

修士論文

T2K 長基線ニュートリノ振動実験
ミュオンモニターの開発

京都大学大学院理学研究科 物理学・宇宙物理学専攻
物理学第二教室 高エネルギー物理学研究室
松岡広大

2007年1月31日

概要

本研究は、T2K 実験を行う上で欠かせないミュオンモニターの開発が主題である。

T2K 実験は、現在茨城県東海村に建設中の J-PARC でほぼ純粋なミュオンニュートリノビームを生成し、それを 295 km 離れたスーパーカミオカンデで観測する次期長基線ニュートリノ振動実験で、2009 年 4 月に開始予定である。世界最大強度のニュートリノビームを用いて、電子ニュートリノ出現事象の探索、ミュオンニュートリノ消失の振動パラメータの精密測定を行う。しかし、これらニュートリノ振動の詳細な研究を行うためには、ニュートリノビームの方向を精度よくモニターできなくてはならない。その役割を担うのがミュオンモニターである。

ミュオンモニターは、親の π 中間子からニュートリノとともに出てくるミュオンの位置プロファイル測定することでニュートリノビームの方向と強度をモニターする装置である。ニュートリノビームの方向を、ニュートリノ振動解析の物理的要請を満たすよう 1 mrad 以上の精度でパルスごとにモニターすることを目指す。そのために、以下のようにシミュレーションとビームテストを行い、ミュオンモニターのデザインを決定した。

まず、モンテカルロシミュレーションを用いて、ミュオンや他の粒子の強度、位置プロファイルの形など、ミュオンモニターにおける放射線強度を調べ、検出器に必要な性能を求めた。見積もった放射線強度は約 10^8 particles/cm²/pulse で、検出器にはこの大強度の放射線環境下で安定に動作することが求められる。そこで、半導体検出器とガス検出器の 2 つの独立なシステムを用いる設計を考案し、半導体検出器としてシリコン PIN フォトダイオードと CVD ダイヤモンド検出器、ガス検出器として平行平板型イオンチェンバーを採用した。

そしてそれら検出器に電子ビームを照射するテストを 3 度行い、その性能を評価した。

初めのビームテストでは、シリコン PIN フォトダイオード、CVD ダイヤモンド検出器の応答の印加電圧依存性や線形性を測定した。また、イオンチェンバーの試作機をヘリウムガスを用いてテストし、設計通りの応答を示すことを確かめた。

次のビームテストでは、CVD ダイヤモンド検出器の応答をより詳細に測定し、印加電圧依存性や線形性の他、立ち上げ時や長時間動作時の応答の安定性などを調べた。線形性についてはミュオンモニター検出器の要請を満たすことが分かり、それをもとに実機でのチャンネル数を決定した。また、実機でのデザインを決めるため、イオンチェンバーの試作機をヘリウムとアルゴンの 2 種類のガス、および 3 mm と 10 mm の異なるギャップ間隔についてテストし、動作特性の詳細な研究を行った。その結果をもとに、イオンチェンバーの実機のデザインを決定した。

そしてそのデザインのイオンチェンバーを製作し、再度ビームテストを行ってその動作特性を確かめた。

以上 3 度のビームテストの結果から、シリコン PIN フォトダイオード、CVD ダイヤモンド検出器、イオンチェンバーとも、モンテカルロシミュレーションで求めた検出器に必要な性能を満たすことを確かめ、ミュオンモニターのデザインを決定した。

目次

第 1 章	序論	4
1.1	ニュートリノ振動	4
第 2 章	T2K 実験	6
2.1	実験の概要	6
2.1.1	J-PARC ニュートリノビームライン	7
2.1.2	スーパーカミオカンデ	8
2.1.3	Off-axis ビーム	9
2.2	実験の目的	10
2.2.1	電子ニュートリノ出現事象の探索	10
2.2.2	ミューオンニュートリノ消失の振動パラメータの精密測定	12
2.3	実験計画	16
2.4	ミューオンモニターに対する物理的要請	16
第 3 章	T2K ミューオンモニターへの 要請と設計	18
3.1	T2K ビームラインシミュレーション	18
3.1.1	ミューオンモニターにおける粒子のフラックス、位置プロファイル、エネルギー分布	21
3.1.2	陽子ビーム照射位置に対する感度	24
3.1.3	ミューオンモニターのサイズ	24
3.2	ミューオンモニターに用いる検出器	24
3.2.1	シリコン PIN フォトダイオード	24
3.2.2	CVD ダイヤモンド検出器	26
3.2.3	平行平板型イオンチェンバー	26
3.3	シミュレーションによるミューオンモニターのデザイン	26
3.3.1	放射線損傷	26
3.3.2	検出器の配置と系統誤差の評価	29
第 4 章	ミューオンモニターに用いる検出器	32
4.1	シリコン PIN フォトダイオード	32
4.1.1	半導体の性質	33
4.1.2	半導体検出器の動作原理	36
4.1.3	放射線損傷	40
4.2	CVD ダイヤモンド検出器	42
4.2.1	CVD ダイヤモンドの性質	42
4.2.2	CVD ダイヤモンド検出器の動作原理	45

4.3	平行平板型イオンチェンバー	47
4.3.1	平行平板型イオンチェンバーの動作原理	47
4.3.2	ガス中の自由電子の振る舞い	48
4.3.3	実機型イオンチェンバーのデザイン	55
第 5 章	レーザーを用いたシリコン PIN フォトダイオードの性能評価	60
5.1	測定方法	60
5.1.1	セットアップ	60
5.1.2	レーザー入射エネルギーの測定	61
5.1.3	レーザー出力の安定性	65
5.2	シリコン PIN フォトダイオードの性能評価	65
5.2.1	バイアススキャン	65
5.2.2	リニアリティーの評価	66
5.2.3	個体差の評価	69
5.3	測定結果のまとめ	69
第 6 章	ビームテストによる検出器の性能評価	70
6.1	ビームテストのセットアップとビームパラメータ	71
6.1.1	ビームテスト 1 (2005 年 10 月)	74
6.1.2	ビームテスト 2 (2006 年 7 月)	79
6.1.3	ビームテスト 3 (2006 年 12 月)	83
6.2	シリコン PIN フォトダイオードの性能評価	87
6.2.1	シグナルの波形	87
6.2.2	リニアリティー	88
6.2.3	耐放射線性	91
6.2.4	測定結果のまとめ	92
6.3	CVD ダイヤモンド検出器の性能評価	92
6.3.1	シグナルの波形	93
6.3.2	バイアススキャン	93
6.3.3	応答の個体差	96
6.3.4	リニアリティーの評価	98
6.3.5	Warm-up 時間	98
6.3.6	時間安定性	108
6.3.7	測定結果のまとめ	108
6.4	平行平板型 He ガスチェンバーの性能評価	110
6.4.1	シグナルの波形	111
6.4.2	HV スキャン	112
6.4.3	リニアリティーの評価	114
6.4.4	ビーム電荷密度と応答の関係	115
6.4.5	測定結果のまとめ	116
6.5	平行平板型 Ar+N ₂ ガスチェンバーのテスト	117
6.5.1	シグナルの波形	117
6.5.2	HV スキャン	119

6.5.3	リニアリティーの評価	119
6.5.4	測定結果のまとめ	121
6.6	ビームテスト結果のまとめ	122
第7章	ミュオンモニターのデザイン	124
7.1	イオンチェンバー実機デザインの決定	124
7.1.1	ギャップサイズ	124
7.1.2	有感領域	124
7.1.3	ガスの種類	124
7.2	検出器の配置、チャンネル数とプロファイル中心の決定精度	125
7.3	ミュオンモニター運転計画	125
第8章	結論	126
付録A	ビームテスト補遺	130
A.1	CVD ダイヤモンド検出器の性能評価	130
A.1.1	シグナルの波形	130
A.1.2	バイアススキャン	130
A.1.3	リニアリティーの評価	130
A.2	イオンチェンバー試作機のデザイン	133
A.2.1	設計	133
A.3	イオンチェンバー試作機の性能評価 1	135
A.3.1	He ガスチェンバーのテスト	135
A.3.2	測定結果のまとめ	137
A.4	イオンチェンバー試作機の性能評価 2	138
A.4.1	He ガスチェンバーのテスト	138
A.4.2	Ar ガスチェンバーのテスト	141
A.4.3	測定結果のまとめ	144
A.5	変流器 (CT)	146
A.5.1	CT の動作原理	146
A.5.2	CT の設計	149
A.5.3	キャリブレーション	150

第1章 序論

ニュートリノは(重力相互作用を除き)弱い相互作用のみする中性レプトンである。1930年に Pauli によってその存在が予言され、1935年に Fermi によって理論づけられたが、弱い相互作用しからないためニュートリノを直接検出するのは非常に困難であった。1956年、Reines と Cowan によってその存在が初めて確認された。

現在の素粒子標準模型において、ニュートリノには3世代あり、その質量は0として扱われている。ところが1998年、スーパーカミオカンデグループによる大気ニュートリノの観測から、ニュートリノは有限の質量をもち、世代間で振動しているということが示唆された。そして現在、そのニュートリノ振動は先の長基線ニュートリノ振動実験である K2K 実験 [1] によって確立されたものになっている。しかし、3世代間のニュートリノ振動はまだ発見されておらず、ニュートリノの質量についても上限が与えられているにすぎない。

本章では、T2K 実験の主題であるそのニュートリノ振動がどのような現象であるかを述べる。

1.1 ニュートリノ振動

ニュートリノ振動は、ある種類のニュートリノが時間発展とともに別の種類のニュートリノに変化する現象である。この現象は、ニュートリノが有限の質量を持ち、かつ弱い相互作用の固有状態 $|\nu_l\rangle$ と質量固有状態 $|\nu_i\rangle$ が異なり、さらに3つの質量固有状態が1つに縮退していない場合に起こる。このとき、弱い相互作用の固有状態は質量固有状態の混合状態として表される。

$$|\nu_l\rangle = \sum U_{li} |\nu_i\rangle \quad (1.1)$$

行列 U_{li} は Maki-Nakagawa-Sakata-Pontecorvo (MNSP) 混合行列と呼ばれ [2]、以下のように表される。

$$U_{ij} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & e^{i\delta} s_{13} \\ 0 & 1 & 0 \\ -e^{-i\delta} s_{13} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.2)$$

ここで、 $c_{ij} \equiv \cos \theta_{ij}$, $s_{ij} \equiv \sin \theta_{ij}$ で、 θ_{ij} は ν_i と ν_j の混合角、 δ は CP 非保存の位相である。

時刻 $t = 0$ 、位置 $L = 0$ において弱い相互作用の状態 $|\nu_l\rangle$ で生成されたニュートリノの時間発展について考える。まず、質量固有状態 $|\nu_i\rangle$ の時間発展は、

$$|\nu_i(t)\rangle = e^{-i(E_i t - p_i L)} |\nu_i(0)\rangle \quad (1.3)$$

で記述される。ニュートリノは極めて相対論的 ($m_i \ll E_i$) であるので、 $t \approx L$ および $p_i = \sqrt{E_i^2 - m_i^2} \approx E_i - \frac{m_i^2}{2E_i}$ とすると、上式は、

$$|\nu_i(L)\rangle = e^{-i\frac{m_i^2}{2E_i} L} |\nu_i\rangle \quad (1.4)$$

となる。以下、ある決まったエネルギーのニュートリノを考え、 E_i の代わりに E を用いる。 $L = 0$ においてニュートリノの状態は $|\nu_l(0)\rangle = \sum U_{li}|\nu_i\rangle$ であるから、位置 L においては、

$$|\nu_l(L)\rangle = \sum U_{li}e^{-i\frac{m_i^2}{2E}L}|\nu_i\rangle = \sum \left[\sum U_{li}e^{-i\frac{m_i^2}{2E}L}U_{l'i}^* \right] |\nu_{l'}\rangle \quad (1.5)$$

である。したがって、 $L = 0$ においてフレーバー l であったニュートリノが、距離 L を飛行した後、フレーバー l' になっている確立 $P(\nu_l \rightarrow \nu_{l'}; L)$ は以下のように書ける。

$$P(\nu_l \rightarrow \nu_{l'}; L) = |\langle \nu_{l'} | \nu_l(L) \rangle|^2 = \left| \sum U_{li}e^{-i\frac{m_i^2}{2E}L}U_{l'i}^* \right|^2 \quad (1.6)$$

これより、ミューオンニュートリノが 295 km 飛行後振動せずに生き残る確率 $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu)$ は、2 世代間ニュートリノ振動 ($\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$) において、

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) = 1 - \sin^2 2\theta \sin^2 \left(\frac{1.27\Delta m^2[\text{eV}^2] L[\text{km}]}{E_\nu[\text{GeV}]} \right) \quad (1.7)$$

となる。ここで、 L はニュートリノの飛行距離、 E_ν はニュートリノのエネルギーである。つまり、確率 P は、質量 2 乗差 Δm^2 と混合角 θ をパラメータとして、距離 L やニュートリノのエネルギー E_ν とともに振動する。この振動確率が最小となる、すなわちニュートリノ振動の効果が最もよく現れるニュートリノのエネルギーは、

$$\frac{1.27\Delta m^2[\text{eV}^2] L[\text{km}]}{E_\nu[\text{GeV}]} = \frac{\pi}{2} \quad (1.8)$$

より求められる。加速器を用いたニュートリノ振動実験においては、距離 L は定まっているので、ニュートリノのエネルギーをこの式に合うようにコントロールすることで、ニュートリノ振動に対する実験の感度を上げることができる。

第2章 T2K 実験

この章では、T2k 実験の概要と目的および特色について述べ、本研究主題であるミュオンモニターが T2K 実験において果たす役割について説明する。

2.1 実験の概要

T2K 実験¹は、茨城県東海村に建設中の大強度陽子加速器計画 (J-PARC²) でほぼ純粋なミュオンニュートリノビームを生成し、それを 295 km 離れた岐阜県飛騨市にある大型水チェレンコフ観測装置スーパーカミオカンデ (Super-K³) で観測する次期長基線ニュートリノ振動実験である。T2K 実験の主な目的は以下の 3 つである。

- 電子ニュートリノ出現事象の探索
- ミュオンニュートリノ消失の振動パラメータの精密測定
- 相互作用しないステライルニュートリノ (ν_s) の探索

これらのニュートリノ振動の効果は、ニュートリノ生成標的から 280 m の位置に設置する前置検出器 (ND280) で生成直後のニュートリノのフラックス、エネルギースペクトルを精密に測定し、それを Super-K での観測結果と比較することで測定する。以下に T2K 実験の特色を挙げる。

- 世界最大のニュートリノビーム強度
J-PARC 50 GeV 陽子シンクロトロンからの陽子ビーム (ビーム強度 0.75 MW) を用いてニュートリノビームを生成する。5 年のランで 5×10^{21} POT⁴を目指す。表 2.1 に T2K 実験における陽子ビームパラメータ、図 2.1 に陽子ビームの時間構造を示す。
- 世界最大のニュートリノ観測装置 Super-K
後置検出器として Super-K[3] を用いる。Super-K は約 50 kt (有効体積: 22.5 kt) の純水を湛える大型水チェレンコフ検出器で、実働する世界最大のニュートリノ観測装置である⁵。
- Off-axis ビーム
ビーム軸を Super-K の方向から $2 \sim 2.5^\circ$ ずらすことで、エネルギースペクトル幅の狭いニュートリノビームが得られる。これにより、スペクトルのピークをニュートリノ振動の効果が最大になるエネルギー領域 (0.5~0.7 GeV) に合わせ、かつバックグラウンド事象を引き起こす高いエネルギーのニュートリノの数を抑えることができる。

¹Tokai to Kamioka

²Japan Proton Accelerator Research Complex

³Super-KAMIOKANDE: Super-KAMIOKA Neutrino Detection Experiment

⁴Proton on Target: 標的に照射した陽子数

⁵Super-K は 1996 年から観測を開始、2001 年の事故後約半数の光電子増倍管で観測を続けていたが、2005 年 7 月から翌年 4 月にかけて完全再建作業を行い、2006 年 7 月から観測を再開している。

表 2.1: 陽子ビームパラメータ (デザイン値)。

ビームエネルギー	50 GeV
ビーム強度	0.75 MW
スピル中の陽子数	3.3×10^{14} p/spill
スピル繰り返し	0.285 Hz
スピル幅	5.6 μ sec
バンチ数	8 /spill
バンチ幅	58 nsec
バンチ間隔	約 700 nsec

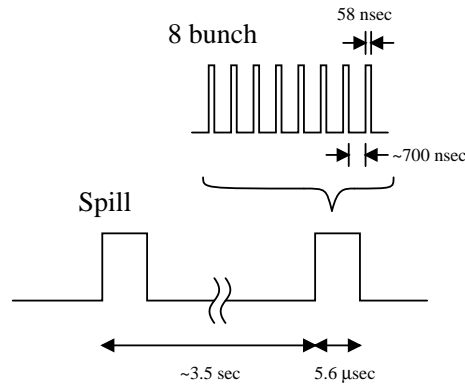


図 2.1: T2K 実験における陽子ビームの時間構造。8 バンチ/スピルの構造になっている。

2.1.1 J-PARC ニュートリノビームライン

J-PARC は、400 MeV 線形加速器 (LINAC)、3 GeV 陽子シンクロトロン (RCS⁶)、50 GeV 陽子シンクロトロン (MR) で構成される (図 2.2)。MR の陽子ビームをグラファイト標的に照射し、生成した π 中間子を電磁ホーンで収束させ、さらに 93 m 長の崩壊トンネルで崩壊させることでニュートリノビームを生成する。



崩壊トンネルの終端、グラファイトから 110 m の位置にはビームダンプが置かれ、ここで陽子や崩壊せずに残った π 中間子などのハドロン、低エネルギーのミュオンなどが吸収される。

π 中間子の崩壊は 2 体崩壊なので、娘粒子のニュートリノとミュオンのプロファイルには相関がある。よって、ニュートリノビームの方向⁷は、ビームダンプ直後のミュオンモニターでビームダンプを突き抜けてきたミュオンのプロファイルを測定することで間接的にモニターする。大強度のミュオンを測定するので、ミュオンモニターではバンチごとのモニターが可能である。

グラファイト標的から 280 m 下流に前置検出器 (ND280) が設置される。ND280 は、ビーム軸上の on-axis 検出器と、崩壊トンネルの平均 π 中間子崩壊点と Super-K の線上に置かれる off-axis 検出器からなる。On-axis 検出器はニュートリノビームの方向をニュートリノ自身を用いてモニター

⁶Rapid-Cycling Synchrotron

⁷ニュートリノビーム軸の向き。すなわち、グラファイト標的とニュートリノプロファイル中心を結ぶ直線の方向。

するための検出器である。ニュートリノの反応断面積は非常に小さいが、T2K 実験のニュートリノビームは大強度であるので、1 日ごとのモニターが可能である。一方 off-axis 検出器は、生成直後のニュートリノのフラックスやエネルギースペクトルを精密に測定し、ニュートリノ振動がないとしたときの Super-K におけるフラックスやエネルギースペクトルを予測するための検出器である。また、Super-K でのニュートリノ反応を予測するために、ニュートリノの反応断面積の詳細な研究も行う。

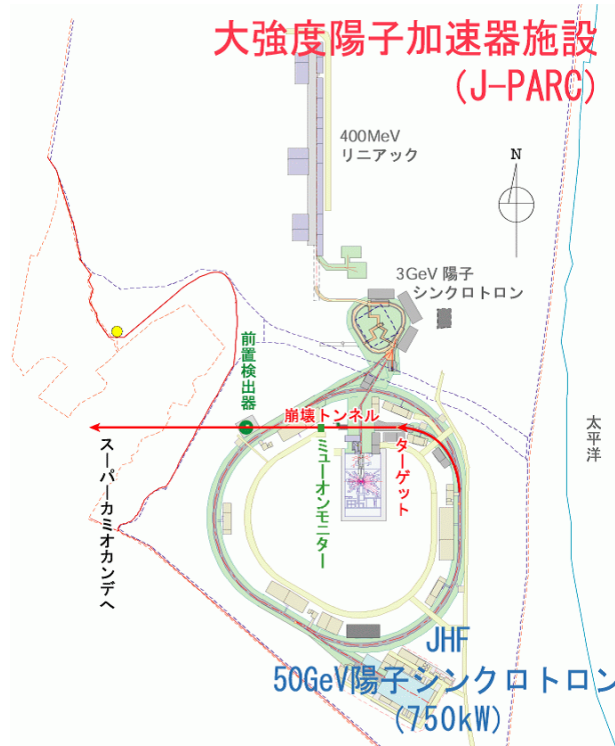


図 2.2: J-PARC の概観。LINAC、RCS、MR で 50 GeV まで加速された陽子は、速い取り出し方式でニュートリノビームラインに引き出される。ターゲットで生成された π 中間子は崩壊トンネルで崩壊してミューオンニュートリノを生じ、そのニュートリノを 295 km 先にある Super-K で観測する。生成直後のニュートリノビームは、ミューオンモニターと ND280 でモニターされる。

2.1.2 スーパーカミオカンデ

後置検出器としてスーパーカミオカンデ (Super-K) を用いる。Super-K は岐阜県飛騨市の池ノ山内部にある神岡鉱山の地下 1000 m に設置された、円筒型タンク (直径 39.3 m、高さ 41.4 m) に約 50 kt (有効体積: 22.5 kt) の純水を満たす大型水チェレンコフ検出器で、世界最大のニュートリノ観測装置である (図 2.3)。

Super-K での宇宙線ミューオンの頻度は地上の 10^{-5} 倍程度で、約 2 Hz[4] である。また、タンク内を内部検出器と外部検出器に分け、外部検出器でタンクの外から来るミューオンによる事象を識別したり、岩盤からのガンマ線などが内部検出器に侵入できないよう遮蔽している。

Super-K は内部検出器に 11,146 本の 20 インチ光電子増倍管 (PMT)、外部検出器に 1,885 本の

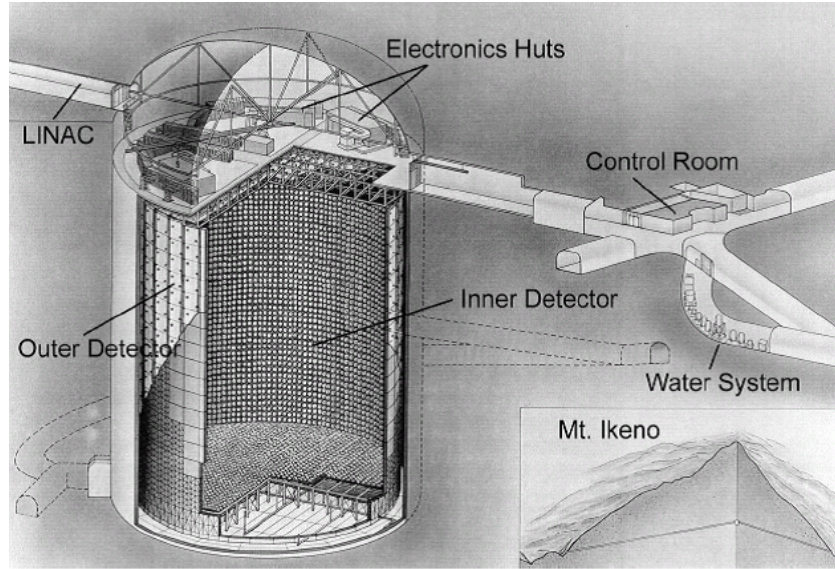


図 2.3: スーパーカミオカンデの概観。右下の挿入図は池ノ山内部での位置を示している。(東京大学宇宙線研究所 神岡宇宙素粒子研究施設)

