X 面 17
15 Y 面 17
16 ^{55}Fe 線源アナログ信号 18
17 ^{90}Sr 線源アナログ信号 18
18 plateau curve 19

表目次

1 Ionization Energy 12
2 Chamber 詳細 17

1　卒業研究の目的

本論文は、私が卒業研究として行った“電子光理学研究所 Photon Beam のエネルギー較正用 Drift Chamber の製作”についてのものである。

電子光理学研究所 Photon Beam のエネルギー較正は以前のものからしばらく行われていなかった [1] [2]。そこで新たにエネルギー較正をし直すことで、今後行われる実験に正しく精度の良いエネルギーを与えることが最終目的である。エネルギー依存性を持つ反応断面積をもつ反応について調べる場合、入射粒子のエネルギーを精度良く知ることは実験そのものの精度を高めることに繋がる。そのような意味でエネルギー較正を行うことは、非常に意義のあることである。

昨年製作された小型の Drift Chamber が一台あり、今回のエネルギー較正には同様の Drift Chamber がもう一台必要であった。そこで実際に製作し動作原理を学び性能を評価することを目的とし卒業研究とした。

また、素粒子原子核物理研究の発展をもたらした加速器や粒子検出器として様々な場面で使用される Drift Chamber の原理を学び製作、使用、評価を行うことは今後の研究生活において非常に有益なことである。

2 Introduction

2.1 原子核物理学

我々の身の回りに存在する全ての物質を構成する原子は、原子核と電子から成り立っている。ほぼ全ての原子核は特に陽子と中性子で構成され、それを構成する粒子を核子 (Nucleon) と呼ぶ。その核子の数の組み合わせにより多様な原子を構成される。そして、その原子核を取り扱う学問が原子核物理学である。

近年、素粒子原子核物理は測定技術や加速器科学の発達に支えられ、目覚しい発展を遂げてきた。その中でもストレンジネス核物理学とは、Strengness という量子数を持った Hyperon と呼ばれる Baryon（Λ、Σ、Ω 等）を核子として含んだ原子核、Hyper 核を研究する学問領域を言い、成果を上げている。またそれら原子核をハイパー核と呼ぶ。

原子核内では Pauli の排他原理が働き、陽子や中性子を用いて深い束縛状態を研究をすることは困難である。しかし、それらと異なる粒子である Hyperon は Pauli の排他原理を避けられ、深い束縛状態を探る Probe となりうる。特に Hyperon の中でも最も軽く Λ 粒子に対する分光実験が盛んに行われている。Λ 粒子は比較的に寿命が長く精密な実験が行えるため、核力や核構造の細部を明らかにすることが出来る。

Hyper 核は身近な物質の一部として存在することはなく、高温高圧の極限状況下において生成される。現在 Quark Star と呼ばれる星の存在が予言され、その星の中心では Hyper 核が存在していると考えられている。

このように Hyper 核の研究が自然現象の解明に関わることは多く、自然科学の発展、物理の統一的理解において意義のあることと言える。

2.2 電子光理学研究所 STB-Ring

東北大学付属電子光理学研究所には 200MeV 電子線形加速器 (LINAC）と図 1 のような電子円形加速器 Stretcher Booster Ring（STB-Ring）の二つの加速器がある。LINAC で 200MeV まで加速された電子は STB-Ring に入射され、周回しながら約 1.1s. で 1.2GeV まで加速される。

電子ビームのサイズは 1.0mm(rms) で、広がりは 0.7mrad(rms) である [1]。

2.2.1 STB-Tagger System

STB-Tagger とは 50 本の Finger Counter(以下 TagF) と 12 本の Backup Counter(以下 TagB) からなる Plastic Counter 群であり、図 2 のように偏曲電磁石 (BM4) の内側に置かれている [1]。STB-Tagger は以下の要求を満たすように設計されている。

- Coincedence rate が数 % を下回らないように、tag する Photon の数は 10^7photons/s 以下
- 電子ビームとは独立に、Photon Beam の Intensity を調節出来る
- 長時間の使用下での熱に耐えられる Radiator の選定
- 加速中の電子に Radiator が当たらない構造
- 数十 μm オーダーの Radiator の位置決定

Photon Beam は以下のように生成､分析される。まず､STB Rign で加速された電子を Radiator(11ϕCarbon Fiber) に当て、制動放射によって γ 線を生成する。Radiator の挿入速度を変化させることで Intensity を増減させることも出来、この制御装置は Radiator 挿入時にビームが ON になった状態を示す Gate 信号を出

