修士論文

ミニジェットセル型ドリフトチェンバーの空間電荷効果の研究

Study of spacecharge effect in a mini jet cell type drift chamber

東京農工大学大学院 工学研究科

電子情報工学専攻

平成 12 年度入学

学籍番号 00634120

氏名　早坂 隆哉

指導教官　仁藤 修 助教授

平成 14 年 1 月 31 日 提出

目 次

第 1 章　序論 **3**

第 2 章　原理 **5**

2.1 ドリフトチェンバーの原理 5

2.2 電磁相互作用によるエネルギー損失 5

2.3 電子のドリフト 6

2.4 電子の増幅 9

2.5 紫外線レーザーによるガスのイオン化 10

2.6 ドリフト領域での空間電荷効果 14

第 3 章　ビームテスト **16**

3.1 ビームライン 16

3.2 装置 18

3.2.1 Baby chamber 18

3.2.2 シンチレーションカウンター 22

3.2.3 ホドスコープ 23

3.2.4 Nd-YAG レーザー 24

3.2.5 セットアップ 25

3.2.5.1 ガス系セットアップ 25

3.2.5.2 光学系セットアップ 26

3.2.5.3 信号処理系セットアップ & DAQ システム 27

3.2.6 方法 30

3.2.6.1 陽イオンの影響を調べる方法 30

3.2.6.2 測定方法 32

第 4 章　解析方法 **34**

4.1 オフラインプログラム 34

第 5 章　測定結果及び考察 **35**
5.1　カウンター 35
5.1.1　ホドスコープ 35
5.1.2　$2cm \times 2cm$ シンチレーションカウンター 38
5.2　電流値モニター 39
5.3　テストチェンバーの検出信号 40
5.4　ドリフト領域への影響 43
5.5　位置測定の変動 44
5.6　チェンバー内の陽イオン密度、電場形成計算 48
5.6.1　陽イオン密度 48
5.6.2　電場形成 50

第 6 章　結論 **53**
6.1　結論 53

第1章　序論

現在、高エネルギー加速器研究機構で将来計画として電子・陽電子線形衝突型加速器である JLC(Japan Linear Collider) の建設が予定され, 東京農工大学は高エネルギー加速器研究機構、筑波大学などの各研究機関とともに、JLC の測定器の一つである CDC(Central DriftChamber) の研究開発に参加している。

JLC 計画は質量の起源と起源となっているヒッグス粒子、力の統一に重要な役割を持つ超対称性粒子の発見を含め素粒子世界の様々な謎を解明の期待され、この素粒子反応を詳細に研究するために JLC では重心系で 1TeV のエネルギーを予定している。高エネルギー状態で電子、陽電子が衝突し生成された粒子は近接したジェットとなって放出される。CDC ではこのジェットとなった飛跡を正確に再構成し、近接飛跡分離が重要となり、JLC-CDC グループは $CO_2/isoC_4H_{10}(90/10)$ を用いたジェット型ドリフトチェンバー研究開発を行ってきた。この混合ガスを使用する利点は高い位置分解能と近接二飛跡分離分解能が得られること及びローレンツ角が小さいことである。

これらはテストチェンバーと宇宙線、粒子線あるいはレーザー光を用いて測定され、各々約 100μm,2mm,9°(B = 2T,E = 1kV/cm) という期待どおりの値が得られている。また昨年には KEK PS T1 ビームラインでテストチェンバーに電子、パイ中間子、陽子を入射してエネルギー損失値 (dE/dx) の測定を行い、粒子識別能力を併せ持つことを確認した。

このビームテスト中にセンスワイヤー信号の大きさが、温度及び大気圧はもとよりビーム強度にも依存することが判明した。ビーム強度依存性は、ビーム粒子によるガスの電離とそれに続くワイヤー増幅によって測定器の有感領域中に蓄積される陽イオンがセンスワイヤー表面付近の電場を低下させることに起因しており、正確な補正が困難であった。更に重要であるのは陽イオンの存在が一様であるべきドリフト領域の電場を歪め電子のドリフト速度の変化をもたらすことである。これは、テストチェン

バーの上流、下流のジェットセル各々で計算値 (陽イオンが存在しない場合の値) のドリフト速度を用いて飛跡を求めると両飛跡間にズレが生じることかで明かになった。

この経験から陽イオンの存在が信号の大きさだけでなく最も重要な飛跡の絶対位置測定精度に目標分解能の $100\mu\mathrm{m}$ を上まわる深刻な影響を与えることが明かになった。これはドリフト速度が電界強度に比例しているクールガス特有の問題であると考えられている。この問題を研究するために、今回、KEK PS T1 ラインでテストチェンバーに粒子線を照射し、同時に一定位置に連続して飛跡を残せるレーザー光を入射し位置測定の変動を測定する実験 (レーザービーコン) を行った。

第2章　原理

2.1　ドリフトチェンバーの原理

ドリフト (移動) を利用して粒子の飛跡を検出する装置である。高速荷電粒子の軌跡にそって発生する自由電子は、そこにかけられた電場にひかれ陽極に向かってドリフトする。この際ドリフトする自由電子が粒子通過時から電気信号として検出されるまでの時間を計測することで、荷電粒子の軌跡の位置を精度よく測定できるように工夫された比例計数管のことをドリフトチェンバーという。

2.2　電磁相互作用によるエネルギー損失

荷電粒子が物質中を通過すると、荷電粒子と物質を構成する分子中 (ドリフトチェンバーではガス分子) の電子との間にクーロン力が働く。このクーロン力による衝突で電子は散乱され、原子の束縛から離れる。これを電磁相互作用と呼び、この電磁相互作用によって原子の軌道から飛び出す電子によって荷電粒子の検出が可能になる。また、この電子が散乱で得たエネルギーは荷電粒子の持っていたエネルギーの一部である。これを荷電粒子が物質中を通過するときに失うエネルギー、すなわちエネルギー損失、dE/dx と呼ぶ。

荷電粒子が物質中を通過するときの単位長さ当たりの平均エネルギー損失は $Bethe-Bloch$ の式で与えられる。

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi N_A {r_e}^2 m_e c^2 \rho z^2 \frac{Z}{A}\frac{1}{\beta^2}\Big[\frac{1}{2}ln\Big(\frac{2m_e c^2\gamma^2\beta^2 T_{max}}{I^2}\Big) - \beta^2 - \frac{\delta}{2}\Big] \tag{2.1}$$

T_{max} とはガス分子中の電子に衝突する際に与えるエネルギーが最大のことで

$$T_{max} = \frac{2m_e\beta^2\gamma^2}{1 + 2\gamma m_e/M + (m_e/M)^2} \tag{2.2}$$

で与えられる。

Z：原子番号
A：原子質量数
N_A：アボガドロ数
r_e：電子の古典半径
M：荷電粒子の質量
m_e：電子の質量
ze：荷電粒子の電荷
I：実効的イオン化ポテンシャル
δ：密度効果の補正項

である。

2.3 電子のドリフト

ガス中の荷電粒子通過によりイオン化で生じた電子は、電場の存在がなければガス分子との多重散乱によってそのエネルギーを急速に失い、熱エネルギー分布にしたがって拡散をはじめる。電場中では電場による加速と多粒子との衝突を繰り返しながら電子はアノードワイヤーへ、陽イオンはカソードワイヤーへとそれぞれ移動していく。この移動をドリフトと呼ぶ。

電子は電場のかけられた気体の中で、ある衝突からある衝突の間にイオンよりもはるかに多くのエネルギーを電場から得ることができる。これは電子の方がイオンよりも平均自由行程がはるかに長いからである。とくに運動エネルギーが $1\mathrm{eV}$ 程度の電子の波長は、希ガスの束縛電子の軌道直径の 2 倍位に相当する。これは量子効果によって、当該原子を電子に対してほとんど透明にしてしまう。これは電子エネルギー ε の関数として衝突断面積 σ の極小をもたらすラムザウアー効果である。

熱運動速度 $u{=}\sqrt{2\varepsilon/m}$ の電子の集団が時間 $t = 0$ で点 P に集まっていたと考えると、電子は点 P から全ての方向に等方的に広がる。これらの電子と原子との最初の衝突を起こす場所は平均して、平均自由行程 λ_e を半径とする球面上にある。これに加えて場の強さ $\boldsymbol{E}{=}(0{,}0{,}E)$ の一様な電場が Z 方向にかけられれば、電子は $\boldsymbol{a}{=}q\boldsymbol{E}/m$

の加速度のものに放射状軌跡の代わりに放物線状軌跡を描く。球面上にのっていた到達点 D は、電場の影響により、$\frac{1}{2}at^2\sin\theta$ で描かれる面の上に移動する。ここに θ は電場の方向と電子の t=0、点 P における放射方向とがなす角である。これによっておこる点 D の Z 方向へのずれは

$$\delta z = \frac{1}{2}\frac{qE}{m}t^2\sin^2\theta \tag{2.3}$$

であり、$\cos\theta$ について平均をとると、その" 平均のずれ" は

$$< \delta z >= \frac{1}{3}\frac{qE}{m} < t^2 > \tag{2.4}$$

で与えられる。また衝突断面積 σ と平均自由行程 λ_e とか速度 u によらないと仮定して、自由行程 s についての平均飛行時間を求めるとつぎのようになる。

$$< t^2 >= \frac{< s^2 >}{u^2} = \frac{2\lambda_e^2}{u^2} \tag{2.5}$$

これからドリフト速度は v_D は次のように与えられる。

$$v_D = \frac{< \delta z >}{< t >} = \frac{2}{3}\frac{qE}{m}\frac{\lambda_e}{u} \tag{2.6}$$

もし速度 u がのマックスウェル分布にしたがっていれば、2 乗平均速度 $v = \sqrt{< u^2 >}$ によってこれは

$$v_D = \frac{2}{3}\frac{qE}{m}\frac{1.38\lambda_e}{v} = 0.92\frac{qE}{m}\frac{\lambda_e}{v} \tag{2.7}$$

となる。衝突平均時間は

$$\tau =< \lambda_e/u > \tag{2.8}$$

である。電子が一定のドリフト速度に落ち着くためには、電場の加速によって得たエネルギーが原子との衝突によって失ったエネルギーとちょうどつり合っていなければならない。もし 1 回の衝突でエネルギー ε の電子が $\Delta(\varepsilon)$ の割合でエネルギーを失ったとすると、近似的に

$$qE(v_D\tau) = \Delta(\varepsilon)\varepsilon \tag{2.9}$$

または

$$qEv_D = \frac{\Delta(\varepsilon)u}{\lambda_e} \tag{2.10}$$

が成り立つ。単一速度分布を仮定すれば

$$qEv_D \sim \frac{1}{2}\frac{\Delta(\varepsilon)mu^3}{\lambda_e} \tag{2.11}$$

が成り立ち、(2.6) を用いて

$$v_D \sim \sqrt{\sqrt{\frac{\Delta}{2}}\frac{qE}{m}\lambda_e} \tag{2.12}$$

を得る。

簡単な指数的表現 $\Delta(\varepsilon) \sim \varepsilon^m$、$\lambda_e(\varepsilon) \sim \varepsilon^{-n}$ 等を Δ と λ_e のエネルギー依存則とすれば、v_D と電場強度 E との関係は

$$v_D \sim E^{(m+1)/(m+2n+1)} \tag{2.13}$$

電子のドリフトする気体が CO_2,CH_4,$isoC_4H_{10}$ のような分子的なものであるときは、非弾性衝突が全散乱断面積に主として貢献する。例として、CO_2 はエネルギーが 0.1 から $1\mathrm{eV}$ の間で分子振動が励起され得る。このような弾性衝突の場合、電子から分子へ移るエネルギー比率 $\Delta(\varepsilon)$ は非常に大きくなる。しかし最大励起エネルギーを越えると、近似的に

$$\Delta(\varepsilon) \sim \frac{\varepsilon_{max}}{\varepsilon} \tag{2.14}$$

でふたたび減少を始める。$\varepsilon > \varepsilon_{max}$ の時、指数が $m\sim -1$ であり、(2.13) は電場の強さに関係なくドリフト速度を与える。もし$\Delta(\varepsilon)$ がさらに速い率で ε に関して減少するならば、$m < -1$ であり v_D は E の増加に対して減少する。

以上の簡単化した計算と、過去の実験値から、(2.6) は

$$\boldsymbol{v}_D = \frac{q\boldsymbol{E}}{m}\left\{\frac{2}{3}\left\langle\frac{\lambda_e(u)}{u}\right\rangle + \frac{1}{3}\left\langle\frac{d\lambda_e(u)}{du}\right\rangle\right\} \tag{2.15}$$

で置き換えることができる。こうした計算により電場 E へのドリフト速度の依存性を観測通りに定量的に示すことが可能である。

2.4 電子の増幅

ガス中の電場を十分に高い値にするとガス増幅が起こる。低い電場では荷電粒子によって作られた電子とイオンはそれぞれ電極へ移動するだけである。この自由電子は陽極線近傍の電場が非常強い場合、容易に加速され、ガス分子衝突時には大きな運動エネルギーを持つ。このエネルギーがガス分子の電離エネルギーより大きい場合にはイオン対がさらに追加して作られる。この 2 次電離にはしきい値が存在し、1 気圧の通常ガスではおよそ $10^6 V/m$ 程度である。この 2 次電離過程で作られた電子も電場で加速され、ガス分子と衝突してさらに電離を起こす。この電離過程はタウンゼント型電子なだれ (Townsend avalanch) と呼ばれるカスケードの形をとり、最初の衝突で作られた自由電子の 1 つ 1 つが同じ過程でさらに多数をの自由電子を作る能力を持っている。比例計数管では電子が全部陽極に到達し終って初めて電子なだれは終る。電場等の条件によって 2 次電離事象の数は荷電粒子で作られた 1 次イオン対の数に比例し、イオンの全数は数千倍に増幅される。検出器自体におけるこの電荷増幅は外部増幅器に対する要求を緩和し、信号対雑音比も改善することができる。

電子の増幅率についてはチューブ状の比例計数管モデルにして考える。

比例係数管は円筒型、中心に陽極線が張ってあるもので、陽極線の wire の半径を a、円筒管の内径を b とし、陽極線に電圧を印加すると、この比例計数管には

$$E(r) = \frac{\lambda}{2\pi\varepsilon_0}\frac{1}{r} = \frac{V}{rln(b/a)} \tag{2.16}$$

の電場 E が形成される。(r はワイヤー中心からの距離、λ は単位長さあたりの電荷量、ε_0 はガスの誘電率である。)

電子が距離 dr だけドリフトしたときの、電子の増幅数は

$$dN = N\alpha dr \tag{2.17}$$

とおける。ここでの α(タウンゼント係数) とは、電子がガス分子と衝突して発生する単位長さ当たりの 2 次電子数であり、Nは初期の電離電子数を示す。また、α は $S = E/\rho$(電場 E とガス圧 ρ) に依存して適当領域にわかれていることがわかっているので、ガス増幅GをEの関数として計算すると

$$G = \frac{N}{N_0} = exp\int_{r_{min}}^{a} \alpha(r)dr = exp\int_{E_{min}}^{E(a)} \frac{\alpha(E)}{dE/dr}dE \tag{2.18}$$