8 インチ PMT を用いて、水中でニュートリノによって散乱された荷電粒子の発するチェレンコフ光のイメージを検出する。荷電粒子が水中での光速 c/n (c : 光速、 n : 水の屈折率) より速く走るとき、次式で表される角 θ の方向に円錐状にチェレンコフ光を放射する。

$$\cos \theta = \frac{1}{n\beta} \quad (2.2)$$

ここで、 $\beta = v/c$ は荷電粒子の速度である。また、単位長さあたりに放出する光子数は、

$$\frac{dN}{dx} = 2\pi z^2 \alpha \int_{\beta n > 1} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\lambda)}\right) \frac{d\lambda}{\lambda^2} \quad (2.3)$$

である。ここで、 x は荷電粒子の飛跡の長さ、 z は粒子の電荷、 λ はチェレンコフ光の波長、 α は微細構造定数である。つまり、単一電荷粒子が $\beta = 1$ で水中を 1 cm 走ると、PMT の有感波長領域 300 ~ 700 nm では、 $\theta = 42^\circ$ の方向に約 390 個の光子が放射される。

このチェレンコフ光は Super-K のタンクの壁に敷きつめた PMT 上でリング状のイメージを映すので、光が入射した各 PMT の信号の波高と時間情報を用いてチェレンコフリングを再構成して、粒子の生成点やエネルギー、運動方向を測定する。また、ミュオンによるチェレンコフ光は明瞭なリングになるのに対し、電子によるチェレンコフ光は電子が引き起こす電磁シャワーのため縁がぼやけた形のリングになるので、このリングの形の情報を用いることでミュオンと電子を識別する。

2.1.3 Off-axis ビーム

T2K 実験では off-axis ビームを用いる。これはビーム軸を検出器の方向からずらすことでエネルギースペクトル幅の狭いニュートリノビームを得るもの [5] で、実用化されるのは世界で初めてである。

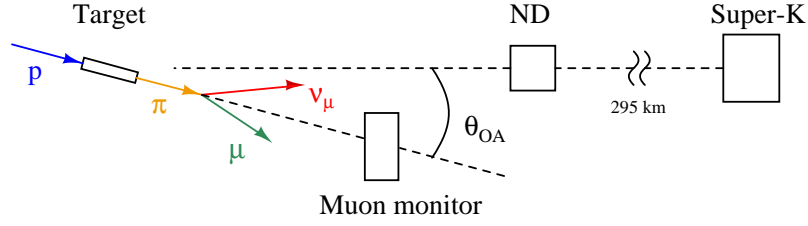


図 2.4: Off-axis ビームの概念図。

図 2.4 に示すように、グラフィット標的と Super-K を結ぶ線とビーム軸とのなす角を off-axis 角 θ_{OA} と定義する。

Off-axis 角はニュートリノビームのエネルギースペクトルのピークがニュートリノ振動の効果が最もよく現れるエネルギー領域にくるように設定する。T2K 実験では $\theta_{OA} = 2 \sim 2.5^\circ$ を用いる。式 (1.8) より、 $\Delta m_{23}^2 = (1.9 \sim 3.0) \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ としたとき T2K 実験 ($L = 295 \text{ km}$) においてニュートリノ振動の効果が最もよく現れるニュートリノのエネルギーは、

$$E_\nu = 0.45 \sim 0.72 \text{ GeV} \quad (2.4)$$

である。

式 (2.1) のように、ニュートリノは π 中間子の 2 体崩壊から生成されるので、ビーム軸から角 θ_{OA} の方向に出るニュートリノのエネルギーはエネルギー運動量保存則から、

$$E_\nu = \frac{m_\pi^2 - m_\mu^2}{2(E_\pi - p_\pi \cos \theta_{OA})} \quad (2.5)$$

と書ける。ここで、 m_π , p_π , E_π は π 中間子の質量、運動量、エネルギーで、 m_μ はミューオンの質量である。式 (2.5) を p_π について微分すると、 E_ν は $\frac{p_\pi}{E_\pi} = \cos \theta_{OA}$ のとき最大値

$$E_\nu^{max} = \frac{m_\pi^2 - m_\mu^2}{2E_\pi \sin^2 \theta_{OA}} \quad (2.6)$$

を取ることが分かる。

式 (2.5) の p_π と E_ν の関係を $\theta_{OA} = 0, 2, 2.5^\circ$ について図示すると図 2.5 のようになる。このように on-axis ビーム ($\theta_{OA} = 0^\circ$) の場合には E_ν は p_π に比例するのに対し、off-axis ビーム ($\theta_{OA} = 2, 2.5^\circ$) の場合にはそれぞれ $p_\pi = 4.0, 3.2 \text{ GeV}/c$ で最大値 $0.86, 0.69 \text{ GeV}$ をとり、 $p_\pi > 1 \text{ GeV}$ では E_ν は p_π にほとんどよらないので、ほぼ決まったエネルギーのニュートリノビームを得ることができる。

2.2 実験の目的

2.2.1 電子ニュートリノ出現事象の探索

T2K 実験では、ミューオンニュートリノが電子ニュートリノに振動するモード ($\nu_\mu \rightarrow \nu_e$) の発見を目指す。以下に、Super-K で観測される $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ 振動のシグナルとバックグラウンド、および探索の手法と感度について述べる。

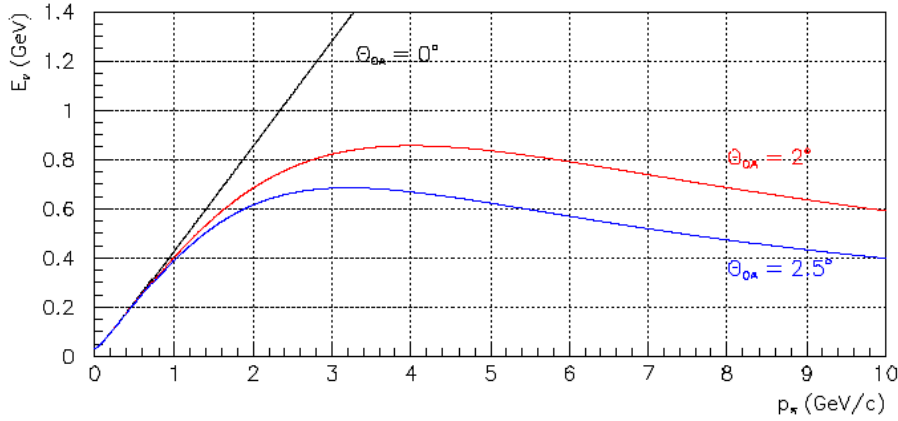


図 2.5: Off-axis 角 $\theta_{OA} = 0, 2, 2.5^\circ$ における π 中間子の運動量とニュートリノのエネルギーの関係。

$\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ 振動のシグナル

$\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ 振動の探索は、電子ニュートリノと酸素原子核との荷電カレント反応の検出によって行う。T2K 実験で用いるニュートリノのエネルギー領域 (0.5~0.7 GeV) では、以下の荷電カレント準弾性散乱 (CC-QE) が主要な反応である。



反跳陽子の運動量は水中でのチェレンコフ効果の閾値よりも低いため、電子によるチェレンコフ光のみが Super-K で観測される。

バックグラウンド

ν_e 事象選別の後残る主なバックグラウンドは、ミューオンニュートリノによる中性カレント π^0 生成反応 ($\nu_\mu \text{NC}$) 事象と、ビーム中に混入する電子ニュートリノ (beam ν_e) による事象である。

$\nu_\mu \text{NC}\pi^0$ 生成反応 $\nu_\mu + n \rightarrow \nu_\mu + n + \pi^0$ が起こったとき、 π^0 崩壊 $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ からのガンマ線の 1 つが再構成されないと、その事象は単一電子事象と間違われて ν_e 事象のバックグラウンドとなる。

また、ニュートリノビーム生成過程で、ミューオン崩壊 $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$ や K 中間子崩壊 $K^+ \rightarrow \pi^0 + e^+ + \nu_e$, $K^0 \rightarrow \pi^- + e^+ + \nu_e$ によりビーム中に混入する電子ニュートリノも ν_e 事象のバックグラウンドとなる。ビーム中のミューオンニュートリノに対する電子ニュートリノの割合は、エネルギースペクトルのピーク (0.7 GeV) で約 0.4 % である。

$\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ 振動探索の感度

5×10^{21} POT において、 $\Delta m^2 = 2.5 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$, $\sin^2 2\theta_{13} = 0.1$ としたとき、モンテカルロシミュレーションによって得た全ての事象選択後に残るシグナル、バックグラウンドの事象数を表 2.2 に示す。

図 2.6 (左) に、 5×10^{21} POT において予測される $\sin^2 2\theta_{13}$ の感度 (90 % C.L.) を示す。ただし、 $\sin^2 2\theta_{23} = 1$, $\delta = 0, \pi/2, -\pi/2, -\pi$ とし、バックグラウンド除去の系統誤差 (δBG) を 10 % と

表 2.2: 5×10^{21} POT において全事象選択後に Super-K で予測される事象数。ただし、 $\Delta m^2 = 2.5 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ 、 $\sin^2 2\theta_{13} = 0.1$ とした。

ν_e シグナル	104
ν_μ NC バックグラウンド	11
Beam ν_e バックグラウンド	14

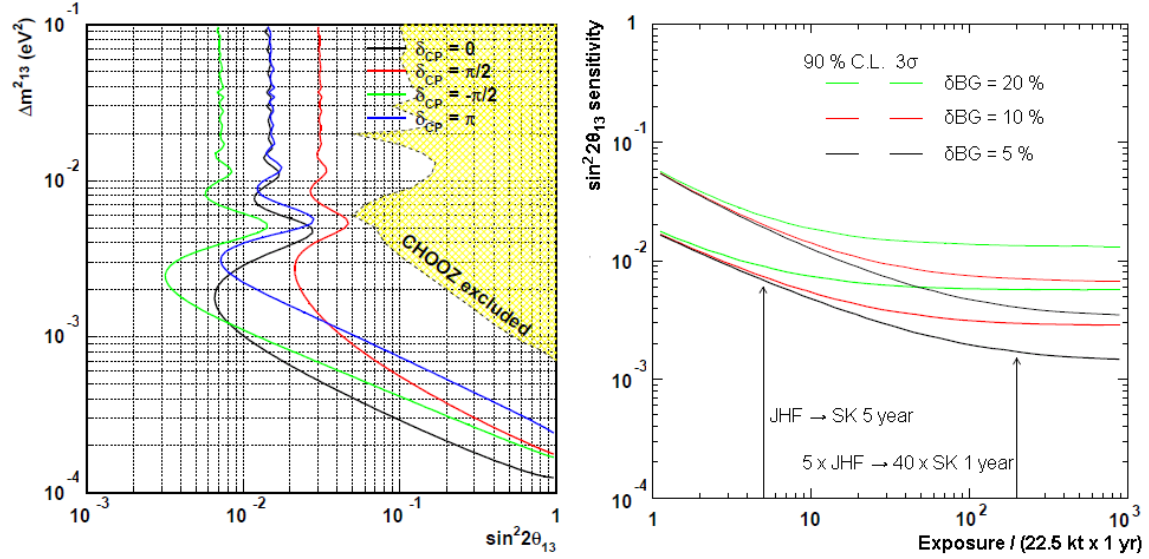


図 2.6: (左) 5×10^{21} POT、 $\sin^2 2\theta_{23} = 1$ 、 $\delta\text{BG} = 10\%$ $\delta = 0, \pi/2, -\pi/2, -\pi$ のときの $\sin^2 2\theta_{13}$ の感度 (90 % C.L.)。黄色は CHOOZ によって排除された領域 (90 % C.L.) である。(右) $\delta\text{BG} = 5, 10, 20\%$ のとき、陽子照射時間 (5 years $\equiv 5 \times 10^{21}$ POT) に対する $\sin^2 2\theta_{13}$ の感度。90 % C.L. および 3σ について示す。ただし、 $\delta = 0$ を仮定した。

仮定した。 $\Delta m^2 \sim 2.5 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ において、 $\sin^2 2\theta_{13} = 0.008$ (90 % C.L.) まで到達できる。図 2.6 (右) に、 $\Delta m^2 = 2.5 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ 、 $\delta = 0$ において、 $\delta\text{BG} = 5, 10, 20\%$ としたときの陽子照射時間に対する $\sin^2 2\theta_{13}$ の感度を 90 % C.L.、 3σ について示す。5 年のランに相当する 5×10^{21} POT において、バックグラウンド除去の系統誤差は 10 % 程度に抑える必要がある。

2.2.2 ミューオンニュートリノ消失の振動パラメータの精密測定

すでに確立されているミューオンニュートリノ消失の振動モードを用いて、振動パラメータ ($\sin^2 2\theta_{23}$, Δm_{23}^2) の精密測定を目指す。以下に、ニュートリノ振動解析の手法とパラメータの到達感度について述べる。

ミューオンニュートリノ消失のシグナル

ミューオンニュートリノが 295 km 飛行後振動せずに生き残る確率 $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu)$ は、2 世代間ニュートリノ振動 ($\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$) において、

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) = 1 - \sin^2 2\theta \sin^2 \left(\frac{1.27 \Delta m^2 [\text{eV}^2] L [\text{km}]}{E_\nu [\text{GeV}]} \right) \quad (2.8)$$

と書ける。したがって、T2K 実験では以下のような $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ 振動のシグナルが見える。

- ν_μ 事象の欠損
T2K のニュートリノエネルギーはタウニュートリノ荷電カレント反応の閾値よりも低いいため、振動してできたタウニュートリノは Super-K で観測されない。したがって、 $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ 振動によって ν_μ 事象の欠損が観測される。
- エネルギースペクトルの歪み
ミューオンニュートリノの飛行距離 L は 295 km で一定なので、 $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu)$ はニュートリノのエネルギーの関数になる。したがって、 $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ 振動の効果は、Super-K で観測されるニュートリノのエネルギースペクトルが式 (2.8) に従って歪む形で現れる。

したがって、ND280 で測定したミューオンニュートリノ事象の数およびニュートリノのエネルギースペクトルを、モンテカルロシミュレーションで得た外挿関数で Super-K に外挿し、それと Super-K での観測とを比較することで振動パラメータ ($\sin^2 2\theta_{23}$, Δm_{23}^2) を測定する。

ニュートリノのエネルギースペクトルは、主要な反応である式 (2.7) の CC-QE 反応を仮定して再構成する。この反応は 2 体散乱であり、ニュートリノのエネルギー E_ν はミューオンの運動量 p_μ およびニュートリノビームの方向となす角 θ_μ を用いて次式のように計算される。

$$E_\nu^{rec} = \frac{(m_n - V)E_\mu - m_\mu^2/2 - \{(m_n - V)^2 - m_p^2\}/2}{(m_n - V) - E_\mu + p_\mu \cos \theta_\mu} \quad (2.9)$$

ここで、 $E_\mu = \sqrt{p_\mu^2 + m_\mu^2}$ 、 m_μ はミューオンのエネルギーと質量、 m_n , m_p は中性子、陽子の質量、 V は原子核のポテンシャルエネルギー (^{16}O は 27 MeV) である。また、中性子のフェルミ運動は無視した。

バックグラウンド

ニュートリノのエネルギーは CC-QE 反応を仮定して再構成するので、次式のような CC-QE 以外の荷電カレント反応 (CC-nonQE)、NC 反応はバックグラウンドとなる。

$$\text{CC/NC } 1\pi \text{ 生成反応} \quad \nu + N \rightarrow l + N' + \pi \quad (2.10)$$

$$\text{CC/NC コヒーレント } \pi \text{ 生成反応} \quad \nu + {}^{16}\text{O}({}^{12}\text{C}) \rightarrow l + {}^{16}\text{O}({}^{12}\text{C}) + \pi \quad (2.11)$$

$$\text{CC/NC 深非弾性散乱} \quad \nu + N \rightarrow \nu + N' + m\pi's \quad (2.12)$$

振動パラメータの到達感度

表 2.3 に、off-axis 角 2.5° 、 5×10^{21} POT のとき、モンテカルロシミュレーションによって得た全ての事象選択後に残る CC-QE、および CC-nonQE と NC 反応の数を示す。

表 2.3: 5×10^{21} POT において Super-K で予測される ν_μ 事象数。ニュートリノ振動がないとしたとき、および様々な Δm_{23}^2 の値について示す。ただし、 $\sin^2 2\theta_{23} = 1.0$ 、 $\sin^2 2\theta_{13} = 0.0$ とした。

Δm_{23}^2 (eV ²)	CC-QE	CC-nonQE	NC	全 ν_μ 事象
振動なし	3,620	1,089	96	4,805
2.0×10^{-3}	933	607	96	1,636
2.3×10^{-3}	723	525	96	1,344
2.7×10^{-3}	681	446	96	1,223
3.0×10^{-3}	800	414	96	1,310

図 2.7 (左) に、Super-K で予測される ν_μ 事象の E_ν^{rec} スペクトルを示す。ただし、 $\Delta m_{23}^2 = 2.7 \times 10^{-3}$ eV²、 $\sin^2 2\theta_{23} = 1.0$ を仮定した。網掛け部分は nonQE 反応によるものである。図 2.7 (右) にニュートリノ振動があるときとないときの E_ν^{rec} スペクトルの比を示す。0.65 GeV 付近に明瞭なディップが見られる。定性的には、ディップの深さが $\sin^2 2\theta_{23}$ 、位置が Δm_{23}^2 に対応する。予想される統計誤差は、 $\sin^2 2\theta_{23}$ については 0.009、 Δm_{23}^2 については 5×10^{-5} eV² である。図 2.8 に真の Δm_{23}^2 の関数として各振動パラメータの統計誤差を示す。ただし、 $\sin^2 2\theta_{23} = 1.0$ を仮定した。

図 2.9 に、系統誤差の影響を示す。破線は 5×10^{21} POT のときの統計誤差 (1σ) で、以下の 4 つの系統誤差について考慮した。

- ν_μ 事象数規格化の不定性
ND280 から Super-K に外挿する際の ν_μ 事象数の誤差。赤色線は事象数の規格化が 10 % ずれたとき振動パラメータにかかる系統的バイアスを示す。
- non-QE/OE 比の不定性
non-QE と QE の反応断面積の比の誤差。Super-K で予測されるニュートリノのエネルギースペクトルの形に影響する。緑色線は non-QE/QE 比が 20 % ずれたとき振動パラメータにかかる系統的バイアスを示す。
- エネルギースケールの不定性
エネルギースケールの誤差。Super-K で予測されるニュートリノのエネルギースペクトルの形に影響する。青色線はエネルギースケールが 4 % ずれたとき振動パラメータにかかる系統的バイアスを示す。
- エネルギースペクトルの形の不定性
Super-K で予測されるニュートリノのエネルギースペクトルの形に対する誤差。ピンク色線は $1 + 0.2(1 - E_\nu)$ の 20 % の線形な歪みを加えたとき振動パラメータにかかる系統的バイアスを示す。この変化は 2 つのハドロン生成モデル MARS と FLUKA で予測されるスペクトルの違いに対応する。水色線はスペクトルの幅が 10 % 変化したとき振動パラメータにかかる系統的バイアスを示す。

系統誤差を統計誤差よりも小さく抑えるためには、上の不定性についてそれぞれ、

- ν_μ 事象数規格化の不定性: 5 % 以下
- non-QE/OE 比の不定性: 5 ~ 10 % 以下

- エネルギースケールの不定性: 2 % 以下
- エネルギースペクトルの線形な歪みの不定性: 20 % 以下
- エネルギースペクトルの幅の不定性: 10 % 以下

に抑える必要がある。

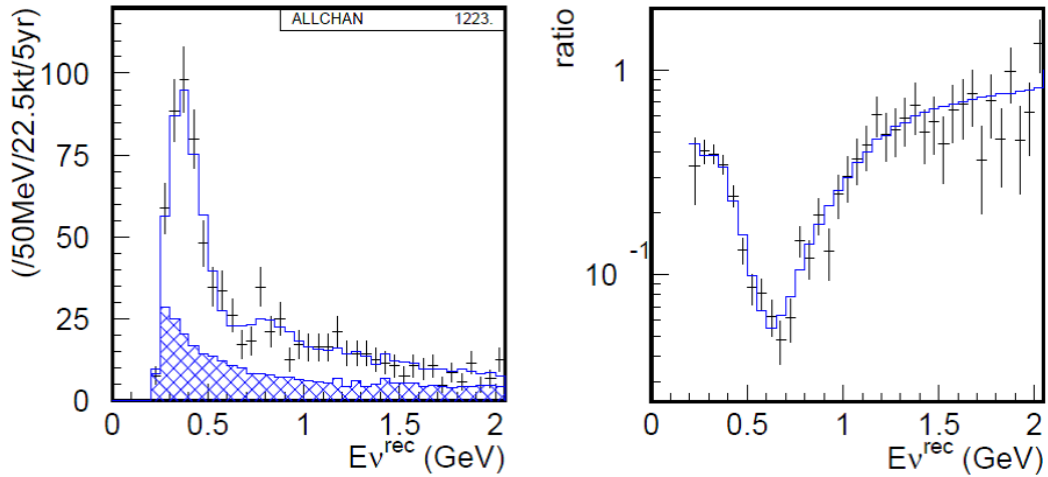


図 2.7: (左) Super-K で予測される ν_μ 事象の E_ν^{rec} スペクトル。エラー付きの点は $\Delta m_{23}^2 = 2.7 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ 、 $\sin^2 2\theta_{23} = 1.0$ を仮定したときの擬似シグナルサンプルで、実線はベストフィット。網掛け部分は non-QE 反応によるものを示す。(右) ニュートリノ振動があるときとないときの E_ν^{rec} スペクトルの比。