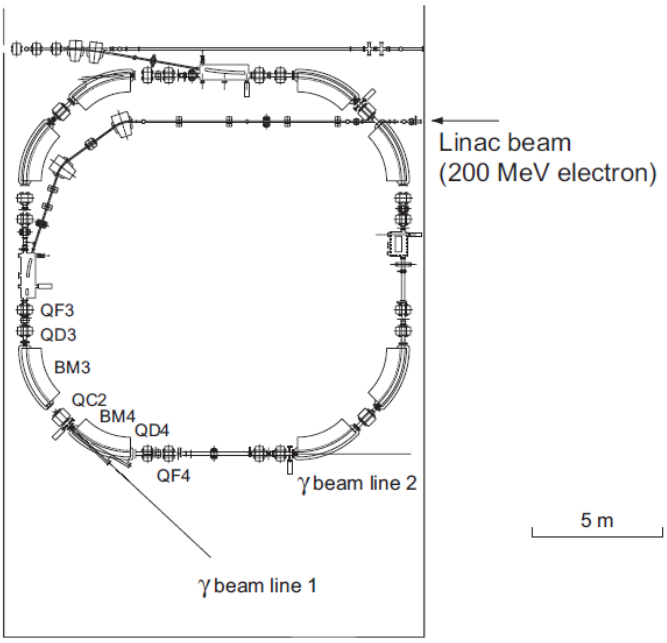

図 1　STB-Ring

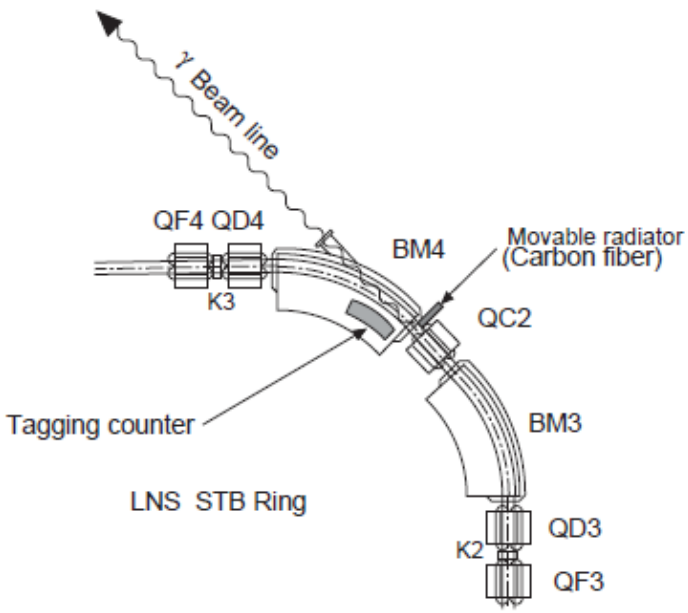

図 2　BM4 and STB-Tagger

力する（この信号は Beam On Gate 信号として Trigger 生成に使われる。そして反応で出来た反跳電子を STB-Tagger で検出する。反跳電子は BM4 の磁場によって曲げられて検出されるので、運動量に応じて異なる軌道を取ることになる。BM4 の磁場と軌道が分かれば反跳電子の運動量が分かり、エネルギーが得られる。そこから γ 線のエネルギーが決定される。STB-Tagger の Geometry は運動量と軌道を対応付けられるよう最適化されなければならない。図 3 中の並んだ四角形が Scintillator を表し、小さい方が TagF、大きい方が TagB である。TagF と TagB の Coincidence をとることで Background を減らしている。TagF4 本あたり TagB1 本が覆えるように設計されている。電子ビームのエネルギー E について、E/12 から E/3 までのエネルギーの反跳電子を E/24 刻みで検出できるようになっている。2E/3-11E/12 の Photon を Tag することが出来る。1.2GeV の電子ビームの場合使用できる Photon Beam は 0.8-1.1GeV の Photon Beam が使用できる。

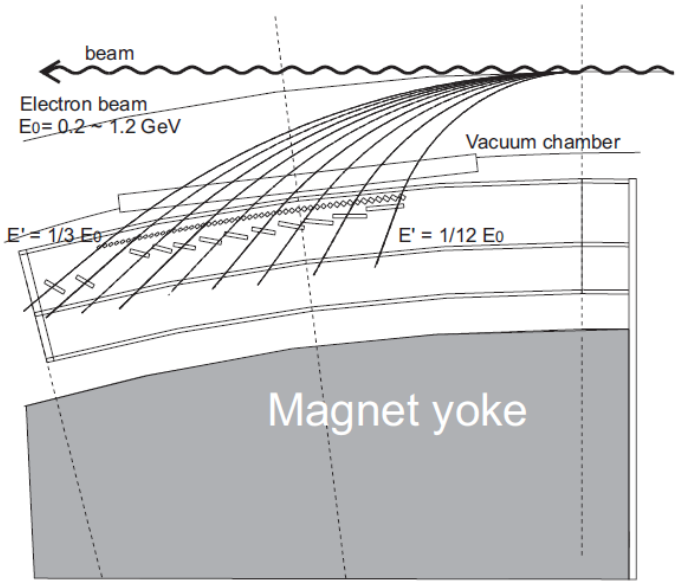

図 3　STB-Tagger

2.2.2　BM4

Bending Magnet4 は図**??**のように C の形をした扇形電磁石である。50mm の Gap、250mm の幅を持ち、最大の 1.33T の磁場を掛けることが出来る。反跳電子は 50μmm 厚の titanium window を通り抜け Plastic Scintillator に検出される。Scintillator は Light Guide と Boundle Fiber Cabel に繋がっていて磁場の外に置かれている PMT に光を伝達する。

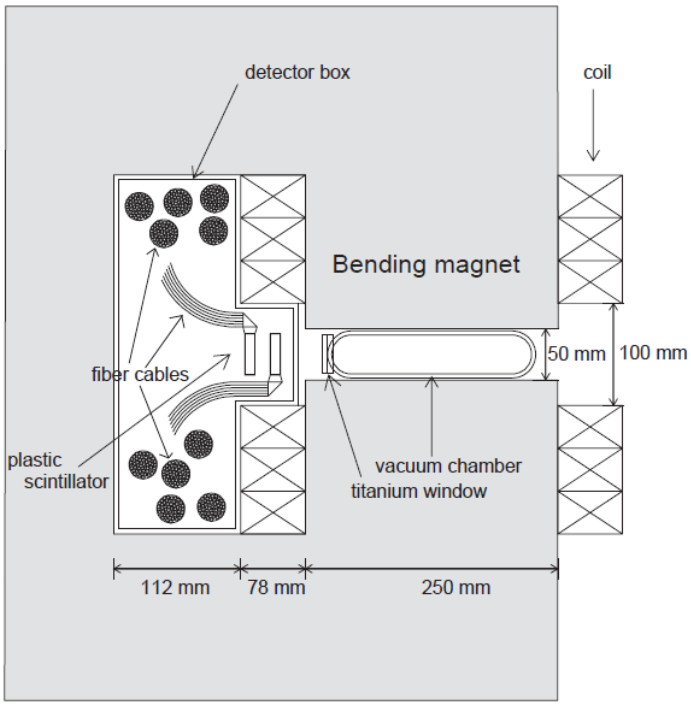

図 4　BM4 Shape

2.3　Photon Beam エネルギー較正

2.3.1　実験方法

本較正実験では γ 線のエネルギーを直接測るのではなく、図 5 のように γ 線が起こした電子-陽電子対生成を用いてそのエネルギーを較正する。

1. Photon Beam ライン上に Converter を置き、対生成を起こさせる。
2. Converter のすぐ下流に Pair Magnet を用いて一様磁場をかけ、電子陽電子を弁別し運動量を分析する。
3. Pair Magnet の下流に Drift Chamber を置きそれぞれ電子陽電子の位置を測定することで運動量を同定する。
4. 得られた運動量を以下の式に代入し、γ 線のエネルギーを決定し、それが現在の STB-Tag System によって決定されたエネルギーとどれだけ違っているかを解析する。

