修士論文

ドリフトチェンバーガス中における電子の拡散

Diffusion of electrons in drift chamber gases

東京農工大学大学院 工学研究科

電子情報工学専攻

平成 11 年度入学

学籍番号 99634112

氏名　鈴木 義秀

指導教官　仁藤 修 助教授

平成 13 年 1 月 31 日 提出

目 次

第 1 章　序論 **1**

第 2 章　原理 **3**
2.1　電子のドリフトと拡散 3
2.2　紫外線レーザーによるイオン化 6

第 3 章　拡散測定用チェンバー **10**
3.1　チェンバーの構造 10
3.1.1　形状 10
3.1.2　電場 10
3.1.3　ワイヤー 11
3.1.4　^{55}Fe の線源入射窓 12
3.2　電場形成 12

第 4 章　Data acquisition system **15**
4.1　共有メモリ 15
4.2　NAF コマンド 16
4.3　データテイキングプログラム 18
4.4　Rawdata フォーマット 21

第 5 章　拡散の測定 **23**
5.1　^{55}Fe から得られる初期電子数の測定 23
5.1.1　^{55}Fe の使用目的 23
5.1.2　^{55}Fe を用いての測定 24
5.1.3　結果及び考察 26
5.2　実験装置 30
5.2.1　レーザー 30
5.2.2　ガス 31
5.2.3　光学系セットアップ 31

5.2.4 信号処理系 32
5.3 測定方法 33

第 6 章 解析及び結果 **35**
6.1 解析方法 35
6.2 結果 36

第 7 章 考察及び今後の展望 **45**
7.1 考察 45
7.2 今後の展望 47

付 録 A **51**

図 目 次

3.1 チェンバー概念図 11
3.2 チェンバー全体の電位分布図 13
3.3 電位分布図 (フィールドワイヤー 8 本) 13
3.4 電位分布図 (フィールドワイヤー 6 本) 14
3.5 電位分布図 (フィールドワイヤー 4 本) 14

4.1 Daq 概念図 15
4.2 NAF コマンド 17
4.3 データテーキングプログラム・フローチャート 19
4.4 タイミング模式図 20
4.5 フォーマット模式図 22

5.1 ^{55}Fe の信号処理系ブロックダイアグラム 25
5.2 ^{55}Fe における電荷分布のヒストグラム 26
5.3 Background における電荷分布のヒストグラム 27
5.4 ^{55}Fe と Background における電荷分布のヒストグラム 28
5.5 ^{55}Fe から Background をひいた電荷分布のヒストグラム 29
5.6 光学系セットアップ 32
5.7 信号処理系のブロックダイアグラム 33

6.1 ND50%、E=0.2kV/cm、Att.=27 の実験結果 37
6.2 ND50%、E=0.4kV/cm、Att.=27 の実験結果 38
6.3 ND%5、E=0.2kV/cm、Att.=0 の実験結果 (ノイズカット前) 39
6.4 ND%5、E=0.2kV/cm、Att.=0 の実験結果 (ノイズカット後) 40
6.5 ND50%、E=0.2kVcm、Laser_positon=7 の時の電子の到達時間分布図 41
6.6 ND50%、E=0.2kVcm、Laser_positon=2 の時の電子の到達時間分布図 41
6.7 ND5%、E=0.2kVcm、Laser_positon=7 の時の電子の到達時間分布図 42
6.8 ND5%、E=0.2kVcm、Laser_positon=2 の時の電子の到達時間分布図 42
6.9 ドリフト距離と $\sigma_x{}^2$ の関係 43

6.10 位置測定分解能の電場依存性 44

第1章　序論

現在の素粒子物理学実験ではまだまだ解明されてない事実があり、その事実解明の為、それぞれの目的にあった加速器、粒子線検出器の、設計、開発が盛んに進められている。粒子線検出器は様々な役割を持ったいくつかの検出器で構成されているが、そのなかでも、発生した荷電粒子の飛跡を精度よく再構成するのが中央飛跡検出器 (Central Drift Chamber = CDC) である。

CDC の中には、実験の目的にあったガスが充満されており、多数の電極線が張ってある。荷電粒子が CDC の中のガス中を通過するとその飛跡にそってガス分子をイオン化し、イオン対をつくる。そこで作り出された電子は、陽極に向かって移動する。電子は電場からエネルギーを得ること、また、他のガス分子と衝突しエネルギーを失うこと、この二つのバランス状態を保ったまま陽極方向に向かう。この移動をドリフトと呼ぶ。ドリフトしてきた電子は、陽極のごく近傍でその強い電場によって急速に加速され、次々とガス分子と衝突してイオン化を起こす。ここでは、エネルギーを失っても、電場から得られるエネルギーが大きいので、そこで発生した電子もエネルギーを得て、また他のガス分子と衝突しイオン化を起こす。その結果、断続的に衝突とイオン化が繰り返され、陽極に向かう電子の数は、雪崩的に増幅する。これを電子雪崩と呼び、この電子群が陽極で信号として検出される。

このドリフトの過程で、イオン化により取り出された電子は、他のガス分子と衝突し、エネルギーを失う。そして、電場からエネルギーを得て再び電場方向に移動するのだが、この時に電子は、今まで進んできた方向を忘れ、また別の方向に移動し始める。つまり、大概的に見れば、電場方向に進んでいる様に見えるが、一回一回の衝突を考えると、電子の進んでいる方向はその衝突毎にランダムである。その結果、荷電粒子の通過によって作り出された電子群は、ドリフト距離が長くなればなるほど電子の存在範囲は徐々に広がる。これを電子の拡散と呼ぶ。

電子がドリフトする時の挙動として、ドリフト速度、拡散、ローレンツ角が挙げられるが、これらのはチェンバーに充填するガスや電場の強さに依存する。その中でドリフト電子の拡散は、荷電粒子の飛跡検出の精度を落すものであり、検出器の位置分解能を考える場合、ドリフト電子の拡散も考慮しなければならない。また、イオン化された電子数 (初期電子数) が少ければ少いほど拡散の値も大きくなり、初期電子数が一個の時が一番大きい。そして初期電子数が一個の時の拡散の値を知ることは、飛跡検出器の位置分解能の限界を知る上で非常に重要である

本実験では、今までの拡散の測定とは違い、FADC モジュールを使用する新しいデータテーキングシステムを開発し、それを用いて初期電子数 1 個の拡散を求めることを最終目標とした。

第2章　原理

2.1　電子のドリフトと拡散

気体中の電子やイオンは、気体の温度に応じた熱運動をしている気体分子と弾性衝突を繰り返しながら、気体分子と熱平衡状態にある。ここでは、電子やイオンの数が気体分子の数に比べてはるかに少ない場合を考えている。また、電子、イオン、気体分子をいずれも剛体球と見なしている。このような平衡状態では、電子もイオンもそれぞれの速度 v はマックスウェル分布をしていて、

$$f(v) = 4\pi n v^2 (\frac{m}{2\pi kT}^{\frac{3}{2}}) \exp(-\frac{mv^2}{2kT}) \tag{2.1}$$

で表される。ここで、n=単位体積中の電子またはイオンの数、T=気体の温度 [K]、k=ボルツマン定数、m=電子またはイオンの質量、である。
このときの運動エネルギー ε の分布は、

$$f(\varepsilon) = 2\pi n \varepsilon^{\frac{1}{2}} (\frac{1}{\pi kT})^{\frac{3}{2}} \exp(-\frac{\varepsilon}{kT}) \tag{2.2}$$

である。

さらに熱運動速度 v の平均 2 乗速度を u、熱平衡エネルギー ε の平均を ϵ とすると、それぞれ、

$$< v >= \frac{1}{n} \int_0^\infty v f(v) dv = 2(\frac{2kT}{\pi m})^{\frac{1}{2}} \tag{2.3}$$

$$u \equiv < v^2 >^{\frac{1}{2}} = (\frac{1}{n} \int_0^\infty v^2 f(v) dv)^{\frac{1}{2}} = (\frac{3kT}{m})^{\frac{1}{2}} \tag{2.4}$$

$$\epsilon \equiv < \varepsilon >= \frac{1}{n} \int_0^\infty \varepsilon f(\varepsilon) d\varepsilon = \frac{3}{2} kT \tag{2.5}$$

で与えられる。

ここで、電子の u、ϵ の代表的な値を (表 2.1) に示す。

T[K]	77	273	293	373	573
[℃]	-196	0	20	100	300
$u[10^7\mathrm{cm/s}]$	0.59	1.11	1.16	1.30	1.61
ϵ $[10^{-2}\mathrm{eV}]$	1.0	3.5	3.8	4.8	7.4

表 2.1: 気体の温度 T[K] と電子の熱平衡熱運動速度の rms 速度 u 及び平均熱エネルギー ϵ の値

この時、電子やイオンは熱運動による気体分子と衝突しながら方向をジグザグに変え時間と共に移動してゆく。このような移動を、はじめに局所に集まっている電子の集団があり、これらの電子がある場所の単位面積をその法線方向に単位時間当りに通過してゆく密度の流れの割合として、

$$nv = -D(\frac{\partial n}{\partial x} + \frac{\partial n}{\partial y} + \frac{\partial n}{\partial z}) = -D\mathrm{grad}n \tag{2.6}$$

で表す。この式を拡散方程式といい、ここで、n=密度、v=速度、D は拡散係数である。また、1 つの衝突から次の衝突までの間に電子が走る距離の平均値を λ_c とすると、次のような関係がある。

$$D = \frac{u\lambda_c}{3}\,[cm^2/s] \tag{2.7}$$

ここで等分配の法則によって、自由度 3 の気体分子の平均熱エネルギーは (式 2.5) より、温度 273K では $\varepsilon_T \approx 0.035eV$ である。温度 T における運動エネルギー ε の分布は

$$F(\varepsilon) = c\sqrt{\varepsilon}\exp(-\frac{\varepsilon}{kT}) \tag{2.8}$$

である。時間 t=0 に点 (0,0,0) に局在していた電荷分布は多重衝突により周辺領域に拡散し、原点を中心として正規分布を形づくる。このとき拡散係数 D は、ある時間 t において密度分布をある特定の空間座標 x について微分した場合の式

$$\frac{dN}{N} = \frac{1}{\sqrt{4\pi Dt}}\exp(-\frac{x^2}{4Dt})dx \tag{2.9}$$

によって定義する。つまりこの分布の 1 座標方向に関する標準偏差値 σ_x は

$$\sigma_x = \sqrt{2Dt} \tag{2.10}$$

である。ここで時刻 t における拡がりの平均、 1 次の平均値と rms 値を (表 2.2) に示す。

	1 次元	2 次元	3 次元
$\bar{r}$	$\sqrt{4Dt/\pi}$	$\sqrt{\pi Dt}$	$\sqrt{16Dt/\pi}$
$\sqrt{\bar{r^2}}$	$\sqrt{2Dt}$	$\sqrt{4Dt}$	$\sqrt{6Dt}$

表 2.2: 電子またはイオンが拡散係数 D で拡がるとき、t 時間後における拡がりの平均値

拡散係数は荷電粒子の熱運動による速度 u が大きくなれば大きくなる。$u = \sqrt{3kT/m}$ であるから D はまた粒子の質量が大きくなれば小くなる。拡散するときその平均自由行程 λ は、衝突断面積 $\sigma(\varepsilon)$ と

$$\lambda(\varepsilon) = \frac{1}{N\sigma(\varepsilon)} \tag{2.11}$$

の関係にあるが、$\sigma(\varepsilon)$ は荷電粒子の運動エネルギーによって変化する量である。ここに $N = \frac{N_0\rho}{A}$ で単位体積中の分子数である。A は分子質量、ρ は気体密度、N_0 はアボガトロ数である。標準状態で $N = 2.69 \times 10^{19}$ 分子$/cm^3$ である。

また電子の平均自由行程 λ_e はイオンの自由行程よりかなり長い。このことは粒子を電荷のない剛体ボールとして取り扱う単純なモデルでも推論できる。a_1 を入射粒子の半径とし、その速度を v_1 とし、第 2 の粒子についても同様とす。N を単位体積当りの粒子密度とする。 2 粒子間の相対速度は $v_1 - v_2$ であるから、この速度の 2 乗の平均は

$$< |v_1 - v_2|^2 > = < {v_1}^2 - v_1 v_2 + {v_2}^2 > = < {v_1}^2 + {v_2}^2 > \tag{2.12}$$

この時、$< t >$ を衝突から衝突までの平均時間とすると、平均自由行程は $\lambda_1 = v_1 < t >$ であり、平均時間 $< t >$ は

$$< t >= \frac{1}{\pi(a_1 + a_2)^2 N} \times \frac{1}{\sqrt{< {v_1}^2 > + < {v_1}^2 >}} \tag{2.13}$$

で与えられる。もし二つの粒子が両方とも気体の原子またはイオンであれば、だいたい $a_1 = a_2$、$< v_1^2 > + < v_2^2 >$ であろうから、イオンの平均自由行程は

$$\lambda_{ion} = \frac{1}{N\pi {a_2}^2 4\sqrt{2}} \tag{2.14}$$

である。これに対して第 1 の粒子が電子ならば、$a_1 \ll a_2$、$v_1 \gg v_2$ で

$$\lambda_e = \frac{1}{N\pi {a_2}^2} \tag{2.15}$$

である。したがって λ_e と λ_{pion} は、お互いつぎのような関係で結ばれている。

$$\lambda_e = 4\sqrt{2}\lambda_{ion} = 5.666\lambda_{ion} \tag{2.16}$$

この関係式はほとんどの気体でほぼ成り立っている。

2.2 紫外線レーザーによるイオン化

典型的なドリフトチェンバーのガスとして一般に使用されるのは、高いイオン化ポテンシャルを持つ $\mathrm{He,Ar}$ などの不活性ガス (希ガス) と、$\mathrm{CH_4,C_2H_6}$ などの炭化水素の混合したガスが使われている。荷電粒子がこのガス中を通過すると、高速荷電粒子と媒質の電場間でのクーロンの相互作用によって媒質原子の励起とイオン化が起こる。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。標準的な紫外線レーザーの光子エネルギーは、窒素レーザーにおいて $3.68\mathrm{eV}$ であるが、1 光子ではガス分子をイオン化することができない。そこで、ガス分子は 2 光子までなら吸収できると仮定する。