となる。ここでの N_0 は初期電子数、N は電子増幅後の電子数を示す。r_{min} は電子増幅が起きることのできる最大半径である。この (2.18) に (2.16) を代入すると、

$$G = exp\int \frac{\lambda\alpha(E)}{2\pi\varepsilon_0 E^2} \tag{2.19}$$

となり、電子増幅率が求まる。

2.5 紫外線レーザーによるガスのイオン化

チェンバー内のガス分子をイオン化させる手段の一つとして紫外線レーザーが用いられる。細く絞った紫外線パルスレーザービームはガス中を通過するとビーム中でガス分子をイオン化する。イオン化を起こすためには、イオン化の可能な分子が、ガス中にありエネルギー密度が十分に高くなければならない。一般的に使用されるガスの種類とそのイオン化ポテンシャルを以下に示す。

- He:24.6eV
- CH_4:13.1eV
- Ar:15.8eV
- CO_2 :13.7eV
- C_4 H_{10} : 10.8eV

レーザー光の量子エネルギー (h ν) はガス分子のイオン化のためのエネルギーよりもはるかに小さい。チェンバーガス中に存在する分子をイオン化するためには 2 個かそれ以上の光子が必要である。しかし、一つの光子がガス分子に吸収される断面積は $10^{-16} \sim 10^{-20} cm^2$ であるので多光子吸収は起こりにくい。そこで、ガス分子は二光子吸収までなら起こると仮定する。このときに起こる単位あたりにイオン化する分子数は

$$\frac{dn_i}{dt} = n_c \sigma_i N \tag{2.20}$$

である。 ·

- T:レーザーのパルス幅
- N:単位時間に単位面積を通過する光子の数
- n_0,n_c,n_i :単位体積中の規定状態の分子の数、励起状態の分子の数、イオン化した分子の数
- σ_c:規定状態にある分子を励起させるための断面積
- σ_i:励起状態にある分子をイオン化させるための断面積
- τ: 励起状態の寿命

また、イオン化した分子 (陽イオン) とイオン化で発生した電子との再結合がないと仮定すると励起状態の分子の数は、

$$\frac{dn_c}{dt} = (n_0 - n_c)\sigma_c N - n_c \sigma_i N - \frac{n_c}{\tau} \tag{2.21}$$

$$= a - b n_c \tag{2.22}$$

$$a = n_0 \sigma_c N \quad b = (\frac{1}{\tau} + \sigma_c N + \sigma_i N) \tag{2.23}$$

$$b = (\frac{1}{\tau} + \sigma_c N + \sigma_i N) \tag{2.24}$$

と表せる。ここで、電子 n の増加分の (2.21) を、積分範囲を 0 から t として積分すると

$$n_c(t) = \frac{a}{B}(1 - e^{-dt}) \tag{2.25}$$

また、(2.20) に (2.25) を代入して $0 \sim \mathrm{T}$ まで積分すると

$$n_i(T) = \sigma_i N \frac{A}{b}(T + \frac{1}{b}(e^{-bt} - 1)) \tag{2.26}$$

次に、(2.26) に (2.23) を代入すると

$$n_i(T) = n_0 \sigma_c \sigma_i N^2 \frac{T}{b}(1 - \frac{1}{bT}(1 - e^{bT})) \tag{2.27}$$

となる。そこで、次のような条件を考えてみる。

(1) $\mathrm{bT} \ll 1$　光子の数 N が少なく、励起状態の寿命 τ が $\mathrm{T(nsec)}$ よりも十分長いとき ($\mathrm{T} \ll \tau$),(2.27) は次のように近似できる。

$$n_i(T) = n_0 \sigma_c \sigma_i \frac{N^2 T^2}{b} \tag{2.28}$$

これよりイオン化の数は単位面積中の光子の数、及び、ビームのパルス幅に二次で比例することが分かる。

(2) $\mathrm{bT} \gg 1$　光子の数 N が多く、励起状態の寿命 τ が $\mathrm{T(nsec)}$ よりも十分短いとき ($\mathrm{T} \gg \tau$)、(2.27) は次のように近似できる。

$$n_i(T) = n_0 \sigma_c \sigma_i \frac{N^2 T}{b} \tag{2.29}$$

これよりイオン化の数は単位面積中の光子の数に二次で、ビームのパルス幅に一次で比例することが分かる。ここで、分母に b があるので (2.24) より仮に

$$\frac{1}{\tau} \gg (\sigma_c + \sigma_i) N \tag{2.30}$$

とすると (2.29) は、

$$n_i(T) = n_0\sigma_c\sigma_i N^2 T\tau \tag{2.31}$$

となる。この式と (2.28) を比較すると、イオン化の数は (2.28) よりも (2.31) のほうが (2τ/T) 倍少なくなることが分かる。

次に、光子の数が多く

$$(\sigma_c + \sigma_i)N > \frac{1}{\tau} \tag{2.32}$$

とすると、n_c は

$$n_c \to \frac{a}{b} = \frac{n_0\sigma_c}{\sigma_c + \sigma_i} \tag{2.33}$$

と表すことが出来るので、(2.29) より、

$$n_i(T) = n_0\sigma_c\sigma_i\frac{NT}{\sigma_c + \sigma_i} \tag{2.34}$$

となる。(2.34) はイオン化の数が光子の数とビームのパルス幅に一次で比例していることを表している。ここで、イオン化の数が光子の数に二次から一次に依存するように変化するときの条件は

$$(\sigma_c + \sigma_i)NT > 1 \tag{2.35}$$

である、これは、(σ_i $+\sigma_c$)$\doteqdot 10^{-16}$ とすると、 NThν $\geq$100μJ/mm^2 で二次から一次に依存するように変化する。 適当なエネルギーをもつパルスレーザーが純粋なガス中でイオン化を起こすという事実は低いイオン化ポテンシャルをもつ不純物が媒質となるガス中に混入していることの証拠である。混入が予想される有機不純物とそのイオン化ポテンシャルを次に示す。

- C_6 H_5 (C H_3) →7.14eV
- C_6 H_5 N(C_2 H_5) →6.76ev
- C_{10} H_{24} N_4 →5.36

2.6 ドリフト領域での空間電荷効果

ガス中の荷電粒子通過に伴うイオン化で発生した電子は、陽極線 (以下センスワイヤーと呼ぶ) 方向にドリフトする。(前節 2.3 参照) センスワイヤー近傍にドリフトしてきた電子は、強電場により図 2.2 のようにガス増幅 (前節 2.4 参照) を起こす。ガス増幅直後には増幅した電子群はセンスワイヤーに引き寄せられていくが、陽イオン群はワイヤーとはなれる方向へ図 2.3 のようにドリフトしていく。陽イオンは電子と比較してドリフト速度が約 $1/1000$ と遅い。そのため陽イオンはある程度ドリフト領域を移動すると大きく拡散する。(拡散についての詳しい解説は同研究室橋口英則の文献 [5] に掲載されている。) チェンバー中を大量の荷電粒子が連続して通過すると、陽イオン群は次から次へとドリフト領域へ移動して、ドリフト領域へ陽イオンが蓄積し、拡散により陽イオン密度が均一状態になる。陽イオンがチェンバー中に充満したことによって、陽イオンがない状態の電場形成から電場が歪み (陽イオンによる空間電荷効果) が生じ、電子のドリフト速度に影響を与える。このドリフト速度変動が顕著に現れるのは、電界強度に敏感に反応する JLC Gas の特有の問題からである。(図 2.1) 結果として、陽イオンがドリフト領域に存在している時としていない時では、荷電粒子が同じ位置を通過したにも関わらず電子のセンスワイヤーの到達時間に差が出てしまい、正確な位置測定が出来なくなる。

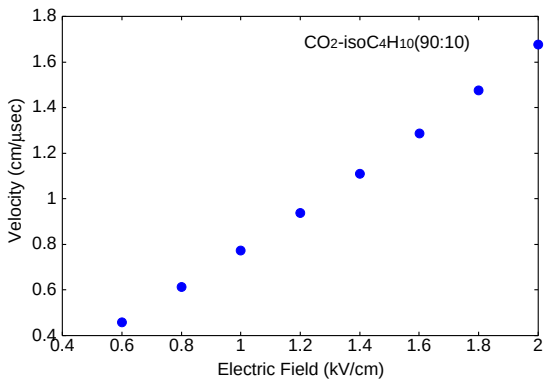


図 2.1: JLC gas におけるドリフト速度電場強度依存

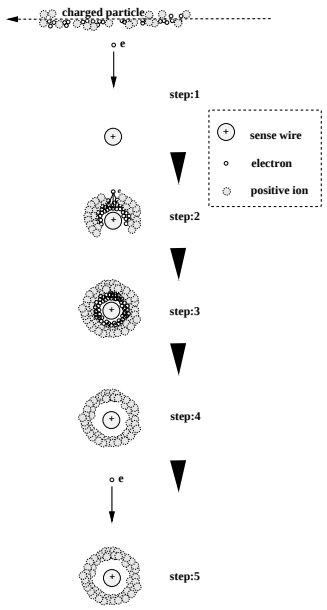


図 2.2: 増幅領域での空間電荷効果

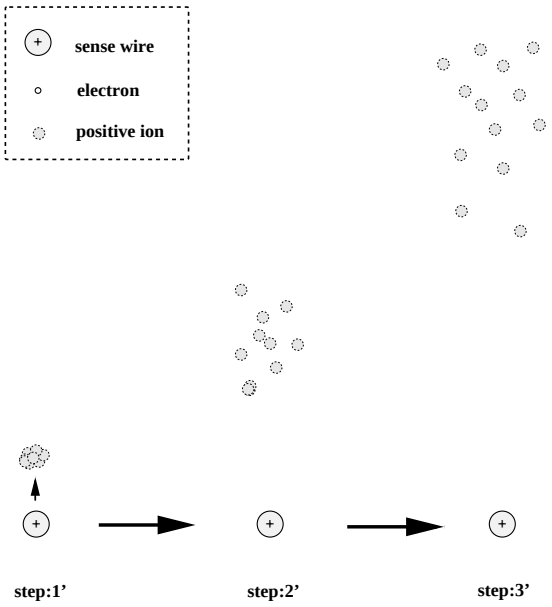


図 2.3: ドリフト領域での空間電荷効果

第3章　ビームテスト

本実験はチェンバー中に陽イオンを充満させるような状況を用意する必要があった。そこで粒子線ビームを使ってチェンバー内に陽イオンを発生させる方法を用いた。ビームテストは昨年、11 月に実機と同様のジェットセル構造を持つテストチェンバーと紫外線レーザーを使用し、高エネルギー加速器研究機構の陽子加速器の T1 ビームラインで行なった。

3.1　ビームライン

今回行なったビームテストは、高エネルギー加速器研究機構の実験施設である $PS(12GeV/c$ 陽子加速器) の T1 ビームラインで行なった。(図 3.1、) $12GeV/c$ の陽子の一部を主リング内に置かれた金属標的 (Be) に衝突させ、そこで発生した二次粒子を、カウンターホール内のビームラインに引き出して使用する。T1 ビームラインは運動量 $0.5GeV/c$ から $2.0GeV/c$ の正負の π、e、そして陽子を引き出すことが出来る。T1 ビームラインの上流には 4 つの電磁石があり、主リングの方から $Q1, Q2, D1, D3$ となっている。$D1, D2$ の 2 重極子電磁石で、ビームの運動量を決定し、$Q1, Q2$ の 4 重極子電磁石でビーム方向の X 方向、Y 方向のフォーカス、ディフォーカスが可能になっている。ビーム強度はラインにプリセットされているスリットでも調節することが出来、今回の実験では、できるだけチェンバー内に均一に陽イオンが分布するようにスリット幅は $14cm$ に設定している。

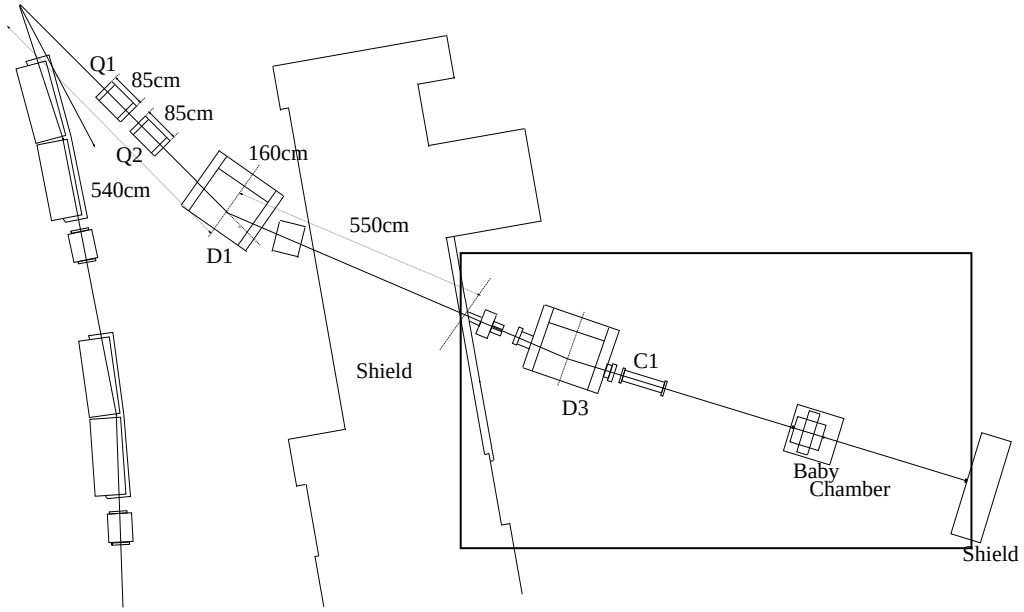


図 3.1: T1 ビームライン

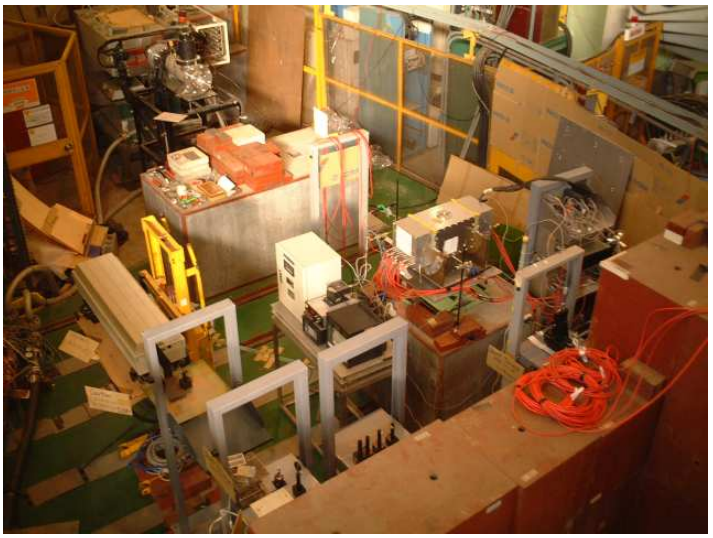


図 3.2: T1 ビームライン写真

3.2 装置

3.2.1 Baby chamber

Baby chamber は $7cm \times 10cm$ のサイズの 3 つのセルが形成されている。このドリフトチェンバーの 1 つのセルは 5 本のセンスワイヤー、86 本のフィールドワイヤー、6 本のゼロワイヤー、42 本のシールドワイヤー、2 本のダミーワイヤー、16 本のグリッドワイヤーによって構成されている。センスワイヤーの詳細については直径 $30\mu m$ 金メッキタングステン、その他のワイヤーに間しては、直径 $125\mu m$ アルミニウムになっている。図 3.3 にこのチェンバーの模式図、図 3.5 にはチェンバーのジェットセル構造を示す。ジェットセルタイプのドリフトチェンバーは高エネルギー実験において近接した粒子 (ジェット粒子) の飛跡の検出に適している。このジェット状の粒子飛跡検出を目的としてジェットセル (ジェットチェンバー) と呼ばれる。