$$E_\gamma = \sqrt{p_{e^-}^2 + m_e^2} + \sqrt{p_{e^+}^2 + m_e^2} \tag{1}$$

Converter は ϕ1mm の金ワイヤーを使用し図 5 のようにセットアップする [2]。

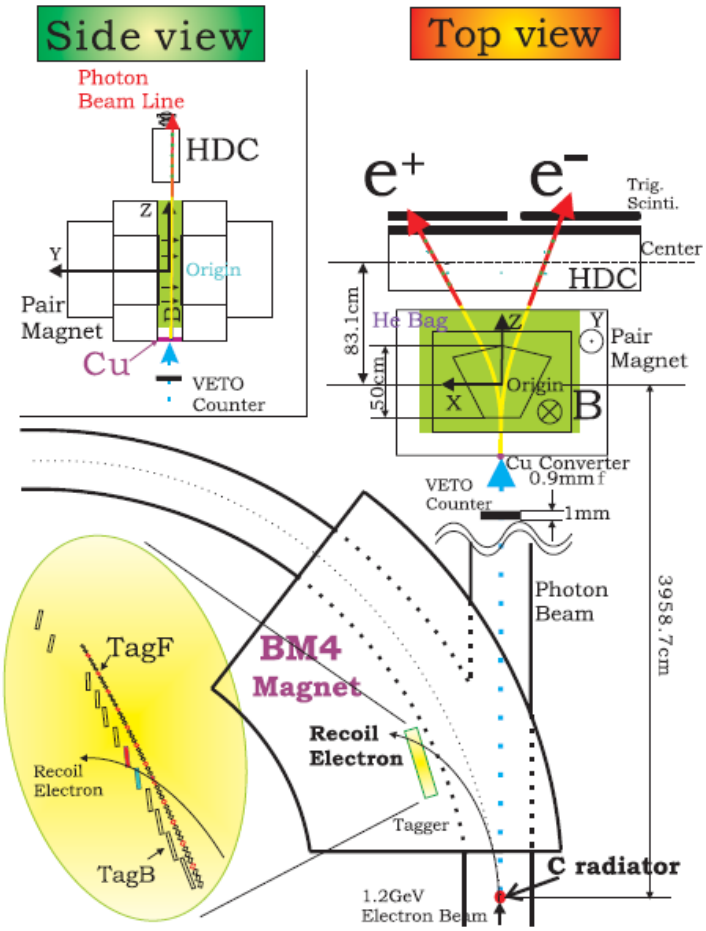

図 5　Experiment Setup

2.3.2　Pair Magnet

Pair Magnet は図 6 のようになっている [2]。五角形の磁極があり、磁極のギャップは 100mm である。最大 400A の電流を流して最大 1.4T の磁場を作ることが出来る。この Pair Magnet を用いて γ 線によって生成された電子陽電子を弁別し、運動量を分析する。