一般的なチェンバーガスの励起する際の断面積は、$\sigma_e < 10^{-16} \sim 10^{-20}\mathrm{cm}^2$ で、しきい値近傍からの 1 光子によるイオン化の場合、断面積は、$\sigma_i \sim 10^{-18}\mathrm{cm}^2$ となる。また、寿命はそれぞれ、$\tau_e = 10^{-7} \sim 10^{-10}\mathrm{s}$、$\tau\mathrm{T} > 10^{-4}\mathrm{s}$ である。N を単位時間に単位体積を通過する光子の数、n_0、$n_e(t)$、$n_i(t)$ をそれぞれ、基底状態、励起状態、イオン状態での分子の数とする。また、単位体積当たりにイオン化する分子の数は

$$\frac{dn_i}{dt} = n_e \sigma_i N \tag{2.17}$$

また陽イオンとイオン化で発生した電子との再結合を無視すると、励起状態の分子の数は

$$\frac{dn_e}{dt} = (n_0 - n_e)\sigma_e N - n_e \sigma_i N - \frac{n_e}{\tau} = a - b_e \tag{2.18}$$

$$a = n_0 \sigma_e N \tag{2.19}$$

$$b = \frac{1}{\tau} + (\sigma_e + \sigma_i)N \tag{2.20}$$

と表せる。ここで (2.18) の右辺第 1 項は、励起した分子の数、第 2 項はイオン化した分子の数、第 3 項は励起から基底状態に遷移した分子の数である。よって (2.18) を積分範囲を 0 ~ t として積分すると、

$$n_e(t) = \frac{a}{b}(1 - e^{-bt}) \tag{2.21}$$

また、(2.17) に (2.21) を代入して 0 ~ t まで積分すると

$$n_i(T) = \sigma_i N \frac{a}{b}\{T + \frac{1}{b}(e^{-bt} - 1)\} \tag{2.22}$$

となる。次に (2.22) に (2.19) を代入すると

$$n_i(T) = n_0 \sigma_e \sigma_i N^2 \frac{T}{b}\{1 - \frac{1}{Tb}(1 - e^{-bt})\} \tag{2.23}$$

となる。T をレーザーのパルス幅として、式を二つの場合に規定して解く。

1. $bT \gg 1$

   光子の数 (N) が少く、励起状態の寿命 (τ) が $T(10^{-9})$ よりも十分長い時 ($T \gg \tau$)、この時 (2.23) は次のように近似出来る。

$$n_i(T) = n_0\sigma_e\sigma_i\frac{N^2T^2}{2} \tag{2.24}$$

これによってイオン化の数は単位面積中の光子数、及び、ビームの幅に二次で比例することがわかる。

2. $bT \ll 1$

光子の数 (N) が多く、励起状態の寿命 (τ) が T よりも十分短い時、($T \ll \tau$)、この時 (2.23) は次のように近似出来る。

$$n_i(T) = n_0\sigma_e\sigma_i\frac{N^2T}{b} \tag{2.25}$$

これによってイオン化の数は単位面積中の光子の数に二次で、また、ビームの幅に一次で比例することがわかる。ここで、分母に b があるので、(2.20) より、もし

$$\frac{1}{\tau} \ll (\sigma_e + \sigma_i)N \tag{2.26}$$

と仮定すると (2.25) は

$$n_i(T) = n_0\sigma_e\sigma_i N^2T\tau \tag{2.27}$$

のようになる。この式と (2.24) を比較するとイオン化の数は (2.24) よりも (2τ) 倍少くなることがわかる。次に、光子が多く

$$(\sigma_e + \sigma_i)N > \frac{1}{\tau} \tag{2.28}$$

とすると、n_e は

$$n_e \to \frac{a}{b} = \frac{n_0}{\sigma_e + \sigma_i} \tag{2.29}$$

と表されるので (2.25) は

$$n_i(T) = n_0\sigma_e\sigma_i\frac{NT}{\sigma_e + \sigma_i} \tag{2.30}$$

のようになる。(2.30) はイオン化の数が光子の数とビームの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

$$(\sigma_e + \sigma_i)NT > 1 \tag{2.31}$$

である。これは、$(\sigma_i + \sigma_e) \doteq 10^{-16}cm^2$ とすると、$NTh\nu \geq 100\mu J/mm^2$ で二次から一次へ変化する。

次に光子がガス分子に吸収されるまでに進む距離を $\lambda_{photon} > 10m$ とすると

$$\lambda_{photon} = (\sigma_e n_0)^{-1} > 10^8 cm \tag{2.32}$$

となる。ここで $\sigma_e \sim 10^{-16}cm^2$ なので、$n_0 < 10^{13}$ 個 $/cm^3$ となる。これは分圧で、0.3×10^{-3}Torr に相当する。
ここで、1 光子吸収でイオン化が可能だとすると $\sigma_i 10^{-16}cm^2$ としてレーザーの輝度を $1\mu J$ とし、レーザーの断面積 $S = 1mm^2$ とすると $(NTS \sim 10^{12})$1cm あたりに生成されるイオン対の数 n は

$$n = n_0\sigma_i NTS = n_0 \times 10^{-4} \tag{2.33}$$

となる。つまり 1cm あたり 100 個以上のイオン対を生成しようとすると 1 光子吸収でイオン化するようなイオン化ポテンシャルの低い不純物を 10^{-10}Torr 以上混ぜればよいことになる。

第3章　拡散測定用チェンバー

ここでは、今回の実験に使用した拡散測定用チェンバーの構造及び、チェンバー内の銅板で形成されている電位分布を garfield というプログラムでシュミレーションした結果を示す。

3.1　チェンバーの構造

3.1.1　形状

この拡散測定用チェンバーの材質は 1cm 厚のアルミニウムの板で作られており、全体の大きさは 15cm × 14cm × 14cm の直方体の箱である。アルミニウム板の内側には放電防止用のマセライトが貼られている。レーザーの入射方向に対し、チェンバーの前面、後面にレーザー入射の為の窓が 2cm × 6cm で開けてあり、そこには石英ガラスがはめこんである。またチェンバーの前面、後面にはガスイン、ガスアウトの充填用の穴が 2 カ所開けてある。

ここでチェンバー概念図を (図 3.1) に示す。

3.1.2　電場

5cm あるドリフト領域に一様な電場をかけるために、0.3mm 厚の銅板が 5mm 間隔で 10 枚ならべてあり、それぞれの銅板は 2.18M Ω の抵抗でつながれている。ドリフト領域と増幅領域は、ピンホールの直径が 500μm の銅板で仕切られている。ピンホールのある銅板はグラウンドにつながっているため、ピンホールから一番遠い銅板に負の電圧をかけることによって一様の電場を形成することが出来る。この銅板によって形成されている電場形成は (3.2) に詳しく記す。

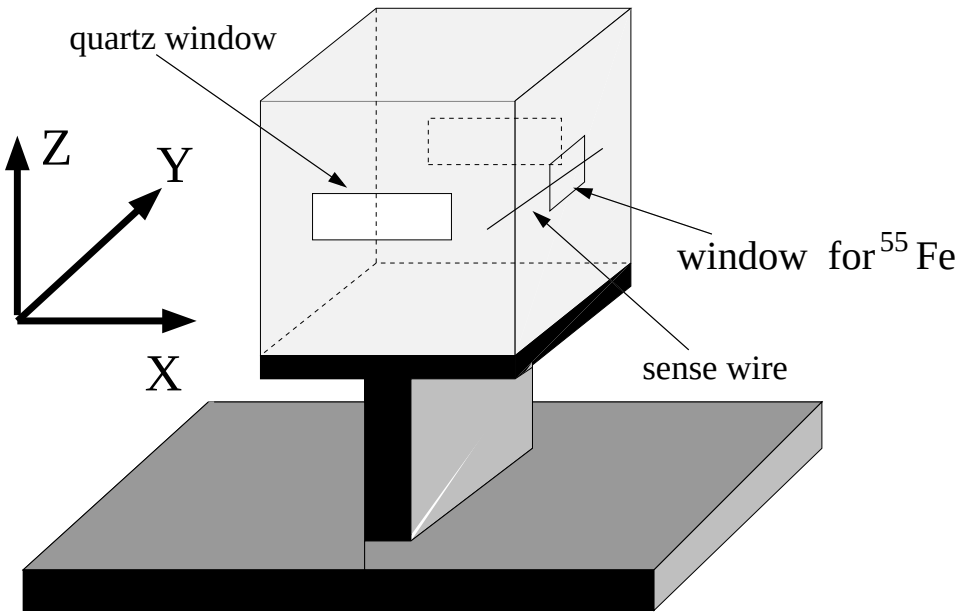

図 3.1: チェンバー概念図

3.1.3 ワイヤー

レーザーの入射方向と平行にセンスワイヤー、フィールドワイヤーの 2 種類のワイヤーが張ってある。ワイヤーのパラメーターを 3.1 に示す。

	センスワイヤー	フィールドワイヤー
材質	Gold-plated W	Gold-plated W
本数 [本]	1	4
直径 [μm]	20	120
張力 [gw]	50	300

表 3.1: ワイヤーパラメーター

センスワイヤーとは陽極のワイヤーであり、このセンスワイヤーを中心に増幅領域が形成される。今回の実験では、一貫して 1.8kV の電圧を印加した。

フィールドワイヤーとは増幅領域の電場を安定させるためのワイヤーで、センスワイヤーを中心にピンホールとは反対側に縦に 4 本張られている。これらすべてのワイ

ヤーが導通しており、グラウンドに接地されている。前回の実験まではフィールドワイヤーは 8 本使用していたが、センスワイヤーの上下それぞれ 2 本が銅板を支えているマセライト棒に接触していた為、その 4 本を取り除き、今回の実験は 4 本で行った。

3.1.4 ^{55}Fe の線源入射窓

^{55}Fe の X 線を入射する為の穴として、チェンバーの陽極側に直径 2mm の貫通穴が開けてある。この穴からのガスの流出を避ける為、マイラーテープをアラルダイトで貼り付け、ゴムの O リングを密着させた上に厚さ 2mm の銅板を重ね、均一に力がかかる様にネジ止めをした。

3.2 電場形成

前にも (3.1.3) で述べたように今回の実験ではフィールドワイヤーの数を減らした。増幅領域では電場を安定に保たなければならないが、フィールドワイヤーの数を減らした為に電場が一様に保たれてない可能性がある。

フィールドワイヤーの数を減らしていった時に、ピンホール付近の電位分布がどのように変化するのかを調べる為に、garfield というシュミレーションプログラムを使い電位を計算した。

チェンバーを Y 軸方向から見た時の全体の電位分布図を (図 3.2)、フィールドワイヤーが 8 本の時のピンホール付近の電位分布図を (図 3.3)、フィールドワイヤーが 6 本の時のピンホール付近の電位分布図を (図 3.4)、フィールドワイヤーが 4 本の時のピンホール付近の電位分布図を (図 3.5) にそれぞれ示す。

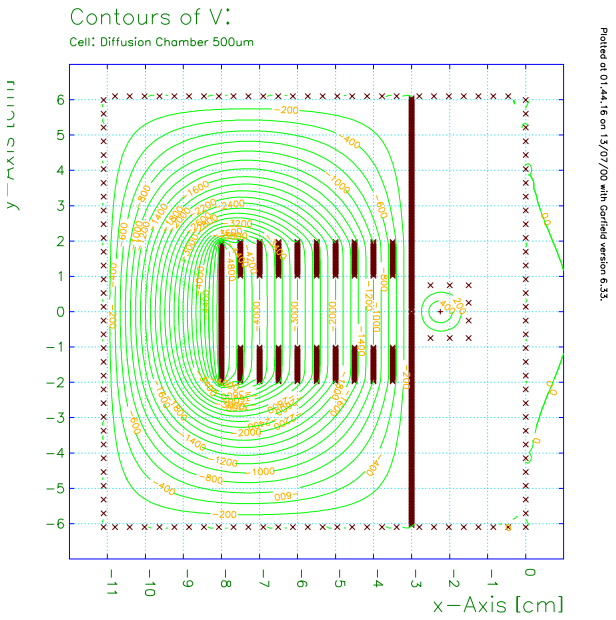

図 3.2: チェンバー全体の電位分布図

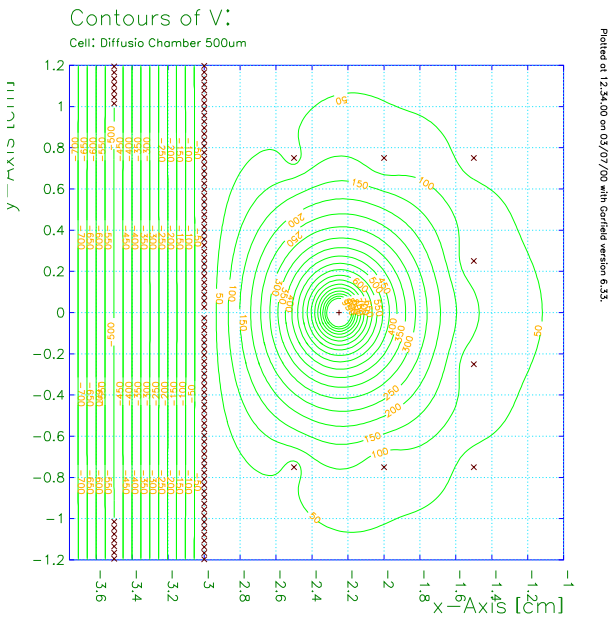

図 3.3: 電位分布図 (フィールドワイヤー 8 本)

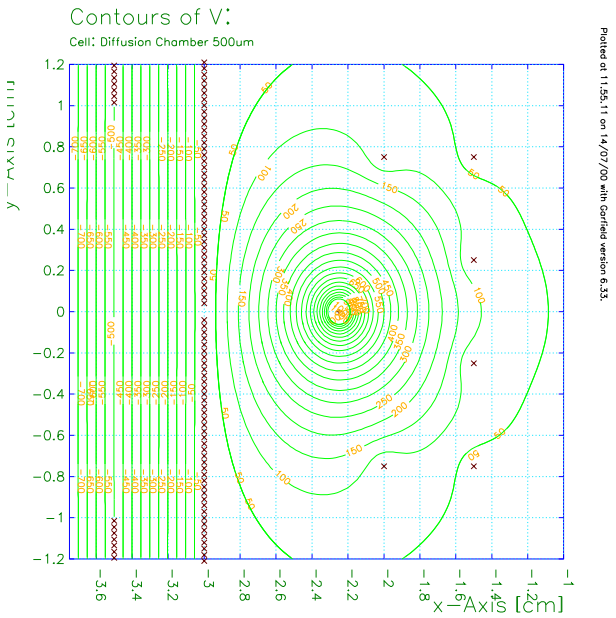

図 3.4: 電位分布図 (フィールドワイヤー 6 本)