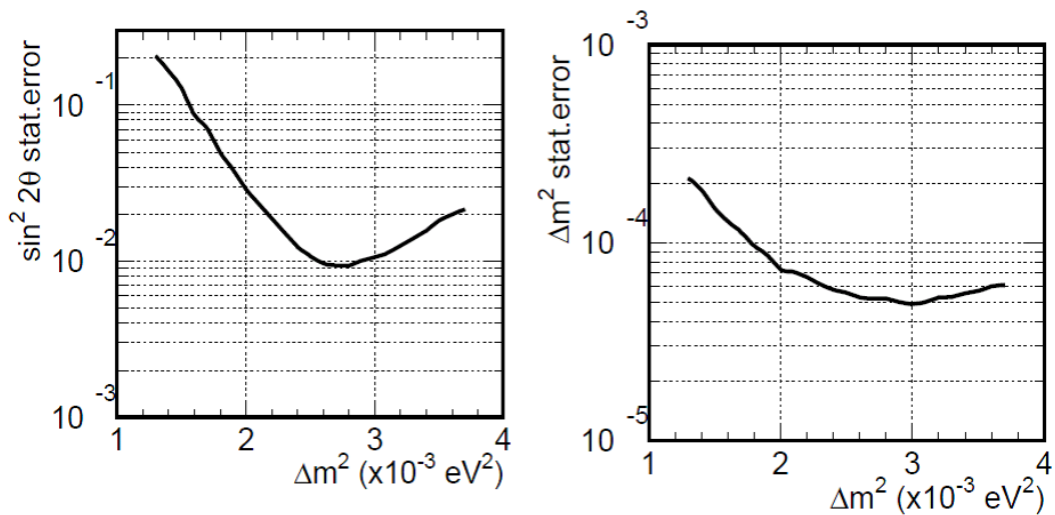


図 2.8: 真の Δm_{23}^2 の関数としての振動パラメータの統計誤差。ただし、 $\sin^2 2\theta_{23} = 1.0$ を仮定した。

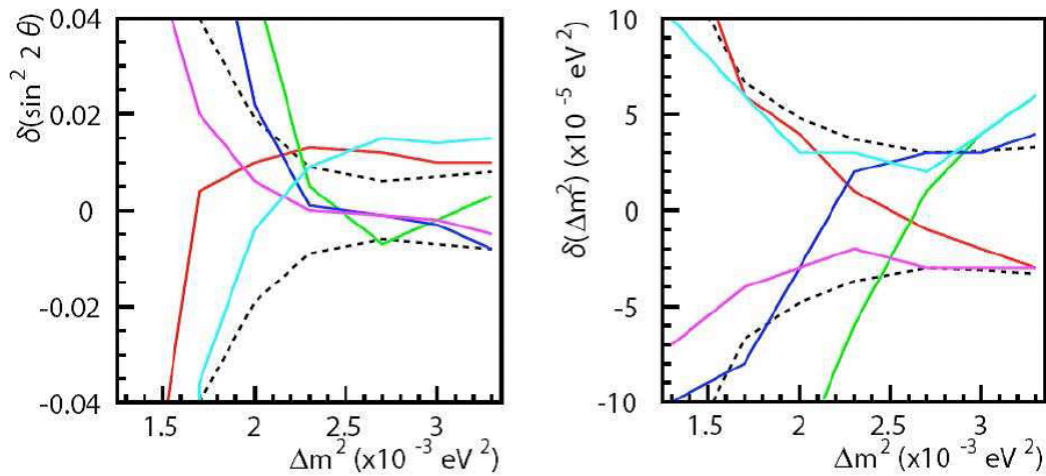


図 2.9: 振動パラメータの系統誤差。赤色線は ν_μ 事象数規格化が 10 % 変化したとき、緑色線は non-QE/QE 比が 20 % 変化したとき、青色線はエネルギースケールが 4 % 変化したとき、ピンク色線はスペクトルの形に 20 % の線形な歪みを加えたとき、水色線はスペクトルの幅が 10 % 変化したときを示す。破線は 5×10^{21} POT のとき 1σ の統計誤差を示す。

2.3 実験計画

J-PARC は現在建設中で、2008 年 10 月に施設稼動予定である。ミュオンモニターのインストールは 2008 年 12 月に行い、T2K 実験は 2009 年 4 月に物理ランを開始⁸する。

まず、デザイン値の 1 % 強度 (7.5 kW) のビームを用いてコミッショニングを行う。この間、プロトンビームモニターやミュオンモニターを用いてニュートリノビームを調整する。

そして最初の 1 年間は 100 kW のビーム強度で測定を行い、ニュートリノビームについて詳細に研究する。ここで 2×10^{20} POT のデータ量が見込まれるが、その最初の 1 年のランでも、電子ニュートリノ出現事象については、 $\Delta m_{23}^2 = 2.5 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$, $\sin^2 2\theta_{13} = 0.1$ のとき、シグナルが 4 ~ 5 事象、バックグラウンドが ~ 1 事象期待できる。また、ミュオンニュートリノ消失の振動パラメータについては、 1σ で $\delta(\sin^2 2\theta_{23}) = 0.03$, $\delta(\Delta m_{23}^2) = 1.6 \times 10^{-4}$ まで到達できる。その後、4 年間のランで 5×10^{21} POT を目指し、前節で述べたニュートリノ振動の研究を行う。

2.4 ミュオンモニターに対する物理的要請

T2K 実験においては、ニュートリノビームが Super-K の方向に飛んでいるという確証を得るためにニュートリノビームの方向を正確に測定することが重要である。さらに、ミュオンニュートリノ消失パラメータを第 2.2.2 小節で述べた精度で測定するには、ニュートリノビームの方向を精密に (1 mrad 以上の精度で) 測定する必要がある。その役割を果たすのがミュオンモニターである。

ミュオンモニターは、

⁸ニュートリノビーム発射

親の π 中間子からニュートリノとともに出てくるミュオン⁹の位置プロファイルを測定することで、ニュートリノビームの方向と強度を間接的にモニターする装置

である。ニュートリノビームの方向を 1 mrad 以上の精度で測定することは、ミュオンモニターにおいてミュオンプロファイルの中心を 11 cm 以上⁹の精度で測定することに対応する。そこで、ミュオンモニターに要求するプロファイル中心の測定精度を 3 cm とし、より精度良く、確証の得られる測定を目指す。

ミュオンモニターは大強度のミュオンを測定するので、パンチごとにプロファイルを測定することができる。このようにリアルタイムにニュートリノビームの方向をモニターすることができるのは、T2K 実験の測定器の中ではミュオンモニターだけである。したがって、ミュオンモニターは T2K 実験において欠かせない要素の 1 つで、ミュオンモニターが止まってしまった場合には T2K 実験を止める必要がある。

また、ミュオンモニターはホーンのアラインメントや電流量、また、後の第 3.1.2 節で述べるように、標的に照射する陽子ビームのずれにも感度があるので、通常ランのみならずコミッショニングにおいてもビーム調整の上で重要な役割を担う。

したがって、ミュオンモニターは以下のような要請を満たさなければならない。

- ニュートリノビームの方向を 1 mrad 以上の精度でモニターするため、ミュオンのプロファイル中心を 3 cm 以上の精度で測定すること。
- パンチごとにプロファイルを測定すること。
- 5 年間メンテナンスフリーで安定に動作し続けること。
- コミッショニング時の 1 % 強度のビームも同じ精度でモニターできること。

⁹陽子標的からミュオンモニターまでの距離が 110 m であるので、角度 1 mrad はミュオンモニターにおいて 11 cm に対応する。

第3章 T2K ミューオンモニターへの 要請と設計

ミューオンモニターのデザインを考える上で、ミューオンモニターにおけるビームの性質を知ることが重要である。そこで本章ではまず、モンテカルロシミュレーションによって、ミューオンモニターにくる粒子の数や位置プロファイルを見積もり、またミューオンモニターの副次的機能についても研究する。そしてミューオンモニターに用いる検出器を選定し、検出器に求められる性能を見積もる。

3.1 T2K ビームラインシミュレーション

ミューオンモニターでのビームの性質を調べるために、T2K ビームラインシミュレーションプログラム (jnubeam) を使ってモンテカルロシミュレーションを行った。jnubeam は T2K ビームラインにおいてニュートリノビームを生成する過程のシミュレーションを行うプログラムで、GEANT3[6] を用いて作られている。

図 3.1 が T2K ビームラインのジオメトリである。本研究では、陽子ビームをコリメータを通して標的に照射する過程から、ダンプ直後のミューオンモニターへの粒子輸送までをシミュレートしている。陽子ビームはグラファイト標的に衝突し、2 次粒子を生成する。生成した π 中間子は 3 台のホーンによって収束され、93 m 長の崩壊トンネル中で崩壊してニュートリノとなる。その崩壊から同時に生成されるミューオンや崩壊せずに残った π 中間子などのハドロンは崩壊トンネル直後のビームダンプで吸収される。ビームダンプは主にグラファイト (315 cm 厚)、鉄 (250 cm 厚)、コンクリート (100 cm 厚) で構成される。なお、このビームダンプの物質厚では、ビームダンプを通過できるミューオン運動量の閾値は 5 GeV/c である。この閾値は、陽子ビームの照射位置がずれたときに、ミューオンモニターでプロファイル中心のずれがもっともよく見え¹、かつミューオンモニターにおける中性子のフラックスが小さくなるように設定してある。

本節では、ビームダンプを通過してきた粒子のフラックス、エネルギー分布、位置プロファイルを見積もり、さらに陽子ビームの標的照射位置がずれたときのミューオンプロファイルの変化についても評価する。

本研究で用いたシミュレーションのパラメータを表 3.1 に示す。

¹ミューオン運動量の閾値を 5 GeV/c 以下にしても陽子ビームの照射位置に対する感度は変わらない。

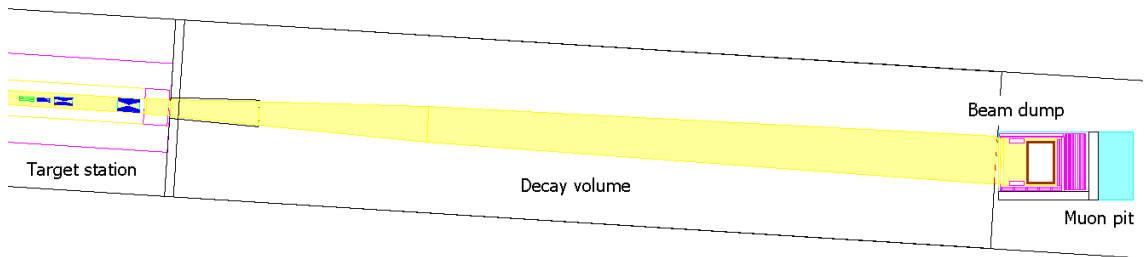


図 3.1: T2K ニュートリノビームラインのジオメトリ (横から見た断面図)。左端から、標的施設 (コリメータ、グラファイト標的、ホーン)、崩壊トンネル、ビームダンプ、そして右端にミュオンピットがある。標的施設、崩壊トンネル、およびビームダンプ周囲は冷却のためヘリウムガスで満たされている。

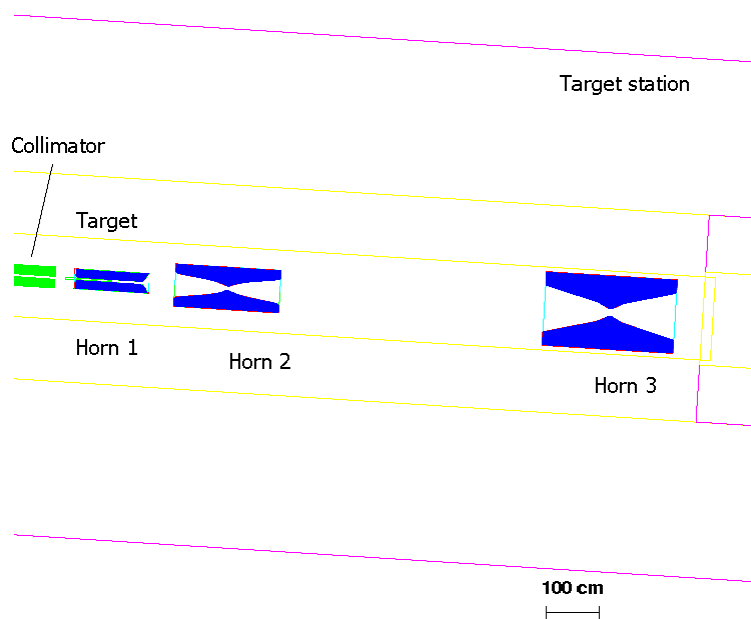


図 3.2: 標的施設 (横から見た断面図)。図の左側からコリメータを通して陽子ビームをグラファイト標的に照射し、生成した π 中間子を 3 台のホーンで収束させる。

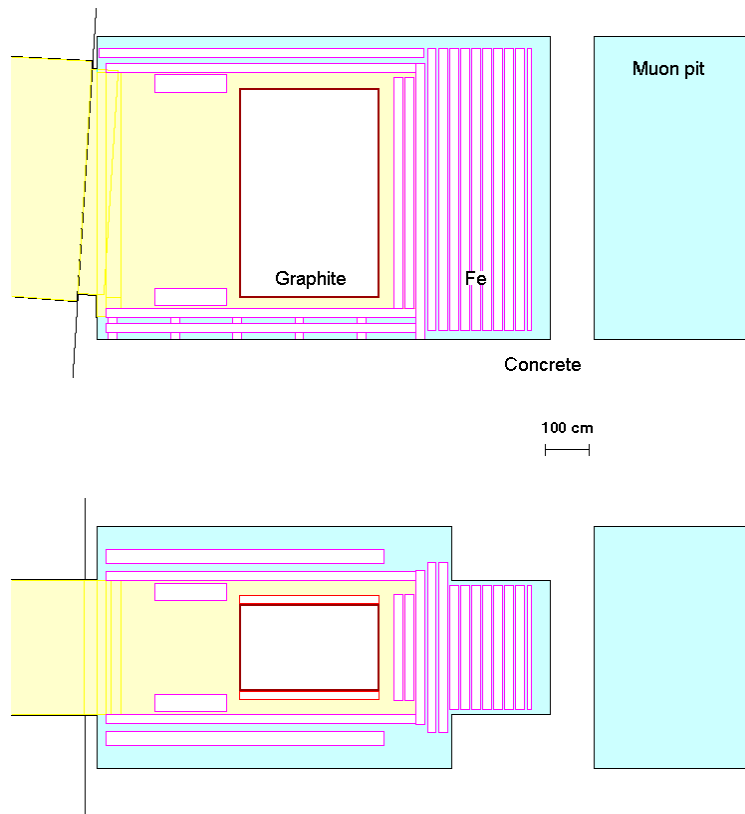


図 3.3: ビームダンプ。図上は横から、図下は真上から見た断面図である。ハドロンや低エネルギーのミュオンはグラファイト (315 cm 厚)、鉄 (250 cm 厚)、コンクリート (100 cm 厚) で止められる。

表 3.1: 本研究で用いた T2K ビームラインシミュレーションのパラメータ。

Off-axis 角	2.5°
陽子エネルギー	40.9 GeV ⁽²⁾
陽子ビーム径 σ	0.6 cm
ホーン電流	320 kA
カットオフ運動エネルギー	
ガンマ線	10 keV
電子	10 keV
中性ハドロン	10 keV
荷電ハドロン	1 MeV
ミュオン	5 MeV

²J-PARC PS は現在 40 GeV (0.60 MW) で運転予定である。

3.1.1 ミューオンモニターにおける粒子のフラックス、位置プロファイル、エネルギー分布

シミュレーションによって得られたミューオンモニターにおける各粒子のフラックス、位置プロファイル、エネルギー分布をそれぞれ表 3.2、図 3.4、図 3.5 に示す。モンテカルロの統計は 3.2×10^6 POT で、フラックスと位置プロファイルについてはこれを 1 spill 当たりの統計 (3.3×10^{14} POT) にスケールしてある。

ミューオンモニターにおける全荷電粒子数はビーム軸上で 1.33×10^8 particles/cm²/spill と見積もられた。ミューオンピット全体で見ると、 9.53×10^{12} particles/spill となる。その内、ミューオンが占める割合が 84.0 %、電子の占める割合が 15.7 % である。したがって、ミューオンモニターで観測するのはほとんどミューオンと電子である。また、図 3.4 を見ると、荷電粒子の位置プロファイルはビーム軸 (0 cm, -22 cm) を中心にガウシアンに近い分布、中性子のプロファイルは一様な分布をしていることが分かる。したがって、ミューオンモニターにおいて全荷電粒子のプロファイルを測定することは、ミューオンのプロファイルを測定することと同値である。

全荷電粒子の位置プロファイル (図 3.4 左下) を 2 次元ガウシアン

$$f(x, y) = A \exp \left\{ -\frac{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2}{2\sigma^2} \right\} \quad (3.1)$$

でフィットしたときのフィットパラメータを表 3.3 に示す。荷電粒子のプロファイルは $\sigma \approx 1$ m の分布をしていることが分かった。

表 3.2: ミューオンモニターにおけるビーム軸上の粒子のフラックス (/cm²/spill)。

全荷電粒子	1.33×10^8
ミューオン	1.19×10^8
電子	1.75×10^7
π 中間子	5.16×10^5
K_L^0	7.73×10^5
陽子	7.73×10^5
中性子	3.35×10^6
ガンマ線	8.02×10^7

表 3.3: ミューオンモニターにおける全荷電粒子のプロファイルパラメータのベストフィット。

x_0 (cm)	0.317 ± 0.298
y_0 (cm)	-22.77 ± 0.54
σ (cm)	103.0 ± 0.2

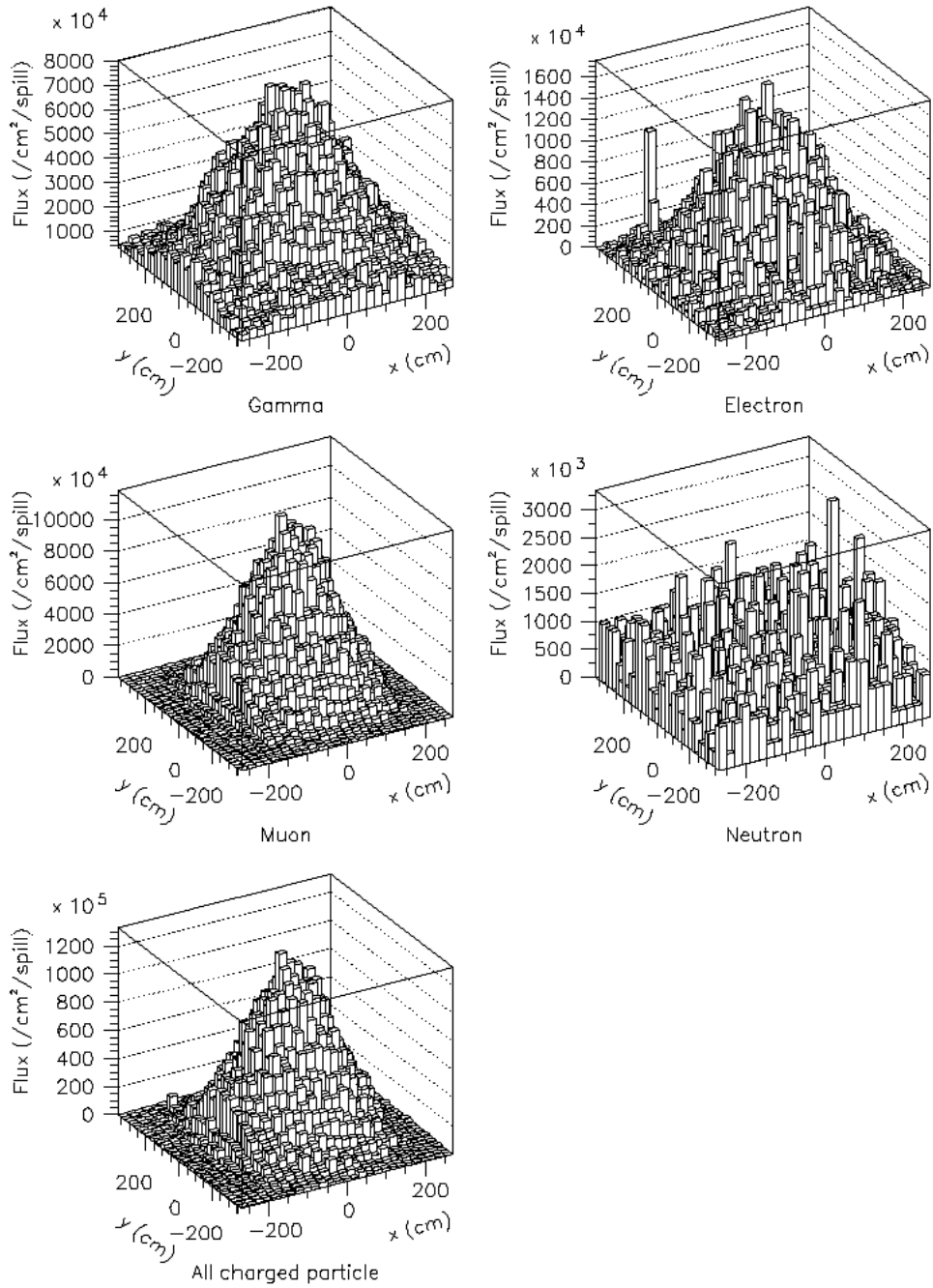


図 3.4: ミューオンモニターにおける各粒子の位置プロファイル。x は水平方向、y は鉛直方向を表す。

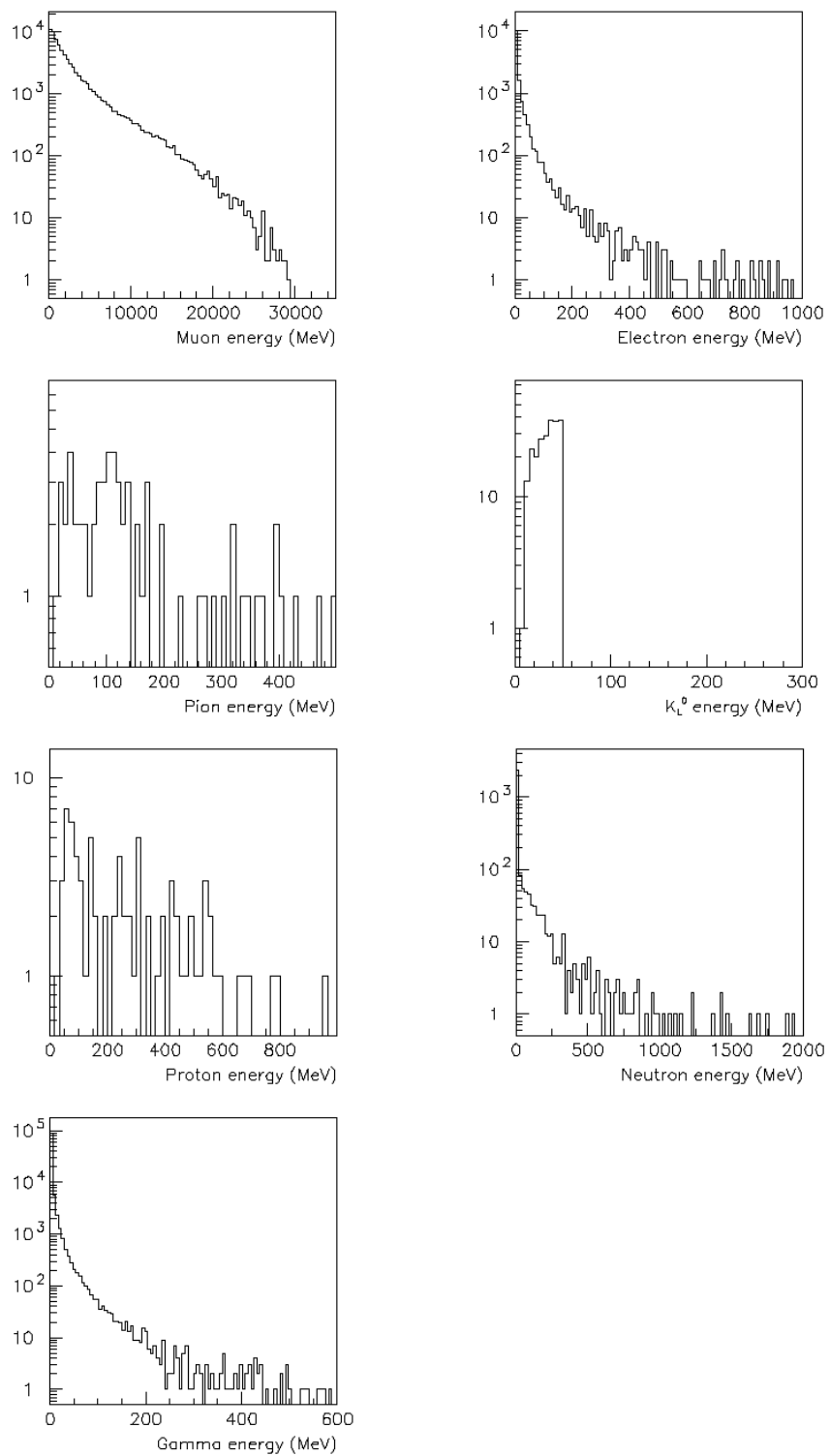


図 3.5: ミューオンモニターにおける各粒子のエネルギー分布。

3.1.2 陽子ビーム照射位置に対する感度

標的に照射する陽子ビームの位置がずれることが、ニュートリノビームの方向がずれる主な原因となる。そこで、陽子ビームの照射位置がずれたとき、それがミュオンモニターにおいてどのように観測されるかを調べる。ここでは簡単のため、水平方向 (x 方向) にずれた場合についてのみ考える。陽子ビームの照射位置の標的中心からのずれを δx とし、 $\delta x = 0, 1, 5$ mm についてシミュレーションを行った。なお、モンテカルロの統計は 1.0×10^6 POT である。各 δx について得られた全荷電粒子の x プロファイルを図 3.6 に示す。各プロファイルの $-75 \leq x \leq 75$ (cm) の領域をガウシアンでフィットして (図赤色線)、プロファイル中心 x_0 を求めた。 δx と x_0 の関係を同図 (右下) に示す。