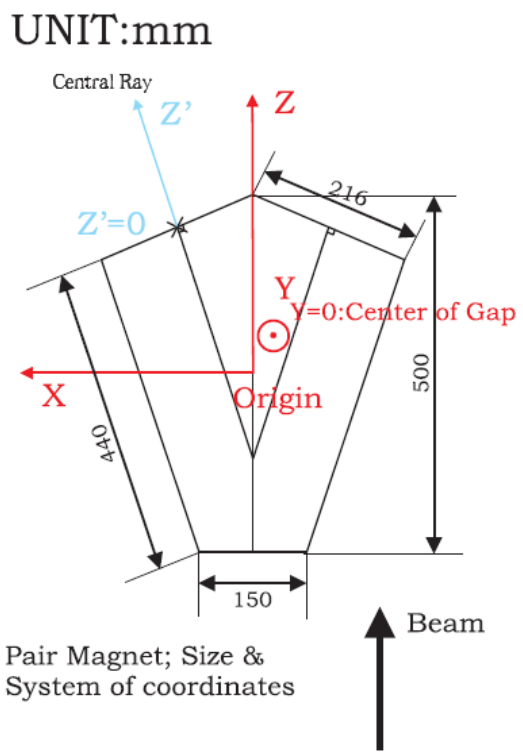

図 6　Pair Magnet

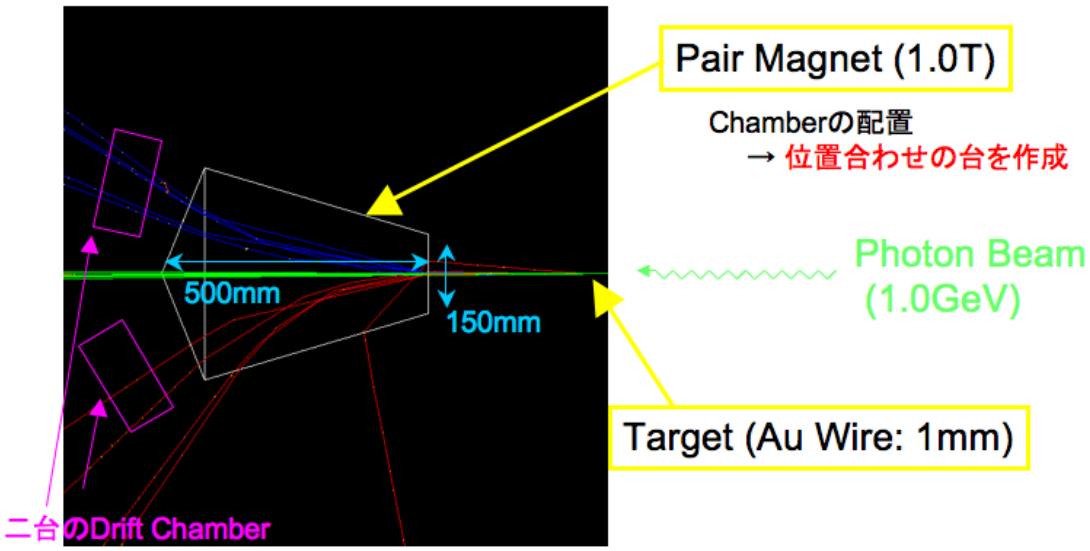

図 7　Geant4 による荷電粒子の軌跡の Monte Carlo Simulation

3　Drift Chamber 原理

Drift Chamber とは荷電粒子の通過位置を測定し軌跡を求める装置である。粒子の入射口を取り付けた容器にガスを封入し、容器内の電極に電場をかける。Drift Chamber 内を荷電粒子が通過すると Gas 分子が電離される。そして電離電子は Anode に向かって Drift し、Anode 近傍で Avalanche を起こし信号として検出される。この粒子が入射した時間と信号が検出された時間の差を電子の Drift Time とし、それを電子の移動距離に換算して通過位置を算出する。

Drift Chamber のあるセルに関して荷電粒子の通過時刻、つまり一次電離の発生時刻 t_0 とドリフト速度 v(t) 及び、信号の立ち上がりの端の時刻 t_1 が分かれば入射荷電粒子の通過位置を知る事が出来る。そしてそれらを用いて電離電子の Drift Length x は以下のように表す事ができる。

$$x = \int_{t_0}^{t_1} v dt \tag{2}$$

3.1　Cell

Anode、Cathode によって構成される最小の読み出し機構を Cell と呼ぶ。Drift Chamber は Cell の集合として構成され、入射荷電粒子の通過位置は Cell ごとに決まる。Cell の形状は様々で、使用状況や使用目的に合った形状を選択する。よって、使用目的ごとに Cell の種類を吟味する必要がある。

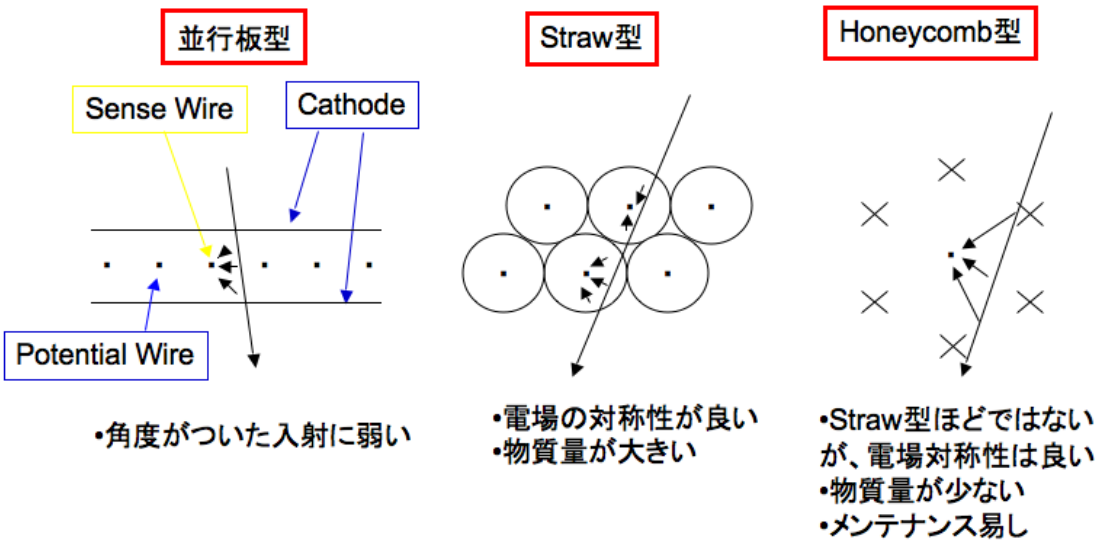

図 8　Cell の形状の例

今回は、高計数率の測定が可能で、角度を持った入射に強い Honeycomb 型 Cell を選択した。一つの Cell は 6 本の Wire によって構成されマイナスの電圧を使用する。六角型である利点としては、対称性の良い電場が作ることが出来る事や、垂直入射粒子に対し各読み出し Wire からの距離が各 Layer によって異なることで誤差が平均化されること等が挙げられる。

3.2 エネルギー損失

あるエネルギーを持った荷電粒子 (電子は除く) は物質中で原子や分子を電離、励起することでエネルギー損失を起こす。荷電粒子が単位面密度だけ進んだときに失うエネルギーの平均値は以下の Bethe-Bloch の公式によって書き表せる [3]。

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 z^2 \frac{Z}{A}\frac{1}{\beta^2}\left[\frac{1}{2}\ln\frac{2m_e c^2\beta^2\gamma^2 T_{max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2}\right] \tag{3}$$

ここで N_A はアボガドロ数、r_e, m_e は電子の古典半径と質量、Z, A は物質の原子番号と質量数、z, β は入射荷電粒子の電荷、速度 ($\gamma = \beta/(1-\beta^2)^{-1/2}$)、I は物質の平均励起エネルギー、$\delta(\beta\gamma)$ は電離損失の補正項である。T_{max} とは電子が一回の衝突で与える事の出来る最大の運動エネルギーであり入射粒子の質量を M とし以下のように表せる。

$$T_{max} = \frac{2m_e c^2\beta^2\gamma^2}{1 + 2\gamma m_e/M + (m_e/M)^2} \tag{4}$$

Z/A を 1/2 と考えると、エネルギー損失は物質によらず入射粒子の電荷 z と速度 β に大きく依存することが分かる。式をグラフにすると図 9 のようになる [3]。