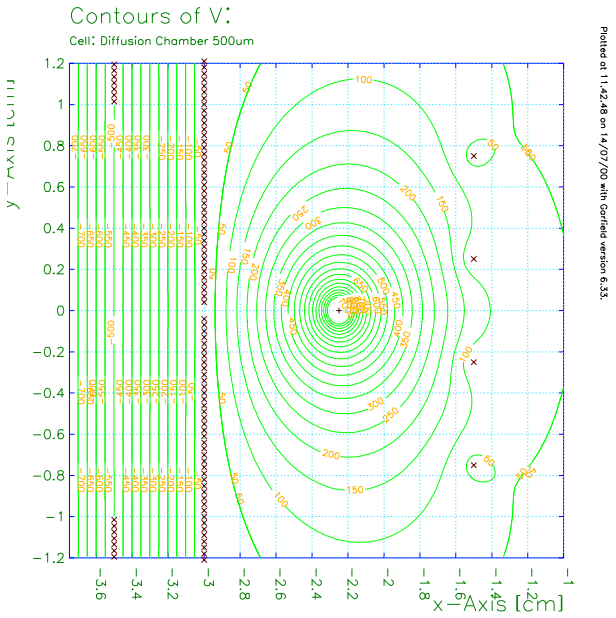

図 3.5: 電位分布図 (フィールドワイヤー 4 本)

第4章　Data acquisition system

今回の実験において今までと一番違う点は、今まで使用してきたTDCモジュールに変って、FADCモジュールが使用出来るようにData acquisition system(DAQ)を自ら開発し、それを用いてデータテーキングを行った点である。DAQとはデータテイキングシステムの名称で、TDC、ADC、FADCなどのモジュールをプログラム上で制御し、データを取るシステムである。今回のDAQの開発は工学院大学の渡部氏と共に行った。以下にDAQについて述べる。

4.1　共有メモリ

今回のDAQの特徴は、PCのメモリ上に共有メモリというスペースを確保したという点である。まずDAQの概念図を（図4.1）で示す。

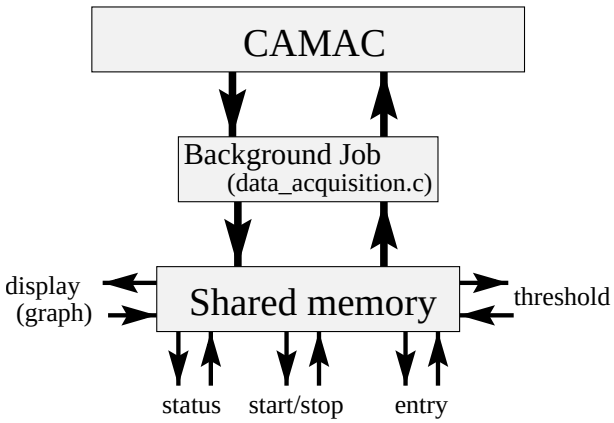

図 4.1: Daq概念図

DAQはプログラムでモジュールを制御するデータテイキングシステムだが、モジュールごとにデータの内容も違ってくる。TDCモジュールでは時間情報を、ADC

モジュールではパルスの積分値あるいは波高値、FADC モジュールに関しては、時間情報及びパルスの波高値を測定することが出来る。今までの拡散の測定は TDC モジュールとデジタルオシロスコープを主に使用していたが、今回の実験では FADC モジュールだけを使用し測定を行う。

FADC はデータの情報量が多く、モジュールの数が増えるとデータテイキングスピードも遅くなってしまう。また、測定を行う際にはモジュールからのデータだけでなく、様々な情報 (threshold、Run Number、イベント数、時間、コメント etc.) も確認し、記録しておく必要がある。そのためメインで動いているプログラムはデータテイキングをはじめるごとに様々な情報にアクセスするため、データテイキングだけに専念できない。

しかし新しい DAQ は (図 4.1) に示したように PC のメモリ上に共有メモリ (shared memory) というスペースを、データテイキングのためだけに確保している。共有メモリには、あらゆる情報 (threshold、Run Number、イベント数、時間、コメント etc.) を常時記憶させているので、データテイキングのメインプログラムは独立することができ、データテイキングだけに専念できる。この時画面に出力されるパルスのグラフも、ディスプレイプログラムが独自に共有メモリにアクセスし画面に出力しているため、メインプログラムのデータテイキングスピードになんら影響はない。このように、バックグランドで動いているメインプログラムは独立しており、データテイキングだけに専念する状況になっている。

4.2 NAF コマンド

DAQ システムは、モジュールをプログラムで制御しているものだが、直接 PC とモジュールでデータをやり取りしているわけではない。その時、PC とモジュールの架け橋となるのが CAMAC である。そして、CAMAC にクレートコントローラーというモジュールをさし、それ自身が PC と交信しつつ、CAMAC モジュールとデータのやり取りを行うのである。モジュールは CAMAC を通じて制御しているが、各モジュールを制御するコマンドが NAF コマンドである。

NAF コマンドの説明図を (図 4.2) に示す。

NAF コマンドの (N) は CAMAC のステーション番号、(A) はモジュールのチャン

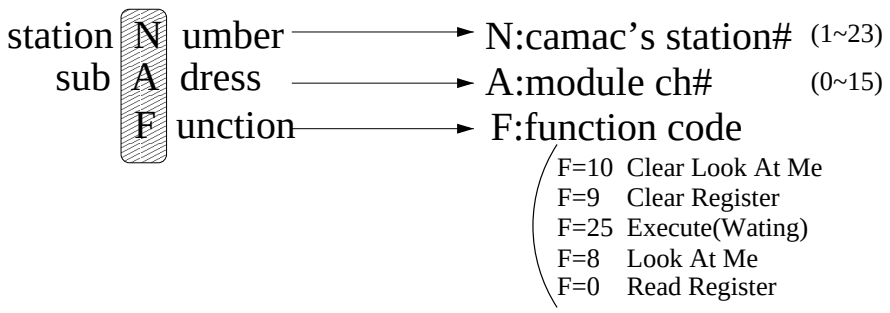

図 4.2: NAF コマンド

ネル番号、(F) はファンクションコードを意味していて、このコマンドをプログラムの中に組み込まなければ、モジュールを使用することは出来ない。

ここで FADC を使用した時のファンクションコードの使い方を説明する。まず F=10 で FADC から出されてる LAM(Look At Me) をクリアし、次に F=9 で FADC に残っていたデータをクリアする。そして最後に F=25 で実行可能になる。この状態になった時に FADC にデータ (トリガー) が入ればモジュール内のメモリに記憶されるのである。この作業を FADC のささっている CAMAC のステーション番号全てで実行しなければならない。この時 FADC のチャンネルは ch=0 だけを指定すれば FADC のモジュール単位で有効になる。そして次に、FADC の LAM テストを行う。LAM テストは FADC にデータが入っているかを確認する作業であり LAM テストのコマンドは F=8 である。この作業も FADC のささっている CAMAC のステーション番号全てで実行する必要がある。また、この LAM テストを前述の F=10、F=9、F=25 と同じステーション番号のループで行うと、ステーション番号ごとのデータの一貫性がなくなりずれてしまう場合があるので、別のループで行わなければならない。

今回の実験では FADC モジュールだけを使用したのであるが、この DAQ システムは ADC モジュール、TDC モジュールも併用して使用することが出来るようになっている。次に ADC モジュール、TDC モジュールのファンクションコードについても説明する。この 2 つは同じファンクションコードを使用するが、FADC モジュールとは少し違う。まず、F=24 でモジュール自体を無効にする。そして、F=10 で FADC から出されている LAM(Look At Me) をクリアし、F=9 で FADC に残っていたデータをクリアする。最後に F=26 でモジュール自体を有効にするのである。これらの作業

は、daq_camac.c(4.3 参照) で行っている。
また daq_camac_fadc_read.c(4.3 参照) では、FADC の記録を読み込むファンクションコードである F=0 も使用している。

4.3 データテイキングプログラム

今回のデータテイキングに関するプログラムは、大きく分けると 5 つに分類する事が出来る。その 5 つを次に示す。

- daq_main.c …… 以下の 4 つのプログラムをまとめている。
- daq_initial.c …… 共有メモリに残っている情報の初期化を行う。
- daq_I_O_cntl.c …… ファイルに FADC のデータの書き込みを行う。
- daq_camac.c …… (4.2) に記したように、CAMAC の制御を行う。
- daq_camac_fadc_read.c …… FADC からデータの読み込みを行う

(図 4.3) にプログラムの大まかな流れを説明する。まず、最初にデータテーキングをスタートすると、daq_initial.c で今まで共有メモリに残っていた情報を初期化する。この作業は一つの Run_number が終了するまで初期化はされず、目標イベントを取り終えるまでデータを記憶しては捨てるのを繰り返している。次に 1 の daq_camac.c で CAMAC 自体を初期化する。この作業も一つの Run_number 中で 1 回しか行わない。そして 2 の daq_I_O_cntl.c で、DAQ のスタート時間、コメント、イベント数、Run_number などをファイルに書き込むのである。次に 3 の daq_camac_fadc_read.c でデータそのものを読み込んでくる。この詳しい記述はすぐ後で述べる。そしてデータをとりながら 2000word(約 1000ns 分の時間情報と ADC 値) を読み込んだところで、共有メモリがいっぱいになるのでファイルに書き込むのである。そのあとはイベント数だけ 5 、 6 、 7 を繰り返すのである。ここで 5 の daq_camac.c では、(4.2) に記したように CAMAC の制御を行っている。そして最後に daq_I_O_cntl.c で、DAQ のストップ時間、コメント、イベント数、Run_number などをファイルに書き込み、終了する。

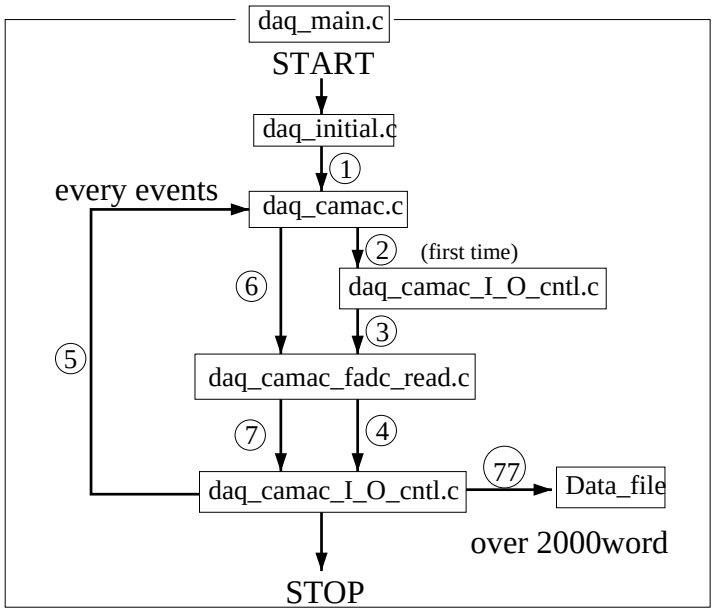

図 4.3: データテーキングプログラム・フローチャート

この 5 つのうち、FADC からデータの読み込みを行っている daq_camac_fadc_read.c について、FADC モジュールの特徴も付せて詳しく説明する。

今回使用した FADC の分解能は、8bit、500MHz である。(図 4.4) に FADC のタイミング模式図を示す。

FADC には常に 16μs≅8192ch(1ch=2ns) 分の情報が記録されており、常に古い情報は追い出され新しい情報に入れ替わっている。しかし FADC のストップ ch に信号 (トリガー) が入ると、その時の 16μs 分のデータを FADC 内のメモリに記憶するのである。それ以後、daq_camac.c によってメモリのクリアが行われない場合は FADC 内に記憶されたデータは更新されない。

daq_camac_fadc_read.c では、その時の記録された時間情報 (0ch ~ 4095ch) に対応する ADC 値を一つずつ呼び出し、threshold というふるいにかける。そして ([threshold を超えた時の ADC 値の時間]-100ch) を start_time、([threshold を下まわった時の ADC 値の時間]+100ch) を stop_time として共有メモリに記録している。これは、threshold を超えた時、下まわった時の前後 100ch も同時に記録させる為である。なぜならば、threshold を超えた時からの信号だけではパルスの詳しい状況が理解らない場合があ

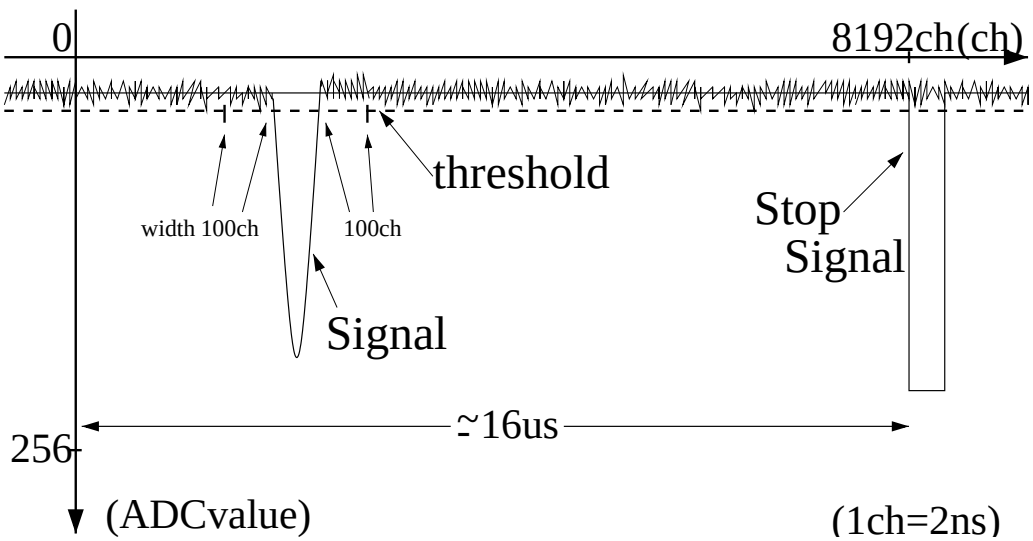

図 4.4: タイミング模式図

り、解析の時により詳しい状況を知る為である。この時の記録されている時間情報は、start_time、stop_time だけであり、start_time ~ stop_time でループを回し、ADC 値を共有メモリに記録する。そして 2000ch 分の ADC 値が共有メモリに溜った時点で初めてファイルに書き出すのである。

基本的にはパルスが 2 つあっても 3 つあっても同じ繰り返しだが、2 つのパルス間の threshold を下まわった時と超えた時の差が 200ch 以下の場合は start_time、stop_time は変更されない。このようにして、信号を記録しているのである。

今回の拡散の実験では、threshold を超えるパルスが 2 つ以上現れることはないが、同研究室の黒岩氏 (近接二粒子飛跡の分離性能) や崎枝氏 (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二飛跡分離)、中村氏 (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) の研究テーマには、 2 つのパルスをどこまで精度良く分けることが可能かなどの課題がある。このような場合でも汎用性がある DAQ の開発を行った。