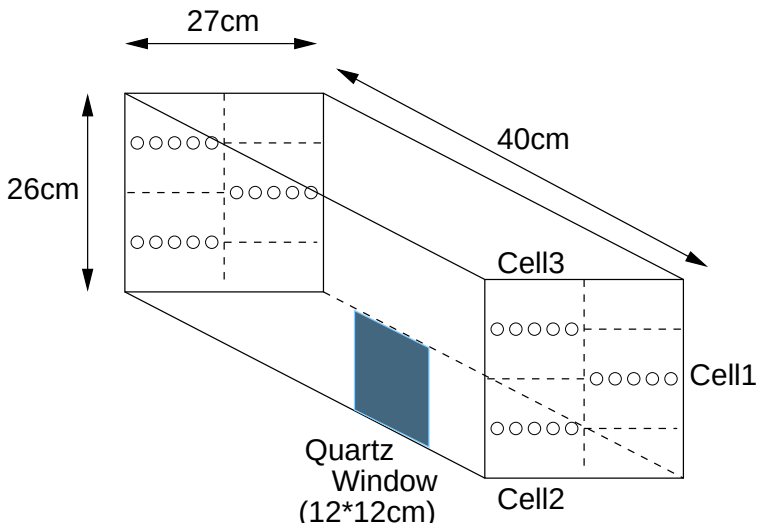


図 3.3: Baby chamber

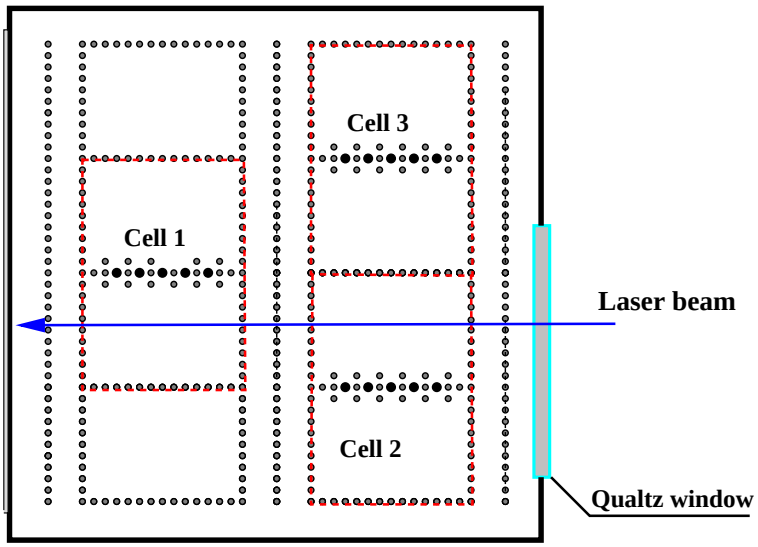


図 3.4: Baby chamber のセル構造

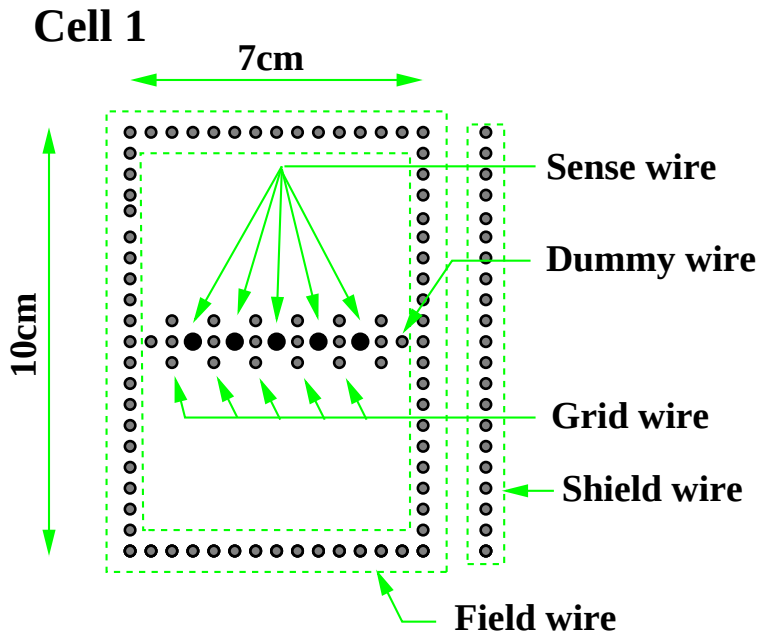


図 3.5: ジェットセル構造

センスワイヤーには、ドリフト電子のガス増幅による信号を検出するために 2.5kV $\sim$ 2.8kV の電圧を印加した。
フィールドワイヤー、ゼロワイヤーには、電子を一様な電場でドリフトさせるために-4.6kV から 0kV までの電圧がそれぞれ掛けられている。またセンスワイヤーで検出する事の出来る最大のドリフト距離は 5cm である。シールドワイヤーは,3 つのセルを持っているため、隣り合う他のセルの作り出す電場の影響を防止し、ドリフト領域の電場、ガス増幅領域の電場を一様にする事を目的として-1.675kV の電圧が掛けられている。
ダミーワイヤーは、もし荷電粒子がフィールドワイヤーやシールドワイヤーに当たってしまった場合、ワイヤーの原子分子との相互作用で電子が取り出される。この電子は電場によってドリフトしていくのだが、この電子による信号を排除 (吸収) し、セル内を通過した荷電粒子の信号のみを正確に検出する事を目的として 2.15kV の電圧が掛けかれている。
グリッドワイヤーは、ドリフト領域とガス増幅領域の境を作り、且つガス増幅領域を 5mm で一様な同心円状に形成するために-0.5kV の電圧が掛けられている。以下に、それぞれのワイヤーの簡単な一覧を表 3.1 に, 等電位線分布及び、電圧 分布 (図 3.6) を示す。

名称	本数	役割
センスワイヤー	5	信号検出
フィールドワイヤー	86	ドリフト領域形成
ゼロワイヤー	6	ドリフト領域形成
シールドワイヤー	42	別セルの影響防止
ダミーワイヤー	2	ワイヤー衝突時のドリフト電子の吸収
グリッドワイヤー	16	ガス増幅領域形成

表 3.1: ワイヤー役割

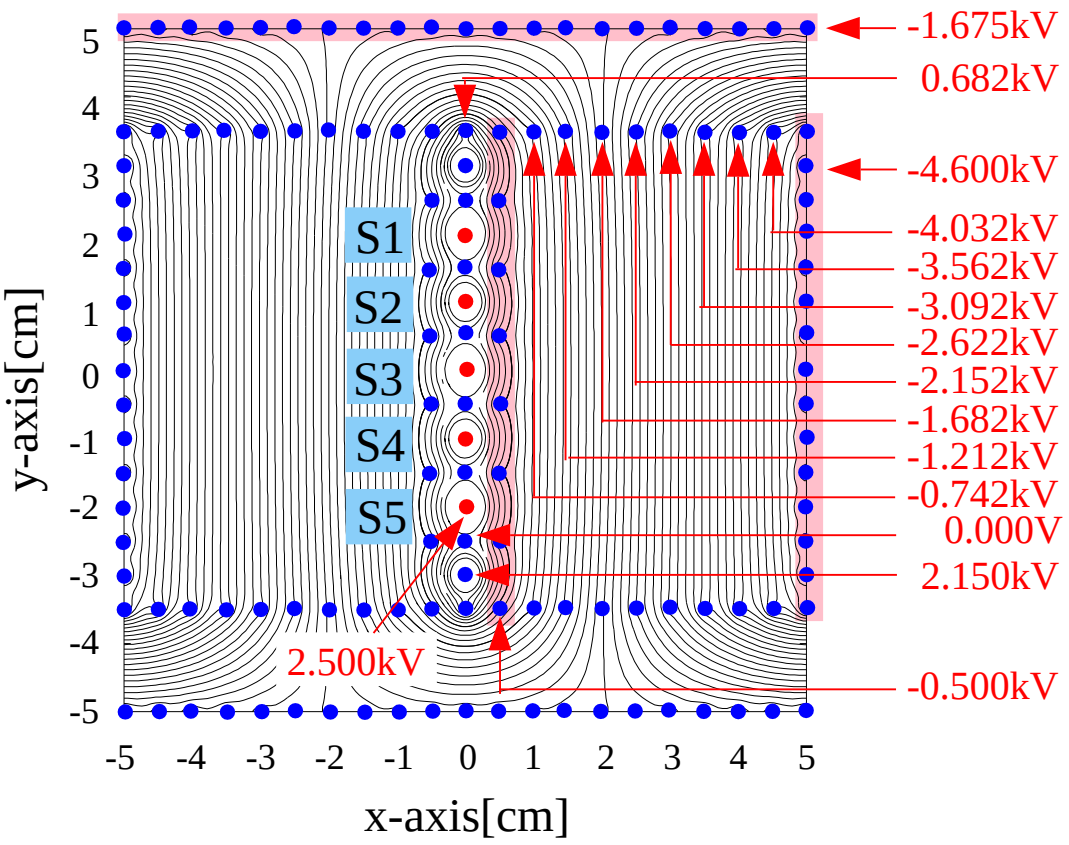


図 3.6: Baby chamber H.V. field

3.2.2 シンチレーションカウンター

シンチレーションカウンターは、放射線 (荷電粒子や γ 線) があたると微量のシンチレーション光を発する物質 (シンチレーター) を利用して放射線を検出する装置のことである。荷電粒子がシンチレーターを横切るとエネルギーを失い、その一部がシンチレーション光となって放出される。そしてその微量のシンチレーション光は、ライトガイドによって効率良く集約され光電子増倍管 (Photo multiplier tube) に到達し、光電子増倍管で光電効果により光電子を発生し、その光電子が増殖されて電気シグナルが得られる。

次小節で説明するホドスコープの他に今回の測定で詳細な粒子線ビームの形状を調査するために、縦横 $2cm \times 2cm$、厚さ 5mm のシンチレーションカウンターをチェンバー $30cm$ 直前で垂直方向、水平方向に走査した。

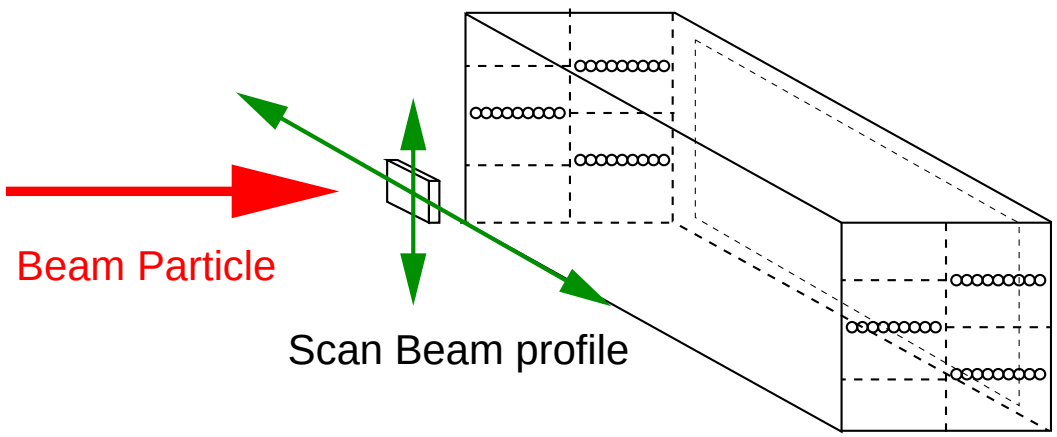


図 3.7: Beam Profile scan

3.2.3 ホドスコープ

ホドスコープは、短冊状の細長い長方形シンチレーターを数本ならべたもので、これらと直交して置いたシンチレーション・カウンターとの同時計測を取ると、直交している 2 本のシンチレーターの交差部分を粒子が通過したことになる。このような装置をシンチレーション・カウンター・ホドスコープと呼ぶ。

ビームテストでは、チェンバーに照射される粒子線ビームの形状を観測と、粒子線ビーム照射有無の識別を行なうために設置した。粒子線ビームの水平方向、垂直方向を計測するために、5 チャンネル、3 チャンネルのシンチレーションカウンターを組み合わせている。(図 3.8) ホドスコープの配置位置は図 3.15 に示してある。ホドスコープで使用したシンチレーションカウンターのそれぞれの大きさは表 3.2 のとおりである。

カウンター名	大きさ (縦× 横× 厚さ)
C(垂直方向用)	5cm×40cm×5mm
C(水平方向用)	15cm×8cm×5mm

表 3.2: シンチレーションカウンターのサイズ

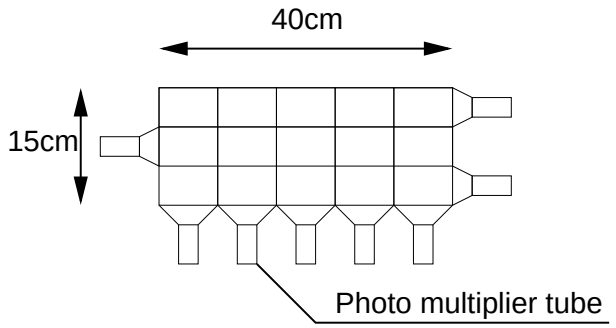


図 3.8: ホドスコープ概略図

3.2.4 Nd-YAG レーザー

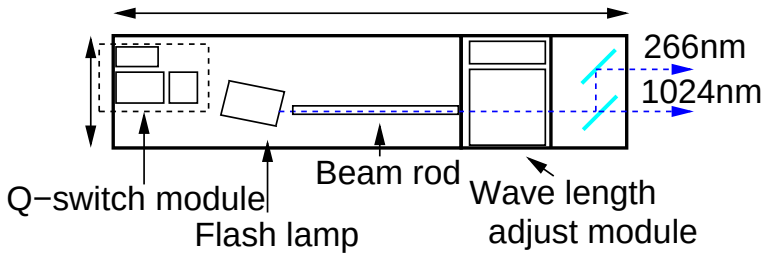


図 3.9: Nd-YAG レーザー内部摸式図

今回の測定では、荷電粒子に見立てた紫外線のレーザービームを使用している。このレーザーの概略図を図 3.9 に示す。左から、Q スイッチモジュール、フラッシュランプ、ビームロッド、波長変換機、温度コントローラー、ミラー 1、ミラー 2 となっている。Q スイッチモジュールには、ポッケルセルと呼ばれる結晶があり、この結晶に電圧をかけると偏光した光を出す。このタイミングは 100msec となっており、このレーザーの発振周波数 (10Hz) となる。10Hz で発振された光は Q スイッチへ送られる、これはレーザービームを発射制御するためのものである。次にフラッシュランプにはネオジウムの結晶があり、これに電圧をかける事でネオジウムを励起する。励起されたネオジウムイオンは基底状態に戻る際に波長 1064nm の光 (光子) を放出する。このメカニズムが Nd-YAG レーザーの最も基本的なスタンスである。ここで発生した光はビームロッドを通り波長変換機へ送られる。この変換機の中にはカリウム・ジュテリウム酸塩の結晶があり、この結晶中を光が通過する際の相互作用で波長を 2 倍にする (pulse matching)。1064nm の光が 1 次結晶を通過し $\sim$ 532nm　ここで、2 次結晶を通過すると $\sim$ 266nm の紫外線となる。また、この発振振動数を安定にするために温度コントローラーが取り付けられている。これを通過した後、ミラー 1、ミラー 2 射を経て波長 266nm の紫外線レーザービームは発射される。