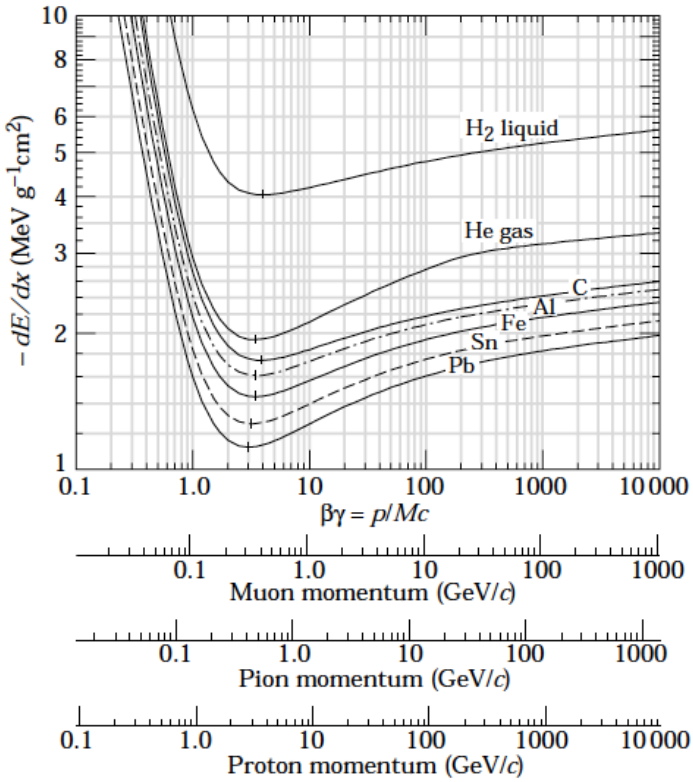

図 9　エネルギー損失

3.3 Gas

封入するガスは目的別に Base Gas, Quench Gas の二種類に分ける事が出来る。通常は Base Gas のみか Base Gas と Quench Gas を混合した Gas を用いる。

Base Gas は入射粒子と反応し電離電子を放出し、Avalanche を起こす役割を持つ。入射粒子の落としたエネルギーは全て Base Gas の電離に使われると仮定するため、分子の振動や回転のない単原子分子をよく使用する (Ar, He など)。Quench Gas は Base Gas 原子が脱励起するときに放出される紫外領域の光子を吸収する役割も持つ。よって振動や回転の自由度をもつ多原子分子 (メタンやエタンなど) がよく用いられる。

Quench Gas の比率を大きくしすぎると Avalanche で生じる電離電子の数が減り、信号が小さくなってしまうため、Gas の混合比率は使用条件ごとに最適化する必要がある。

表 1 に Gas 分子の Ionization Energy を示す [4]。

Gas	Ionization Energy [eV]
H_2	37
He	41
Ne	36
Ar	26
CH_4	28
C_4H_{10}	23

表 1　Ionization Energy

3.4 Multiple Scattering

荷電粒子がある物質を通過するとき、物質内の電子と何度も Coulomb 散乱をすることで進路をそらされる。この現象は Multiple Scattering(クーロン多重散乱) と呼ばれる。十分に小さな角度では角度分布はガウス分布に近似できる。この散乱による偏向角を表す量としては、一般に θ^{rms}_{plane} と ψ^{rms}_{plane} を用いて以下の図のように定義される。

θ^{rms}_{plane} は物質への入射方向と物質通過後の進行方向とがなす角度で、ψ^{rms}_{plane} は物質を通過した際に通った入り口と出口を結んだ線分が入射方向となす角度である。これらの角度は入射荷電粒子の速度 β、運動量 p、電荷 z、通過距離 x、媒質の放射長 X_0 を用いて以下のように書き表される。

$$\theta^{rms}_{plane} = \frac{13.6[MeV]}{\beta cp} z\sqrt{\frac{x}{X_0}}\left(1 + 0.038\log\left(\frac{x}{X_0}\right)\right) \tag{5}$$

放射長 (Radiation Length) とは荷電粒子が物質中でエネルギーを 1/e にするまでの平均距離である。この式を用いて製作した Chamber の偏光角を計算する。1GeV の電子が製作したサイズの Chamber(Mylar, Ar+Ethan, W) を通過するとすると。θ^{rms}_{plane}=0.0078[rad]=0.45[deg] 同程度の精度を straw 型 Chamber に要求すると同様の計算を行う事で、straw(Al) の厚みが 3.1[μm] 以下でなければならないことが計算できる。そのような Al の板を用意する事は難しので、Honeycomb 型は Multiple Scattering の影響を効率よく押さえることが出来る。

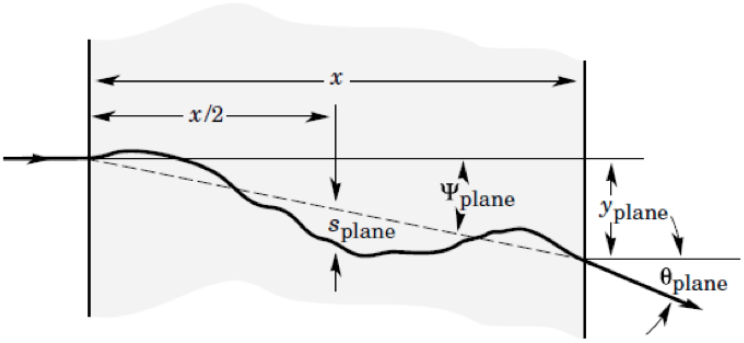

図 10　Multiple Scattering

材質	放射長 [g/cm^2]	密度 [g/cm^3]
W	6.76	19.3
Al	24.01	2.70
mylar	39.95	1.39
polyethylene	44.80	0.92
He	94.32	0.0001785
Ar	19.55	0.0017836
C_2H_6	45.47	0.0013416
CH_4	46.22	0.0007170

図 11　Radiation Length

式を用いて計算した中心運動量 p=1GeV/c の電子に対する多重散乱角を計算 400mm の HDC を通過した場合。

3.5　Drift Velocity

電離電子の Drift Velocity とは、外力を受けて運動する粒子の速度ベクトルの平均である。外力が大きくないときは Drift Velocity は外力に平行でその大きさは外力に比例する。Cathod Wire によって作られる電場が Anode Wire を中心とする円形だと仮定した時の電場 E は

$$E(r) = \frac{V}{\log(b/a)}\frac{1}{r} \tag{6}$$

と表す事が出来る (電場の Simulation 計算は後述)。a, b はそれぞれ Anode Wire の半径と Cell の半径であり、r は Anode Wire 中心からの距離である。