4.4 Rawdata フォーマット

DAQ で取った Raw データには、様々な情報 (FADC のステーション番号、チャンネル番号、時間情報、ADC 値、threshold の大きさ、Run 番号、イベント数、etc.) が入っている。これらの情報をどういった順番で、何 bit 使って解析用のデータに詰め込むかを表したものがフォーマットである。(図 4.5) にフォーマットの模式図を示す。

まず大きく分けて、Begin Run(BR),ADC Data(AD),END Run(ER) の 3 つに分類され、それぞれのデータには Universal Record Headder(URH) という共通のヘッダーが 6Word(1Word = 16bit) 分最初についている。URH には、BR、AD、ER ごとの総 Word 数、Format ID、データタイプ、Run 番号、イベント数が書かれている。ここでいうデータタイプは、1=BR、2=ER、3=AD、10=error を示しており、URH を見れば後にどんなデータが入っているのか分るようになっている。

BR には他に、データテイキングを初めた時間、使用したクレートの種類、ステーション番号、チャンネル番号、ワイヤーごとの threshold、コメントが、また ER には、データテイキングを終えた時間、コメントが詰め込まれる。

そして AD には、ステーション番号、チャンネル番号、ADC 値、ADC に対応した時間が 2 Word 1 セットで詰め込まれる。この時、FADC を使用した場合は ADC 値と時間の両方にデータが入るが、ADC を使用した場合は ADC 値のみ、TDC を使用した場合は時間のみデータが入るようになっている。

これは raw2dst.c というプログラムで行われる作業である。

この論文の最後に daq_main.c、daq_initial.c、daq_I_O_cntl.c、daq_camac.c、daq_camac_fadc_read.c、raw2dst.c のプログラムを一緒にのせておく。

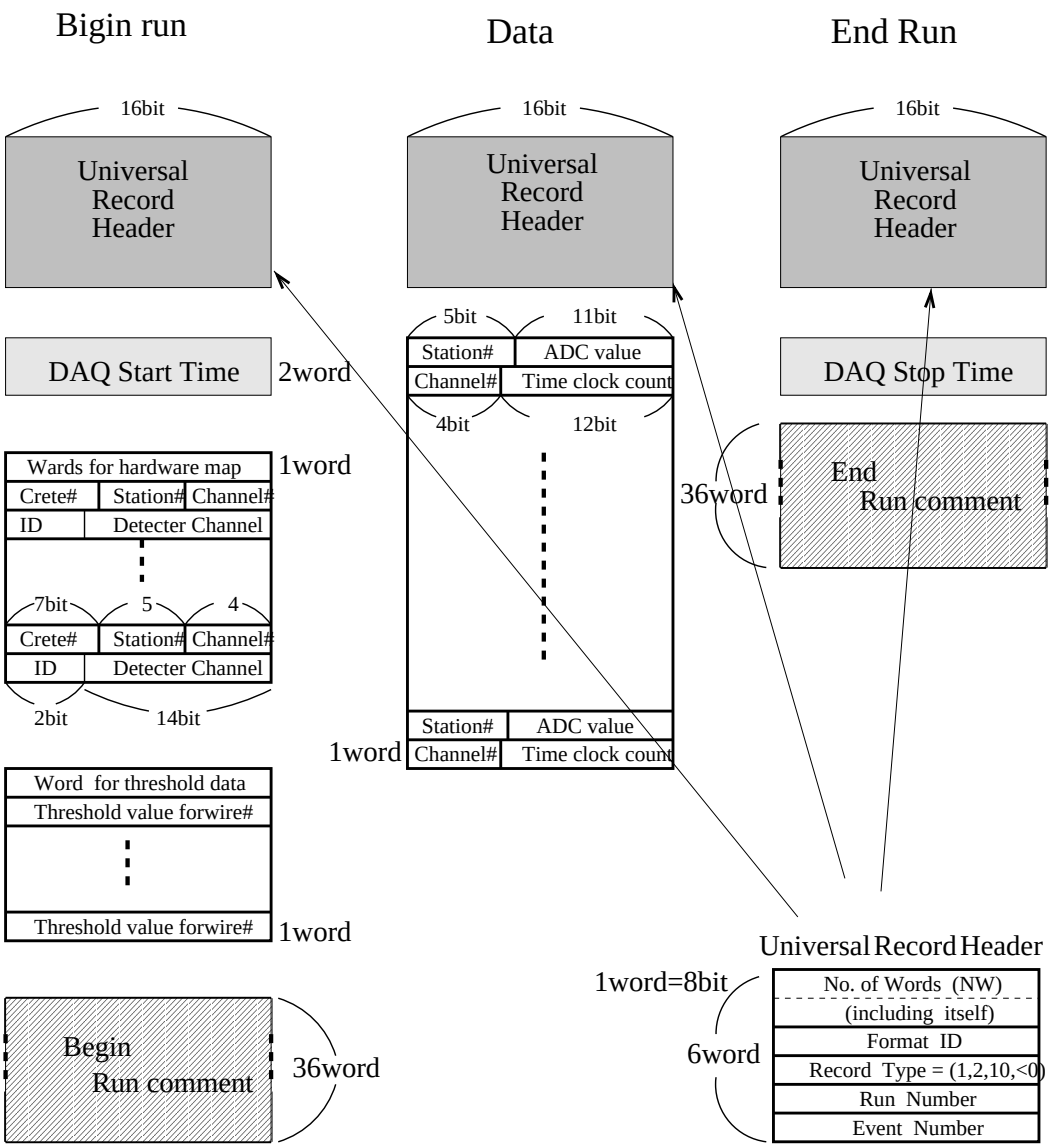

図 4.5: フォーマット模式図

第5章　拡散の測定

レーザーをチェンバーに入射して初期電子を作り、電子をドリフトさせ、センスワイヤーで検出した信号を使って電子の拡散を測定した。今回の測定は、電場と同じ方向である縦の拡散の測定である。その実験装置及び測定方法をこの章で記す。

また、レーザーによるイオン化によって初期電子数がいくつなのかを知るために、その基準とすべき $^{55}\mathrm{Fe}$ の X 線による測定も行った。レーザーによる実験と付せてこの章で記す。

5.1　^{55}Fe から得られる初期電子数の測定

5.1.1　^{55}Fe の使用目的

初期電子数 1 個の電子の拡散を正しく測定するためには、レーザーによってイオン化され生成される初期電子数を 1 つにしなければならない。しかし、レーザーからの信号だけで何個の電子が生成されていると判断するのはとても困難である。そこで $^{55}\mathrm{Fe}$ の放射線源を使用することで、$^{55}\mathrm{Fe}$ によってイオン化された電子の信号の波形とレーザーによってイオン化された電子の波形を比較することで、レーザーによって生成された電子数を概算することが出来る。そこで、$^{55}\mathrm{Fe}$ から放射される X 線によってに生成した電子の信号を測定し、レーザー入射における初期電子数を求めることを目的とした。

以下に $^{55}\mathrm{Fe}$ の性質について述べる。

- 半減期は 2.73 年である。
- 軌道電子捕獲して $^{55}\mathrm{Mn}$ となる。
- 軌道電子捕獲に伴って発生する特性 X 線のエネルギーは $5.9\mathrm{keV}$ である。

実際、^{55}Fe の崩壊による X 線の照射によっていくつの電子が発生するかは、チェンバー内に充填するガスのイオン化ポテンシャルによって異なる。

5.1.2 ^{55}Fe を用いての測定

^{55}Fe の波形の測定は、レーザー入射による波形と比較するため、レーザーを使用する場合と測定条件を同じにする必要がある。ここでは、実験装置及び測定方法を述べる。

- チェンバー
  拡散測定用チェンバーを使用し、(図 3.1) に示すように、^{55}Fe の線源照射窓に線源を貼り付け、照射した。

- ガス
  レーザーでの実験同様、$He:C_2H_6$ のプレミックスガスである。
  混合比は $He:C_2H_6$=49.1:50.9 のものを使用した。実験時には 100cc/min の流量で流し測定を行った。

- センスワイヤーの印加電圧
  1.8kV の電圧をかけた。これはレーザーでの実験と同じ電圧である。

- エレクトロニクス (gain 調整)
  3 台のアンプを使用すると、元の信号の約 400 倍になる。この時パルスの大きさを 400mV ~ 500mV に合せるため、アテネーターを調整した。今回の実験では、アテネーターを 35dB にし測定した。

- DAQ システム
  DAQ は (4 章) で記したとおり、FADC を用いたデータテイキングシステムを使用した。

ここでそのときの信号処理系のブロックダイアグラムを (図 5.1) に示す。

今回のデータテイキングに使用したモジュールは FADC である。FADC については (4 章) で述べた。^{55}Fe での測定では、チェンバーからの信号をアンプに入れ、2 つ

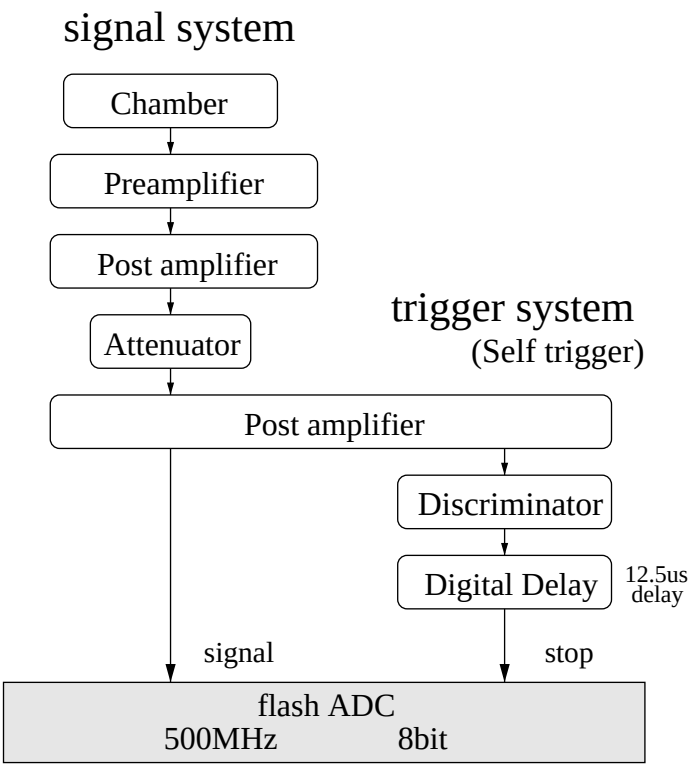

図 5.1: ^{55}Fe の信号処理系ブロックダイアグラム

のアンプアウトのうち 1 つをデジタルディレイで 12.5μs 遅らせ FADC の stop 信号に入れている。(セルフトリガー)

また、チェンバーからの検出信号はプレアンプ、ポストアンプ 2 台の計 3 台のアンプと、アテネーターに入れる。そして最終的には、その信号を FADC の ch0 に入れ、時間と ADC 値をデータとして取るのである。今回 3 台ものアンプを使用したのは、^{55}Fe とレーザーの信号を比較する際、レーザーを ND フィルターで弱めても信号として検出するためである。プレアンプ、ポストアンプで約 10 倍、最後のポストアンプで約 40 倍、合せると元の信号の約 400 倍の信号になる。ここでアテネーターを 3 台のアンプの後に入れなかったのは、アンプで頭打ちになった信号をアテネーターで減衰させても意味がないからである。そのためアテネーターは最後のアンプの前に入れ、信号を測定した。

5.1.3 結果及び考察

^{55}Fe の測定結果を (図 5.2) に示す。また、^{55}Fe の放射線源をはずし全く同じ条件で測定した Background の測定結果を (図 5.3) に示す。そして、^{55}Fe による信号と Background による信号を重ね合せた結果を (図 5.4) に、その二つを差し引いた結果を (図 5.5) に示す。

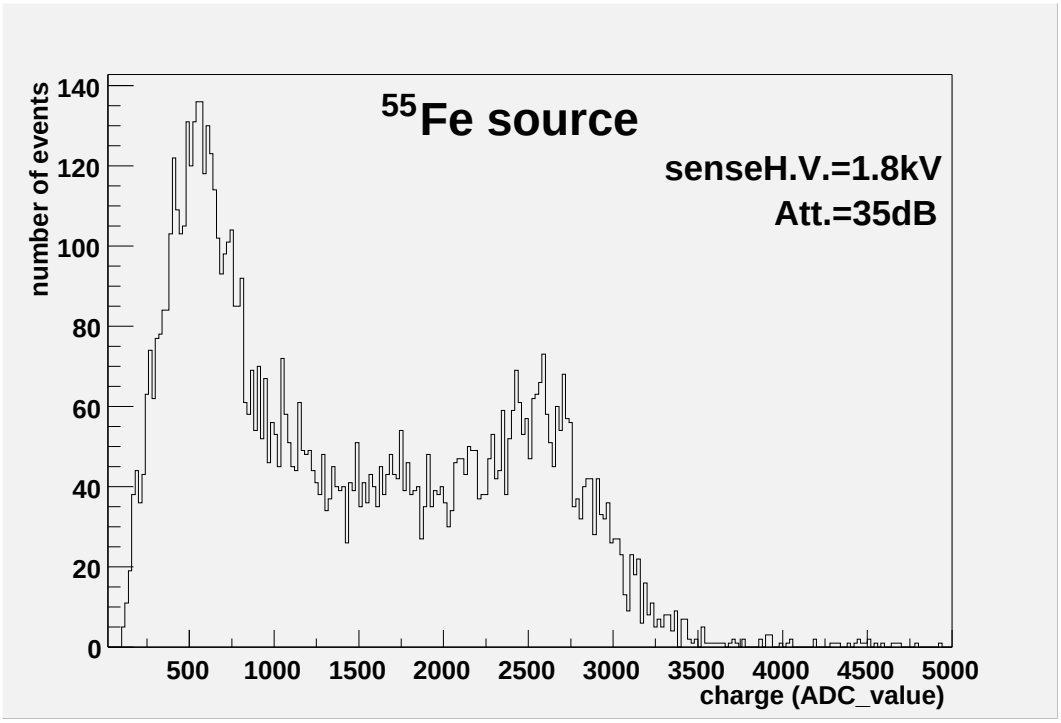

図 5.2: ^{55}Fe における電荷分布のヒストグラム

今回の実験では、^{55}Fe の信号を得るために 10000 イベントのデータを取り、解析を行った。ここで ^{55}Fe の照射による初期電子数と、レーザーの入射による初期電子数の比較の基準となるのが、それぞれの図の横軸となっている charge(ADC 値) である。しかし (図 5.2) と (図 5.3) からわかるように、^{55}Fe の信号だけを取ろうとしても必ず Background の信号が入ってしまう。そのため、Background の信号だけをあえて測定し、^{55}Fe の信号から差し引くという作業を行った。^{55}Fe の照射だけからなる信号の charge(ADC 値) 分布ならばガウス分布するはずであるが、差し引いた分布 (図 5.5) はガウス分布になっていない。これは、5.9KeV のエネルギーをもった特性 X 線がガス