図 3.6 (右下) の 3 点を直線でフィットすると、傾きは -42.2 であった。よって、陽子ビームの照射位置のずれは、ミュオンモニターにおいて約 40 倍に増幅されて見えることが分かる。すなわち、ミュオンモニターでプロファイル中心のずれを測定することで、陽子ビームの照射位置のずれを約 40 倍の感度で知ることができる。さらにミュオンモニターはバンチごとにプロファイルを測定するので、そのずれの情報をすぐさま陽子ビームラインにフィードバックすることができる。

3.1.3 ミュオンモニターのサイズ

前節のシミュレーション結果より、ミュオンプロファイルの中心がミュオンモニターの中心にあるとき、プロファイルを 2 次元ガウシアンでフィットしてプロファイル中心を求めるのに必要な領域は ± 50 cm であることが分かった。しかし、陽子ビームの照射位置が標的中心から 5 mm ずれるとミュオンモニターでのプロファイル中心は約 20 cm ずれるが、そのときでもプロファイル中心の位置をおさえるためには、さらに 20 cm 以上領域を広げる必要がある。よって、 150×150 cm² の領域をミュオンモニターの覆う領域とする。

3.2 ミュオンモニターに用いる検出器

シミュレーションによって、ミュオンモニターは 1.3×10^8 particles/cm²/spill の大強度のビームを測定しなければならないことが分かった。さらに、第 2.4 節で述べたように、ミュオンモニターはその高放射線下でも常に安定して動作していなければならない。そこで、2 つの独立なシステムを用いて冗長性、重複性のある測定を行う。1 つにはシリコン PIN フォトダイオードと CVD³ダイヤモンド検出器、もう一方には平行平板型イオンチェンバーを採用した。

以下に選定の根拠となる各検出器の特徴について述べる。その性能については、第 6 章以降、ビームテストで評価する。

3.2.1 シリコン PIN フォトダイオード

シリコン半導体検出器は高エネルギー実験において広く使用されている検出器である。また、先の K2K 実験において、ミュオンモニターとして終始安定に動作していたという実績がある。しかし、T2K ミュオンモニターでは大強度のビームを測定することになるので、使用においてはシリコンの放射線損傷が問題となる。よって、ビーム強度の弱いビームコミッション時 (通常

³Chemical Vapor Deposition

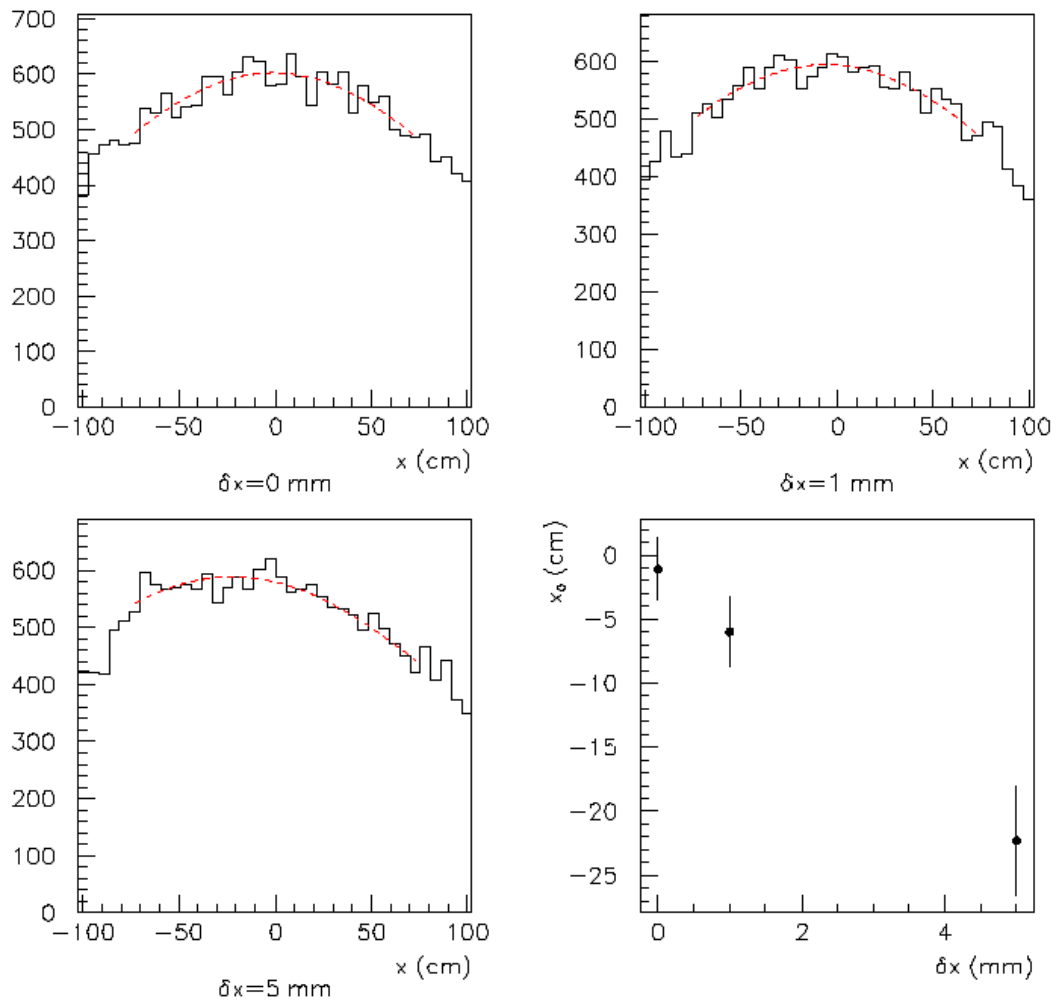


図 3.6: ミューオンモニターにおける全荷電粒子の x プロファイル。各図は陽子ビームの照射位置のずれ δx が 0, 1, 3, 5 mm のときのものである。赤色線は $-75 \leq x \leq 75$ (cm) の領域をガウシアンでフィットした結果である。

ランの1%のビーム強度)、あるいは最初の1年(通常ランの10%のビーム強度)で使用することを考える。

3.2.2 CVDダイヤモンド検出器

CVDダイヤモンド検出器は近年開発された放射線検出器である。ダイヤモンドは絶縁体であるが、動作原理は半導体検出器と同じであるので半導体検出器(あるいは固体検出器)として分類され、一般の半導体検出器と同じような応答を示す。そしてもっとも重要な特徴は、半導体検出器よりも非常に優れた耐放射線性を持つということである。その例として、 $1 \times 10^{15} / \text{cm}^2$ の陽子(24 GeV/c)を照射した測定で、シリコン検出器は放射線損傷により応答しなくなったのに対し、CVDダイヤモンド検出器のシグナルには変化が見られなかったという報告がある[7]。

3.2.3 平行平板型イオンチェンバー

平行平板型イオンチェンバーは、ガス容器の中で2枚の電極平板をある一定の間隔(ギャップ)を隔てて互いに平行に並べ、電極間ギャップに電圧をかけて信号を読み出すものである。これは以下に挙げるように、第2.4節で述べたミュオンモニターに対する物理的要請に合う。

- 単純な構造、動作で壊れにくい。
- ギャップ間の電場が一樣なので、電子のドリフト速度を調整しやすい。すなわち、シグナルを増幅させずに読み出せるので、大強度のビームでも測定可能。
- ギャップを小さくすることで、大強度のビームに対しても高い収集効率および速い応答が可能。
- 使用するガスを適切に選ぶことで容易に必要な応答を得ることができる。

イオンチェンバーに用いるガスの候補は、ヘリウムとアルゴンである。アルゴンは全比電離がヘリウムの約10倍あるので、この2種類のガスを使い分けることでより広い領域の強度のビームを測定することができる。すなわち、通常ランではヘリウムを使用し、ビームコミッションのときなどビーム強度が通常ランの1~10%のときにはアルゴンで対応する。

3.3 シミュレーションによるミュオンモニターのデザイン

3.3.1 放射線損傷

前節のシミュレーションにより、ミュオンモニターには 1.3×10^8 particles/cm²/spill という大強度のビームがくることが分かった。このような高放射線環境下においては、システムを設計する上で、用いる検出器やその部品などの放射線損傷を十分考慮しなくてはならない。

NIEL スケーリング

シリコンなどの固体検出器を用いる場合、放射線損傷による問題は主にバルク欠損 (第 4.1.3 節参照) により引き起こされ⁴、観測される検出器の劣化の度合いは、放射線量や粒子の種類、エネルギーに依存する。バルク損傷は PKA (Primary Knock-on Atom) によって引き起こされるものと仮定すると、損傷に関係するのは物質と粒子との一番最初の相互作用である。その最初の相互作用を表す物理量が NIEL (Non Ionizing Energy Loss)[8] で、過去の測定から、NIEL によるスケーリングは多くの物質と粒子について信頼できるものと考えられている。そして関連する損傷関数 EDK (Energy spectrum averaged displacement KERMA⁵) の値は、広いエネルギー範囲にわたって、異なるエネルギーをもつ様々な粒子により引き起こされる放射線損傷の効果の違いを規格化するのに有用である。

NIEL スケーリングにより、あるスペクトル分布 $\phi(E)$ をもつ放射線量 Φ の任意のビームと同等の放射線損傷を引き起こす、1 MeV 等価中性子線量 $\Phi_{eq}^{1\text{MeV}}$ を定義できる。

$$\Phi_{eq}^{1\text{MeV}} = \kappa\Phi \quad (3.2)$$

κ はハードネスパラメータと呼ばれ、 EDK を用いて次式で定義される。

$$\kappa = \frac{EDK}{EDK(1\text{MeV})} \quad (3.3)$$

EDK は、入射粒子のエネルギー E についての損傷関数 (displacement KERMA) $D(E)$ のエネルギースペクトル平均である。

$$EDK = \frac{\int D(E)\phi(E) dE}{\int \phi(E) dE} \quad (3.4)$$

$$D(E) = \sum_k \sigma_k(E) \int dE_R f_k(E, E_R) P(E_R) \quad (3.5)$$

ここで、 σ_k は反応 k の断面積、 $f_k(E, E_R)$ は反応 k において入射粒子がエネルギー E_R の反跳粒子を作り出す確率、 $P(E_R)$ は分配関数⁶(置換に費やす反跳エネルギーの割合) である。また、 $EDK(1\text{MeV})$ はエネルギー 1 MeV の中性子についての損傷関数で、

$$EDK(1\text{MeV}) = D_n(1\text{MeV}) = 95\text{MeV mb} \quad (3.6)$$

である [9]。

一方、NIEL は次式で計算される [10]。

$$\left. \frac{dE}{dx} \right|_{n.i.} = N \sum_{Z,A} \int_{E_R^{min}}^{E_R^{max}} \frac{d\sigma}{dE_R} P(E_R) dE_R \quad (3.7)$$

ここで、 $N = \frac{N_A}{A} \rho$ で、 Z, A は物質の原子番号と質量数、 N_A はアボガドロ定数、 E_R^{max} は運動学的エネルギー制限、 E_R^{min} は格子から原子を押しのけるのに必要な最小エネルギーに対応するカットオフエネルギーである。式 (3.7) の Z, A についての和は式 (3.5) ですべての反応 k について和をとることに対応するので、NIEL と $D(E)$ には以下の関係式が成り立つ。

$$NIEL = \left. \frac{dE}{d(\rho x)} \right|_{n.i.} = \frac{N_A}{A} D(E) \quad (3.8)$$

⁴放射線損傷には、大別すると電離による表面欠損と置換によるバルク欠損がある。表面欠損は主に漏れ電流の増加を招くもので、大シグナルを測定するミュオンモニターにおいては問題にはならない。

⁵Kinetic Energy Released in MAtter

⁶Lindhard factor

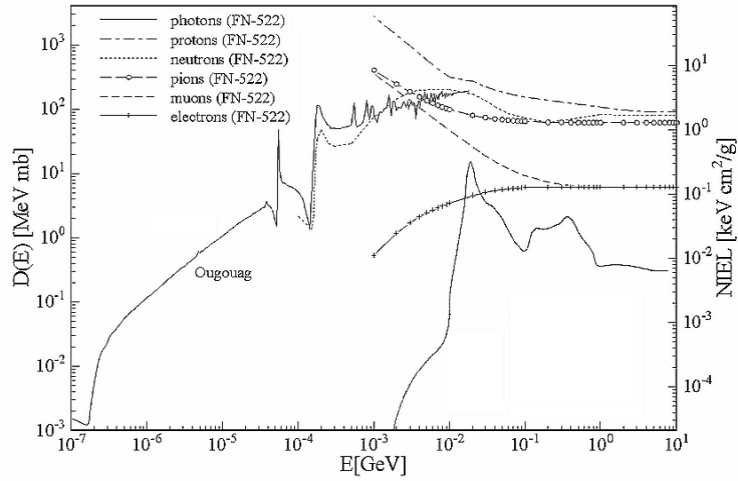


図 3.7: シリコンの損傷関数 (FN-522[10], Ougouag[11])。左の縦軸は $D(E)$ (MeV mb)、右の縦軸は $NIEL$ ($\text{keV cm}^2/\text{g}$) を表す。

したがって、 $A = 28.086 \text{ g/mol}$ のシリコンについては以下の対応がつく⁷。

$$100 \text{ MeV mb} = 2.144 \text{ keV cm}^2/\text{g} \quad (3.9)$$

図 3.7 に、入射粒子のエネルギーに対するシリコンの損傷関数を示す。

前節のビームラインシミュレーションで得られたミュオンモニターにおける各粒子のスペクトル分布 $\phi(E)$ (図 3.5) に、図 3.7 の損傷関数 $D(E)/95 \text{ MeV mb}$ をかけ、式 (3.3)、式 (3.4) からハードネスパラメータを求めた。そして式 (3.2) より、ミュオンモニターにおける 1 MeV 等価中性子線量を見積もった。ミュオンピットのビーム軸上にくる粒子のハードネスパラメータ κ 、線量 Φ 、 1 MeV 等価中性子線量 $\Phi_{eq}^{1\text{MeV}}$ を表 3.4 にまとめた。ミュオンモニターにくるビームの全 1 MeV 等価中性子線量は $9.7 \times 10^6 \text{ 1 MeV neutrons/cm}^2/\text{spill}$ と見積もられた。

$24 \text{ GeV}/c$ の陽子を $1 \times 10^{15} /\text{cm}^2$ 照射した結果、シリコン検出器のシグナルは見えなくなり、CVD ダイヤモンド検出器のシグナルに減少は見られなかったという測定 [7] から、NIEL スケーリングを用いて、T2K ミュオンモニターにおけるシリコン PIN フォトダイオードおよび CVD ダイヤモンド検出器の寿命を見積もることができる。 $24 \text{ GeV}/c$ の陽子のハードネスパラメータは $\kappa \sim 1$ であるから、 $1 \times 10^{15} \text{ protons/cm}^2$ は $1 \times 10^{15} \text{ 1 MeV neutrons/cm}^2$ に等しい。したがって、T2K ミュオンモニターにおいては、 $1.03 \times 10^8 \text{ spill} \approx 4000 \text{ 日間}$ 、CVD ダイヤモンド検出器はシグナルの減少なしに動作可能であると考えられる。一方、シリコン検出器は $\sim 2 \times 10^{12} \text{ 1 MeV neutrons/cm}^2$ で型反転⁸が起こる [12] ので、 $2.06 \times 10^5 \text{ spill} \approx 8 \text{ 日}$ で動作しなくなると予想される。

⁷この単位換算は 18 MeV 以上の中性子についての 2 つの損傷関数に対応をつけるものとして使われる。

⁸ p 型が n 型に変わる現象。

表 3.4: ミューオンピットのビーム軸上にくる各粒子のハードネスパラメータ κ 、線量 Φ 、1 MeV 等価中性子線量 $\Phi_{eq}^{1\text{MeV}}$ 。

	e^\pm	μ^\pm	n	p	π
κ	0.07	0.08	1	1.51	0.64
Φ (cm ² /spill)	1.3×10^7	8.6×10^7	1.9×10^6	2.2×10^3	2.1×10^4
$\Phi_{eq}^{1\text{MeV}}$ (cm ² /spill)	9.3×10^5	6.9×10^6	1.9×10^6	3.3×10^3	1.4×10^4
Total	9.7×10^6 1 MeV neutrons/cm ² /spill				

吸収線量の見積もり

ビームラインシミュレーションにおいて、ミューオンピットのビーム軸上に様々な物質を置き、その吸収線量を求めた。その結果を表 3.5 に示す。なお、このときのモンテカルロの統計は 1.4×10^6 POT で、表に示した値はモンテカルロで得られた量を 1 年 (100 日) 当たりの量 (8.1×10^{20} POT) にスケールしたものである。

シミュレーションの結果、吸収線量はあまり物質の種類によらず ~ 60 kGy/year であることが分かった。この値は、ミューオンモニターに用いる材料を選定する際に有用である。特に、ケーブルやコネクタの絶縁材料は、この放射線量でも使用可能なものを選ぶ必要がある。また、残留放射能をできるだけ抑えるために、放射化しにくい材料を使用することも重要である⁹。

表 3.5: 1 年 (100 日) のラン (8.1×10^{20} POT) 当たりの、ミューオンピットのビーム軸上に置かれた物質の吸収線量。

	吸収線量 (kGy/year)
シリコン	56.2
ダイヤモンド	58.3
ヘリウムガス	75.4
アルゴンガス	61.1
アルミニウム	62.5
アルミナセラミック	63.0
エポキシ樹脂	72.1
SUS304	96.0
空気	44.5

3.3.2 検出器の配置と系統誤差の評価

ミューオンモニターの検出器の配置として、図 3.8 のようなものを考える。

図 (上) はシリコン PIN フォトダイオードと CVD ダイヤモンド検出器の配置の候補である。CVD ダイヤモンド検出器は高価であるため、使用するチャンネル数はできるだけ少なく抑えたい。そこ

⁹ミューオンピットの最も放射線の強い所に鉄材を置いたとき、1 年のランと 1 週間の冷却後の残留放射線は数十 $\mu\text{Sv/h}$ と見積もられている。なお、法令で定められている被曝量の上限は 1 mSv/week である。

で、図の (A), (B), (C) のような 3 つの配置を考案した。(A) は 5×5 のマスに交互に並べるもので、チャンネル数は 13 である。(B) は 5×5 のマスに放射状に並べるもので、チャンネル数は 17 である。そして (C) は 5×5 のマスをすべて埋めるもので、チャンネル数は 25 である。

また、イオンチェンバーは、縦一列のチャンネルをすべて 1 つのガス容器の中に入れることを考えて、縦一列を 1 組の構成要素として考える。したがって、同図 (下) のような 5×5 , 7×7 , 9×9 の 3 つの配置を考案した。

これらの各検出器の配置において、ミュオンモニターに用いる検出器のチャンネルごとの測定誤差が、再構成するプロファイル中心の決定精度にどのような影響を及ぼすか見積もるため、以下のようなトイモンテカルロシミュレーションを行った。

1. 検出器の測定誤差を s とする。
2. 検出器の配置を決める。
3. ビームラインシミュレーションで得た荷電粒子のプロファイルを真のプロファイル $F_{true}(x, y)$ とする。
4. 検出器 i の位置 (x_i, y_i) での応答を $F_i = (1 + \delta_i) F_{true}(x_i, y_i)$ とする。なお、 δ_i は標準偏差 s の正規分布に従うものとし、試行の度ランダムに与える。
5. 各検出器の F_i からプロファイルを再構成し、それを $F_{rec}(x, y)$ とする。
6. F_{true} からの F_{rec} のプロファイル中心のずれ dr を求める。
7. 4 ~ 6 の試行を 10000 回繰り返す。
8. 得られた dr の分布で、 $\sigma(dr)$ をプロファイル再構成における系統誤差とする。