3.2.5 セットアップ

3.2.5.1 ガス系セットアップ

ガスシステムを図 3.10 に示す。ガスの流量は CO_2(純度 99.999%) は 90cc/min.、$isoC_4H_{10}$ は 10cc/min.(純度 99.9%)、計 100cc/min 流した。ガス中に酸素や不純物が含まれる場合、ドリフト電子が酸素に吸収されるなどして検出信号に影響することがわかっている。そのため、外気からの侵入を防ぐためにステンレスチューブを用い、ガスボンベ中のわずかな酸素も取り除くために酸素フィルターを通し、チェンバー中の酸素量を酸素モニターによって測定した。今回の測定における酸素濃度は約 $20ppm$ である。また、ガス増幅度、ドリフト速度は温度・圧力もパラメータとなっているので、データ解析の際に補正に使用することが出来るようにチェンバーのまわりに熱電対を取り付けて温度のモニターを行ない、圧力は圧力計を設置してその出力を AD コンバーターで変換をし、10 分毎に PC で自動測定を行った。

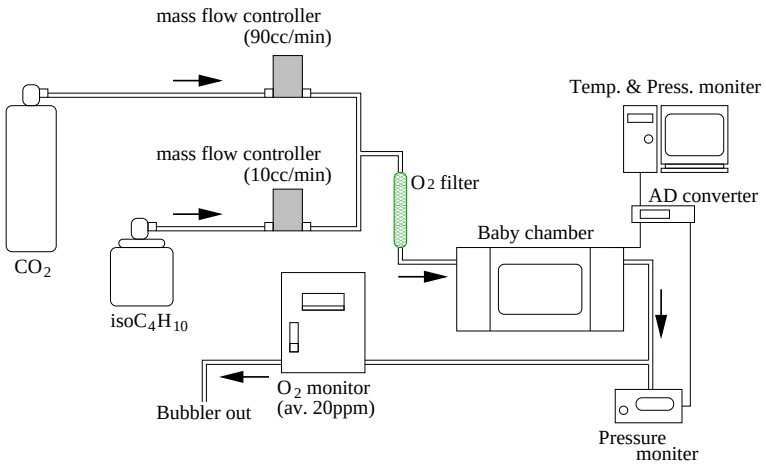


図 3.10: ガス系セットアップ図

3.2.5.2 光学系セットアップ

今回の実験で使用した光学系の全セットアップ図 (概略図) を図 3.11 に示す。まず、光源に Nd-YAG レーザーを使用する。波長 1064nm で発振したビームを 1 次結晶と 2 次結晶で反射させ 1064nm から 266nm (4 倍高調波) の紫外域にする。この、紫外線レーザービームをビームスリットでその径を調節する。その後、石英のプリズムに照射する。この時、プリズムの表面反射によるレーザービームを測定に使用する。強いビーム強度を持つ Nd-YAG レーザーはチェンバー内でのトラッキングには適している反面、gas gain、エレキ回路系の saturation を起こしてしまう。そこで、ビーム強度をプリズムの表面反射によって約 3% まで落としている。表面反射後のレーザービームを焦点レンズ (焦点距離 3000mm) によってビームバンドをチェンバーの中心付近にくるように調節する。一方、プリズムを通過したレーザービームの一部を photodiode に入射しデジタル信号として、データ収集に使用した FADC モジュールのトリガー信号とする。

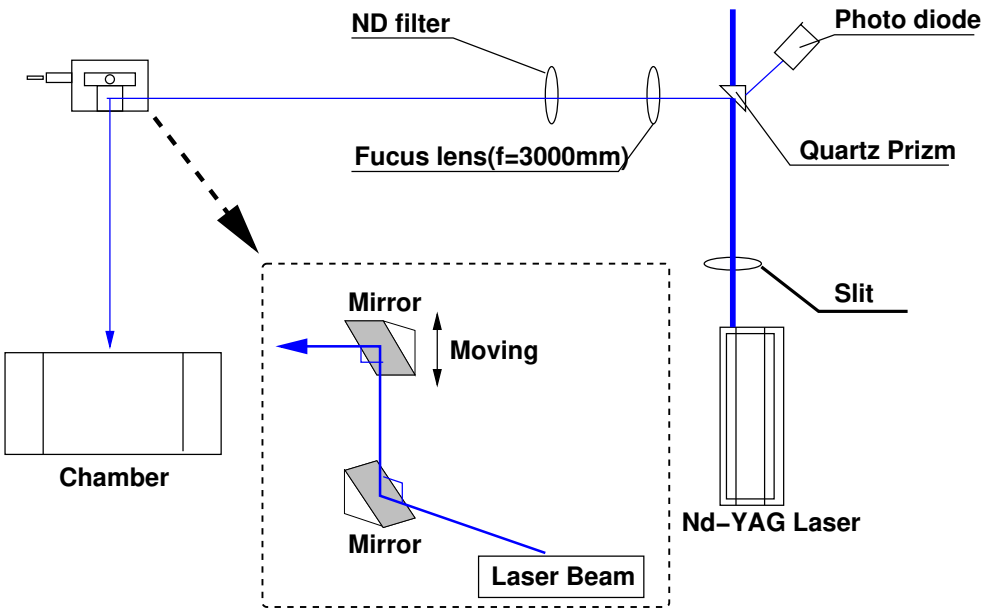


図 3.11: 光学系セットアップ図

3.2.5.3 信号処理系セットアップ & DAQ システム

データ収集のためのブロックダイアグラムを図 3.13 に示す。今回のビームテストではオンラインで、粒子線ビームがチェンバーに照射している時、照射していないときのイベントを交互に測定を行った。今回、オンラインプログラムは同研究室を卒業した鈴木義秀氏が開発した DAQ プログラムをベースに、同研究室の橋口英則氏、荒谷守氏、金井一大氏が新に GPIB-CAMAC interface,CAMAC scaler のモジュールを追加したものを使用した。

本実験ではチェンバーが粒子線ビームの影響を十分に受けた時間、もしくは受けていない時間を考慮したタイミングでデータ収集を行う必要があった。そのために、まずビームを取りだしている時間を示すビームゲートを決定した。以下図 3.12 参照して説明をおこなう。

粒子線ビームの T1 ラインへの取り出しのタイミング情報は、ビームラインより送られてくる FTS(Flat Top Start) 信号から取得し、spill gate generator で任意のビームゲートを作成した。その後に+1.0GeV の π^+ 等の粒子を使って、カウンターが鳴っている時間に合わせてビームゲート幅の調節を行った。ビームゲートと FTS により、チェンバーが粒子線ビームの影響を十分に受けたと考えられる Delay(1.3sec) をかけて、そのタイミングでレーザートリガーゲートを設定した。今回使用した Nd-YAG レーザーの発振周波数は $10Hz$ であることがわかっている。そのためにレーザートリガーのゲート幅は $100ms$ 確保し、ゲートにレーザーイベントが 1 回入るように設定した。このレーザートリガーゲートと photodiode からの信号の coincidence をとり、FADC のストップ信号とした。

また、ホドスコープのカウンターは、カウント数の違いにより粒子線ビームの有無を判定するためにレーザートリガーゲートの前後 $100msec$ でスケーラーの読み出しを行なった。

GPIB-CAMAC は H.V.supply の電流値を HEWLETT PACKARD 社製の Digital Multimeter3458A でモニターし、その電圧値の出力を GPIB 経由で読み出しを行うインターフェースである。Digital Multimeter はオートレンジで動作し、32bit の分解能を持つ。

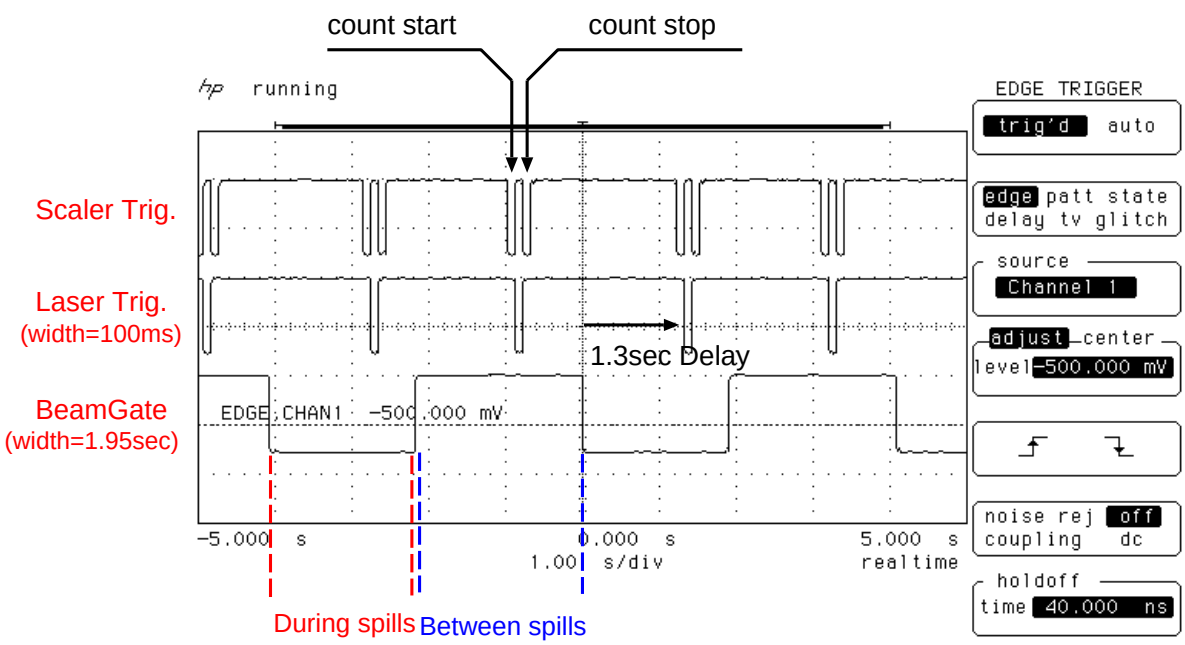


図 3.12: トリガータイミング情報

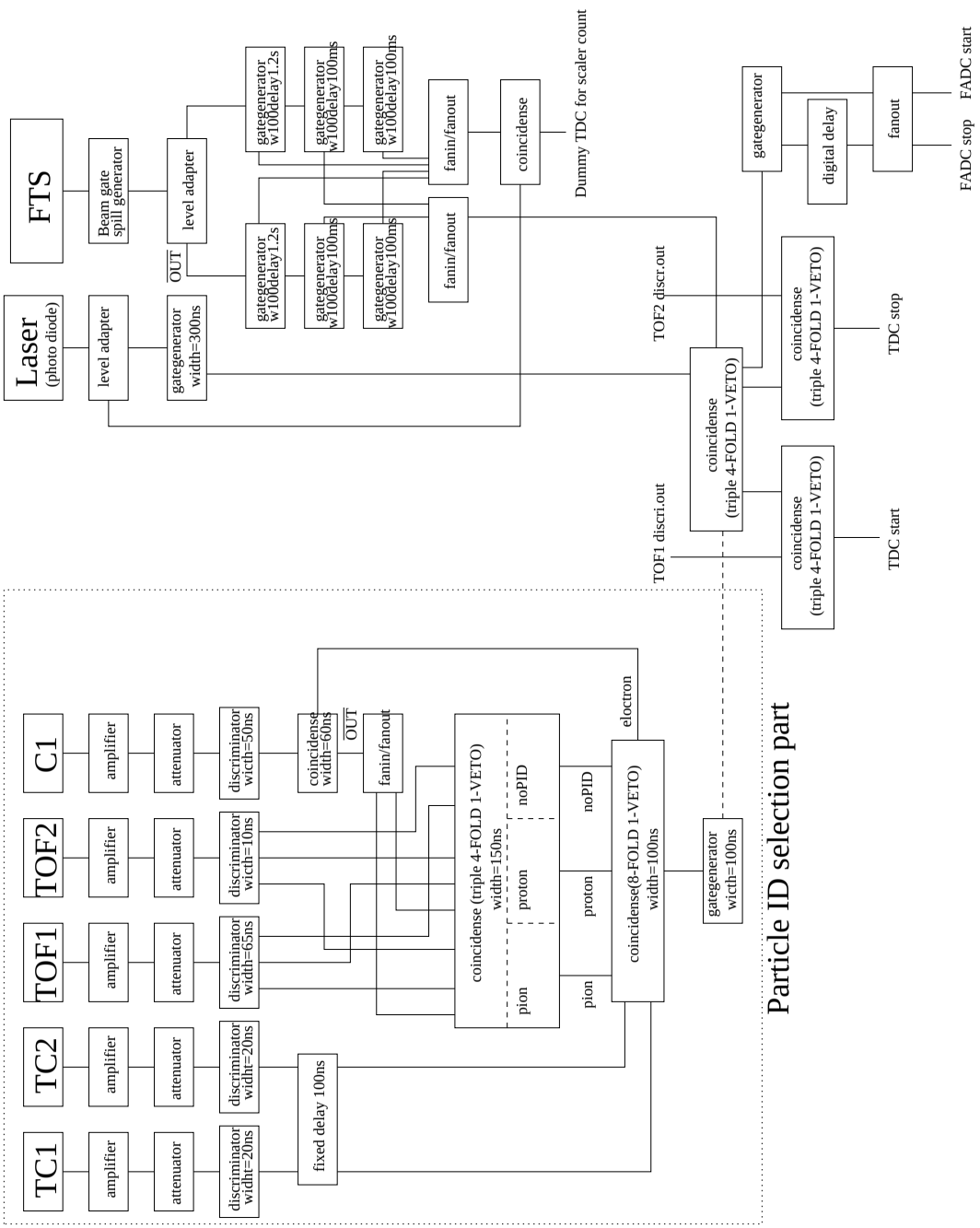


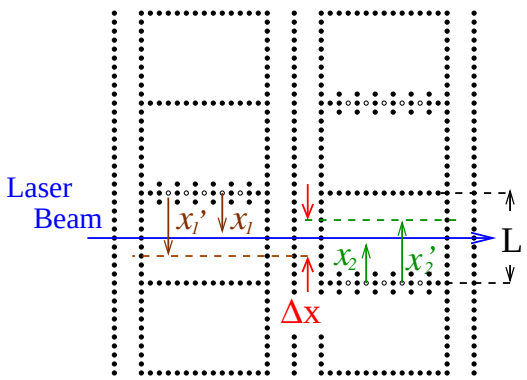
図 3.13: 信号処理系セットアップ図

3.2.6 方法

3.2.6.1 陽イオンの影響を調べる方法

陽イオンの影響を調べる方法は、陽イオンの影響に起因する電場の歪みからドリフト速度が変化し、電子のセンスワイヤーまでの到達時間に変動が生じることで飛跡再構成に誤差が生じることを利用する図 3.14 に示したような方法で行う。本実験では紫外線レーザー光によるイベント毎にセル各々(今回の実験ではセル 1、セル 2) で飛跡再構成を行い、テストチェンバーの中央にあたるシールドワイヤー上での位置を求める。その時に生じる差を ΔX とする。特に、粒子線ビームをチェンバーに照射していない時の ΔX を ΔX_{off}、粒子線ビームをチェンバーに照射している時の ΔX を ΔX_{on} とする。この時、ΔX_{on}-ΔX_{off} は陽イオンの存在によって生じた位置測定の変動を表す。以下、特に説明がない限り、位置の変動とはセル 1 とセル 2 の合計変動分のことを示す。