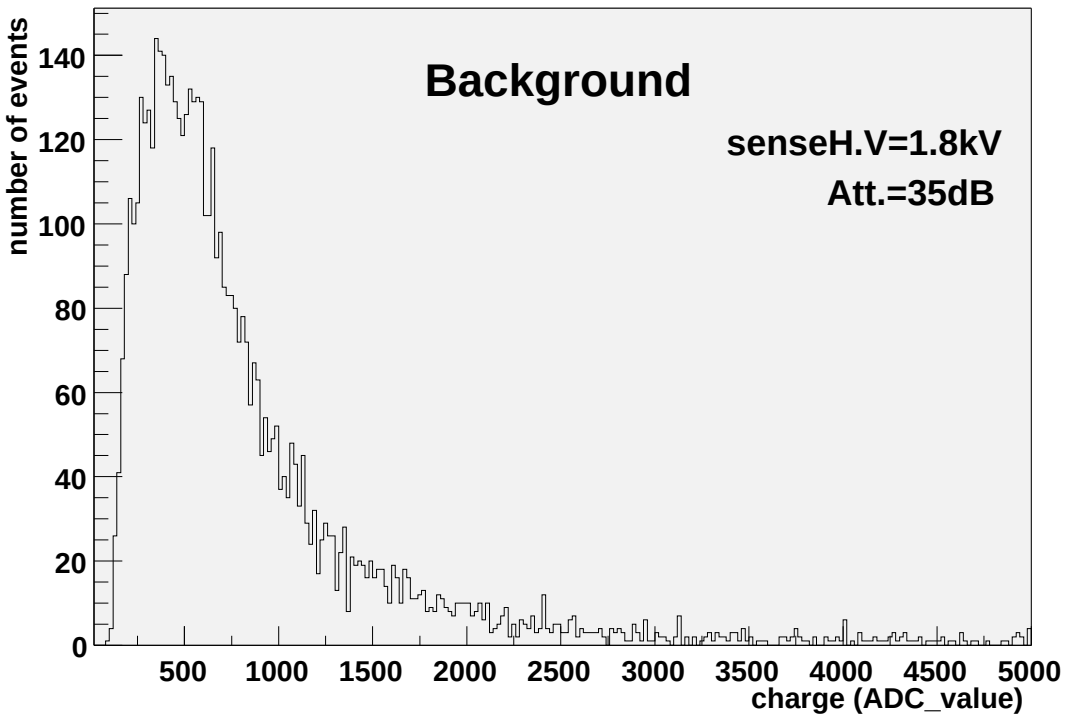

図 5.3: Background における電荷分布のヒストグラム

分子をイオン化する際、5.9KeV 分のエネルギーで生成された全ての電子が、センスワイヤーに到達していない可能性があるからである。そのため、イベント数が一番高いピークの ADC 値より低いところの ADC 値にイベント数がたまってしまったと考えられる。そこで今回は、^{55}Fe における信号のピークの ADC 値を基準として考えた。

(図 5.5) より ^{55}Fe の ADC 値は 2550(ADCvalue) である。しかし ^{55}Fe の測定ではアテネーターを使用しているため、その値をもとに戻す必要がある。アテネーターの 35dB は $\frac{1}{56.2}$ の減衰率なので、

$$2550(ADCvalue) \times 56.2 = 143310(ADCvalue)$$

この 143310(ADCvalue) を ^{55}Fe の基準とした。

また、今回使用したガス、He:C_2H_6=50:50 における 1 個の電子・陽電子対を作るのに必要なエネルギーは 33.4eV である。^{55}Fe の軌道電子捕獲に伴って発生する特性 X 線のエネルギーも 5.9keV とわかっている。

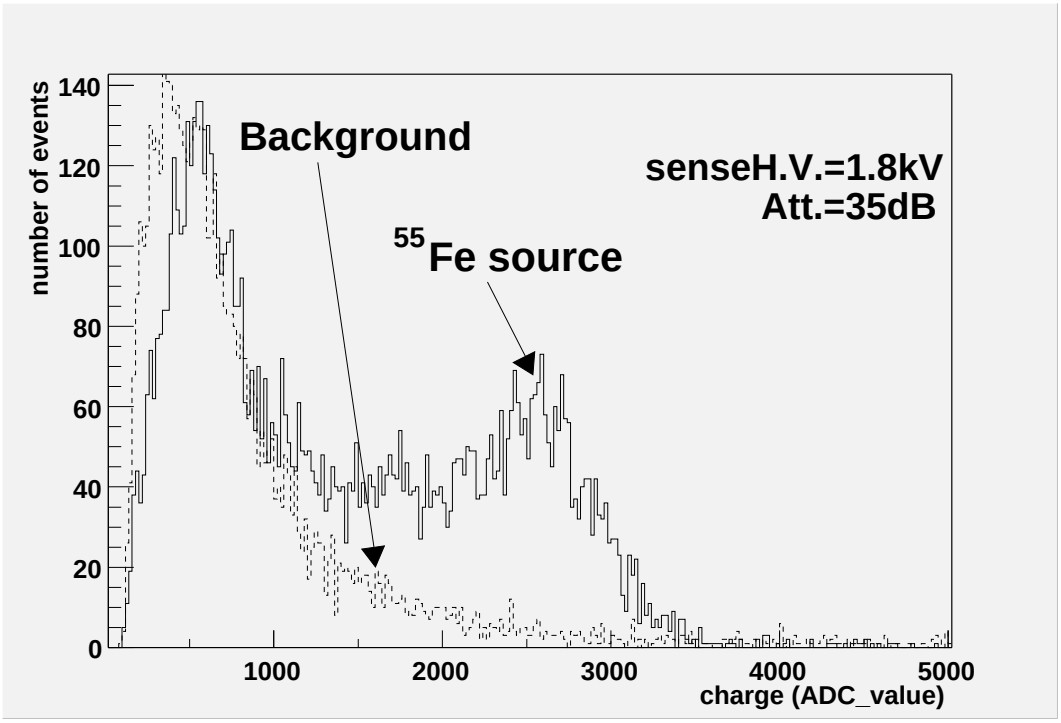

図 5.4: ^{55}Fe と Background における電荷分布のヒストグラム

He:C_2H_6=50:50 のガス中において、発生する初期電子数は、

$$5.9(keV) \div 33.4(eV) = 5900 \div 33.4 = 176.6$$

約 177 個の初期電子が生成されていることがわかる。

先程の 143310(ADCvalue) を 177 個で割ると初期電子 1 個の時の ADC 値がわかる。

$$1433100(ADCvalue) \div 176.6(個) \equiv 811.5$$

よって約 812(ADCvalue) 付近が 1 個の電子の ADC 値だと考えられる。レーザーとの比較ではこの値を用いることとした。

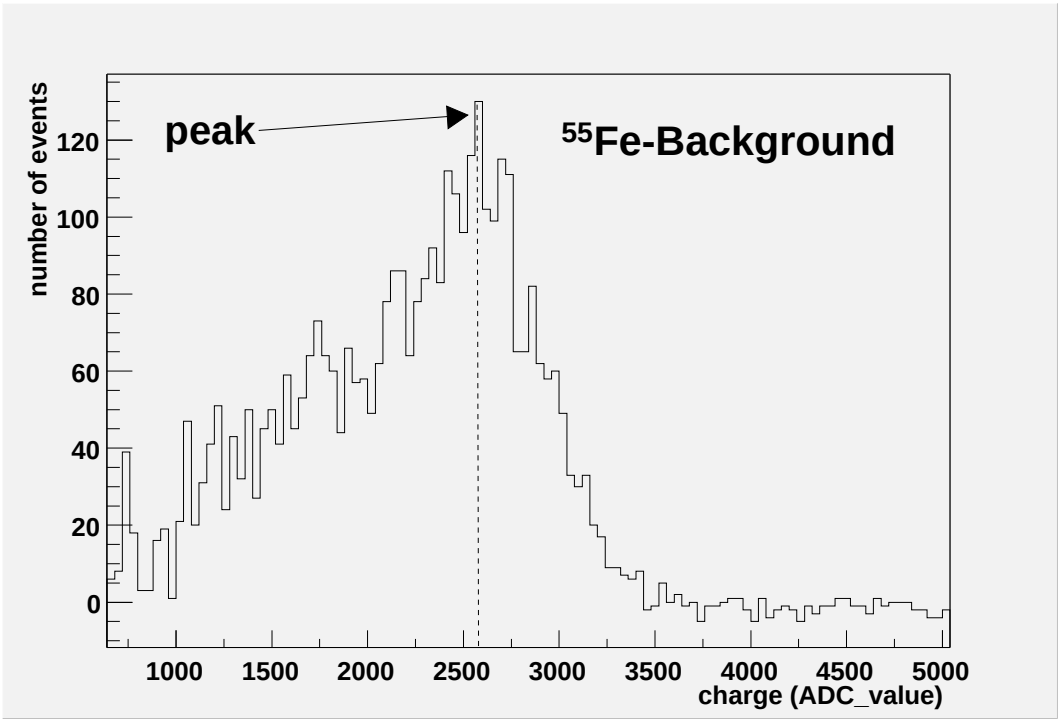

図 5.5: ^{55}Fe から Background をひいた電荷分布のヒストグラム

5.2 実験装置

拡散を測定するための実験装置についてそれぞれ説明する。

5.2.1 レーザー

従来ドリフトチェンバーは、荷電粒子がガス分子をイオン化させ、それによって発生した電子を検出するものであるが、荷電粒子によって取り出された電子を検出して、ドリフト電子の拡散を測定するのは容易ではない。そのため荷電粒子の代わりとしてチェンバー内のガス分子をイオン化させる手段に紫外線レーザーを使う方法がある。紫外線レーザーの中でも、扱いやすい窒素レーザーを用いた。

レーザーを使用するその他の利点として次のことが挙げられる。

- 荷電粒子や放射線源に比べて、手軽に扱える。
- ミラー等を使用すれば、レーザーをチェンバーのどこに入射するかを制御出来る。
- 連続してレーザーを入射出来るので、イベント数を稼ぎやすい。
- 一回の入射によって出来る初期電子数が比較的安定している。

窒素ガスレーザーが発振する光の波長はλ =337nm、光子エネルギーに換算すると$h\nu$ = 3.68eV である。レーザーがチェンバー内に入射されるとガス分子との相互作用によって電子は生成されるが、チェンバーガスとして一般的に使用されるガスは窒素レーザーの光子エネルギーより高いイオン化ポテンシャルを持っている。窒素レーザーによるチェンバーガスイオン化の機構ははっきり分かっていないが、チェンバーガスをイオン化させる為には、1 光子では不可能で 3 光子以上が必要となる。しかし、3 光子以上によるイオン化も、断面積が小さいために極めて起りにくい。これにはガス中の不純物が関係していると考えられる。その不純物は 2 光子によるイオン化が可能で、これにより生成された 2 次電子がガス分子のイオン化ポテンシャルを越えることでさらに電子を生成する。(表 5.1) にガス中に混入が予想される有機不純物のイオン化ポテンシャルを示す。

物質	イオン化ポテンシャル (eV)
$C_6H_5(CH_3)_2$	7.14
$C_6H_5(C_2H_5)_2$	6.76
$C_{10}H_{24}N_4$	5.36

表 5.1: 有機不純物のイオン化ポテンシャル

また、今回の実験で使用した窒素レーザーは、宇翔社製窒素レーザー YKN-300 である。このレーザーは、今まで使用していた MOLECTRON 社製の窒素レーザーに比べて輝度が弱い為、初期電子数を減らすという目標には適したレーザーである。宇翔社製窒素レーザー YKN-300 は、コンデンサーをダブルパラレルに配列にし高電圧スイッチング時の電圧の立ち上がりをコントロールすることによって、発振を安定させている。また電極の形状を工夫することにより、レーザー発振強度を飽和させることなくビーム密度が均一で高い出力を得ることが出来る。他にも比較的ショットノイズが小さい等の利点があり、今回の実験で使用した。

5.2.2 ガス

選定したガスは、初期電子数が少くなってもガス増幅率が大きく信号として検出しやすい $He:C_2H_6$ のプレミックスガスである。混合比は $He:C_2H_6$=49.1:50.9 のものを使用した。実験時には 100cc/min の流量で流し測定を行った。

5.2.3 光学系セットアップ

今回の拡散測定実験における光学系セットアップを (図 5.6) に示す。

発振されたレーザーはまず反射ミラーで反射され、その後、石英の反透鏡に入射し、表面反射したレーザーはフォトダイオードに入射する。それを電気信号に変換して FADC の stop 信号とした。石英の反透鏡を透過したレーザーは、反射ミラーによってチェンバー内に入射されるようになっている。チェンバーの前面に垂直 (センスワイヤーに平行) にレーザーが入射するようにミラーの角度等を微妙に変えながら慎重にアライメントを行った。また最後のミラーとチェンバーの間には、焦点距離

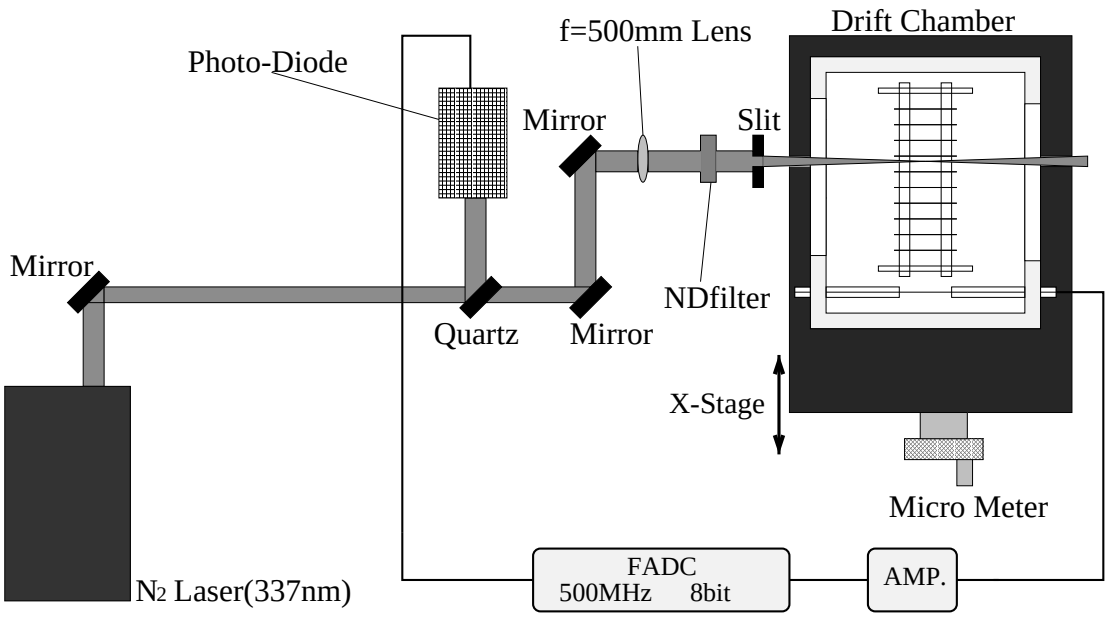

図 5.6: 光学系セットアップ

500mm の焦点レンズ、スリット、そして、反射型 ND フィルターを置き、レーザーの強さを変化させることができるようにした。

チェンバーは 3 次元的に全ての方向に動かせるように、X、Y、Z 可動ステージの上に設置した (図 3.1 参照)。そして X 軸方向に可動させることによって、レーザーの入射位置を移動出来るようになっている。