しかし磁場のない場合 Drift Velocity は電場からの力の他、媒質ガス分子の衝突による抵抗力に影響を受ける。電子の質量はガス分子の質量と比べると極めて小さいので電子は等方的に散乱され、巨視的には Drift Velocity は電場の方向と平行になる。さらに Drift Velocity は電場よる加速によって得たエネルギーと媒質ガ

ス分子との衝突によって失ったエネルギーが釣り合うことによりほぼ一定になる。速度 v は電場 E、圧力 p、平均自由行程 τ を用いて以下の式で表される [4]。

$$v \propto \frac{eE}{m_e p}\tau \tag{7}$$

また、平均自由行程 τ はガスの分子密度 n、衝突断面積 σ を用いて

$$\tau = \frac{1}{n\sigma} \tag{8}$$

と書ける。衝突断面積 σ は入射粒子のエネルギーにより図 12 のように値が変わる [4]。

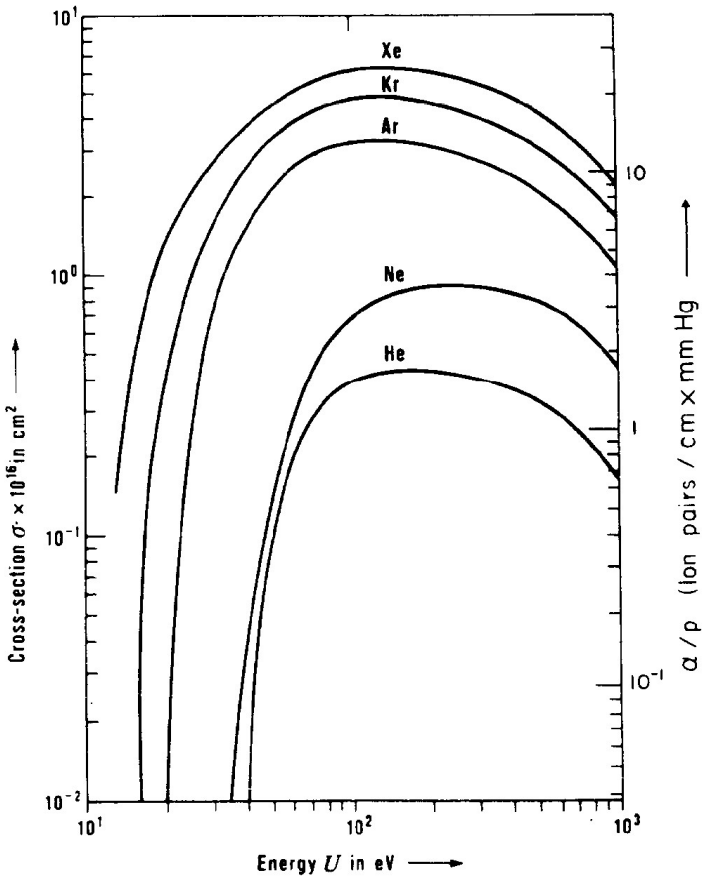

図 12　Base Gas 衝突断面積

3.6　Avalanche

電場により Drift させられた電離電子は、Anode 近傍の一定の電場以上の領域に侵入すると、ガス分子の衝突から次の衝突までの間にガス分子を電離可能なエネルギーを電場から得る。ガス分子の電離によって放出された電子を二次電子と呼び、さらにこれらの電子が同様に次々とガス分子を電離させる。この現象を Avalanche (または電子雪崩) と呼ぶ。

Avalanche を起こす領域中で一次粒子が N_0 個出来たとする。ここで、第一 Townsend 係数 α を平均自由行程 λ の逆数（単位距離進んだときの電離衝突回数）と定義すると、dx だけ進んだ場所での電子の数 N は

$$dn = n\alpha dx \tag{9}$$

$$n = n_0 e^{\alpha x} \tag{10}$$

と表される。

そしてガス増幅率 M は以下のように定義される。

$$M \equiv \frac{n}{n_0} = e^{\alpha x} \tag{11}$$

電場が位置 x に依存する場合、α は定数でなくなりガス増幅率 M は積分を用いて、

$$M = \exp\left(\int \alpha(x)dx\right) \tag{12}$$

となる。

以下では今回使用した Condition での、Avalanche が起きる領域を見積もる。微小距離に置いて電場 E が一定であると仮定する。平均自由行程 τ 進む間に電子が電場から受け取るエネルギー eτE が Gas 分子の最小電離エネルギー W_i 以下の条件下で Avalanche が起こる。

$$W_i < e\tau E \tag{13}$$

$$E > W_i/e\tau \tag{14}$$

ここで式 6 を変形した式

$$r = \frac{V}{\log(b/a)}\frac{1}{E} \tag{15}$$

に以上の関係式を代入すると、Avalanche が起こる位置は

$$r < \frac{V}{\log(b/a)}\frac{e\tau}{W_i} \tag{16}$$

また平均自由行程は物質密度 n と衝突断面積 σ を用いて τ=1/nσ と書けるので、

$$r < \frac{V}{\log(b/a)}\frac{e}{W_i n\sigma} \tag{17}$$

今回の製作した Drift Chamber の典型的な値を代入し計算する。Ar の電離エネルギー W_i=26[eV]、Ar の電離断面積 σ=2×10^{-16}[cm^2]、Ar の密度 n=2.5×10^{19}[1/cm^2]、Potential V=2900V、a=2×10^3[cm]、b=1.73[cm] を代入すると Avalanche を起こすための領域 r は