また陽イオンの発生量を計測する方法として、センスワイヤーに高電圧を印加するモジュールの電流値の出力をデジタルマルチメータでモニターすることで測定を行った。陽イオンは、ガス増幅が起こった時に電子と同じ数だけ生成され、電子のセンスワイヤー吸収時にモジュールから相応する電荷量が供給されている。



$L = 5$ cm

$\Delta x_{on} = x_2' + x_1' - L$ (in Beam particles)

$\Delta x_{off} = x_2 + x_1 - L$ (No Beam particles)

$\Delta x_{on} - \Delta x_{off}$ = Movement of mesured track distance
(Positive ions effect)

図 3.14: 陽イオンによる飛跡位置測定の変動解析方法一例

3.2.6.2 測定方法

測定は粒子線ビームスポットが垂直、水平方向ともにレーザーの焦点位置にあたるように実験装置を配置した (図 3.15、3.16)。粒子線ビームは一定周期毎にチェンバーに照射され、同時に $Nd-YAG$ レーザーからのレーザ光を $Baby\ chamber$ のドリフト領域に入射し続け、測定を行なう。レーザー光は、チェンバー直前に配置されているミラーシステムによってドリフト領域の入射位置を変えることができる。本実験ではセル 1 のドリフト距離 $1.85 \sim 3.75cm$ の間でレーザーの入射位置を変えて測定を行なった。

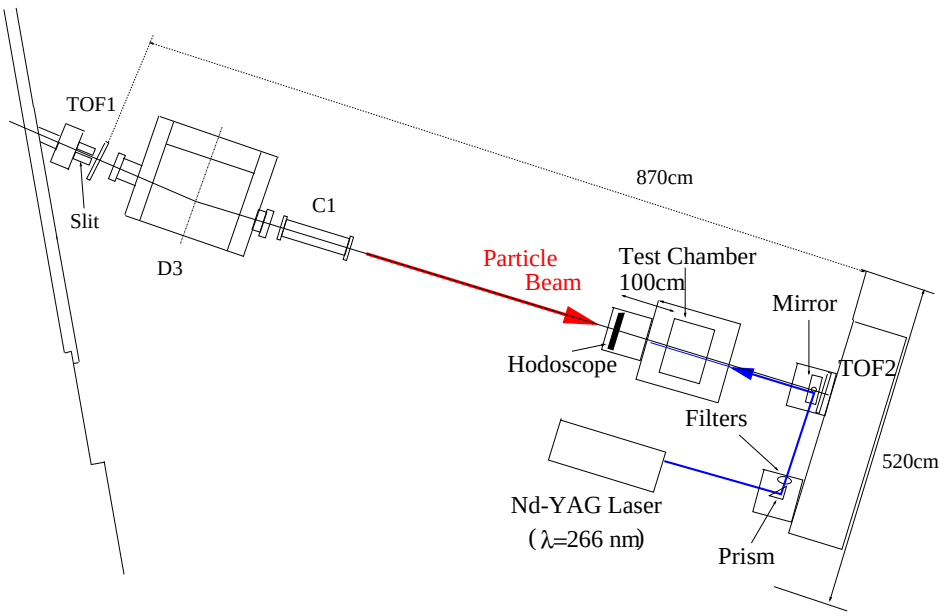


図 3.15: 実験装置配置図

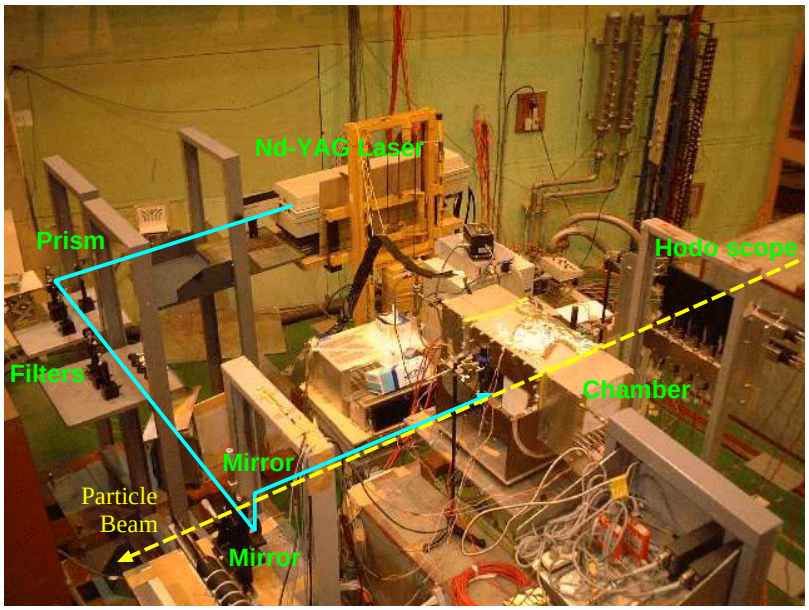


図 3.16: T1 ビームラインセットアップ写真

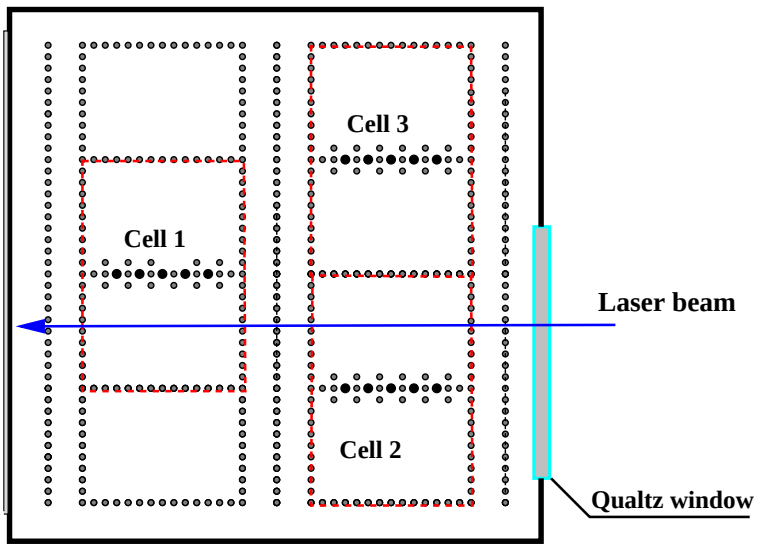


図 3.17: Baby chamber のセル構造

第4章　解析方法

4.1　オフラインプログラム

今回のビームテストではFADCを用いてデータの測定を行なっている。FADCを使用する利点としては、一度にその信号の大きさ及び時間情報が記憶されることである。そのために、またその他に信号の通ったセル及びワイヤーの番号の情報も記憶されている。よって、オフラインプログラムによりイベントを読み込めば、そのイベントのそれぞれのワイヤーによって検出された信号の大きさ及びドリフト時間が分かる。このドリフト時間とgarfieldのシュミレーションによるXtによってレーザー光の飛跡再構成を行った。図4.1に代表的なイベント(レーザー光による飛跡)を示す。上から5つの信号はCell1のwire1∼wire5、残り5つはCell2のwire6∼wire10である。

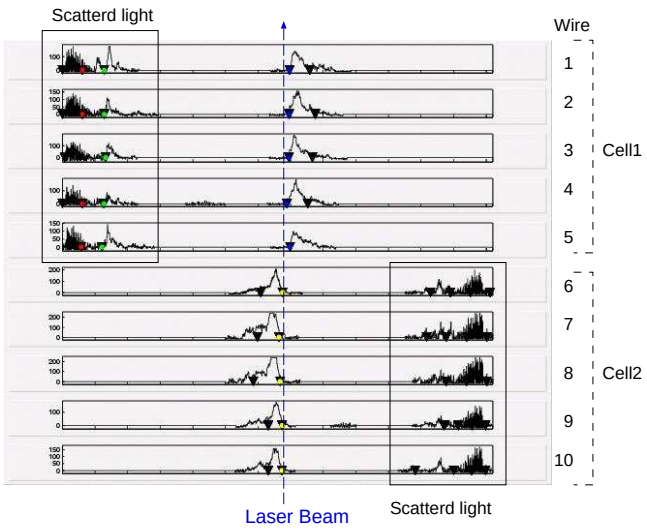


図 4.1: Typical evetnt

第5章　測定結果及び考察

5.1　カウンター

テストチェンバーに照射している粒子線ビームの形状と、ロジックでビームスピルの照射の有無を正確に分離できているかどうかモニターするために設置したカウンターの測定結果を以下に示す。

5.1.1　ホドスコープ

図 5.1 に、運動量 $1.0GeV/c$ の代表的ビームの形状である。図 5.2 には X 方向に、図 5.3 には Y 方向に投影した図を示す。この測定結果で、ビームスポット中心は垂直方向に約 5cm に広がっていることが分かる。水平方向にはビームスポットの中心が 8cm で、粒子線ビーム方向に対して右側に偏っていることが分かった。しかし、この結果はホドスコープのシンチレーションカウンターの大きさに依存している結果であるために、よりサイズの小さいシンチレーションカウンターを使用して、ビームプロファイルの測定を行った。その結果は次小節で示す。

図 5.4 は、ビームの運動量 $+1.0GeV/c$ を測定した時のホドスコープの計数分布の結果である。尚ここで示す計数はホドスコープ $8ch$ 分の総計数である。ビーム照射時 (During spills) とビーム照射無 (Between spills) で非常によく分離できている。また、ビームラインの不調等で粒子線ビーム強度が弱くなった状態でも、計数 4000 カウント前後でビーム照射有無の識別は可能であった。

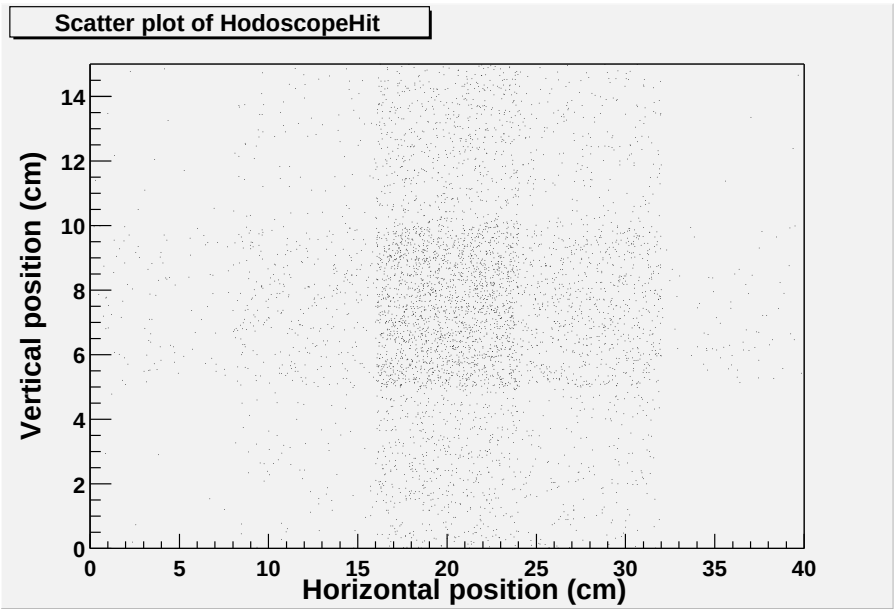


図 5.1: ホドスコープによるビームプロファイル散布図 (+1.0GeV/c)