シミュレーションによって得られた検出器の測定誤差 s とプロファイル再構成の系統誤差 $\sigma(dr)$ の関係を図 3.9 に示す。

ミュオンモニターに用いる検出器に対する要請は、 $\sigma(dr) = 3 \text{ cm}$ である。第 6 章で述べるビームテストによって検出器の性能を評価した上で、その要請を満たすように図 3.9 のシミュレーション結果に基づいて検出器の配置とチャンネル数を決定する。

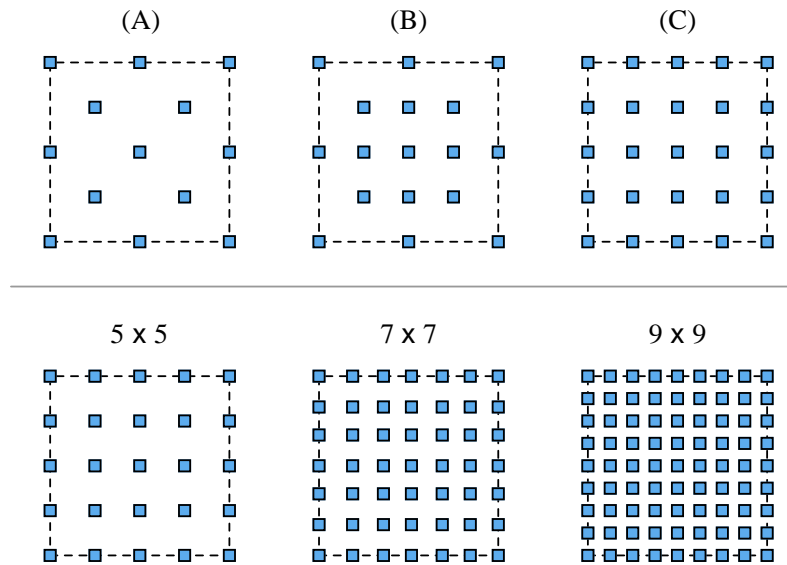


図 3.8: 検出器の配置。色塗りの四角が検出器、後ろの破線がミュオンモニターが覆う $150 \times 150 \text{ cm}^2$ の領域を示す。(上) シリコン PIN フォトダイオードと CVD ダイヤモンド検出器用の配置。(下) イオンチェンバー用の配置。

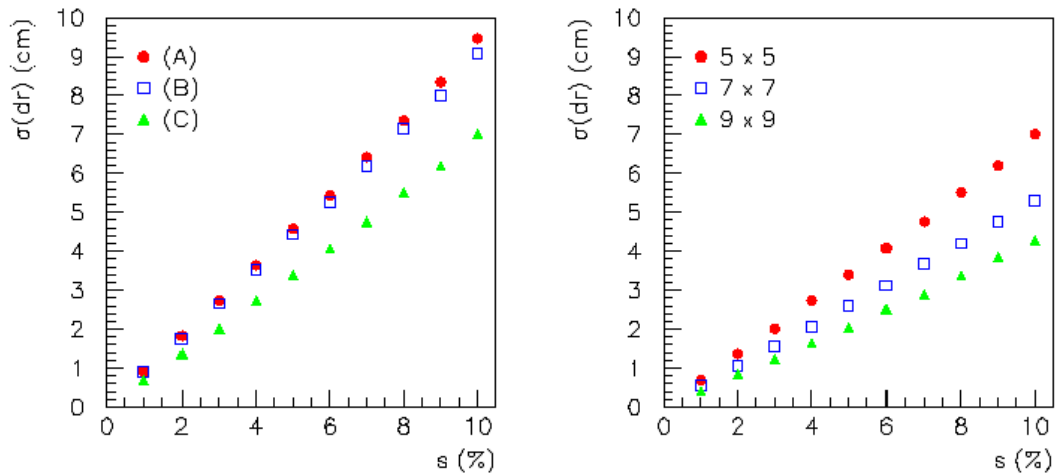


図 3.9: 検出器の測定誤差 s とプロファイル再構成の系統誤差 $\sigma(dr)$ の関係。(左) シリコン PIN フォトダイオードまたは CVD ダイヤモンド検出器の配置 A, B, C について示す。(右) イオンチェンバーの配置 5×5 , 7×7 , 9×9 について示す。

第4章 ミューオンモニターに用いる検出器

本章では、T2K ミューオンモニターに用いる 3 つの検出器 (シリコン PIN フォトダイオード、CVD ダイヤモンド検出器、平行平板型イオンチェンバー) について、その仕様、動作原理と特性について述べる。

これら 3 つの検出器の動作原理は、電極間に電圧を印加して、検出器を通過する粒子によって引き起こされる電離により生じた電荷を読み出すという点では、どれも同じである。しかし、電極間にある物質の性質によって、3 つの検出器の応答の特性もそれぞれ大きく異なる。

4.1 シリコン PIN フォトダイオード

本研究で測定に用いたシリコン PIN フォトダイオードは、HAMAMATSU S3590-08 である。これは主に高エネルギー実験用に開発された大面積型、白セラミックベースのフォトダイオードである。図 4.1 はそのサンプルの写真である。また、サンプルの仕様を表 4.1 にまとめた。

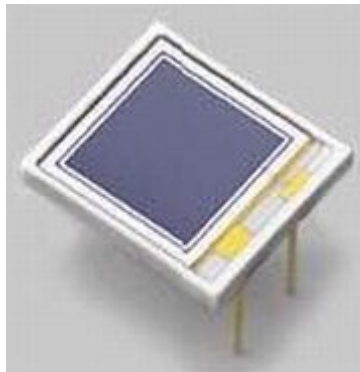


図 4.1: 本研究で用いるシリコン PIN フォトダイオードの写真。

表 4.1: 本研究で用いるシリコン PIN フォトダイオードの仕様

有感面積	$10 \times 10 \text{ mm}^2$
ウェーハ厚さ	$300 \text{ }\mu\text{m}$
最大許容印加電圧	100 V

シリコン PIN フォトダイオードは光や放射線の計測に広く用いられている半導体検出器で、その動作特性はよく知られているが、絶縁体である CVD ダイアモンド検出器との対比のため、シリコン PIN フォトダイオードに特化せず半導体検出器に概して、その性質と動作原理について以下詳しく述べる。なお、ここで述べる半導体検出器の動作原理はそのまま CVD ダイアモンド検出器にも適用される。

4.1.1 半導体の性質

エネルギーバンド構造

格子の周期性のため、結晶中の電子の取り得るエネルギーはいくつかのバンド状の領域 (エネルギーバンド) に限られる。図 4.2 に、シリコンのエネルギーバンド構造を示す。下側のバンドが価電子帯 (VB: Valence Band) で、結晶中の特定の格子位置に束縛されている外殻電子に対応する。シリコンの場合、この電子は共有結合の一部となっている。上側のバンドが伝導帯 (CB: Conduction Band) で、結晶中の自由電子に対応する。この電子は物質の電気伝導に寄与する。価電子帯と伝導帯はバンドギャップ (BG: Band Gap) で分離されており、固体はこのバンドギャップの大きさ E_g で伝導体、半導体、絶縁体に分類される (図 4.3)。一般に $E_g \approx 1 \text{ eV}$ のものを半導体、 $E_g > 5 \text{ eV}$ のものを絶縁体と呼ぶ。シリコンは $E_g = 1.124 \text{ eV}$ の半導体である。半導体の場合バンドギャップが小さいので、価電子がエネルギーをもらって伝導帯に上がり、伝導帯に電子、価電子帯にホール (電子ホール対) をつくることができる。物理的には、これは共有結合をなしていた電子が励起されて自由に動き回れるようになることを意味する。この電子ホール対によって半導体は電気伝導性を得る。

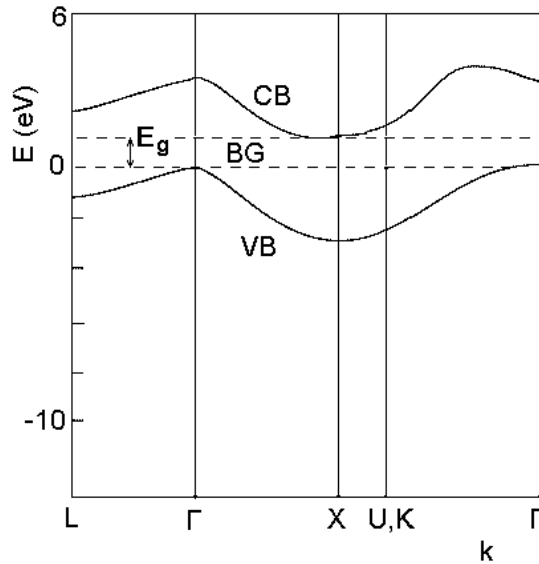


図 4.2: シリコンのバンド構造 (電子のエネルギー E と波数 k の関係)。下側の曲線が価電子帯 (VB) の最高エネルギー、上側の曲線が伝導帯 (CB) の最低エネルギーを表す。その間がバンドギャップ (BG) である。 Γ は $\vec{k} = \vec{0}$ に対応する。

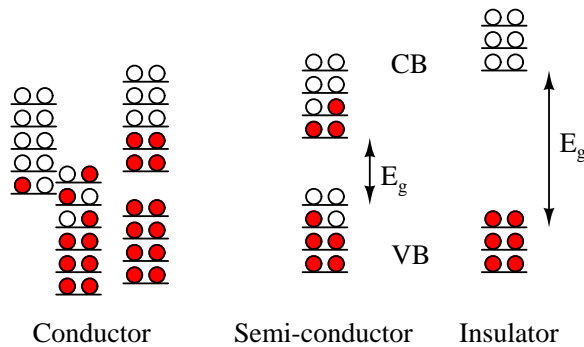


図 4.3: 伝導体、半導体、絶縁体の価電子帯 (VB)、伝導帯 (CB) の概念図。価電子帯にある白丸、および伝導帯にある赤丸がキャリアを示す。

n 型半導体

真性半導体にそれよりも価電子数の多いドナー不純物をドーピングしたものが n 型半導体である。4 価のシリコンに 5 価のリンをドーピングしたときの格子を模式的に表すと、図 4.4 (左) のようになる。ドナー不純物の余剰電子 (ドナー電子) は、同図 (右) のようにバンドギャップの伝導帯付近のエネルギー (ドナー準位) を持っているので、容易に伝導帯に励起され、伝導電子の数が増加する。

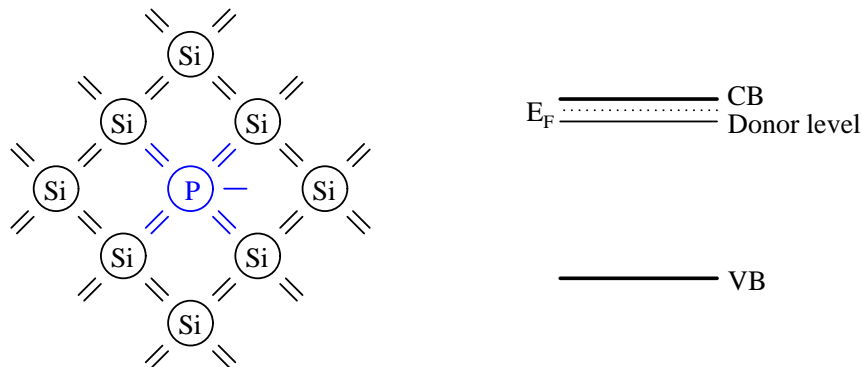


図 4.4: (左) シリコン結晶格子中にリンをドーピングしたときの模式図。(右) バンドギャップ中のドナー準位。 E_F はフェルミエネルギー。

p 型半導体

真性半導体にそれよりも価電子数の少ないアクセプタ不純物をドーピングしたものが p 型半導体である。4 価のシリコンに 3 価のホウ素をドーピングしたときの格子を模式的に表すと、図 4.5 (左) のようになる。アクセプタ不純物は、同図 (右) のようにバンドギャップの価電子帯付近にエネルギー準位 (アクセプタ準位) をつくるので、価電子帯の電子はそこへ励起され、価電子帯にホールを残す。

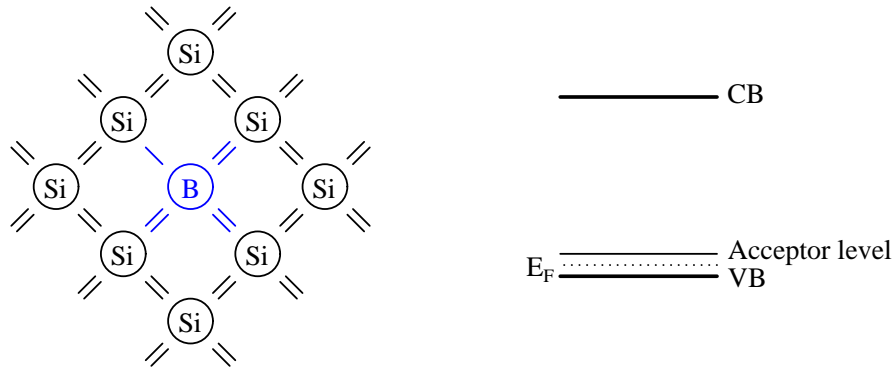


図 4.5: (左) シリコン結晶格子中にホウ素をドーピングしたときの模式図。(右) バンドギャップ中のアクセプタ準位。

pn 接合

p 型と n 型の半導体を接合すると、拡散によって n 層の電子が p 層へ、p 層のホールが n 層へ流れ込む。その結果、接合面付近で電子とホールが結合してキャリアが存在しなくなる領域 (空乏層) が生じる。図 4.6 にそのときのエネルギーバンドの様子を示す。接合の p 側に負電圧 V (逆バイアス) を加えると、n 層の電子は p 層へ、p 層のホールは n 層へさらに流れ込み、空乏層が広がる。空乏層の比抵抗は p 型、n 型半導体よりもずっと大きいので、印加バイアスはほとんど空乏層にかかっている (同図 (右))。半導体を放射線検出器として用いる場合、空乏層にはもともとキャリアが存在しないので、放射線により生成した電荷はただちにシグナルとして読み出される。すなわち、空乏層を広げることで、検出器としての応答を速くかつ検出効率を良くすることができる。

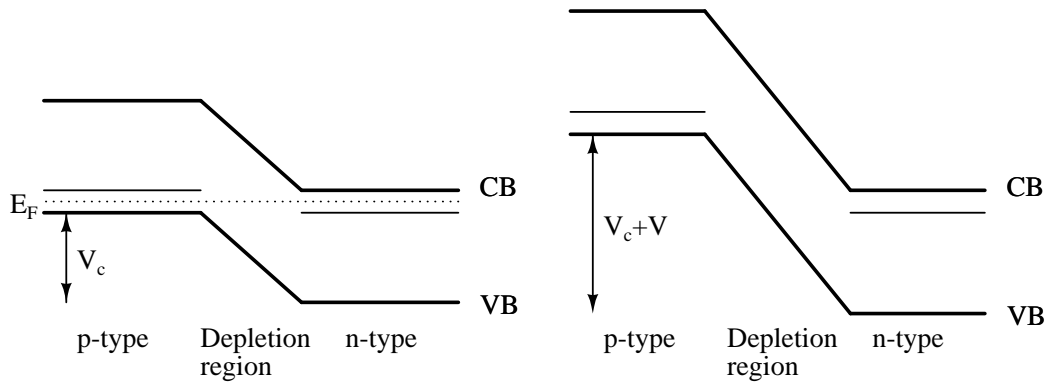


図 4.6: (左) pn 接合にかかるエネルギーバンド。接合部に空乏層がつくられ、接触電位 V_c を生じる。(右) 逆バイアス V をかけたときのエネルギーバンドの変化。逆バイアスのほとんどは接合部にかかり、空乏層が広がる。

pin 構造

図 4.7 に PIN ダイオードの構造を示す。PIN ダイオードは p 層と n 層の間に真性層 (i 層¹) を設けた pin 構造の半導体である。i 層にはキャリアがないので、相対的に空乏層が広がる。また、i 層の比抵抗は p 層、n 層よりもずっと大きいので、印加バイアスはほとんど i 層にかかり、境界では急激に 0 に落ちる。したがって、PIN ダイオードの有感領域はほぼ i 層の厚さで決まっており、pn 接合に比べて広い空乏層を得ることができる。

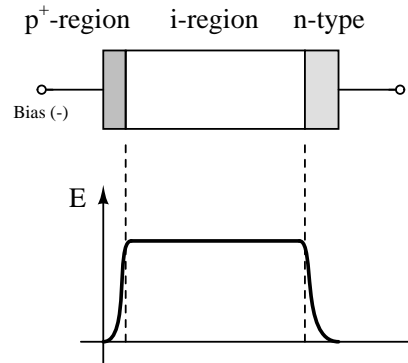


図 4.7: PIN ダイオードの構造。下に電場分布を示した。

4.1.2 半導体検出器の動作原理

半導体検出器を荷電粒子が通過したとき、それがシグナルとしてどのように検出されるかを以下に述べる。

キャリアの励起

シリコンのウェーハを荷電粒子が通過すると、電磁相互作用によって価電子帯の電子は伝導帯に励起され、その結果、粒子の飛跡に沿って電子ホール対が生成される。図 4.8 にその模式図を示す。一对の電子ホール対を生成するのに要する 1 次荷電粒子の平均エネルギー (電離エネルギー) は、シリコンの場合常温で 3.6 eV である。この電離エネルギーは、入射粒子の種類やエネルギーにはほとんど依存しないことが実験で観測されている。

キャリアの移動

ウェーハに外部電場 \vec{E} をかけると、キャリアはその電場に従って加速される。しかし、キャリアは格子のフォノンによって散乱されるので、ある一定の速度 (ドリフト速度) で移動することになる。伝導帯、価電子帯におけるドリフト速度は次式で表される。

$$\vec{v}_c = -\frac{e\tau_c}{m_c^*} \vec{E} \quad ; \quad \vec{v}_v = -\frac{e\tau_v}{m_v^*} \vec{E} \quad (4.1)$$

¹intrinsic region

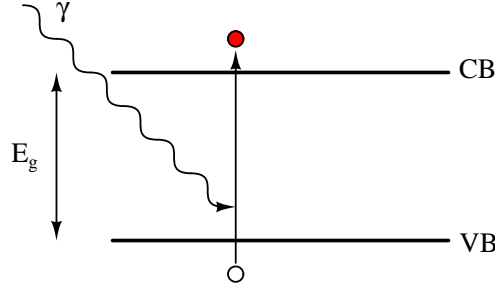


図 4.8: 励起によるキャリア生成の模式図。仮想光子を介した電磁相互作用により、価電子帯の電子が伝導帯に励起され、電子ホール対を生成する。

ここで、 m^* は実効質量、 τ は散乱の緩和時間である。これより、キャリア電子、ホールの移動度は次式で定義される。

$$\mu_c \equiv \frac{e\tau_c}{m_c^*} \quad ; \quad \mu_v \equiv \frac{e\tau_v}{m_v^*} \quad (4.2)$$

式 (4.1) によると、キャリアのドリフト速度は外部電場に比例して増加する。しかし現実には、ある電場 E_{sat} を越えてくると、光学モードフォノンによる散乱が加わって移動度が $1/|\vec{E}|$ のように減少するので、ドリフト速度はある一定の速度 (飽和速度 \vec{v}_{sat}) で飽和する。飽和速度は熱平衡におけるキャリアの速度 v_{th} で決まる。

$$|\vec{v}_{sat}| \approx v_{th} \equiv \sqrt{\langle v^2 \rangle} = \sqrt{\frac{3k_B T}{m^*}} \quad (4.3)$$

さらに、飽和電場は、

$$|\vec{E}_{sat}| = \frac{1}{\mu} |\vec{v}_{sat}| \quad (4.4)$$

となる。実効質量を電子の静止質量 $m^* = 511 \text{ keV}$ とすると、飽和速度は室温で $1.17 \times 10^7 \text{ cm/sec}$ となる。さらに、シリコンにおける電子の移動度 $1450 \text{ cm}^2/(\text{Vsec})$ およびホールの移動度 $440 \text{ cm}^2/(\text{Vsec})$ から、伝導帯、価電子帯における飽和電場はそれぞれ $0.81 \text{ V}/\mu\text{m}$ 、 $2.66 \text{ V}/\mu\text{m}$ となる。

電荷の収集

電離により生じた電荷 \bar{Q}_{gen} (電子ホール対) は外部電場によって電極に集められる。しかし、実際に測定される誘導電荷 \bar{Q}_{ind} は、物質のパラメータや検出器の動作状況により、 \bar{Q}_{gen} とは異なる。誘導電荷と電離により生じた電荷の比を電荷収効率 ϵ_r と定義する。

$$\epsilon_r \equiv \frac{\bar{Q}_{ind}}{\bar{Q}_{gen}} \quad (4.5)$$

キャリアの増幅や光伝導の利得がなければ、 $0 \leq \epsilon_r \leq 1$ である。

今、図 4.9 (左上) のように、座標 a に単一電荷 q 、座標 $D/2$ に電極板があり、電極板は一定の電位 $\Phi/2$ で保たれているとする。以下、円柱座標系 (ρ, z) で考える。境界条件 $\Phi(\rho, z = D/2; a) = \Phi/2$ を満たすように、座標 $D - a$ に逆符号の仮想電荷 $-q$ を置く。このとき、電極の表面電荷密度は、

$$\sigma(\rho; a) = -\epsilon_0 \partial_z \Phi(\rho, z; a)|_{z=D/2} = -\frac{q}{2\pi} \frac{D/2 - a}{\{\rho^2 + (D/2 - a)^2\}^{3/2}} \quad (4.6)$$

となる。よって、電極板上半径 R の円内に誘導される電荷は次式で表される。

$$q_{ind}(a; R) = \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^R \sigma(\rho; a) \rho d\rho = -q + \frac{(D/2 - a)q}{\sqrt{R^2 + (D/2 - a)^2}} \quad (4.7)$$

R が十分大きく $(D/2 - a)/R \ll 1$ のとき、 $q_{ind} = -q$ となる。

さらに図 4.9 (右) のように、座標 $-D/2$ に別の電極板 (bottom) を、最初の電極板 (top) と平行に距離 D 隔てて置く。電極板 (bottom) は一定の電位 $-\Phi/2$ で保たれているとする。このとき、電極板 (top) に誘導される電荷は同様にして、

$$q_{ind}^{(top)}(a; D, R) = \frac{q}{2} \sum_{k=-\infty}^{\infty} \left(\frac{2kD - D + a}{\sqrt{R^2 + (2kD - D + a)^2}} + \frac{2kD + a}{\sqrt{R^2 + (2kD + a)^2}} \right) \quad (4.8)$$

$R \geq D$ のとき、上式は以下のように近似できる。

$$q_{ind}^{(top)} = - \left(\frac{D/2 - a}{D} \right) q \quad ; \quad q_{ind}^{(bottom)} = - \left(\frac{D/2 + a}{D} \right) q \quad (4.9)$$