5.2.4 信号処理系

今回の拡散測定実験での信号処理系を (図 5.7) に示す。

今回のデータテイキングに使用したモジュールは FADC である。FADC については (4 章) で述べた。

レーザーを使用しての拡散の測定と ^{55}Fe での測定での信号処理系の違いはトリガーの取り方である。^{55}Fe での測定の場合はセルフトリガーにしていたのに対し、レーザーの測定では、レーザーをフォトダイオードに入射し、それをトリガーとしている。フォトダイオードからの正の信号をレベルアダプターに入れ、負の信号に変換

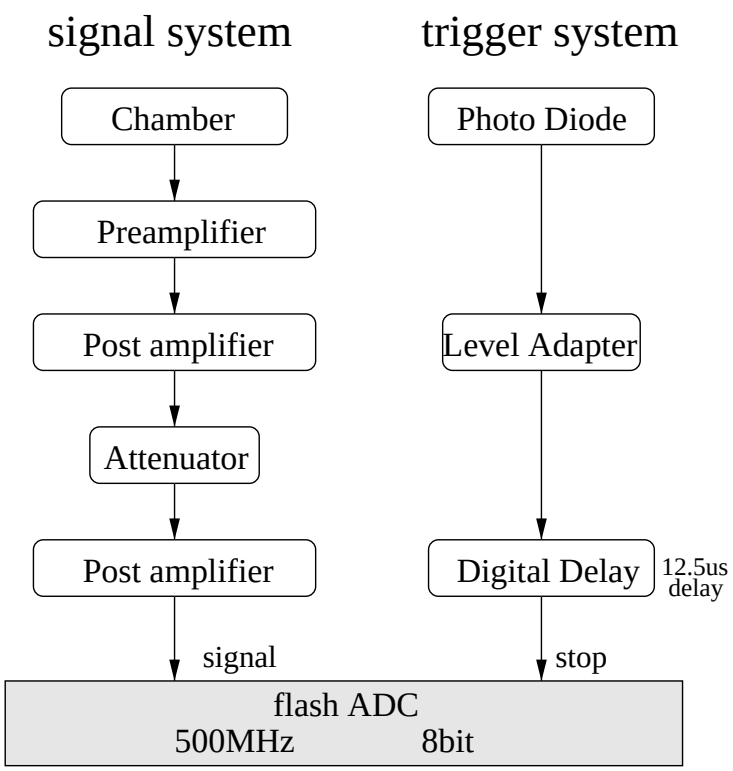

図 5.7: 信号処理系のブロックダイアグラム

し、その信号をデジタルディレイで 12.5μs 遅らせ信号を FADC の stop 信号とする。

また、チェンバーからの検出信号は、^{55}Fe での測定の場合と同様に、3 台のアンプとアテネーターを使用し FADC の ch0 に入れ、時間と ADC 値をデータとして取った。

5.3 測定方法

今回の実験は、今まで説明してきた拡散測定用チェンバーや実験装置、及び、DAQ を用い測定を行った。実験方法は以下のとおりである。

- センスワイヤーにかけた印加電圧は 1.8kV で、一定とした。
- ND フィルター (50%,5%) を使用し、レーザーの輝度を弱め 2 種類測定した。このとき 5%は信号とノイズをわけることの出来るぎりぎりのところである。

また、50%の時は 1000 イベント,5%の時は信号として検出されるイベント数が 50%に比べて少ないので 2000 イベント測定した。

- レーザーの入射位置は、チェンバーの X ステージをマイクロメーターで 5mm 間隔ずつ移動させ、6 点測定した。
  (センスワイヤーから一番遠い入射位置を 1 とすると 2 ~ 7 に入射した。)
- ドリフト領域にかける電場は、0.2kV/cm ~ 1.6kV/cm の間で 0.2kV/cm ずつ変化させ、8 種類の電場で測定した。
- アテネーターを使用することで、レーザーの強さにかかわらず信号の大きさを 400mV ~ 500mv に調整した。

以上のように、レーザーの強さに応じて入射位置 6 点、電場 8 種類、計 48 点の測定を行った。

第6章　解析及び結果

実験で得られたデータから拡散定数を計算する過程を結果と合せて説明する。

6.1　解析方法

今回の実験で求める電子の拡散は、電子のドリフト方向の拡散、すなわち縦の拡散である。縦の拡散とは、レーザーによってイオン化された電子がセンスワイヤーに到達する時間的ばらつきを意味する。横軸に、しきい値を越えた時の電子の到達時間、縦軸にイベント数をプロットしヒストグラムを作る。このヒストグラムの横の広がりが、まさしくドリフトしてきた電子のドリフト時間のばらつきをあらわしている。このヒストグラムをガウス関数にフィッテイングする。この時の標準偏差σ $_t$ は時間的な広がりであり、また、距離の広がりσ $_x$ はその電場におけるドリフト速度とσ $_t$ の積で決まる。(σ $_x$、σ $_t$ は位置測定の精度あるいは分解能で、電子の拡散を含む。)

ここで、レーザーによるガス分子のイオン化で生成される初期電子は一点ではなく、ある程度分散して生成される。この時に始めからもっていた電子の広がり (レーザービームの位置変動) をσ $_0$ とすると、距離 x に対するσ $_x$ と電子の拡散σ $_L$ との関係は

$$\sigma_x^2 = \sigma_0^2 + \sigma_L^2 \tag{6.1}$$

で表される。ここでレーザーの入射位置からセンスワイヤーまでの正確な距離は解らない。しかしレーザーの入射位置を 6 点取り、マイクロメーターで入射位置間を $5\mathrm{mm}$ 間隔で正確に制御すれば、その時間差を測定できる。また、イオン化で生成される電子が始めから持っていた拡がりの分布における標準偏差σ $_0$ の正確な値は解らないが、こちらもまたレーザーの入射位置を 6 点取り、その差を考えることでσ $_0$ は

相殺される。よって

$$\sigma_x^2 = \sigma_L^2 \tag{6.2}$$

となる。また、距離 x ドリフトしてきた時の電子の拡散は、その電場におけるドリフト速度を V_d とし、拡散係数を D とすると

$$\sigma_x = \sigma_t \times V_d = \sqrt{2Dt} = \sqrt{\frac{2Dx}{V_d}} = \sqrt{\frac{2D}{V_d}}\sqrt{x} \tag{6.3}$$

で定義される。また拡散定数 D_c は

$$D_c = \sqrt{\frac{2D}{V_d}} \tag{6.4}$$

で定義する。ここで (式 6.3) より

$$\frac{d\sigma_x^2}{dx} = \frac{2D}{V_d} \tag{6.5}$$

である。この時、それぞれの入射位置における拡散σ_x の 2 乗をプロットし、最小 2 乗法で直線にフィッテイングする。この直線の傾きが $\frac{d\sigma_x^2}{dx}$ である。そして (式 6.5) を変形すると

$$\sqrt{\frac{d\sigma_x^2}{dx}} = \sqrt{\frac{2D}{V_d}} = D_c \tag{6.6}$$

となり、その傾きの平方根がまさしく求めたい値、拡散定数である。しかしこの議論は、1 個の電子の観測の時だけに成り立つ。今回は複数個の電子の観測のため、この値を位置測定分解能として表す。

6.2 結果

(図 6.1)、(図 6.2) には、50%の時のパルスピーク分布図とその X プロジェクション、Charge 分布図とその Y プロジェクションを示す。(図 6.3) は、ND5%の時のノイズカット前の結果、(図 6.4) はノイズカット後の結果である。