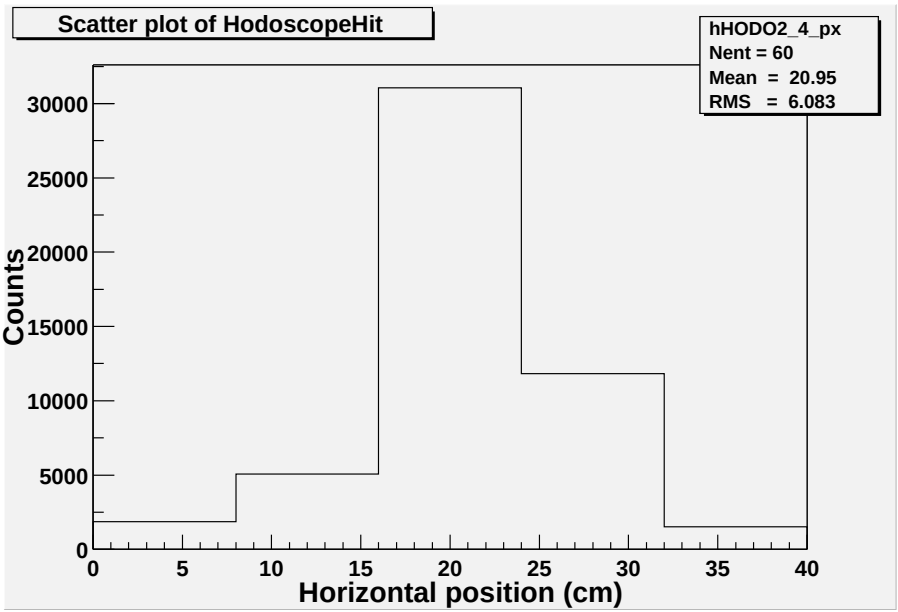


図 5.2: 水平方向のビームプロファイル

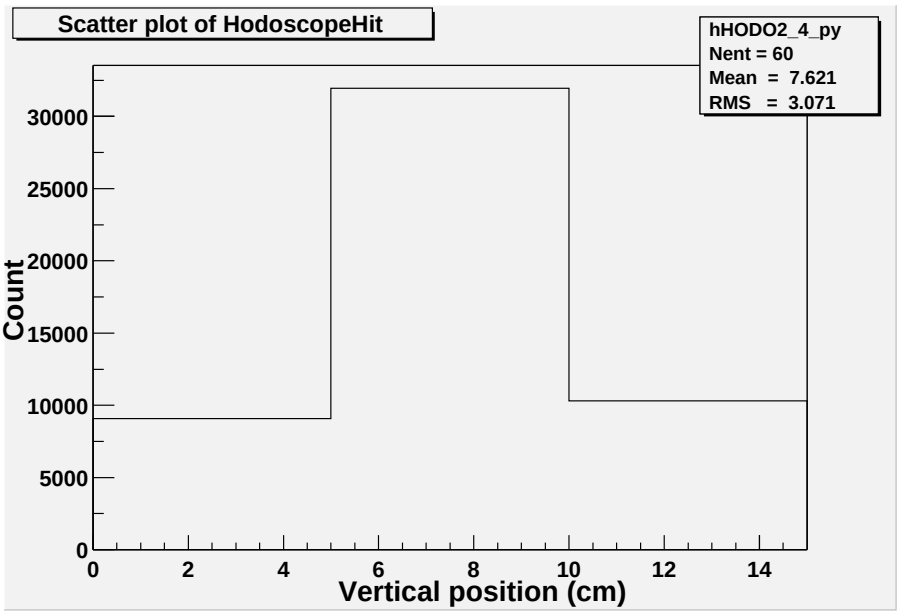


図 5.3: 垂直方向のビームプロファイル

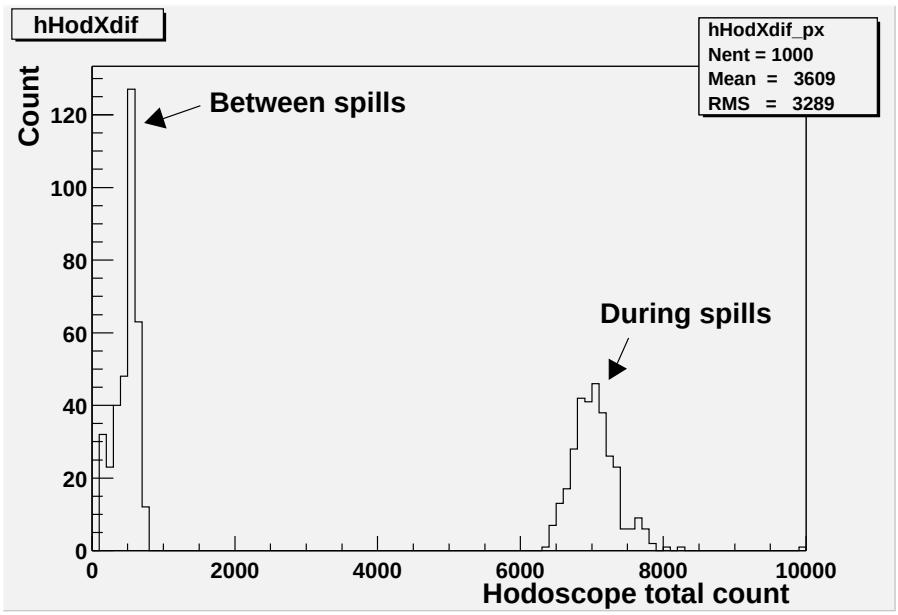


図 5.4: ビーム照射有無によるカウンター測定結果

5.1.2 $2cm \times 2cm$ シンチレーションカウンター

ホドスコープによるビーム形状の測定では、予想よりはるかにビームの広がりが小さかったために、ホドスコープで使用したシンチレーションカウンターのサイズでは詳細なビーム形状を調べることができなった。そこで、より小さいサイズのシンチレーションカウンターを用いて、運動量 $+1.0GeV/c$ のビーム形状の測定、測定時間は、80 秒で計数を行なった。

以下の図 5.6、5.5 に結果を示す。垂直方向は、ビームの中心から対称な広がりを持っているが水平方向については、ホドスコープと同様に上流に対して右側にビームが偏っていることが分かり、約 $6cm$ の範囲で、均一なビームが照射されていることが分かった。

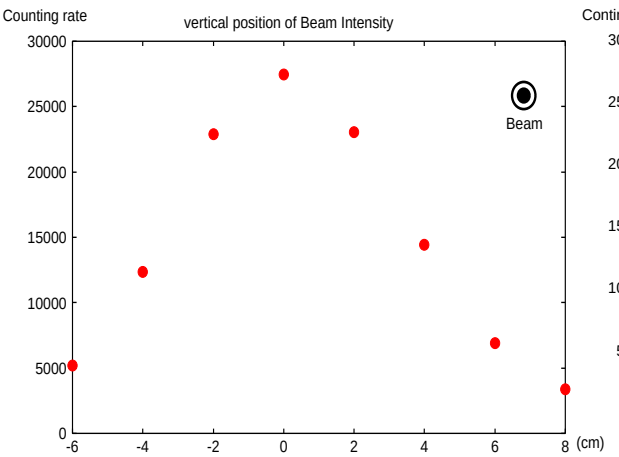


図 5.5: 垂直方向とビーム強度の関係

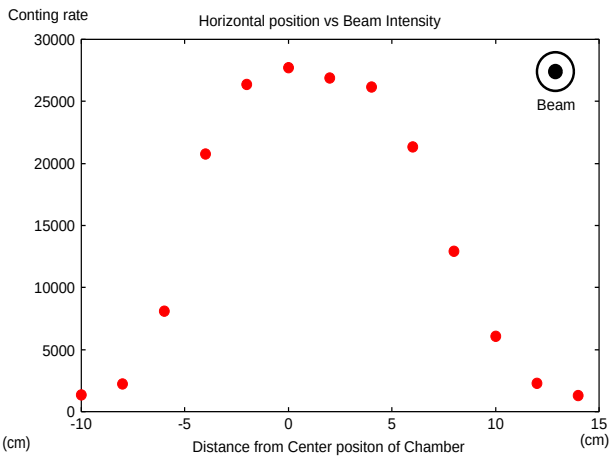


図 5.6: 水平方向とビーム強度の関係

5.2 電流値モニター

センスワイヤー 10 本に流れる電流値測定の代表的な結果を以下に示す。図 5.7 の右側の電流値の分布が、ビーム照射時の電流値、左側の分布がビーム照射無の電流値の結果である。この結果、電流値によるビーム照射有無のイベントを識別可能であることがわかった。本実験において粒子線ビームを照射していない状況で、約 $100nA$ の電流を観測できた。この電流値をペデスタルとし、粒子線ビーム照射時における電流値からペデスタルを差し引いたものを、真のセンスワイヤー 10 本分の電流値とする。以下、電流値とは特にことわらない限り上記の説明のものを使用する。

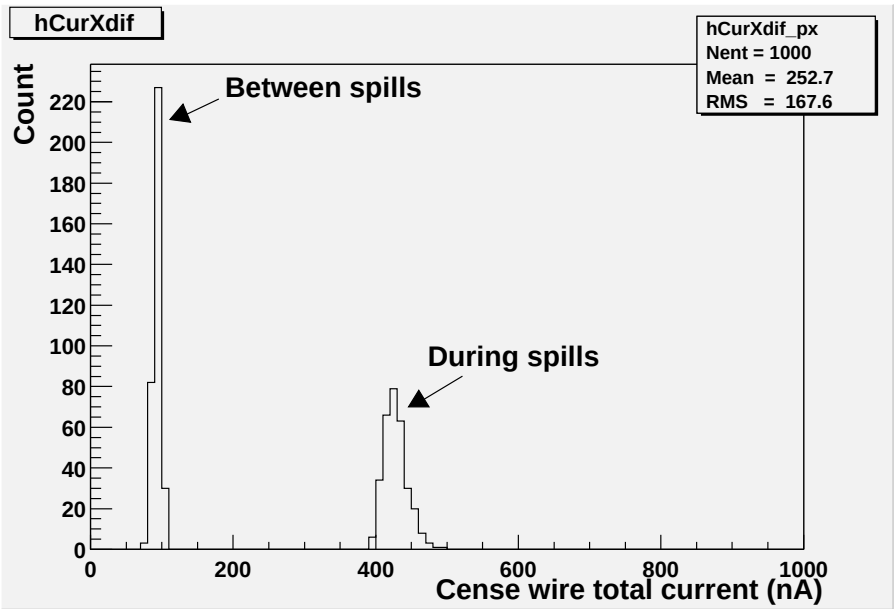


図 5.7: ビーム照射有無によるセンスワイヤー電流値測定結果

5.3 テストチェンバーの検出信号

粒子線ビームを照射していない時のレーザー光による信号波形の平均を図 5.8 に示す。横軸は FADC Time slot で $1ch = 3nsec$, 縦軸は FADC ADC 値で $1ch = 4mV$ である。結果よりこの時の測定時にはレーザーの平均的な信号の電圧値は約 $440mV$ であることがわかる。

またビーム照射時の平均的な信号と比較した結果 (図 5.9)、粒子線ビームを照射していない時より、粒子線ビームを照射時の平均信号の方が小さくなっていることが分かった。理由として粒子線ビームが常に入射しているために、センスワイヤー近傍で起こるガス増幅によって発生した陽イオンが、常に存在していることと、陽イオンは電子と比較してドリフト速度が $1/1000$ 倍と非常に遅いことから、電子に比べて陽イオンはワイヤー近傍にとどまっているように振る舞い、センスワイヤー近傍の電場を下げてしまうことでガス増幅率を下げてしまうと考えられる。(図 5.10 の During spills 参照)

粒子線ビームを照射していない状況では、レーザーの発振周波数が $10Hz$ であるために、発生した陽イオンはおよそ $10msec$ 後には既にカソードまでドリフトしているので、チェンバー中には陽イオンは蓄積していない状況になる。そのため、センスワイヤー近傍には陽イオンは存在せず平均信号はビーム照射時よりも大きくなる。

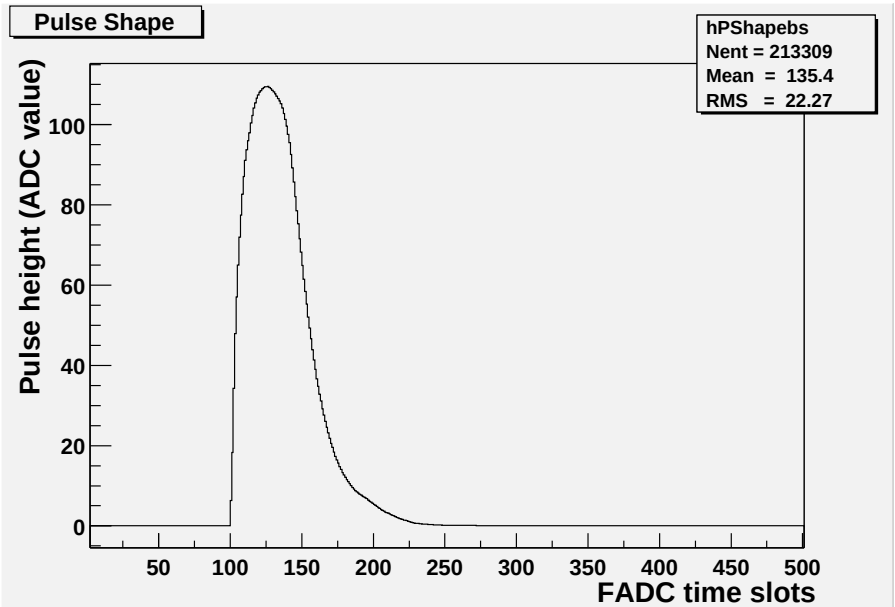


図 5.8: 平均信号波形 (ビーム照射無し)

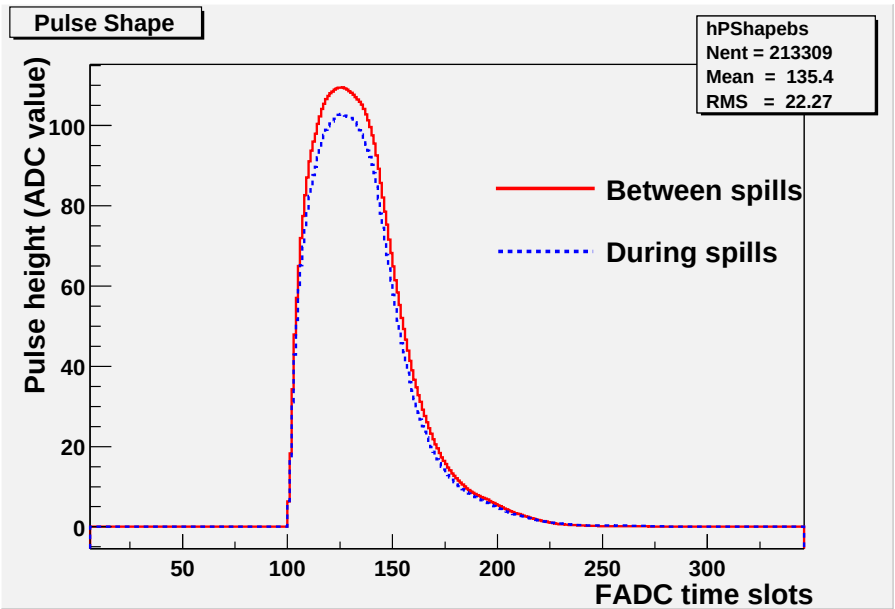


図 5.9: 平均信号波形 (ビーム照射あり、ビーム照射なし)