ここで、図 4.9 (左下) のようにこの電極板間の同じ位置 a に 1 つの電荷対 $(q, -q)$ ができ、さらに電位差 Φ がつくる電場 $\vec{E} = -\nabla\Phi = -\partial_z\Phi(z)$ によってそれらが移動する場合を考える。正電荷 q が電極板 (bottom) に向かって距離 $r_p(a)$ 、負電荷 $-q$ が電極板 (top) に向かって距離 $r_n(a)$ だけ移動するとき、電極板 (top) に誘導される電荷は、式 (4.9) より、

$$q_{ind}^{(top)}(a) = \int_a^{a+r_n(a)} \frac{-q}{D} dz + \int_a^{a-r_p(a)} \frac{q}{D} dz = -\frac{q}{D} \{r_n(a) + r_p(a)\} \quad (4.10)$$

である。同様に、電極板 (bottom) に誘導される電荷は、

$$q_{ind}^{(bottom)}(a) = \frac{q}{D} \{r_n(a) + r_p(a)\} \quad (4.11)$$

である。ここで、電荷収集間隔を以下のように定義する。

$$d(z) \equiv r_n(z) + r_p(z) \quad (4.12)$$

さらにこれを N 個の電荷対に拡張して考える。図 4.10 のように、 z 軸に沿って電極板に垂直な方向に N 個の電荷対が均等に分布しているとする ($\frac{dN}{dz}(z) = \frac{N}{D} = \text{const.}$)。このとき電極板 (top) に誘導される電荷は、式 (4.10) より、

$$Q_{ind}^{(top)} = \frac{N}{D} \int_{-D/2}^{D/2} q_{ind}^{(top)}(z) dz = -\frac{q}{D} \int_{-D/2}^{D/2} r_n \frac{dN}{dr_n}(r_n) dr_n - \frac{q}{D} \int_{-D/2}^{D/2} r_p \frac{dN}{dr_p}(r_p) dr_p \quad (4.13)$$

となる。ここで、 r は z の任意の関数で $r = r(z)$ である。また、各積分はキャリアが移動した距離の平均値である。これを \bar{r}_n, \bar{r}_p とおき、さらに平均電荷収集間隔²を、

$$\bar{d} \equiv \bar{r}_n + \bar{r}_p \quad (4.14)$$

と定義すると、各電極板に誘導される電荷は次式で表される。

$$Q_{ind}^{(top)} = -\frac{qN}{D} \bar{d} \quad ; \quad Q_{ind}^{(bottom)} = \frac{qN}{D} \bar{d} \quad (4.15)$$

したがって、荷電粒子によってウェー八内に電荷 \bar{Q}_{gen} が生成されたとき、測定される電荷 \bar{Q}_{ind} は、

$$\bar{Q}_{ind} = \frac{\bar{d}}{D} \bar{Q}_{gen} \quad (4.16)$$

である。

²以下、単に電荷収集間隔と呼ぶ。

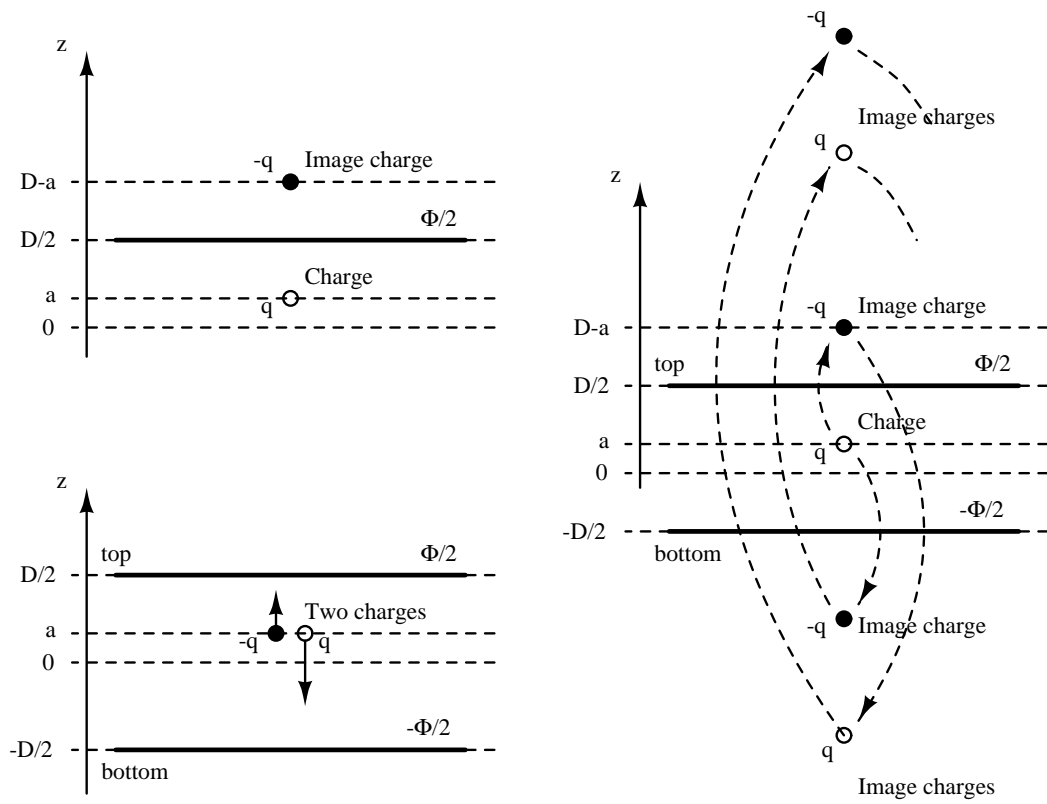


図 4.9: 電気映像法。(左上) 電極板のそばに静止している単一電荷 q 。(右) 電極板間に静止している単一電荷 q 。(左下) 電極板間を移動する電荷対 $(q, -q)$ 。

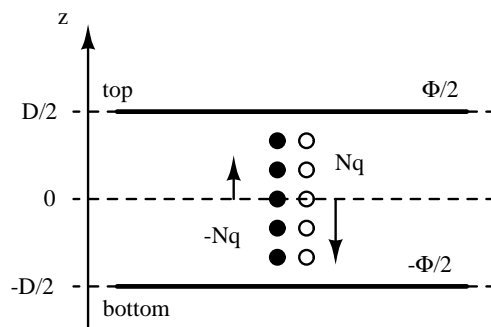


図 4.10: 電極板間を移動する N 個の電荷対。

キャリアの捕獲と再結合

これまで、価電子帯および導電帯のエネルギー準位にある電子、ホールについてのみ述べてきたが、実際の半導体中には少なからず不純物があり、それらは格子欠損となってエネルギーギャップに別のエネルギー準位（不純中心）を作る。すなわち、格子欠損は、キャリアを捕獲して長時間移動できなくする捕獲中心、あるいは電子とホールを捕獲して再結合させる再結合中心として働く。図 4.11 にその模式図を示す。一般的に、不純中心として、以下の 4 つのエネルギー準位がある。

- 活性電子状態 (AES: Active Electron States)
伝導帯 (CB) のすぐ下のエネルギー準位。AES から CB への電子の移動 (DT: De-trapping Transition)、CB から AES への電子の移動 (RT: Re-trapping Transition) が起こる。
- 深電子状態 (DES: Deep Electron States)
フェルミエネルギーより少し上にあるエネルギー準位。VB から DES へのホールの移動 (RC: Re-Combination) が起こる。
- 深空位状態 (DVS: Deep Vacancy States)
フェルミエネルギーより少し下にあるエネルギー準位。AES から DVS への電子の移動 (RC) が起こる。
- 活性空位状態 (AVS: Active Vacancy States)
価電子帯のすぐ上のエネルギー準位。AVS から VB へのホールの移動 (DT)、VB から AVS へのホールの移動 (RT) が起こる。

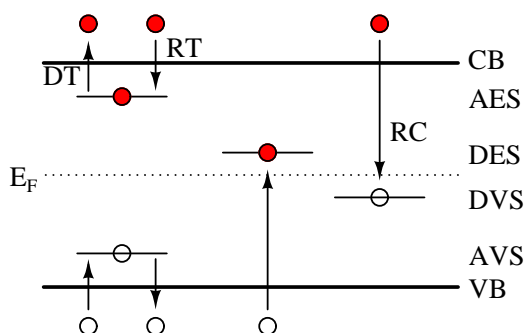


図 4.11: 捕獲中心、再結合中心の模式図。

4.1.3 放射線損傷

半導体検出器の放射線損傷には、電離による表面欠損と置換によるバルク欠損があるが、ここでは T2K ミューオンモニターでの動作に重大な影響を与えるバルク欠損について述べる。

点欠損

点欠損は結晶格子の周期性からの "0 次元" の乱れである。この点欠損が集結すると、熱的、電氣的伝導率やキャリアの移動度などが変化し、半導体検出器の動作に大きく影響してくる。点欠損

の模式図を図 4.12 に示す。点欠損があると、バンドギャップに新たなエネルギー準位が生まれるので、前節で述べたようなキャリアの捕獲や再結合が起こり、シグナルの減少につながる。

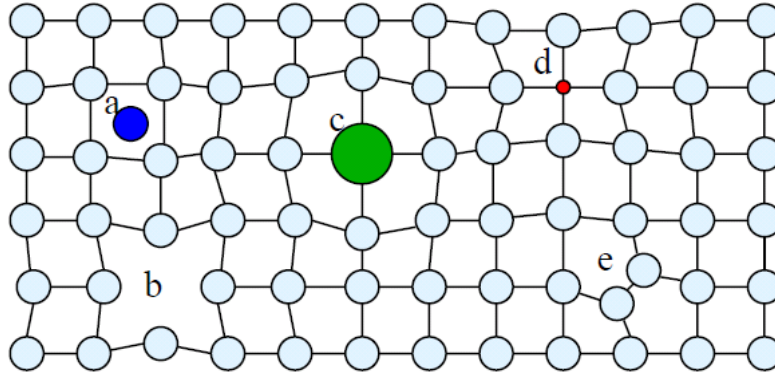


図 4.12: 点欠損の模式図。(a) 格子間侵入原子。(b) 格子欠如。(c), (d) 侵入置換。(e) 自己格子間侵入。

バルク欠損

物質に粒子が入射すると、結晶を構成する原子にエネルギーが与えられるが、そのエネルギーが十分大きいとき、その原子は結晶格子から弾き飛ばされて PKA³となる。そしてその PKA が別の原子を弾き飛ばして新たな SKA⁴をつくることもある。よって PKA, SKA は格子欠如型、自己格子間侵入型の点欠損となる。PKA, SKA の連鎖が進むと、点欠損は集団欠損となって現れる。

こうした欠損は非電離相互作用によって生じ、バルクの中に現れる。バルク欠損は格子の配列を乱すので不可逆であり、放射線損傷として永久に残り続ける。

³Primary Knock on Atom

⁴Secondary Knock on Atom

4.2 CVD ダイヤモンド検出器

本研究では、CERN RD42[13] で開発されたサンプルについてテストした。その仕様を表 4.2 にまとめた。また、図 4.13 はテストしたサンプルの写真である。

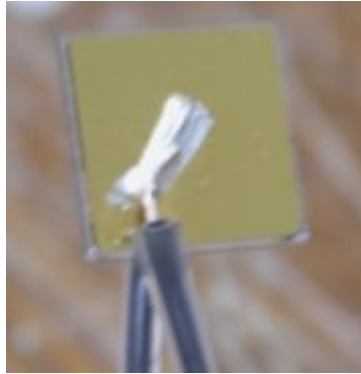


図 4.13: 本研究で用いる CVD ダイヤモンド検出器の写真。

表 4.2: 本研究で用いる CVD ダイヤモンド検出器の仕様

有感面積	$9.5 \times 9.5 \text{ mm}^2$
ウェーハ厚さ	$500 \text{ }\mu\text{m}$
最大許容印加電圧	$500 \text{ V}^{(5)}$

4.2.1 CVD ダイヤモンドの性質

CVD ダイヤモンドとは、化学蒸着 (CVD: Chemical Vapor Deposition) 成長製法により作られる人工ダイヤモンドのことである。この CVD 成長製法により、高純度で大面積の人工ダイヤモンドを安価に製造することが可能となり、ダイヤモンドを検出器として利用することが実用的になった。さらにダイヤモンドは耐放射線性に優れていることから、高エネルギー物理実験においては、シリコンなど従来の半導体検出器に変わり得るものとして期待されている。表 4.3 にダイヤモンドとシリコンの物理的性質をまとめた。

以下、CVD ダイヤモンドの性質について詳しく述べていく。

⁵電極部の耐電圧。

表 4.3: ダイヤモンドとシリコンの物理的性質。(標準状態における値)

	ダイヤモンド ⁶	シリコン ⁷
原子番号	6	14
質量数	12.011	28.0855
密度 (g/cm ³)	3.515	2.329
凝縮エネルギー (eV/atom)	7.37	4.63
バンドギャップ (eV)	5.48	1.124
比誘電率	5.7	11.9
抵抗 ^{8,9} (Ω cm)	> 10 ¹³	20 × 10 ³
絶縁破壊電圧 (V/μm)	1000	30
電子移動度 (cm ² /(Vsec))	1500 ~ 2400	1450
ホール移動度 (cm ² /(Vsec))	1000 ~ 2100	≈ 440
電子飽和速度 (cm/sec)	2 × 10 ⁷	0.9 × 10 ⁷
ホール飽和速度 (cm/sec)	10 ⁷	
電離エネルギー (eV)	13	3.6
放射長 (cm)	12.03	9.4
比電離エネルギー損失 (MeV/cm)	6.2	3.9
平均電子ホール対生成数/MIP (pairs/100 μm)	3600	9000

CVD 成長製法

一般に人工ダイヤモンドは高温 (> 1000 °C) 高圧 (> 10⁵ atm) の液体から作られるが、CVD ダイヤモンドは低温 (< 1000 °C) 低圧 (≈ 0.1 atm) のガスを用いた非平衡過程から作られる。

CVD ダイヤモンドは炭素、水素、酸素の混合ガスを入れた図 4.14 のような炉のなかで次のような過程を経て成長する。

1. CH₄ のようなガスから炭素が分離して、グラファイトやダイヤモンドの形で 600 °C から 1000 °C に熱せられた基板の上に堆積する。
2. ダイヤモンドよりもグラファイトのほうが速く堆積するので、水素原子や酸素原子、OH 遊離基によってグラファイトを剥がしていく。
3. 一方、ダイヤモンドはそれらには不感であるので、徐々に堆積していき大きな結晶となる。

この CVD 成長製法により、大面積で高純度のダイヤモンドを比較的安価に製造することが可能となった。

CVD 成長の過程は、核形成と結晶成長の 2 つに分けられる。核形成は主にシリコンなどの基板上で起こり、そこからダイヤモンドの結晶が成長していく。よって、CVD ダイヤモンドは天然ダイヤモンドと違い、必然的に多結晶構造となる。また、CVD ダイヤモンドは、図 4.15 のように基板側の核形成面と逆側の成長面とで結晶の大きさが異なるのが特徴である。

⁶タイプ IIa 天然ダイヤモンド

⁷単結晶シリコン

⁸CVD ダイヤモンドの抵抗: > 10¹⁴ Ω cm

⁹逆バイアスをかけたシリコンダイオードの抵抗: 5 × 10¹¹ Ω cm

このように、CVD ダイヤモンドはその結晶の1つひとつ(結晶粒)が形、大きさとも異なるため、キャリアのドリフト速度は場所によって変化し得る。また、結晶粒間が欠損となりエネルギーギャップに非常に多くの不純中心をつくるので、一般にCVD ダイヤモンド検出器の電荷収集間隔はウェーハの厚さよりも小さくなる。

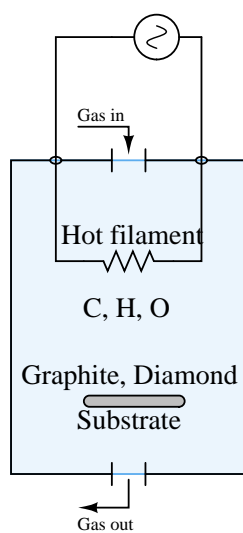


図 4.14: 化学蒸着炉の概観。

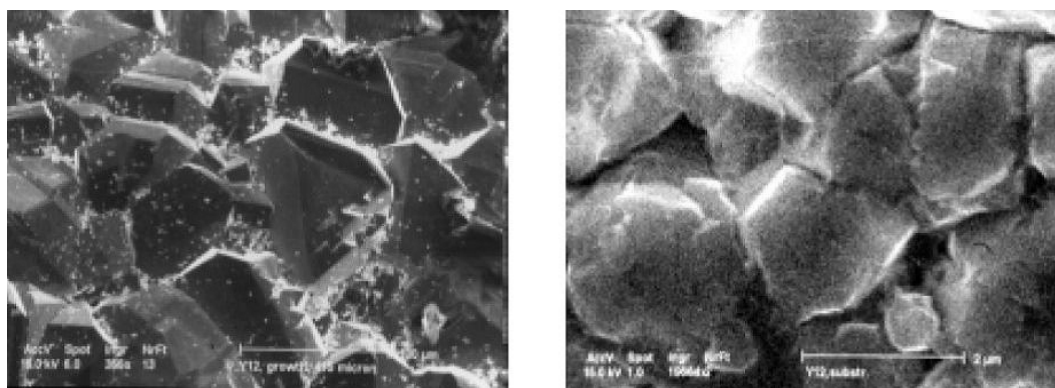


図 4.15: CVD ダイヤモンドサンプル (Norton, St. Gobain Diamond Film[14]) の電子顕微鏡写真 [15]。(左) 成長面。100 μm スケール。(右) 核形成面。2 μm スケール。

エネルギーバンド構造

図 4.16 に、ダイヤモンドのエネルギーバンド構造を示す。ダイヤモンドはバンドギャップ $E_g = 5.48$ eV の絶縁体である。

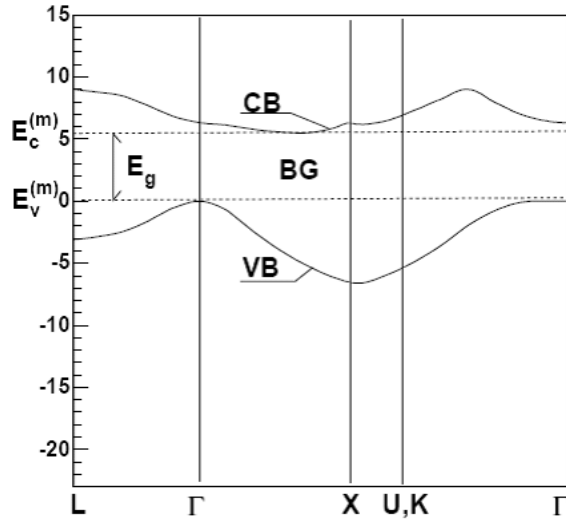


図 4.16: ダイヤモンドのバンド構造 [15]。下側の曲線が価電子帯 (VB) の最高エネルギー、上側の曲線が伝導帯 (CB) の最低エネルギーを表す。その間がバンドギャップ (BG) である。 Γ は $\vec{k} = \vec{0}$ に対応する。

4.2.2 CVD ダイヤモンド検出器の動作原理

ダイヤモンド検出器の動作原理を図式化したものを図 4.17 に示す。ダイヤモンドは $E_g = 5.48$ eV の絶縁体であるが、放射線検出器として用いる場合の動作原理は第 4.1.2 節で述べた半導体検出器のそれと同じである。したがって、ダイヤモンド検出器は半導体検出器として分類される。

シリコンのときと同様に飽和電場を求めると、式 (4.4) および電子の移動度 $2400 \text{ cm}^2/(\text{Vsec})$ 、ホール移動度 $2100 \text{ cm}^2/(\text{Vsec})$ より、伝導帯においては $0.49 \text{ V}/\mu\text{m}$ 、価電子帯においては $0.56 \text{ V}/\mu\text{m}$ となる。

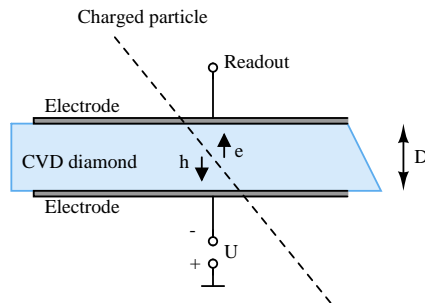


図 4.17: ダイヤモンド検出器の動作原理。

電荷収集間隔

CVD ダイヤモンド検出器のウェーハサンプルの性能を評価する指標として、式 4.16 で定義される電荷収集間隔 \bar{d} が用いられる。ダイヤモンドにおいて、MIP により生成される平均電荷量 (\bar{Q}_{gen}) は $3600 e_0/100 \mu\text{m}$ であるから、ダイヤモンドの電荷収集間隔は測定された電荷 \bar{Q}_{ind} から求められる。

$$\bar{d} = \frac{\bar{Q}_{ind}(e)}{36 e_0/\mu\text{m}} \quad (4.17)$$

技術の進歩により、CVD ダイヤモンドについては、電荷収集間隔が約 $250 \mu\text{m}$ のウェーハまで製造することが可能となっている¹⁰。

Pumping 効果

CVD ダイヤモンドは多結晶構造のため、主に結晶粒の境界が不純中心となりシグナルの減少を招く。この現象は pumping 効果として知られている。Pumping 効果はそれらエネルギー準位がキャリアによって埋め尽くされる (pumped 状態) まで続く。ここである特定の波長の光を照射するか熱すると元の状態 (depumped 状態) に戻る (depumping) が、そうでなければ pumped 状態は長く (数ヶ月 [16]) 続くことが知られている。

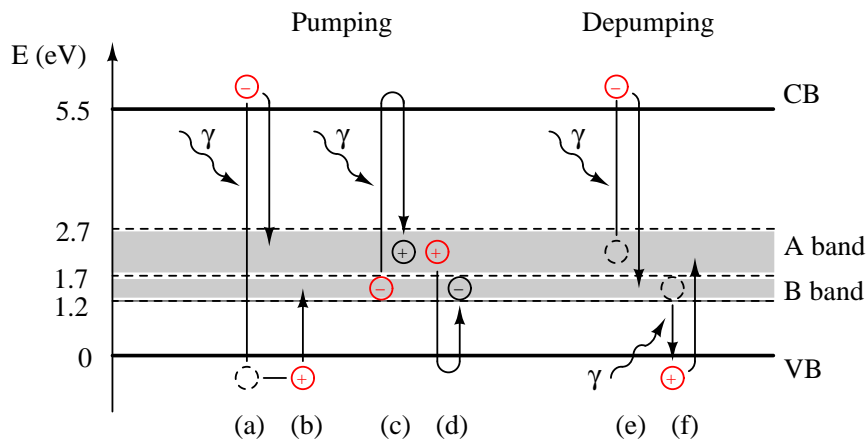


図 4.18: Pumping、depumping 効果。

図 4.18 に pumping、depumping 効果の概念図を示す。CVD ダイヤモンドの不純中心は、主に 2 つのエネルギーバンドからなるとされている [17]。1 つは $1.7 < E < 2.7$ にある A バンド、もう 1 つは $1.2 < E < 1.7$ にある B バンドで、双方ともエネルギーギャップの中心より下のエネルギーに位置する。Pumped 状態では両バンドとも中性で、一方 depumped 状態では、A バンドは正に帯電しており、B バンドは負に帯電している。