$$r < 33[\mu m] \tag{18}$$

となる。

4　Drift Chamber 製作

4.1　Drift Chamber の構成

実際に製作した Drift Chamber の概要を図表にし、以下に示す。

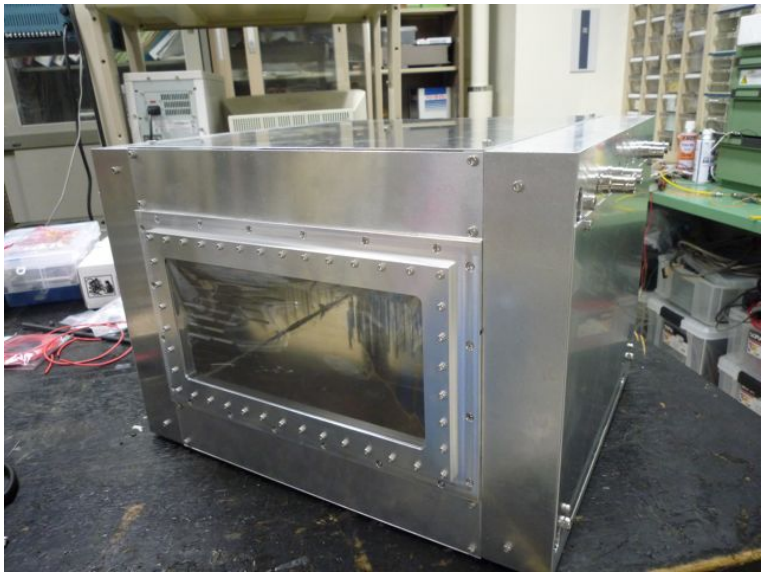

図 13　Chamber 全体図

赤いラインで囲まれた六角型の一つ一つが Cell であり、各頂点には Cathod Wire が紙面と垂直に張られている。中心には同様に Anode Wire が張られている。

読み出し装置として ASD Card を用いた。

4.2　Gas 置換

4.3　Shield Wire 印加電圧の最適化

threshold 電圧の決定。ベータ線源を用いて Analog 信号を見ながら Noise 落としをして、最低 Threshold 電圧を決定する。

4.4　アナログ信号の確認及び Singles Rate の測定

作製した Chamber の入射口に放射線源 ^{55}Fe、^{90}Sr を置き、オシロスコープでアナログ信号を確認した。それぞれ図 16、図 17 のような図を得られた。

Single Rate は β 線源である ^{9}0Sr を用いて測定。Singles Rate はベータ線源の位置を変えて測定。検出効率は下に Plastic Scintillator を置き測定。

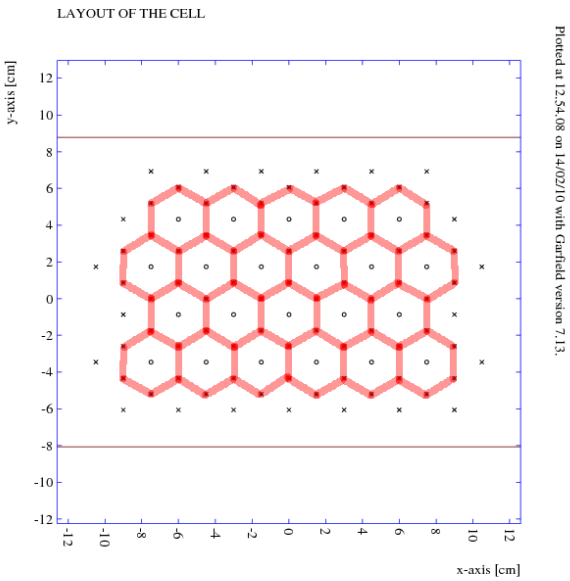

図 14　X 面

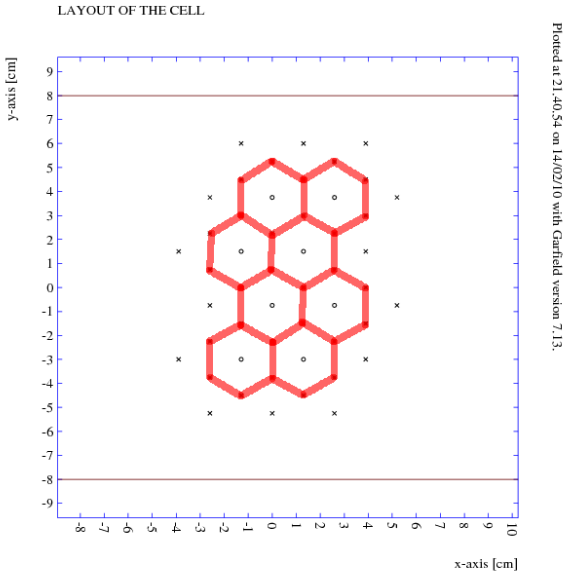

図 15　Y 面

Cell Size	15mm
Inner Volume	$280 \times 330 \times 156\text{mm}^3$
Layer	xx'xx', yy'yy'
Layer thickness	130mm
Sense Wire	W(Au coated) (20μmϕ)
Field Wire	Be-Cu (75μmϕ)
Shield Wire	Al (80μmϕ)
Wire Tension	Field, Shield(80gw), Sence(50gw)
Wire Spacing	15mm
Window	Mylar(50μm thick)
Window size	$234 \times 110\text{mm}^2$
Gas	Ar + C_2H_6 (1:1)
Channel	x:22, y:8
Weight	about 10kg