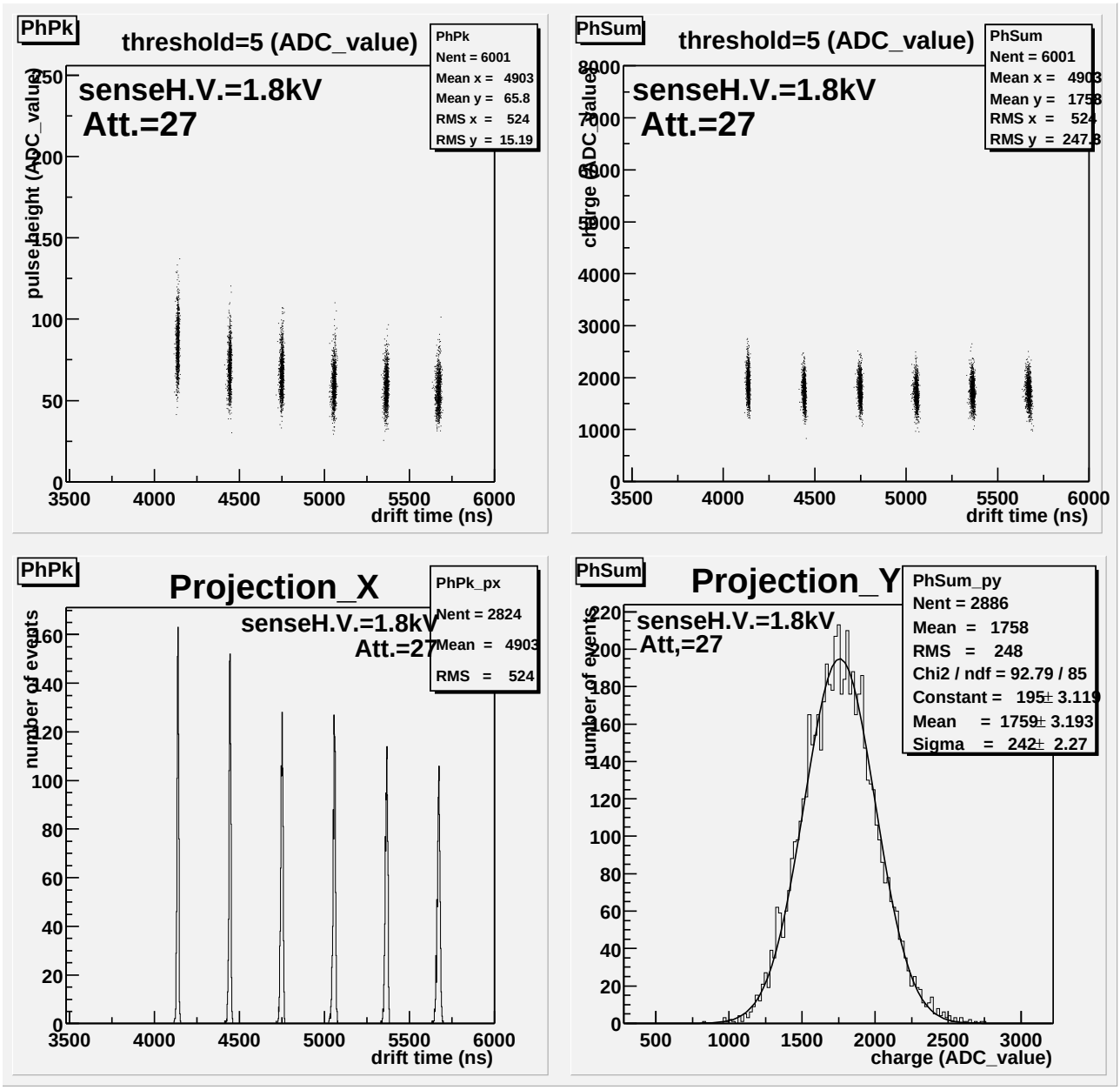

図 6.1: ND50%、E=0.2kV/cm、Att.=27 の実験結果

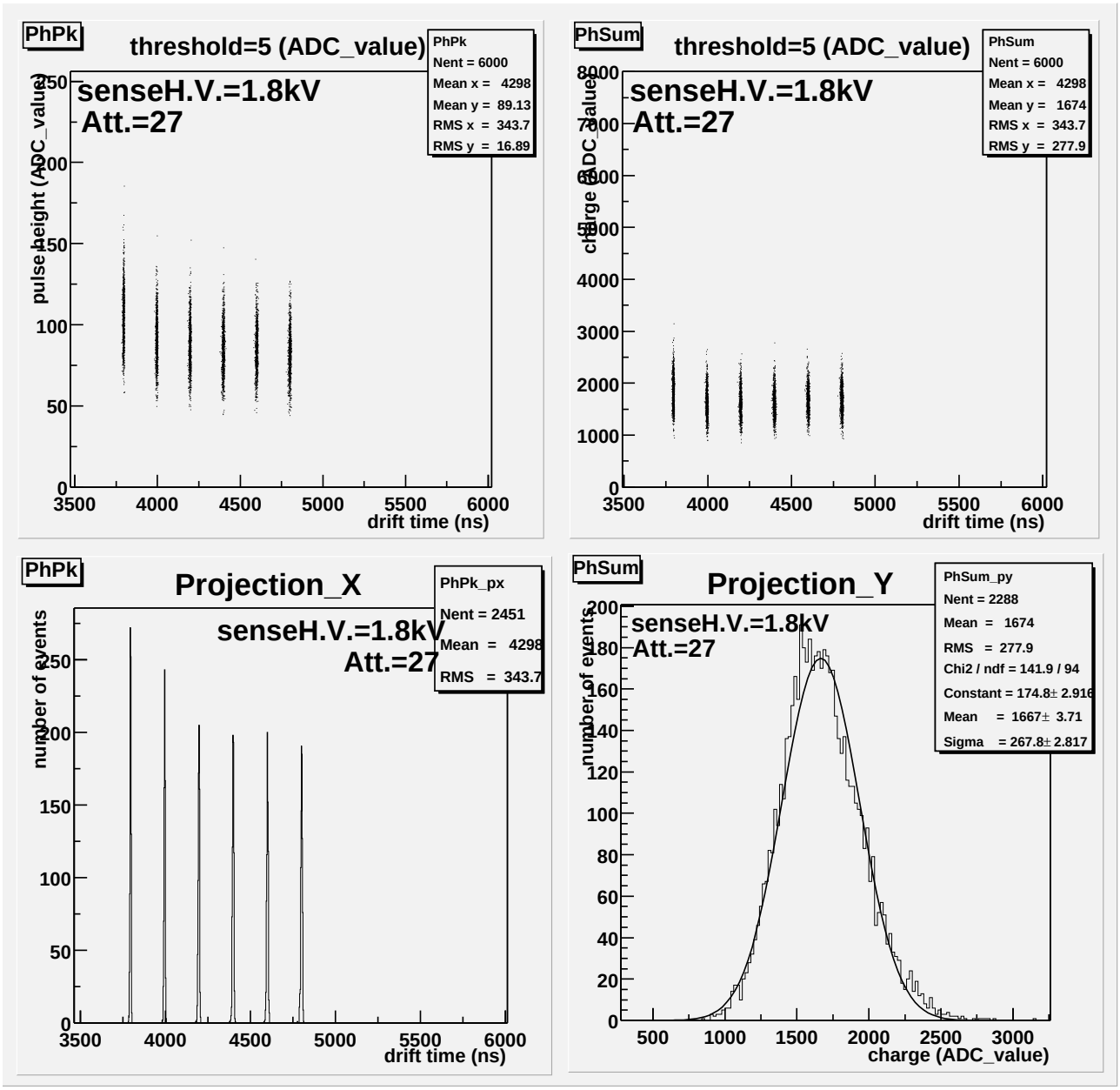

図 6.2: ND50%、E=0.4kV/cm、Att.=27 の実験結果

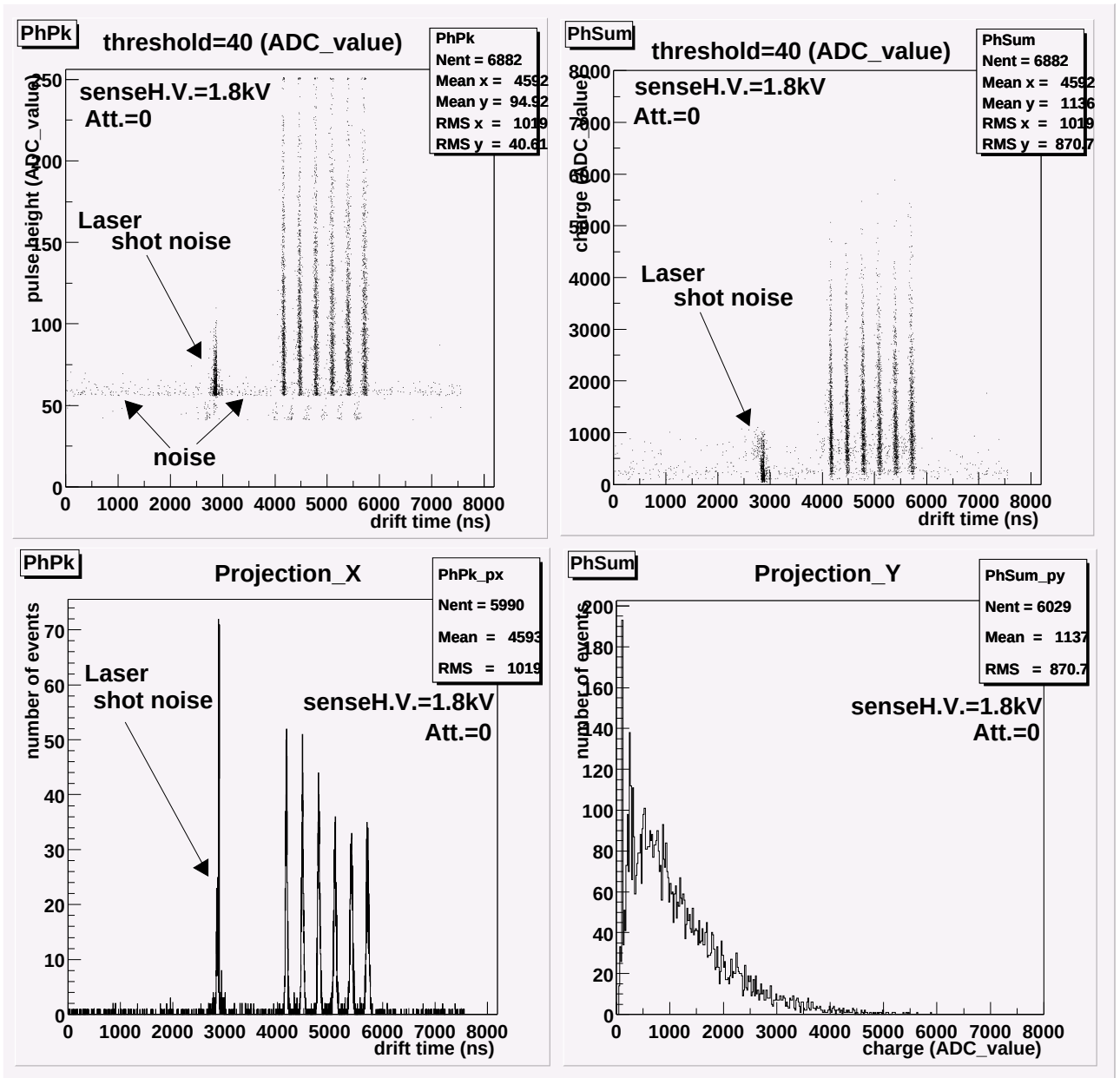

図 6.3: ND%5、E=0.2kV/cm、Att.=0 の実験結果（ノイズカット前）

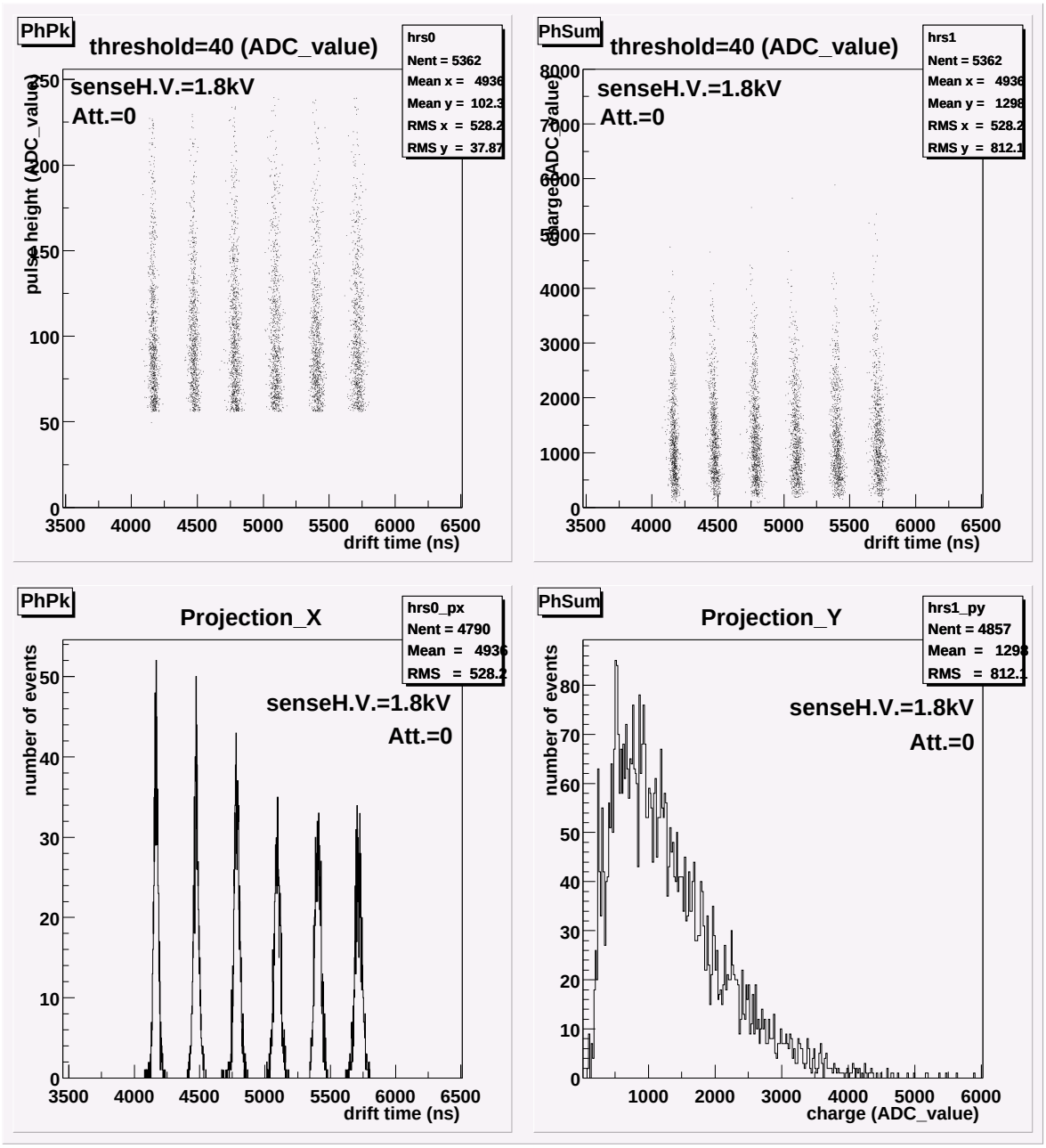

図 6.4: ND%5、E=0.2kV/cm、Att.=0 の実験結果（ノイズカット後）

(図 6.5) と (図 6.6) に、ND50%、E=0.2kVcm における、レーザーの入射位置がセンスワイヤーに一番近い時 (ポジション 7) と一番遠い時 (ポジション 2) の電子の到達時間分布図を示す。

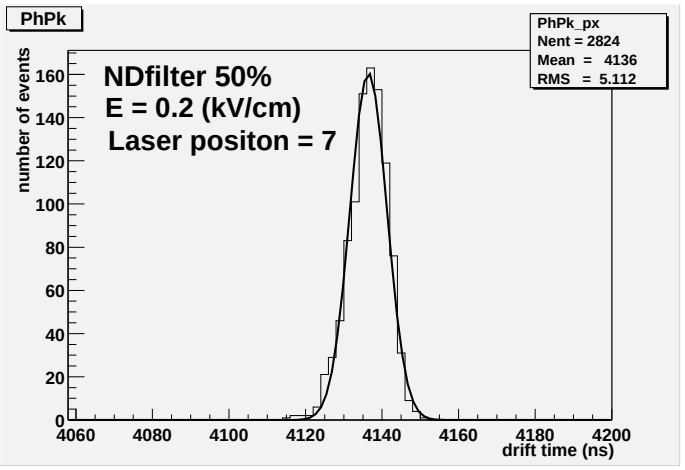

図 6.5: ND50%、E=0.2kVcm、Laser_positon=7 の時の電子の到達時間分布図

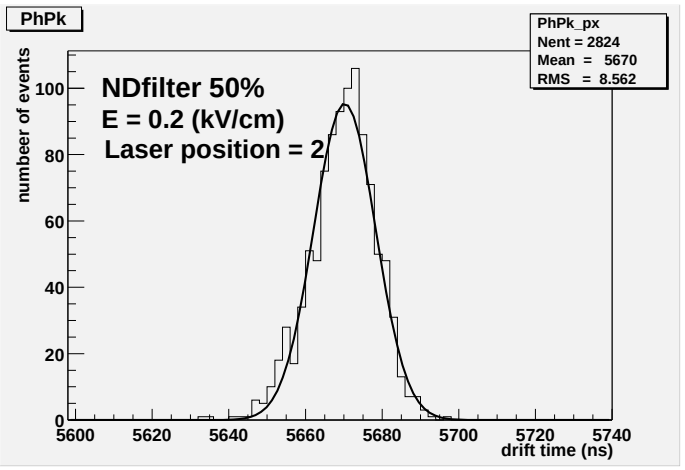

図 6.6: ND50%、E=0.2kVcm、Laser_positon=2 の時の電子の到達時間分布図

また、(図 6.7) と (図 6.8) に、ND5%、E=0.2kVcm における、レーザーの入射位置がセンスワイヤーに一番近い時 (ポジション 7) と一番遠い時 (ポジション 2) の電子の到達時間分布図を示す。

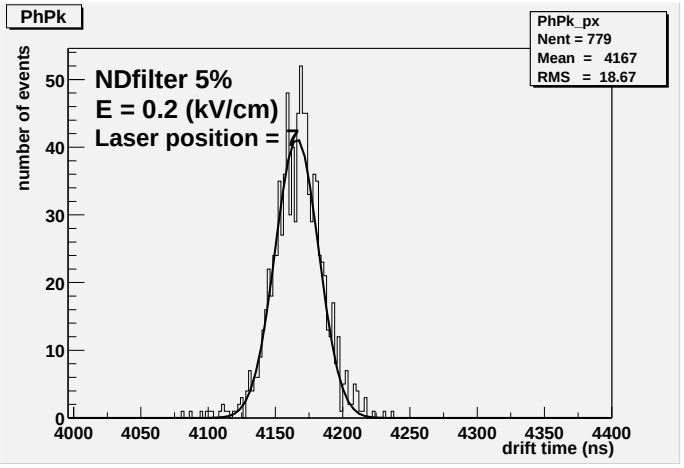

図 6.7: ND5%、E=0.2kVcm、Laser_positon=7 の時の電子の到達時間分布図

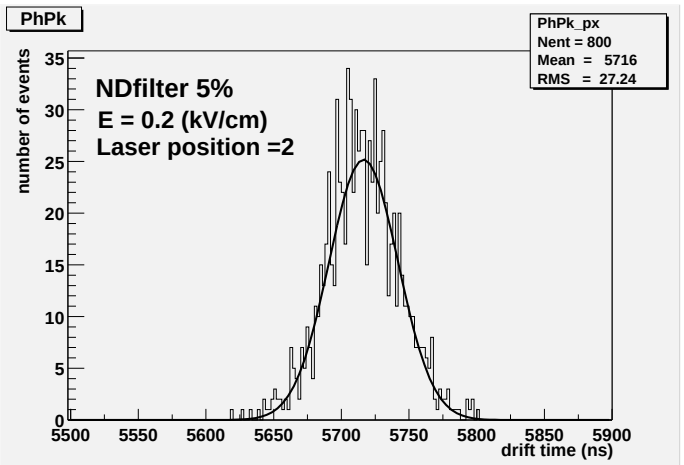

図 6.8: ND5%、E=0.2kVcm、Laser_positon=2 の時の電子の到達時間分布図

また (図 6.9) には、電子の到達時間分布図をガウスフィットした時の標準偏差 σ_t に、その時の電場に対応した Velocity をかけ、2 乗した ${\sigma_x}^2$ の入射位置ごとのプロット図を示す。