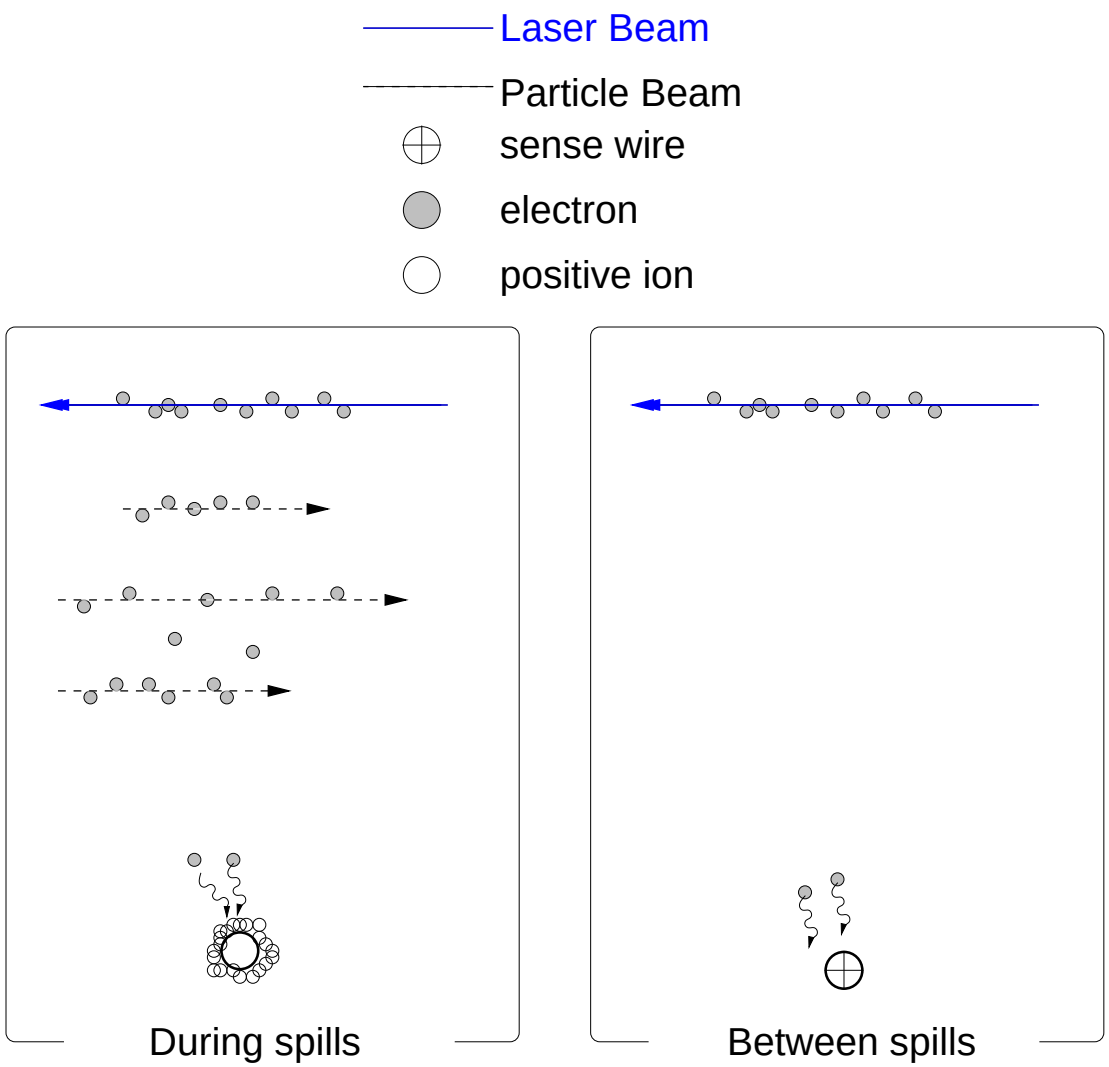


図 5.10: 増幅領域における空間電荷効果の影響

5.4 ドリフト領域への影響

陽イオンの有無がドリフト領域に与える影響の結果を図 5.11 に示す。

図はセル 1 のワイヤー 3 において、運動量 $+1.0GeV/c$ のビームを照射したまま、レーザー光をセル 1 のドリフト距離 $2.25cm$ の位置に入射した時の結果である。横軸は電子のドリフト時間、縦軸がカウント数になっている。粒子線ビームを入射し、ドリフト領域に陽イオンを充満させた状態であると、センスワイヤーまでの電子の到達時間は陽イオンがない時と比較して、遅くなることがわかった。この時に測定した電流値は $335nA$ で、約 50nsec のドリフト時間の遅れが見られた。これは、飛跡再構成の際に約 390 ミクロンの位置測定のズレが見られることになる。

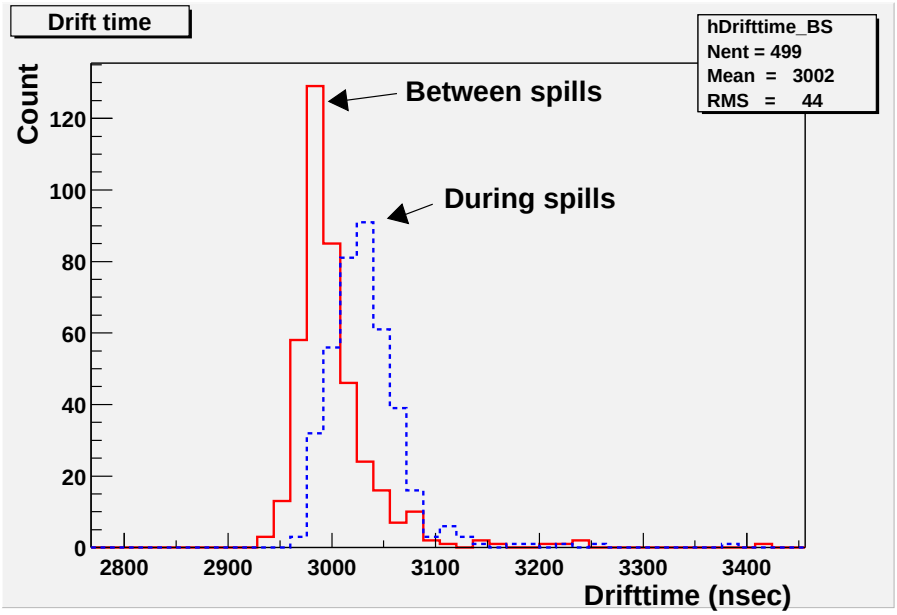


図 5.11: セル 1 ワイヤー 3 におけるドリフト時間の影響 (レーザー入射位置 2.25cm)

5.5 位置測定の変動

レーザーを一定の位置に入射をし続け、粒子線ビームを照射した時の位置測定の変動の結果を以下に示す。結果はセル 1 のセンスワイヤーからのドリフト距離、$2.25cm$、$2.5cm$、$2.75cm$、$3.25cm$ にレーザー光を入射して測定を行なったものである。電流値と位置測定の変動には一対一の相関があり、比例関係にあることがわかった。

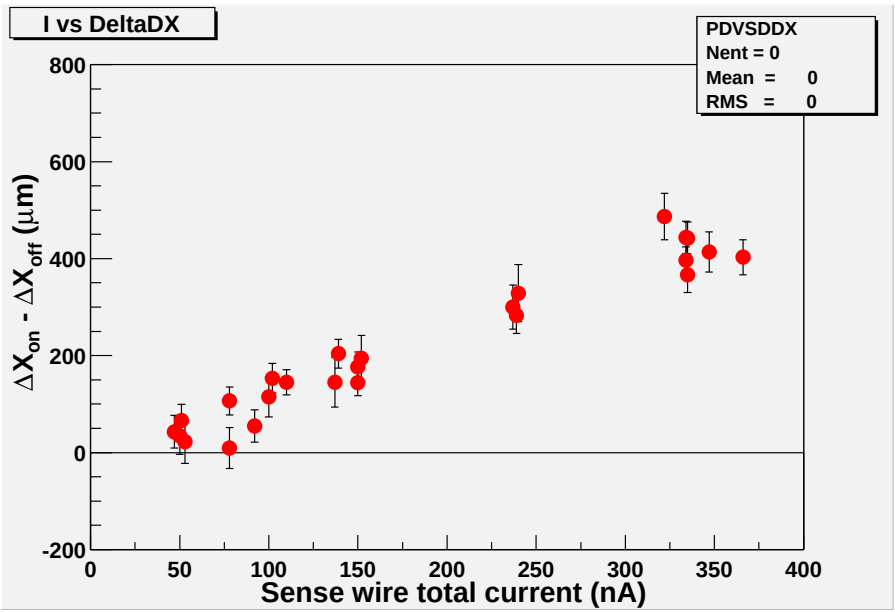


図 5.12: センスワイヤー電流値と位置測定変動相関図 (ドリフト距離 2.25cm)

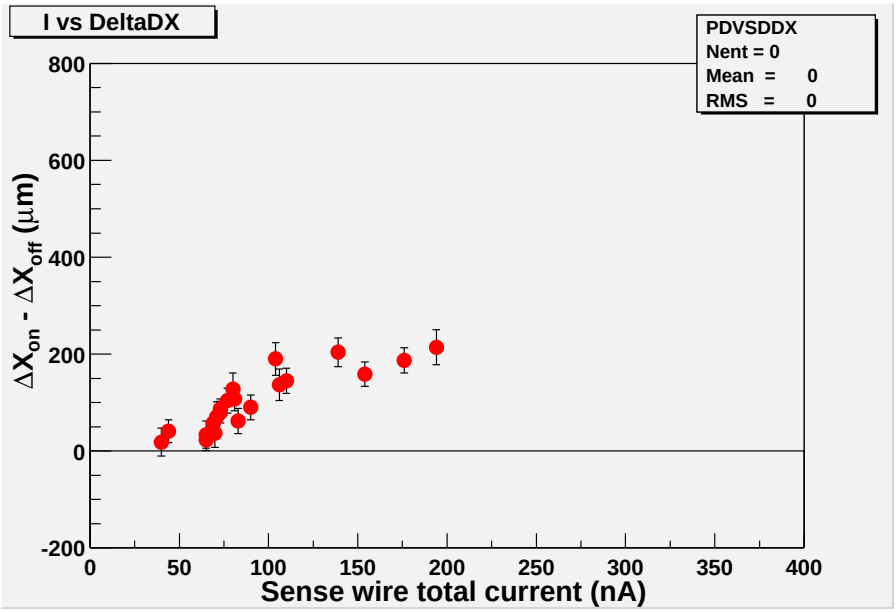


図 5.13: センスワイヤー電流値と位置測定変動相関図 (ドリフト距離 2.5cm)

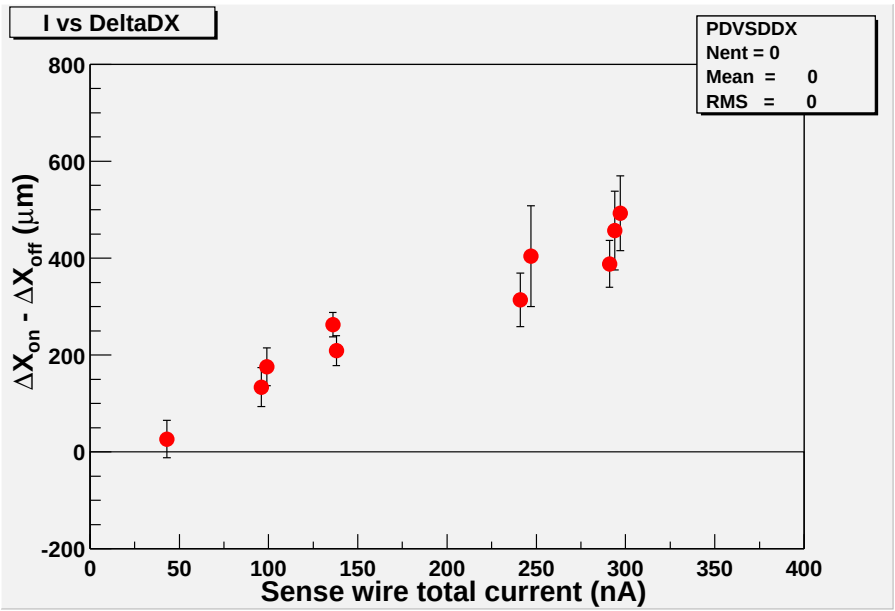


図 5.14: センスワイヤー電流値と位置測定変動相関図 (ドリフト距離 2.75cm)

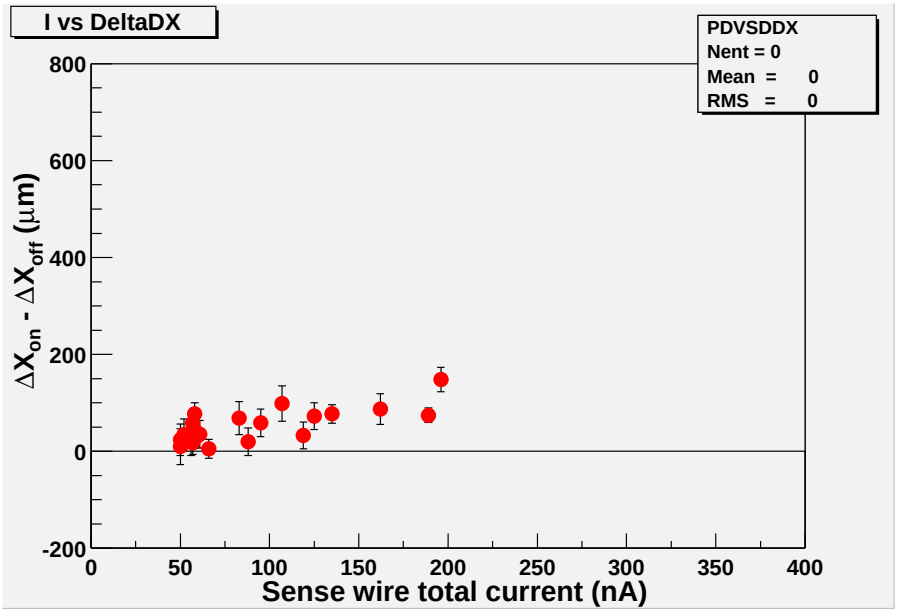


図 5.15: センスワイヤー電流値と位置測定変動相関図 (ドリフト距離 3.25cm)

以下にレーザーの入射位置毎の位置測定の変動の結果を示す。この結果の電流値は約 $100nA$ で統一されており、レーザーの入射点各々の測定結果の算術平均をプロットしているものである。レーザー光をドリフト距離の中心に入射した時に、もっともセル 1 とセル 2 の合計の位置変動が大きくなることがわかった。この図のようにドリフト距離の中心がもっとも位置変動が大きくなる計測されるのは、陽イオン充満した時の電場形成から容易に求めることができる。次節において、チェンバー内の陽イオン密度と歪んだ電場の計算モデルを示し、電場形成の歪み見積もりを行なった。