表 2　Chamber 詳細

図 16　^{55}Fe 線源アナログ信号

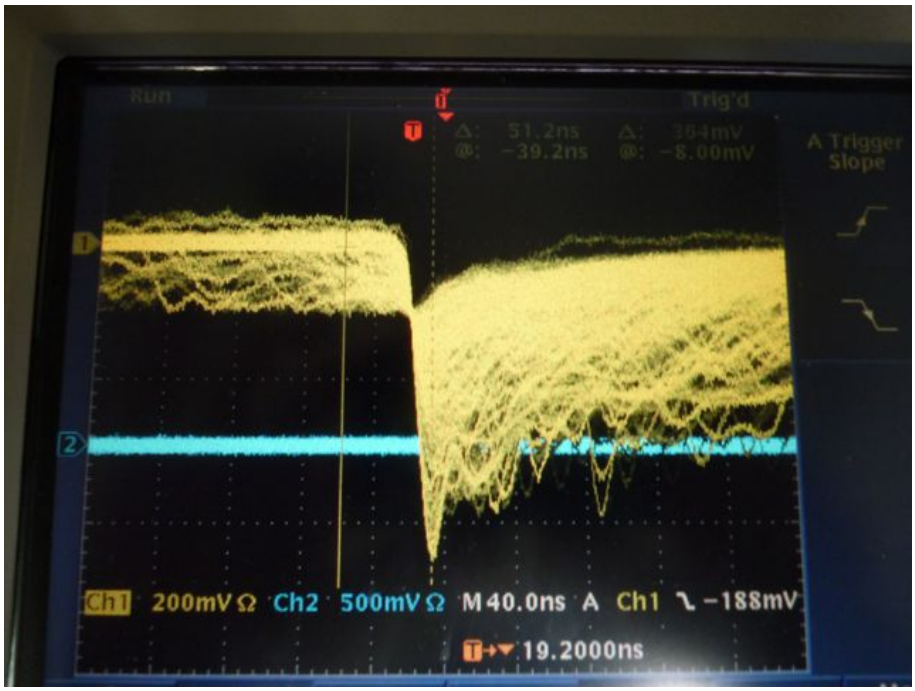

図 17　^{90}Sr 線源アナログ信号

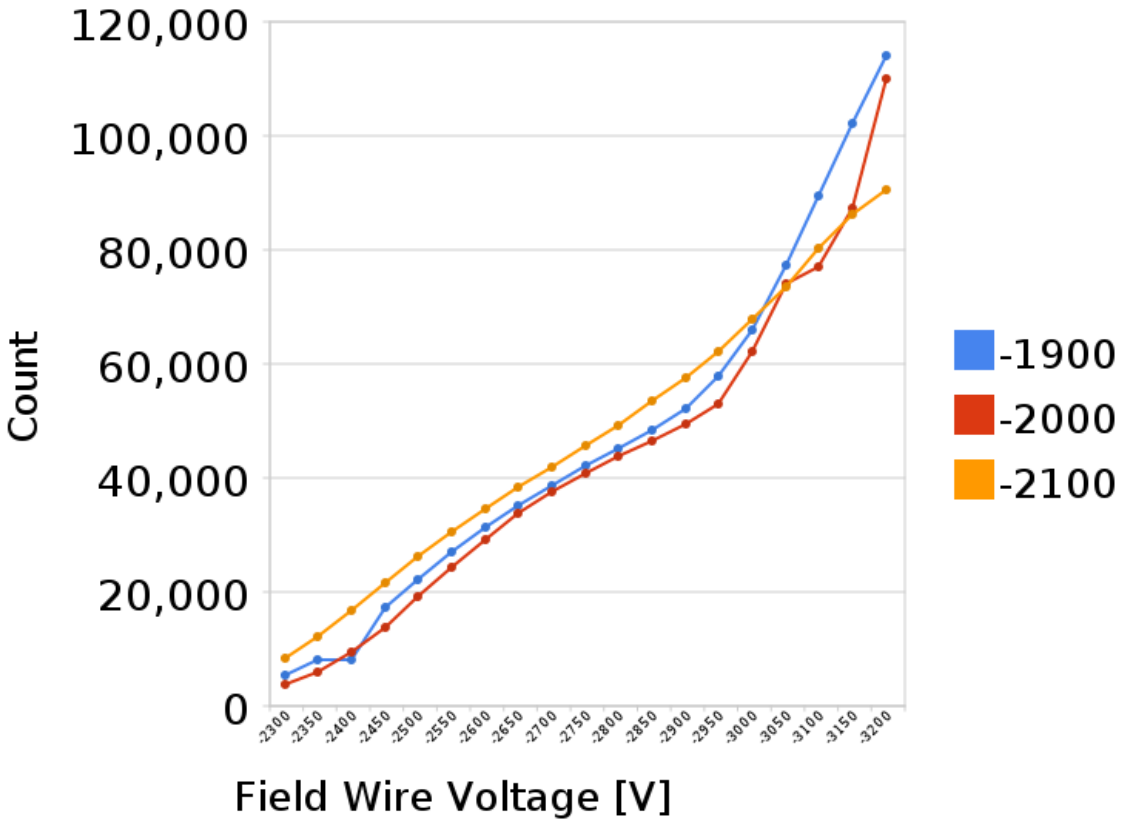

図 18　plateau curve

5　性能評価

5.1　Tracking 及び位置分解能の決定方法

1. 到達時間スペクトルをドリフト距離に変換
2. 入射粒子の軌跡を決定
3. Efficiency 及び位置分解能を決定

5.1.1 ドリフト時間とドリフト距離の補正と Tracking

5.1.2 Efficiency 及び位置分解能

5.2 Residual Distribution

5.3 Layer 毎の Residual Distribution

6 考察

7 結論と課題

様々な Trouble に見舞われ、当初の予定より大幅に遅れて Chamber は完成した。当初の予定通り Drift Chamber 原理の理解や Simulation Tool に対する理解は深まった。また、実験装置を一から製作する苦労や、Noise や Human Error の厄介さを実感することが出来た。

-(データ収集、解析) -(性能評価)

8 謝辞

参考文献

[1] H.Yamazaki et al. The 1.2GeV photon tagging system at LNS-Tohoku(2004)

[2] 伊藤健司、修士論文：中世中間子スペクトロメータ及びビームラインの基本特性の研究 (2002)

[3] Particle Date Group, Review of Particle Physics

[4] F.Sauli PRINCIPLE OF OPERATION OF MULTIWIRE PROPORTIONAL AND DRIFT CHAMBER(1977)

[5] 影山誠三郎、原子核物理 (1973)

[6] 大阪岳、修士論文：(e, e'K^+) 反応による Λ ハイパー核分光実験のための散乱電子位置検出器の研究 (2002)

[7] 土井大輔、卒業論文：Honeycomb Drift Chamber に関する研究 (2009)