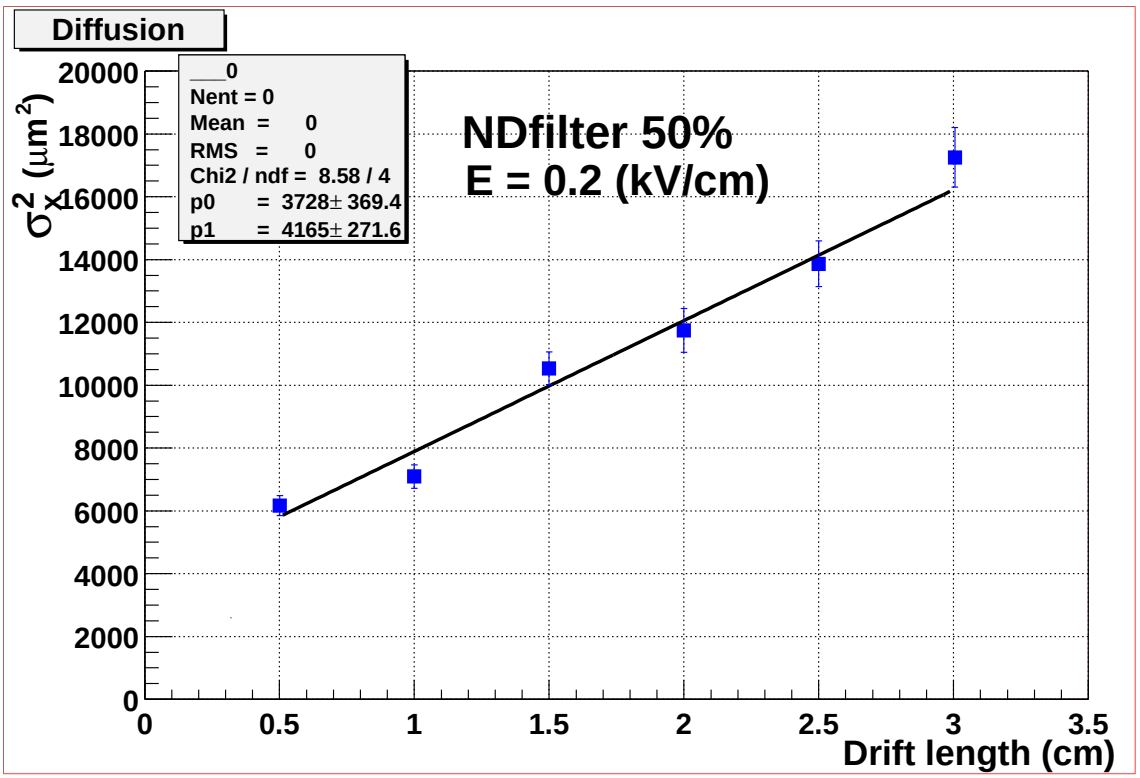

図 6.9: ドリフト距離と ${\sigma_x}^2$ の関係

(図 6.10) には、(図 6.9) からそれぞれの電場ごとに求めた、ラインフィットの傾き = $d\sigma_x^2/dx$ の平方根、拡散定数、すなわち位置測定分解能の電場依存性を示す。

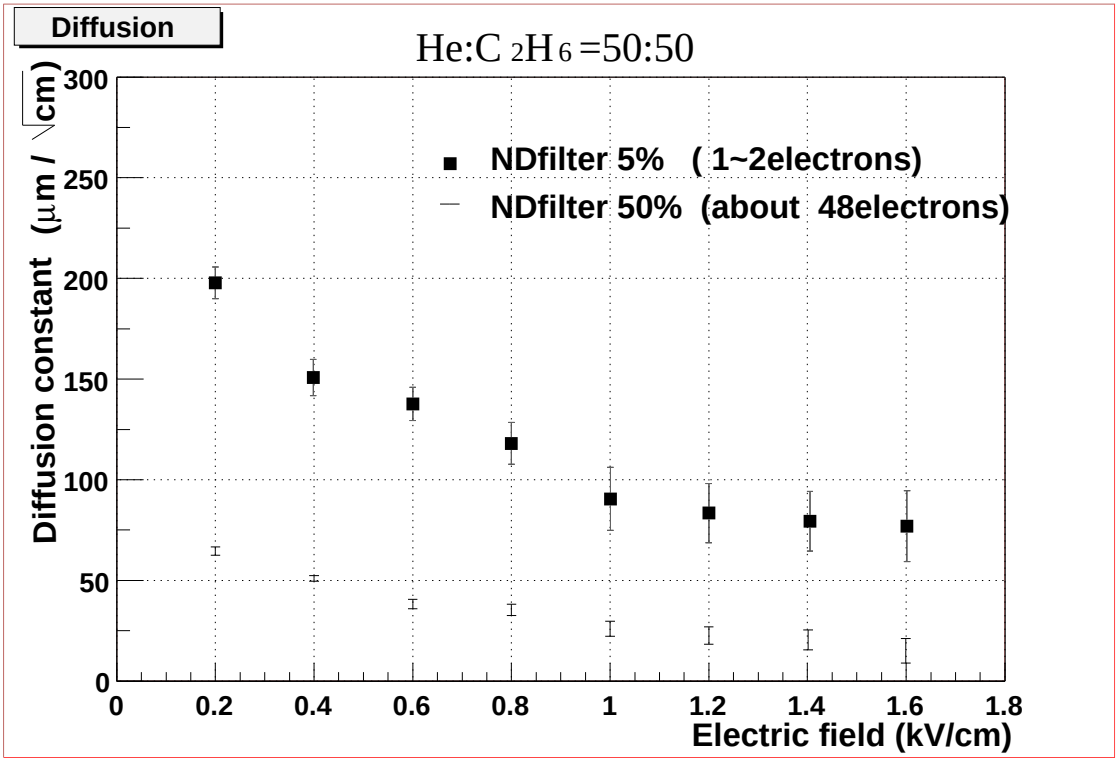

図 6.10: 位置測定分解能の電場依存性

第7章　考察及び今後の展望

7.1　考察

今回の、レーザーを使用した電子の拡散測定における最終的な目標は、電子 1 個の拡散を測定するということであった。そのために、ND フィルターを使用しレーザーの光量をおとし実験を行ったわけであるが、そこでやはり問題となるのが (図 6.3) からもわかるように、ノイズと信号をどのように区別するかということである。しかし、その問題を解決するために今回は DAQ の開発も同時に行い、新しい DAQ で測定を行った。センスワイヤーに到達する電子の数が減れば、必然的に信号は小くなり、ノイズと区別するのが困難になってくる。今までの DAQ ではモジュールに TDC を使い、threshold の値をノイズと信号の境すれすれのところに設定することで、ノイズはデータとしてとらず、信号だけをデータとしてとるような DAQ システムであった。しかし今回の DAQ は先にも述べたが、モジュールに FADC を使用し時間と ADC 値の両方を記憶しデータとしてとっている。また threshold の値を超えた信号の前後 100ch(1ch=2ns) の時間と ADC 値も同時にデータとして残す。そうすることで、ノイズもデータとして残ってしまうが後の解析でより深い考察が出来るのである。

(図 6.3) で説明すると、左上のグラフにドリフト時間に対応するパルスピークの分布図が示してある。入射位置ごとの信号が 6 本あるが、それぞれのすぐ左下にちょっとしたかたまりの分布がある。これは、threshold の値をぎりぎり超えたノイズの信号であるが、このような信号までも電子の到達による信号としてデータテイキングしてしまうと σ_t の値は非常に大きな値をとってしまい、正確な拡散の値が測定できない。これは TDC モジュールを使用していたときには気付かないことであり、threshold の値の取りかた次第で拡散の値が大きく変動してしまうということである。しかし今回の DAQ ではすべてデータとして残っているので、threshold の値をぎりぎり超えたが、電子の到達による信号には全然満たないという信号は解析の段階でカットする

ことが出来るのである。こうした作業をすることで、より正確な電子の到達時間の分布、いわゆる縦の拡散の値を測定出来るようになった。このようなことからも、今回新しく FADC モジュールを用いた DAQ システムを開発したことは有意義だったといえる。

また、ND フィルター 5%を使用し、レーザーの光量を落した時のノイズカット後の結果は (図 6.4) に示してある。この図の右下の分布図は、信号の charge 分布であるが、これはポアソン分布であり、この分布の平均 charge 量は約 1300(ADCvalue) である。ここで (5.1.3) より、約 812(ADCvalue) 付近が 1 個の電子の ADC 値だと考えられるので、

$$1298(ADCvalue) \div 812(ADCvalue) \simeq 1.6(\text{個})$$

である。他の電場でみても、やはり 1.5(個) ~ 1.8(個) の間に収まっている。

しかしこの時、レーザーによるトリガーがかかっても、信号として検出されない時があり、トリガーが FADC モジュールの stop 信号に入っても信号として検出されない割合が約 50%あった。これはレーザーの発振において、2 回に 1 回しか信号として検出されていないことになる。すべてのレーザーの発振において平均何個の電子がセンスワイヤーに到達しているかは、

$$\mu_{true} = \frac{N_{signal}}{N_{signal} + N_{no_signal}} \times \mu_{exp}$$

で求まる。ここで μ_{exp} は実験値より、約 1.6 である。また、$\frac{N_{signal}}{N_{signal}+N_{no_signal}}$ は約 50%(0.5) より、

$$\mu_{true} \simeq 0.8$$

となる。ここで 1 個の電子もセンスワイヤーに到達しない確率も 50%なので、それから μ_{true} を求めると、ポアソン分布の式より、

$$P(0) = \frac{\mu^0}{0!} e^{-\mu} = 0.5$$
$$\mu_{true} = -\ln(0.5) \simeq 0.7$$

となり、ここでも電子数は 1 個に近い値になった。

よって今回の実験では、$He:C_2H_6$ 中において、より 1 個に近い電子の拡散の値 (拡散定数) を求めることが出来たといえる。

7.2 今後の展望

今回の実験では、FADC モジュールを使用する新しいDAQ と、ガス増幅率の大きい $He:C_2H_6$ を使用したことによって初期電子数 1 個に近い拡散を測定することが出来た。しかし今後、増幅率の小さいガスを使用する場合、よりノイズと信号を区別することが困難になってくる。よってその SN 比 (Signal to Noise Ratio) をよくすることが必要である。そのためには、low noise high signal のプレアンプを使用し信号を大きくする。また、センスワイヤーを現在使用している $20\mu m$ より細くすることで表面電場を上げ、信号を出来るだけ大きくすることなども考えられる。

また、より確実に電子 1 個の拡散だと確定するには、^{55}Fe とレーザーの信号の比較には限界があるように思える。それは、^{55}Fe から放射される 5.9kV の X 線でイオン化された電子が、全てセンスワイヤーに到達しているかどうかを厳密に測定する必要がある。今後このような問題を解決し、増幅率の小さいガスでのより正確な初期電子数 1 個の拡散を測定することが望まれる。

参考文献

[1] Fredcrick A. Kirsten
(IEEE TRANSACTIONS ON NUCLEAR SCIENCE, APRIL 1973)
"Operational Characteristics of the CAMAC Dataway"

[2] Louis Costrell
(IEEE TRANSACTIONS ON NUCLEAR SCIENCE, APRIL 1973)
"CAMAC Instrumentation System -Introduction and General Description-"

[3] F.Sauli (CERN,GENEV,1975-1976, :3 May 1997)
"PRINCIPLES OF OPERATION OF MULTIWIRE PROPOTIONAL AND DRIFT CHEMBERS"

[4] V.Golovatyuk, F.Grancagnolo, M.Primavera
(NIM in Physics Research,received 3 March 1997)
"Single-electron longitudinal diffusion in helium-isobutane gas mixtures"

[5] Bernhard Schmid and Michael Roncossek,
(Aust.J.Phys.,1992)
"Drift Velocity, Longitudinal and Transverse Diffusion in Hydrocarbons derived from Distributions of Single Electrons"

[6] F.FULDA-QUENZER, J.HAISSINSKI, B.JEAN-MARIE and J.PAGOT
(NIM in Physics Research,received 1985)
"MEASUREMENT OF THE LONGITUDINAL AND TRANSVERSE DIFFUSION OF SINGLE ELECTRONS DRIFTING IN GASES"

[7] Colin RAINE, Kenneth W.D. LEDINGHA and Kenway M. SMITH.
(NIM in Physics Research,received 1983)
“LASEER INDUCED IONISATION IN PROPORTIONAL COUTERS”

[8] 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-”

[9] 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) ”

[10] 鈴木 義秀 著、 (東京農工大学卒業論文、1998 年)
“チェンバーガス中におけるドリフト電子の拡散の研究”

[11] 洞井 美穂 著、 (東京農工大学修士学位論文、1997 年)
“ドリフトチェンバーにおける拡散係数の研究”

[12] 大坪 雄二郎、梨本 雅彦 著、 (東京農工大学卒業論文、1995 年)
“He:C_2H_6 混合ガス中における電子の拡散の研究”

謝辞

仁藤研究室で 3 年間、高エネルギー物理を学び、ついにここに論文を書き上げることができました。研究室に配属されてからの 3 年間、全ての面で御指導して頂きました仁藤 修教官には心から感謝致します。

またJLC グループの藤井 恵介氏には物理の理論、プログラム、数々の興味深い話を多く聞かせて頂き本当に勉強になりました。深く感謝申し上げます。また、奥野 英城氏、小林 誠氏にはいつも研究内容を気付かっていただき、また、数々のアドバイスも頂き本当にありがとうございました。工学院大学の渡部 隆史氏にはDAQ の開発にあたり、多くのアドバイスを頂き深く感謝致します。そして一番身近な先輩である黒岩 洋敏氏には色々と研究の指針を頂き、また、多くのことを学びました。そしてなにより、数々の思い出を残す事ができました。また保科 琴代氏には 4 年の時も含めほんとうにお世話になりました。そしていい後輩達にも恵まれました。特に同じ研究内容の橋口氏には、解析で苦労をかけほんとうに感謝いたします。

最後になりましたが、同期である中村 祐介氏、小西 浩氏、崎枝 邦史郎氏、 3 年間ほんとにありがとう。苦しい時、楽しい時、共に歩んできた道を今後も誇りに思いたいし、君達と同期でほんとうによかったとつくづく思います。

今回論文を書き上げるにあたってお世話になった方々に深く感謝し、本論文を終えたいと思います。

付 録A

最後に (4.4) に記したように、DA Qのデータテーキングプログラムである daq_main.c、daq_initial.c、daq_I_O_cntl.c、daq_camac.c、daq_camac_fadc_read.c、raw2dst.c を付録 A に載せておく。