Depumped 状態において、エネルギー $E > 5.5 \text{ eV}$ の光子により価電子帯から電離された電子は A バンドに捕獲され正電荷を中性化する (図 4.18 (a))。一方、価電子帯のホールは B バンドに捕獲され負電荷を中性化する (同図 (b))。また、 $E > 3.7 \text{ eV}$ の光子により B バンドの電子は伝導帯に

¹⁰ホモエピタキシャルに成長させた CVD ダイヤモンドについては、欠損濃度が低いため、電荷収集間隔は約 $550 \mu\text{m}$ (電荷収集効率がほぼ 100%) まで達している。

励起され、Aバンドの正電荷を中性化し得る(同図(c))。Aバンドの正電荷も同様にBバンドの負電荷を中性化する(同図(d))。

Pumped状態においては、 $E > 2.7$ eVの光子はAバンドから電子を電離してAバンドを正に帯電させ、さらに伝導帯に励起された電子はBバンドに捕獲されBバンドを負に帯電させる(同図(e))。また、同様に $E > 1.7$ eVの光子によりBバンドは負電荷に、Aバンドは正電荷に帯電し得る(同図(f))。

すなわち、CVDダイヤモンドは入射光子のエネルギーによってpumpingされるかdepumpingされるかが決まる。 $E = 1.2 \sim 1.7$ eV, $2.7 \sim 3.7$ eVの光子はdepumpingに寄与し、 $E = 1.7 \sim 2.7$ eVおよび $E > 3.7$ eVの光子はpumpingに寄与する¹¹。

Pumping効果を定量的に評価するため、簡単なモデル[18]を考える。単一の深い不純中心¹²を仮定する。そしてサンプルへの照射は一様であると、キャリア捕獲の確率は捕獲していない不純中心濃度と放射線量に比例するとしたとき、電荷収集間隔 \bar{d} は放射線量 Φ の関数として次式で表される。

$$\bar{d}(\Phi) = \frac{\bar{d}(\infty)}{1 + \alpha \exp(-\Phi/\tau)} \quad (4.18)$$

ここで、 α は捕獲可能な不純中心と捕獲できない不純中心の比で、 τ は時定数である。これより、放射線量が小さい場合にはpumping効果はより顕著に現れることが分かる。37 MBqの⁹⁰Sr β 線源を用いた測定では、 $\tau = 64$ minという結果が報告されている[15]。また、電荷収集間隔の収束値 $\bar{d}(\infty)$ は印加バイアスに依存することが知られている(分極効果[18])。

4.3 平行平板型イオンチェンバー

4.3.1 平行平板型イオンチェンバーの動作原理

平行平板型イオンチェンバーの動作原理は第4.1.2節で述べた半導体検出器のものと基本的に同じである。すなわち、図4.19のように、ガス中を通過する荷電粒子によって生成される電子イオン対が、異なる電位の電極板間を移動することによって、電極に電荷が誘導される。ただしこの場合、イオンのドリフト速度は電子のおよそ 10^{-3} 倍と非常に遅い¹³ので、イオンは止まっているものとみなしてよく、パルスの形成には電子のみが寄与する。

したがって、電荷の収集過程において電荷の損失がないとすると、式(4.14)より、平均電荷収集間隔 \bar{d} は電極板間隔 D の半分に等しい($\bar{d} = \bar{r}_n + \bar{r}_p = \bar{r}_n = \frac{D}{2}$)。よって式(4.16)より、測定される電荷は、

$$\bar{Q}_{ind} = \frac{1}{2} \bar{Q}_{gen} \quad (4.19)$$

となる。

¹¹測定[17]では、 $E = 1.2 \sim 1.7$ eVの光子はほとんどdepumpingに寄与していない。また、 $E = 1.7 \sim 2.7$ eVの光子によるpumping効果は部分的なものである。

¹²エネルギーギャップの中心付近にある不純中心。

¹³例えば比較的軽いHeイオンの移動度は ~ 22 cm² atm/(V sec)であるから、ガス圧1 atm、電場1 kV/cmの場合、Heイオンのドリフト速度は22000 cm/secになる。

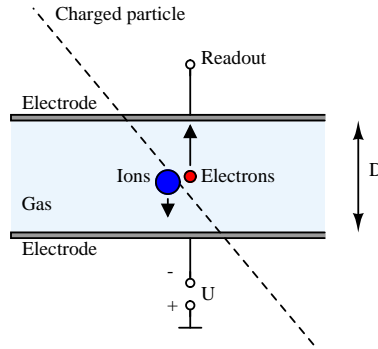


図 4.19: 平行平板型イオンチェンバーの動作原理。

4.3.2 ガス中の自由電子の振る舞い

ガス中の電離過程

荷電粒子がガス中を通過すると、その飛跡に沿って電離イオン対が生成される。飛跡に沿った単位長さ当たりのイオン対生成数 $\frac{dN}{dx}$ は、ガス中の粒子のエネルギー損失 $\frac{dE}{dx}$ と生成イオン対当たりの粒子のエネルギー損失エネルギー (W 値) w を用いて次式で表される [20]。

$$\frac{dN}{dx} = \frac{\frac{dE}{dx}(\chi, \xi, N, T)}{w(\chi, \xi, N, T)} \quad (4.20)$$

ここで、エネルギー損失、W 値はともに、入射粒子の種類 χ と運動エネルギー T 、およびガスの成分 ξ と数密度 N の関数である。エネルギー損失は Bethe-Bloch の式で表される (各記号の意味は [21] を参照)。

$$-\left(\frac{1}{\rho}\right) \frac{dE}{dx} = Kz^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right] \quad (4.21)$$

荷電粒子が失うエネルギーは、電離だけではなく分子の励起などにも使われるため、W 値は常に電離エネルギーよりも大きい。また、原理的には χ, T, ξ の関数であるが、過去の測定から、W 値はこれらには強く依存せず、ほぼ一定のパラメータとなっている。図 4.20 に、希ガスについてのエネルギー損失¹⁴を示す。また、表 4.4 にヘリウムとネオンについての一次電離ポテンシャル U_1 、最小エネルギー損失 $(-\frac{dE}{dx})_{min}$ 、W 値 w 、およびそのときの単位長さ当たりのイオン対生成数 $(\frac{dN}{dx})_{min}$ (式 (4.20) より導出) をまとめた。

電子の移動

電極間に電場をかけると、電子は電場の向きに加速される。電子のドリフト速度 v (cm/sec) は、電場 E (V/cm) とガス圧 p (torr) の比 $\frac{E}{p}$ の関数として表される [24]。

$$v = \begin{cases} const. \times \left(\frac{E}{p}\right)^2, & \frac{E}{p} < \left(\frac{E}{p}\right)_c \\ const. \times \frac{E}{p}, & \frac{E}{p} > \left(\frac{E}{p}\right)_c \end{cases} \quad (4.22)$$

¹⁴制限エネルギー損失。電子に付与するエネルギーの上限を 100 keV として計算してある。

¹⁵高速電子に対する値。

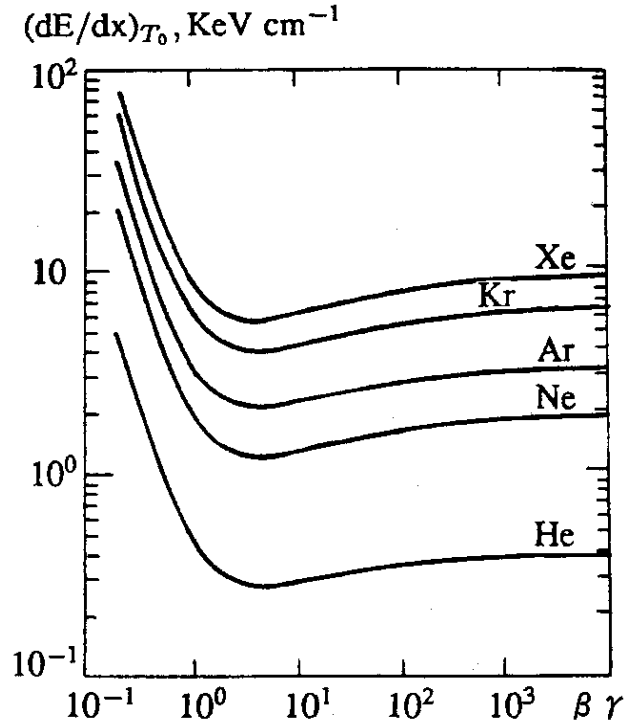


図 4.20: 標準状態における希ガス中の粒子のエネルギー損失 [22]。

表 4.4: 各種気体についての一次電離ポテンシャル U_1 、最小エネルギー損失 $(-\frac{dE}{dx})_{min}$ [22]、W 値 w [23] と単位長さ当たりのイオン対生成数 $(\frac{dN}{dx})_{min}$ (式 (4.20) より導出)。

ガス	U_1 (V)	$(-\frac{dE}{dx})_{min}$ (keV/cm)	$w^{(15)}$ (eV)	$(\frac{dN}{dx})_{min}$ (cm ⁻¹)
He	24.5	0.322	41.3	7.8
Ar	15.7	2.541	26.4	96.3
N ₂	15.5	2.097	34.8	60.3
O ₂	12.5	2.360	30.8	76.6
Air		2.148	33.8	63.6

ここで、 $\frac{E}{p} < \left(\frac{E}{p}\right)_c$ の場合の式は弾性散乱の運動学から導出される。 $\left(\frac{E}{p}\right)_c$ は非弾性散乱が起こり始める点を表しており、希ガスの場合 $\left(\frac{E}{p}\right)_c < 1$ である。図 4.21 に 1 atm (760 torr) における He ガス中の電子のドリフト速度と電場の関係を示す。

電子がドリフトすることで単位時間あたりに電場から得るエネルギーは、原子との衝突により単位時間あたりに失うエネルギーに等しい。すなわち、1回の衝突当たりの平均エネルギー損失を Γ とすると、

$$eEv = \left\langle \Gamma E_e \frac{c_m}{\lambda} \right\rangle \quad (4.23)$$

ここで、 c_m は電子の熱運動速度、 λ は平均自由行程である。一般に電子のドリフト速度は熱速度より 1桁小さい。 λ は v によらず、エネルギー分布は狭いと仮定すると、上式左辺は $\approx \frac{1}{2}mv^2\Gamma\frac{v}{\lambda}$ と近似できる。したがって、電子の熱運動速度 c_m およびドリフト速度 v は、 E, λ, Γ の関数として以下のように書き表される [22]。

$$c_m = \sqrt{\frac{2eE\lambda}{(3\Gamma)^{\frac{1}{2}}m}} \quad (4.24)$$

$$v = \sqrt{\frac{2}{3} \frac{eE\lambda}{m} \left(\frac{\Gamma}{3}\right)^{\frac{1}{2}}} \quad (4.25)$$

今、 λ は c_m に依存しないとしているので、式 (4.24) より $\Gamma \propto c_m^{-4}$ である。つまり式 (4.25) より、 v は c_m に反比例することになる。これより、電子のドリフト速度を速くするには、電子の熱エネルギーを抑えればよいことが分かる。例えば、ガスにクエンチャーと呼ばれる重い有機分子など多くの自由度をもつ分子を混ぜると、それらはガスの熱エネルギーを吸収するので、実質的な電子の温度は低下し、電子のドリフト速度を増加させることができる。図 4.22 に、アルゴンに色々な割合で窒素を混ぜたときの電子のエネルギー分布とドリフト速度を示す。混ぜる窒素の量を増やすにつれ、電子のエネルギーが低エネルギー側にシフトし、ドリフト速度が増加していく様子が分かる。

電子吸着

電子親和性の高いガスが混入していると、電子はそのガスに吸着されてしまう。特に酸素は電子親和力が強く、漏れや壁からの空気により容易に混入し得るので、検出器の動作の際にはその影響を十分考慮しなければならない。電子吸着のパラメータとして、電子と分子の衝突 1 回当たりの電子吸着確率 h が用いられる。 h は電子のエネルギー E_e の関数として表される。図 4.24、図 4.25 に酸素中の電子吸着確率を示す。図 4.24 は電子のエネルギー E_e の関数として、図 4.25 は $\frac{E}{p}$ の関数として示してある。ここで、電子エネルギーの気体平均運動エネルギーに対する比を

$$\eta = \frac{E_e}{\frac{3}{2}k_B T} = \frac{E_e}{0.0388 \text{ eV}} \quad (4.26)$$

とすると、 η と $\frac{E}{p}$ には図 4.26 に示すような関係がある。

酸素による電子吸着の過程には電子のエネルギーによって主に 3 種類ある。まず、エネルギーが低いとき電子は単純に酸素分子に捕獲される ($\text{O}_2 + e \rightarrow \text{O}_2^-$)。これは図 4.24 の $E_e \sim 0.2 \text{ eV}$ のピークに対応する。エネルギー 2 eV 付近になると、今度は酸素との共鳴効果、すなわち電子が酸素分子を励起させてエネルギーを失う過程により、先の吸着過程 ($\text{O}_2 + e \rightarrow \text{O}_2^-$) が起こりやすくなる。そしてエネルギーが酸素分子の解離エネルギー 5 eV 程度になると、酸素分子を解離して吸着される過程が生じてくる ($\text{O}_2 + e \rightarrow \text{O} + \text{O}^-$) ので、図 4.25 のようにエネルギー 5 eV から再び吸着確率が上昇し、8 eV で最大となる。

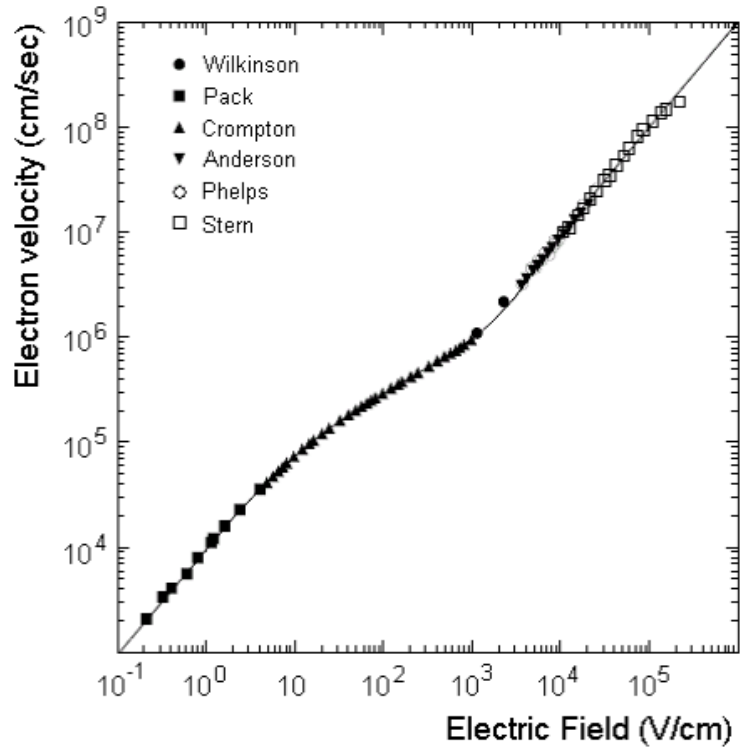


図 4.21: 1 atm (760 torr) における He ガス中の電子のドリフト速度 [25]。

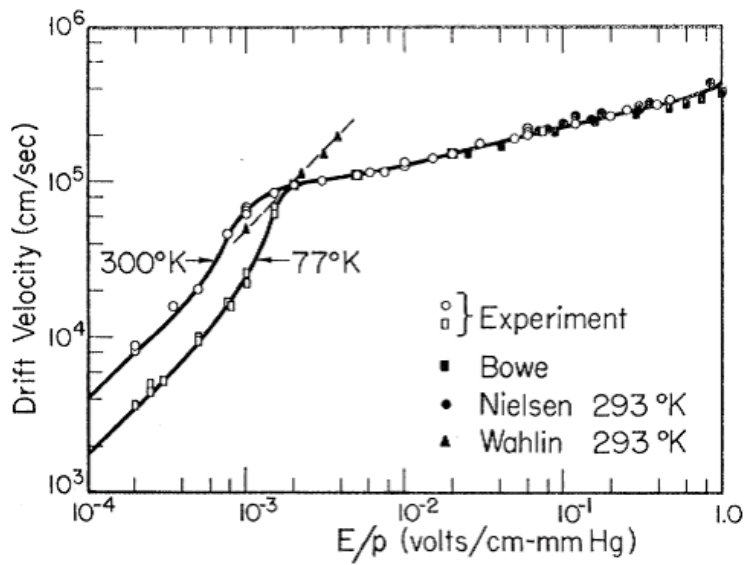


図 4.22: Ar ガス中の電子のドリフト速度 [26]。

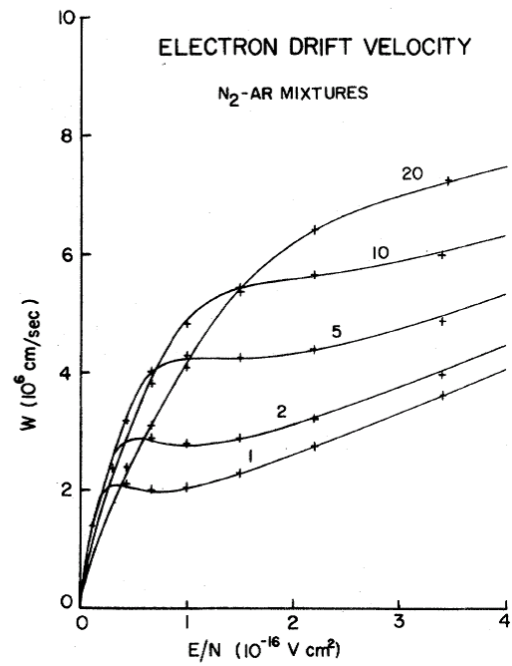
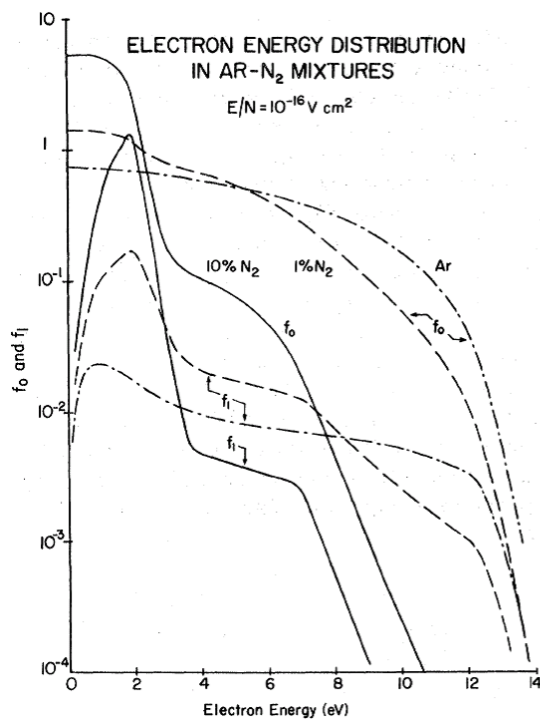


図 4.23: (左) $\frac{E}{N} = 1 \times 10^{-16} \text{ V cm}^2$ における Ar ガス中電子のエネルギー分布 [26]。純 Ar と、Ar に 1% と 10% の N_2 を混ぜたものについて示している。 N は中性粒子数密度。(右) N_2 を混ぜた Ar ガス中の電子のドリフト速度 [27]。グラフそばの数字は、混ぜた N_2 の割合 (%) を示す。

酸素の電子吸着による減衰量を見積もるため、以下の簡単な近似を行う。まず、一般に Ramsauer 平均自由行程 (酸素分圧 x torr 中で、平均速度 c_m の電子の平均自由行程) λ は電子のエネルギー E_e の複雑な関数であるが、酸素中では $E_e = 0.5 \sim 10$ eV において変動は小さいので、 $\lambda = \frac{6}{x} \times 10^{-2}$ cm でエネルギー E_e によらず一定とする。また、 $c_m = 10^7 \sqrt{\eta}$ cm/sec とすると、衝突頻度は $\sim 1.7 \times 10^8 x \sqrt{\eta} \text{ sec}^{-1}$ となる。よって、電子のドリフト速度が v cm/sec のとき、単位長さ当たりの電子吸着の確率は、

$$P = \frac{1.7 \times 10^8 x h \sqrt{\eta}}{v} \quad (\text{cm}^{-1}) \quad (4.27)$$

となる。したがって、酸素の電子吸着によるシグナルの減衰の割合 $\frac{\Delta N}{N}$ は、電子のドリフト長 l cm について次式で求められる。

$$\frac{\Delta N}{N} = 1 - \exp(-Pl) \quad (4.28)$$

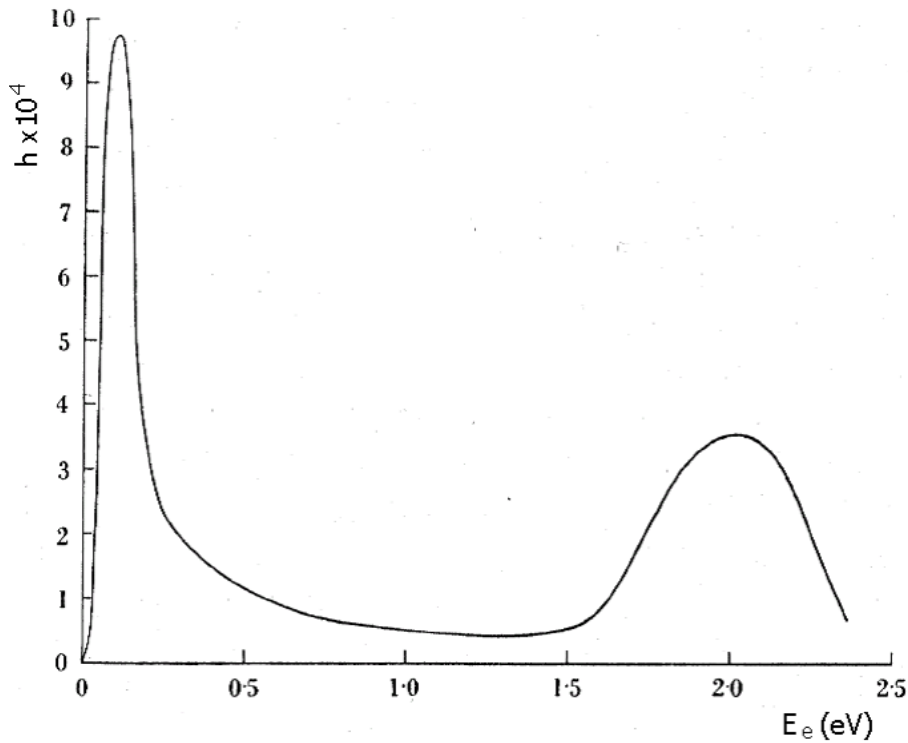


図 4.24: 電子のエネルギーに対する酸素中の電子吸着確率 [24]。

再結合

陽イオンと電子が衝突すると、電荷を打ち消しあって中性化 (再結合) し、シグナルの損失となる。衝突の頻度は陽イオンと陰イオン (自由電子) の密度 n^+ , n^- の積に比例するので、再結合率は、

$$\frac{dn^+}{dt} = \frac{dn^-}{dt} = -\alpha n^+ n^- \quad (4.29)$$

と書ける。ここで、 α は再結合定数で、希ガスの場合 $\alpha = 10^{-8} \sim 10^{-9} \text{ cm}^3/(\text{ions sec})$ である。