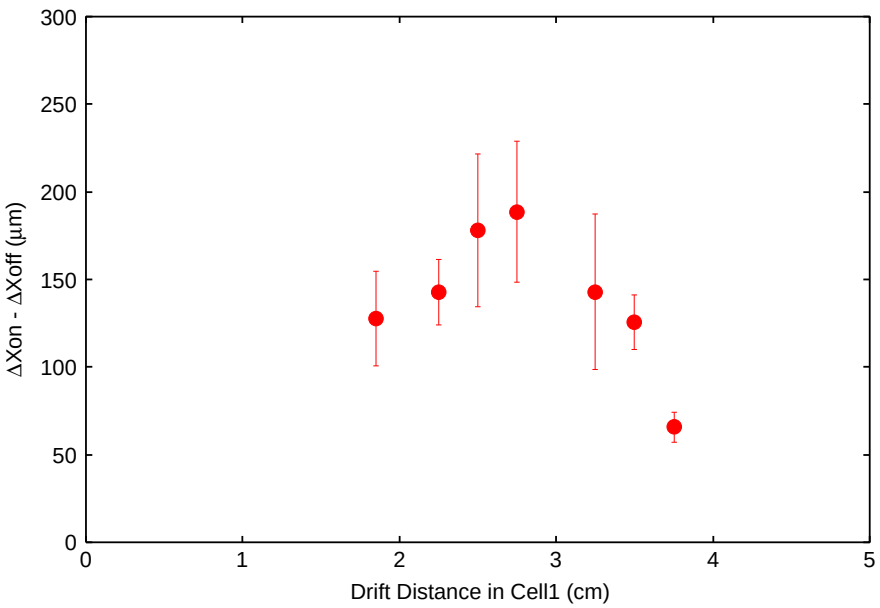


図 5.16: ドリフト距離による位置測定変動

5.6 チェンバー内の陽イオン密度、電場形成計算

5.6.1 陽イオン密度

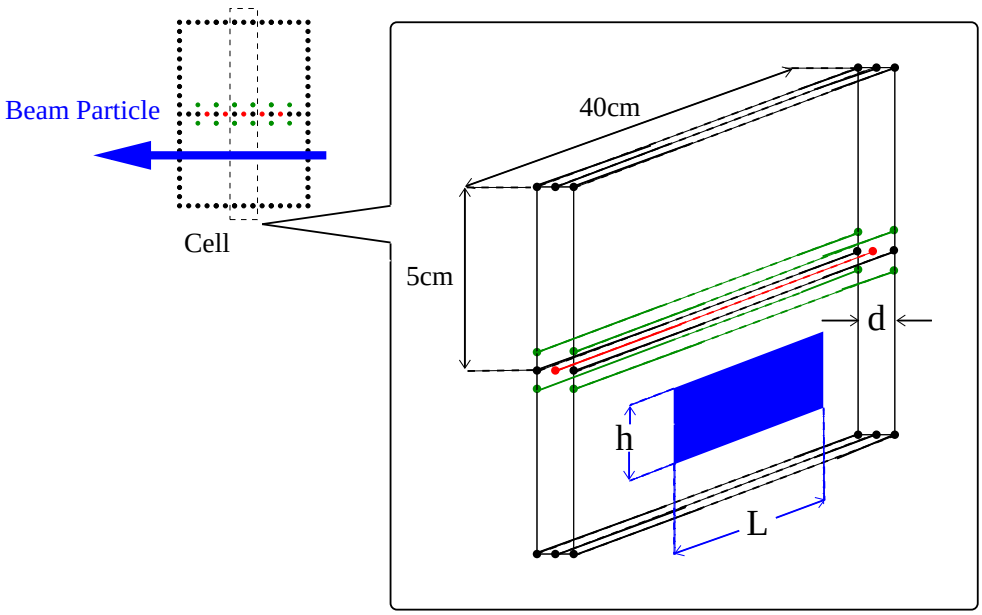


図 5.17: 陽イオン密度計算モデル

ここで、チェンバーに蓄積している陽イオン密度を図 5.17 を用いて見積もる。

本実験で測定されたセンスワイヤーに流れる電流値はワイヤー 10 本分の値である。ワイヤー 1 本当たりの電流値 I はその 10 分の 1 である。電流値 I は

$$I = \rho L d w^{+} \qquad d = 1cm \tag{5.1}$$

とおける。w^{+} は陽イオンのドリフト速度である。陽イオンのドリフト速度はイオンの易動度から求めることができる。

$$w^{+} = \mu E = 1.09[cm^2/V \cdot sec] * 1000[V/cm] = 1.09 * 10^3[cm/sec] \tag{5.2}$$

になる。

上式とワイヤー方向のビームスポットの効果的な幅が図 5.6 より約 $L = 6cm$ としワイヤー 1 本当たり電流が $I = 10nA$ 流れた時には

$$\rho = \frac{I}{Ldw^{+}} = 9.1 \times 10^{-13}[C/cm^{3}] \tag{5.3}$$

となる。素電荷量より、チェンバー中の陽イオンの密度は、およそ $5.6{\times}10^{6}[positive\,ions/cm^{3}]$ と見積もることができる。

5.6.2 電場形成

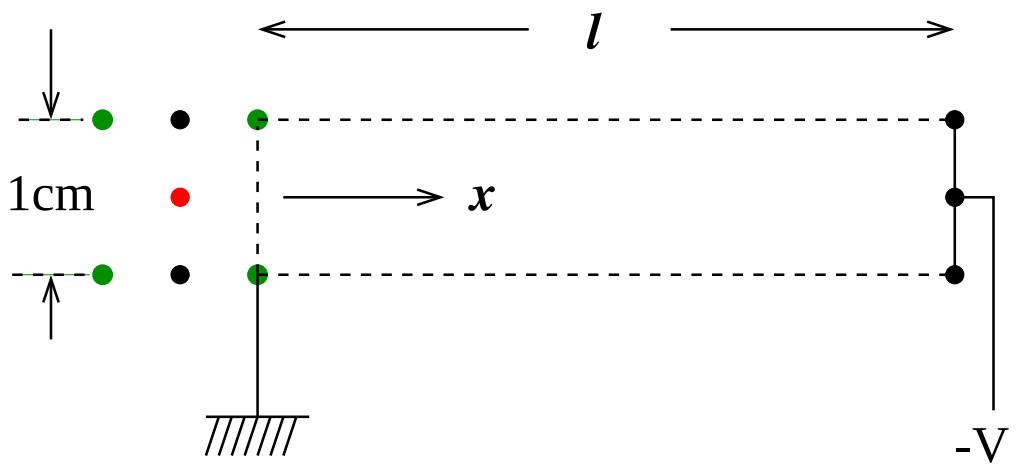


図 5.18: 歪んだ電場の計算モデル

陽イオンによるドリフト領域での電場の歪みは、ガウスの定理と図 5.18 を用いて以下のように計算を行った。

$$div\boldsymbol{E} = \frac{d\boldsymbol{E}}{dx} \sim \frac{\overline{\rho}}{\varepsilon_0} \tag{5.4}$$

上式より

$$\frac{dE}{dx} = \frac{\overline{\rho}}{\varepsilon_0} \tag{5.5}$$

となる。この微分方程式を解き

$$E = \frac{\overline{\rho}}{\varepsilon_0}x + C \tag{5.6}$$

となる。ここではカソード側には電圧が-V 印加されているので、電場 E を積分すると V になる。この初期条件を上式に加え、

$$V = \int_0^l \Big(\frac{\overline{\rho}}{\varepsilon_0}x + C\Big)dx \tag{5.7}$$

$$V = \Big[\frac{\overline{\rho}}{\varepsilon_0}x + C\Big]_0^l \tag{5.8}$$

上式をまとめると

$$C = \frac{V}{l} - \frac{\overline{\rho} l}{2\varepsilon_0} \tag{5.9}$$

となり、電場形成の関数は

$$E(x) = \frac{\overline{\rho}}{\varepsilon_0} x + \frac{V}{l} - \frac{\overline{\rho} l}{2\varepsilon_0} \tag{5.10}$$

と置くことができる。

ここで、$V = 4.5kV$ であり、ドリフト領域において $l = 4.5cm$ であるので

$$E(x) = 1000(kV/cm) + \Delta E \tag{5.11}$$

$$\Delta E = \frac{\overline{\rho}}{\varepsilon_0} x - \frac{\overline{\rho} l}{2\varepsilon_0} \tag{5.12}$$

と定義することができる。この式は電場形成の関数は、ΔE の位置と陽イオン密度によって依存している。

図 5.17 の陽イオン密度は約 $9.1 \times 10^{-13}[C/cm^3]$ と既に見積もっているので、チェンバー内にこの陽イオン密度で充満している時、チェンバー内に形成されている電場強度は図 5.19 のように比例していると考えることができる。

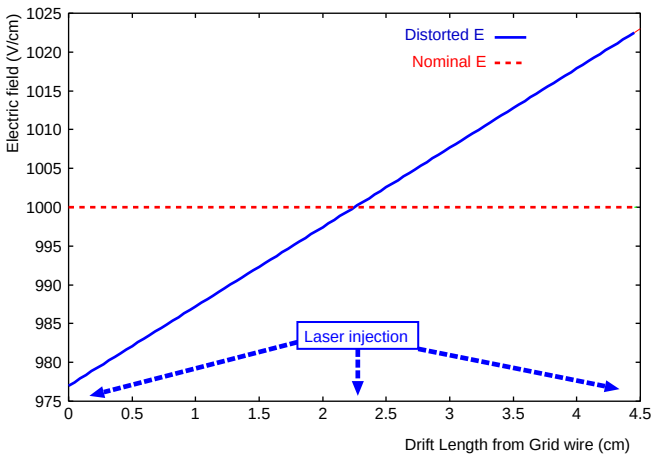


図 5.19: ドリフト領域における電場形成

この電場形成で、セル 1 のドリフト距離の中心にレーザーを入射すると電子は、通常の電場よりも弱い領域のみをドリフトしてくるので、ドリフト時間がアノードワ

イヤーに到達する時間が陽イオンの影響を受けていない時よりも遅くなる。この時、セル 2 でもレーザー光の入射位置がドリフト距離の中心に位置しているので、同様にドリフト時間が遅くなる。結果として、セルの中心にレーザーを入射するとセル 1 とセル 2 の合計の位置変動が大きく計測される。レーザーの入射位置をセル 1 のドリフト距離の中心より遠くに入射すると電子は電場強い領域、弱い領域をドリフトしてくるのでドリフト時間についての変動相殺され、通常の電場のドリフト時間差を取ると大きな変化が見られなく位置測定の変動に大きな影響がでないことがわかる。同様にドリフト距離が中心より短い位置に入射しても同様のことが言える。これより、レーザーの入射位置が、図 5.16 のような弓状の結果になる。また、電場形成の歪みから計算をした結果と実験値との比較を図 5.20 に示す。計算値、実測値とも位置測定の変動がドリフト距離 $2.75cm$ の位置で一致している。また縦軸がで、計算値が一致していない理由として、本実験においてビームスポットの広がりが小さく、陽イオン密度が局所的に大きくなったためにみかけ位置測定の変動が大きくなったと考えられる。

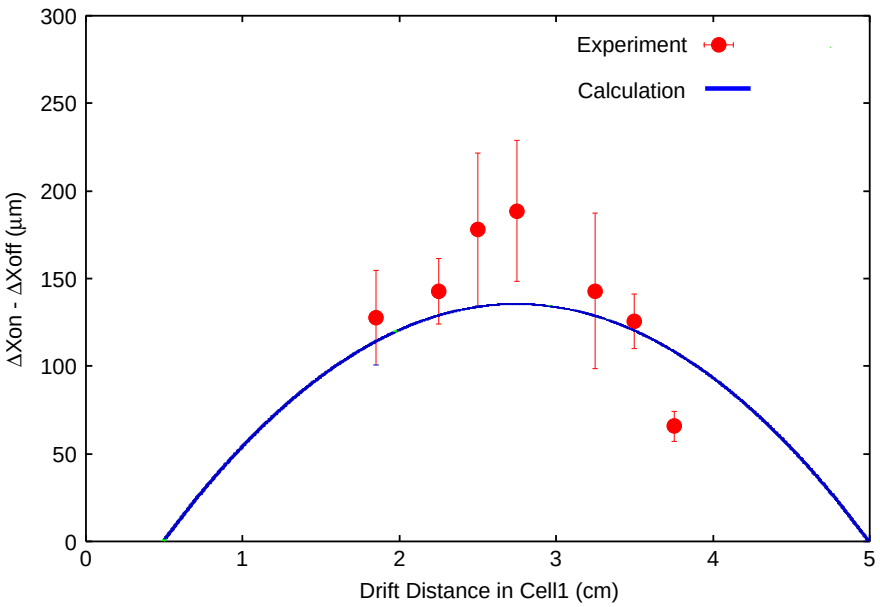


図 5.20: 理論計算からの比較

第6章　結論

6.1　結論

本実験において、チェンバー内に陽イオン密度がおよそ$5.6 \times 10^6 [positive\ ions/cm^3]$において位置測定の変動が約$150\mu m$観測することができた。また、求めた陽イオン密度から電場の歪みを見積もり位置測定の変動の計算を行なった結果と実験値とある程度一致することがわかった。但し、今回の測定において、チェンバー内に均一な陽イオンの雲を作りだすことは困難であったために今回の結果はある程度オーダー的なものとして考えなくてはいけない。しかし陽イオンの密度が精度よく計測でき、チェンバー内の電場形成を定量的に調べることができれば、位置測定の変動は補正可能であると考えることができる。

今後、発生した陽イオンがどの程度カソードまで到達するか可能性が課題としてあげられる。

参考文献

[1] (Draft,DECEMBER 20,2001)
"Expression of Interest in A High Luminosity Upgrade of the KEKB Collider and the Bell Detector"

[2] K. クラインクネヒト著 / 高橋嘉右・吉城肇共訳、(培風館、1987 年)
"粒子線検出器 -放射線計測の基礎と応用-"

[3] 福井 崇時 著、(共立出版)
"粒子物理計測学入門 (共立物理学講座２５) "

[4] 黒岩 洋敏 著、 (東京農工大学修士学位論文、1999 年)
"Study of two-track separation in a jet chamber"

[5] 橋口 英則 著、 (東京農工大学修士学位論文、2002 年)
"紫外線レーザーを用いたドリフトチェンバーガス中における電子の拡散"

[6] 中村 祐介 著、 (東京農工大学修士学位論文、2001 年)
"ミニジェットセル型ドリフトチェンバーのエネルギー損失分解能測定"

[7] 崎枝 邦史郎 著、 (東京農工大学修士学位論文、2001 年)
"平行紫外線レーザービームを用いたドリフトチェンバー中の近接飛跡分離"

謝辞

始めに 3 年間の研究指導、また本実験の機会を与えてくれた仁藤 修教官に深く感謝したいと思います。

今回の実験では沢山の人に助言、協力をして頂きました。その中でも KEK の小林 誠氏には、実験準備から理論まで非常に丁寧に非常に分りやすく指導して頂いたこと、解析で行き詰まっている最中、深夜にもかかわらず助言していただいたこと本当に感謝しています。同研究所の藤井恵介氏にはビームテスト中、徹夜で解析プログラムの変更を行なって頂き本当に感謝しています。物理に関する話も非常に興味深く聞かせていただき、本当にありがとうございました。

同研究室の先輩である黒岩洋敏氏、保科琴代氏にもこれ以上にないほどの助言や協力をして頂き深く感謝しています。常に実験や解析、理論で親身になって考えて頂き、心から感謝しております。同輩である橋口英則氏には、実験をひかえている立場であるにもかかわらず、DAQ の改造やシフトにはいって頂き深く感謝しています。同輩の小川和洋氏にも同様に忙しい中シフトに入って頂き、深く感謝しています。同じ研究室で過ごせた日々はかけがえのない時間でした。シフトには、同研究室の荒谷守氏、長谷川氏、筑波大の市崎氏、熊野氏、久保嶋氏にも参加していただき大変感謝しております。

最期に本当に多くの方々協力、助言を頂いたことに深く感謝するとともに本論文を終えたいと思います。