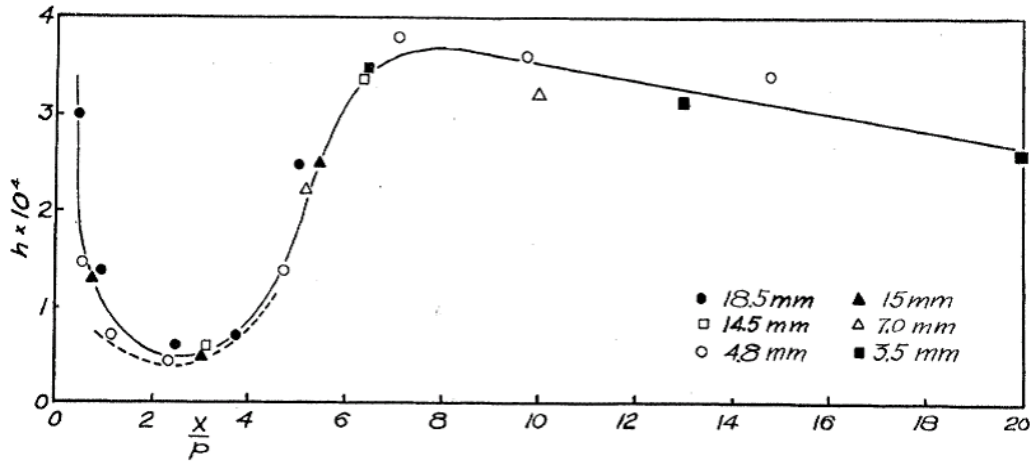


図 4.25: $\frac{E}{p}$ に対する酸素分子中の電子吸着確率 [28]。

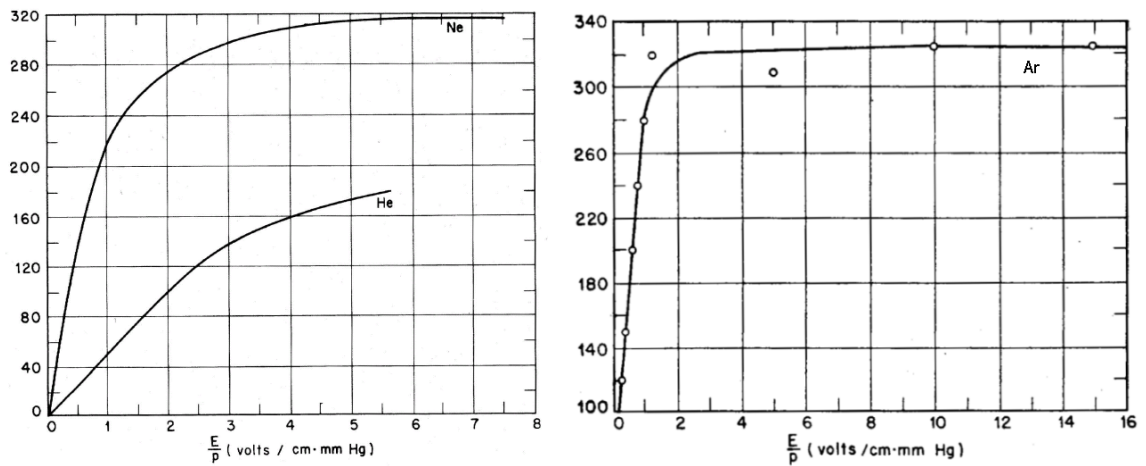


図 4.26: 希ガスについての η と $\frac{E}{p}$ の関係 [29]。(左) He と Ne。(右) Ar。

4.3.3 実機型イオンチェンバーのデザイン



図 4.27: 実機型イオンチェンバーの写真。

ここで、第 6.4~6.5 節で述べる 3 回目のビームテストで測定した実機型イオンチェンバーのデザインについてふれておく。このデザインは、1 回目と 2 回目のビームテストで試作機イオンチェンバー (付録 A.2) を測定した結果 (付録 A.3, A.4) をもとに考案したものである。実機型のチェンバーの基本デザインは試作機のものとはほぼ一緒であるが、部品を耐放射線仕様にしたこと、およびガス容器も実機のデザインに合わせて大きくなっているため、この実機型イオンチェンバーの性能を評価して、最終的なイオンチェンバーのデザインを決定する。

チャンネル数

1 回目と 2 回目のビームテスト (付録 A.3, A.4) と第 3.3.2 節のシミュレーションの結果ををふまえ、約 2 m のガス容器の中に 7 つのイオンチェンバーを入れた構造にしてある。

耐放射線性

第 3.3.1 節のシミュレーションでは、密度 1.5 g/cm^3 のプラスチックをミュオンピットのビーム軸上に置いたとき、1 年 (100 日) のラン (8.1×10^{20} POT) でプラスチックに吸収される線量は約 70 kGy と見積もった (表 3.5)。電気絶縁材料として一般的に使用される各種プラスチックの耐放射線性を表 4.5 にまとめた。これより、絶縁体に FEP や PTFE が用いられている一般のケーブルやコネクタは使用不可能であるが、PEEK やポリイミドであれば十分使用可能である。

また、高分子材料を使用する場合、放射線によるガス放出も考慮しなくてはならない。

さらに、残留放射能をできる限り抑えるため、イオンチェンバーに用いる部品には放射化しにくい材料を選定することが重要である。よって、筐体 (ガス容器、フランジ、O-リング) の材料にはすべてアルミニウムを選択した。

表 4.5: 電気絶縁材料の一般的な耐放射線性 [32]。

	使用可能線量 (Gy)
PEEK ²	10 ⁷
ポリイミド	10 ⁶
FEP ³	2 × 10 ⁴
テフロン (PTFE ⁴)	2 × 10 ²

設計: 計測部 (チェンバー)

HV 用とシグナル用、2 枚の平行に向かい合った電極板でイオンチェンバーをなしている。電極の形状は図 4.28 (HV 用)、図 4.29 (シグナル用) のようになっている。

- 電極板
アルミナセラミック製、100 × 100 × 1 mm² の板を使用。この上に Ag-Pt 電極を形成する。
- HV 電極
大きさは 93 × 93 mm²。電極は電極板の 4 隅にある穴の 1 つから裏側へ伸びており、そこから配線する。
- シグナル電極
大きさは 75 × 75 mm²。HV 電極と同様、配線は裏側から行う。シグナル電極の外側を別の電極 (ガードリング) で覆って、チェンバーの有感領域に一樣な電場がかかるようにしてある。ガードリングは電極板の 2 つの穴を通して、裏側でグラウンド (筐体) に落ちる。また、HV 電極配線のため、シグナル電極配線部の対角側は電極で覆っていない。
- ギャップ
電極のギャップ間隔は、電極板間 4 隅にアルミナセラミック製のスペーサー (ϕ 10 mm × t 3, 5 または 10 mm) を挟むことで、精度良く均一に保たれている。スペーサーの公差 Δt は 100 μ m である。

電極板はアルミニウムまたは PEEK 製の 4 つのスタンドを介してトレイに固定する。

設計: フィードスルー

7 つのチェンバーを載せたトレイはフランジに固定する。HV、シグナル線の引き出しはそのフランジ側からまとめて行う。

- HV フィードスルー
LEMO トライアキシャルコネクタ HGP.0S.650.CLLPV を使用。これにより、HV 線のグラウンドを筐体から浮かすことができる⁵。フィードスルーから HV 電極まではポリイミド同軸ケーブルで接続している。

²Polyether Ethercetone

³Tetrafluorethylene

⁴Polytetrafluorethylene

⁵ビームテストではノイズ処理のため、浮かしたグラウンドを筐体につなげて測定した。

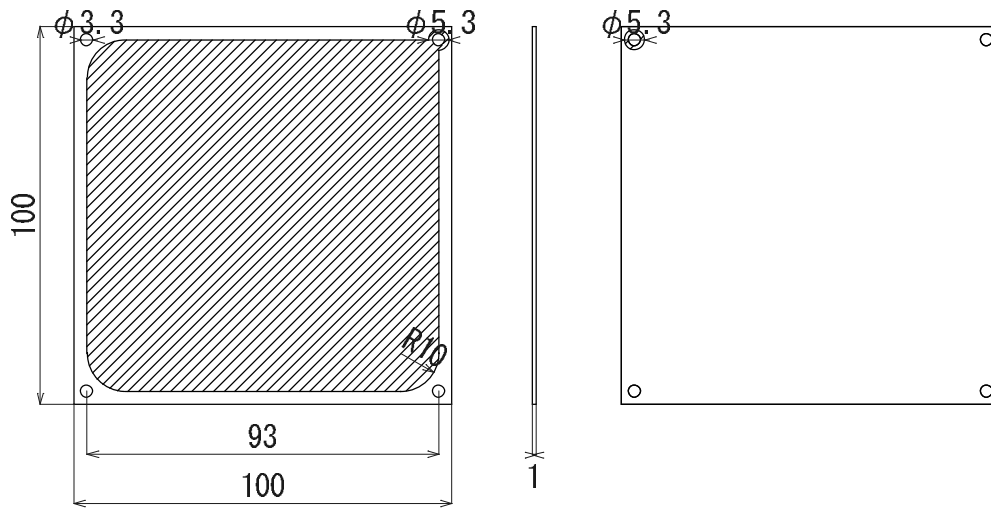


図 4.28: HV 電極。

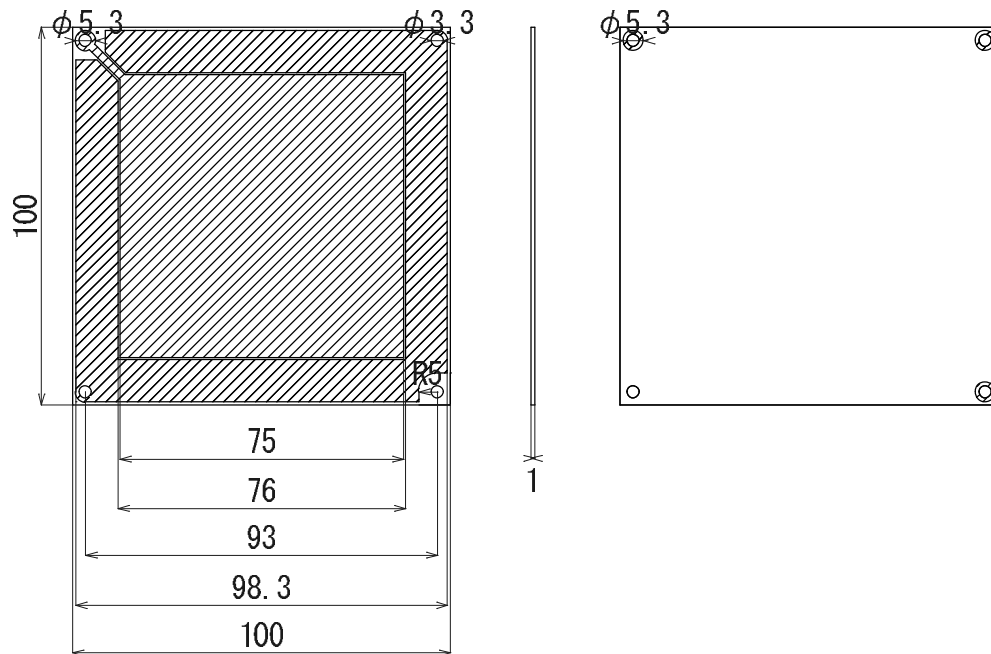


図 4.29: シグナル電極。

- シグナルフィードスルー
HV と同じ LEMO トライアキシャルコネクタを使用。これにより、HV 線のグラウンドを筐体から浮かすことができる。フィードスルーからシグナル電極まではポリイミド同軸ケーブルで接続している。
- ガス出入り口
ガスは封じ切らず、一定の流量で流し続ける。両側のフランジに 1/4 インチのチューブを溶接し、そこを通してガスを流す。配管にはチューブの先端に取り付けた Swagelok チューブ継手を使用する。

設計: ガス容器

アルミニウム製直方体筒状の箱を使用。板厚は 3 mm。容積は $44 \times 144 \times 1956 \text{ mm}^3$ ある。7 つのチェンバーを載せたトレイを中に入れ、両端をフランジで封じ切ってガスを満たす。シールにはアルミ製 O-リング (JIS V175) を使用。また、酸素の混入を防ぐため、配管にはステンレスホース⁶を用いる。

⁶放射化の問題から実機では使用しない。

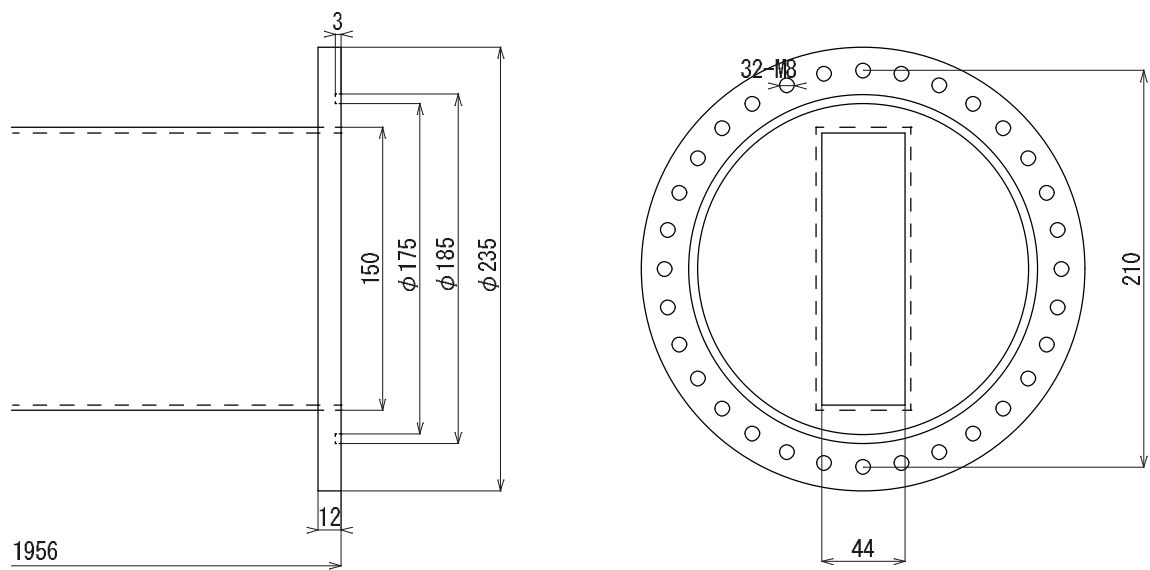


図 4.30: ガス容器。

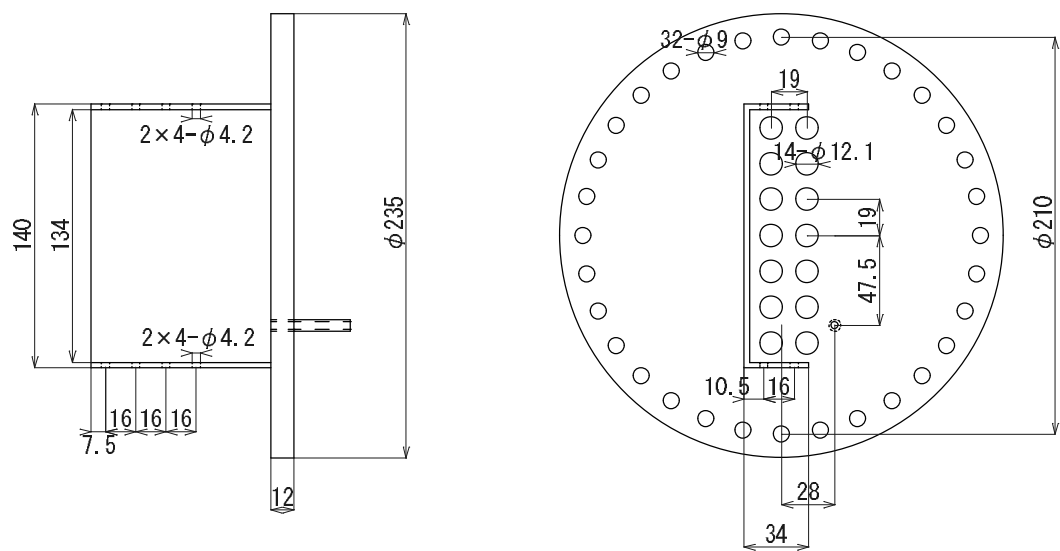


図 4.31: フランジおよびフィードスルー。

第5章 レーザーを用いたシリコンPINフォトダイオードの性能評価

シリコンPINフォトダイオードを以降の節に述べるビームテストでレファレンスとして用いるため、8つのサンプル(Si1~8)について、まずその動作テストを行った。レーザーを用いて、T2Kデザイン値 (\mathcal{J}_{T2K}^{max}) の強度のビーム (ミュオンモニターにおいて $\sim 1.3 \times 10^8$ particles/cm²/spill) に対するシグナルと同程度のシグナルが得られる光量で以下の項目について評価した¹。

- 印加電圧依存性 (バイアススキャン)
- リニアリティ
- 個体差

5.1 測定方法

入射光源として、京都大学理学研究科光物性研究室にある Nd:YAG レーザー²を用いた。その仕様を表 5.1 に示す。基本波は波長 1064 nm で、厚さ 300 μ m のシリコンPINフォトダイオードのウェーハ全体に光を透過させることができる。

表 5.1: Nd:YAG レーザーの仕様。

最大出力エネルギー	20 W (2 J/pulse)
基本波長	1064 nm
パルス幅	20 nsec 以下
出力周期	20 Hz

5.1.1 セットアップ

図 5.1 にセットアップの概観を示す。レーザーを3枚の反射鏡で導き、6枚のNDフィルター、透過率可変フィルター、色ガラスフィルター (64R) を通して適当な強度まで減衰させた後、シリコンPINフォトダイオードに照射した。1064 nm の基本波では光路が目視できないため、セットアップのときには2倍波発生装置 (SHG³) を通して 532 nm の緑色光を利用した。このとき、シリコンPINフォトダイオード上でのレーザーのスポットサイズはその有感領域 (1×1 cm²) 内に収

¹このテストの段階では、ミュオンモニターはバンチごとではなくスピルごとに測定することを予定していた。

²Quantel 社製 Q スイッチ Nd:YAG レーザー

³Second harmonic generator: 非線形光学素子を通すことで、指向性等の特性をほとんど損なうことなく、2倍波長の光を元の出力と同等の出力で得ることができる。

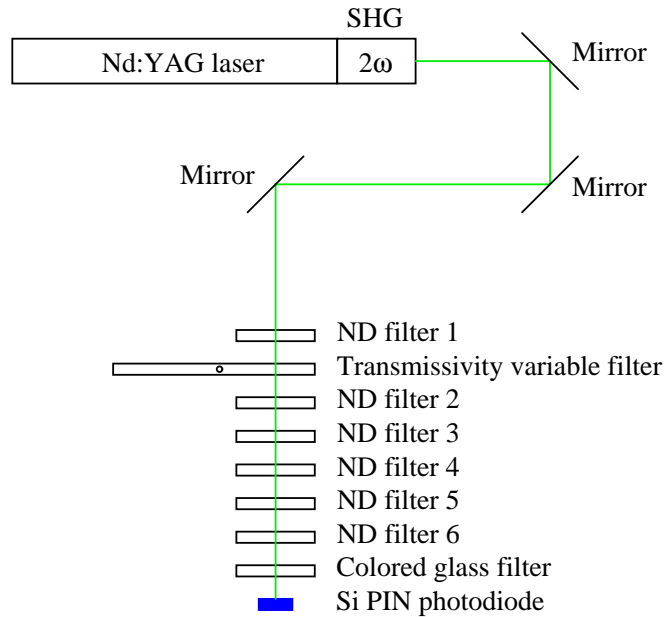


図 5.1: セットアップの概略図。

まっていることを確認した。照射するレーザーのエネルギーは透過率可変フィルターおよび使用する ND フィルターの枚数で調節した。

図 5.2 に測定の回路図を示す。シリコン PIN フォトダイオードのシグナルはアッテネータで 0 ~ -52 dB に減衰し、測定レンジ 1 nC のチャージ積分型 ADC で測定した。トリガーにはレーザー Q スイッチのタイミングを用いた。

5.1.2 レーザー入射エネルギーの測定

シリコン PIN フォトダイオードに入射する光子数 N は、レーザーの入射エネルギー P から求められる。

$$P = Nh\nu = Nh\frac{c}{\lambda} \quad (5.1)$$

ここで、 h はプランク定数、 ν , λ , c は光の振動数、波長、速度である。さらに、シリコン PIN フォトダイオードの量子効率を η とすると、シリコン内に生成される電荷は、

$$Q = \eta Ne_0 = \frac{\eta\lambda e_0}{hc} P \quad (5.2)$$

である。レーザーエネルギーの測定にはエネルギーメーター⁴を用いた。エネルギーメーターの仕様を表 5.2 に示す。キャリブレーションによるエネルギーメーターの感度は、1064 nm において 11.95 V/J である。エネルギーメーターは図 5.3 のような応答を示し、パルスの積分エネルギーはピーク電圧 V_{max} に比例する。

エネルギーメーターをシリコン PIN フォトダイオードの直前に置いてレーザーを止め、出力のピーク電圧 V_{max} をオシロスコープで読みとってレーザーのエネルギーに変換した。ここで、エネルギーメーターのノイズ相当エネルギーが 4 μ J であり、すべてのフィルターを通してはエネルギー

⁴Gentec-EO 製 QE25-SP-S-MB

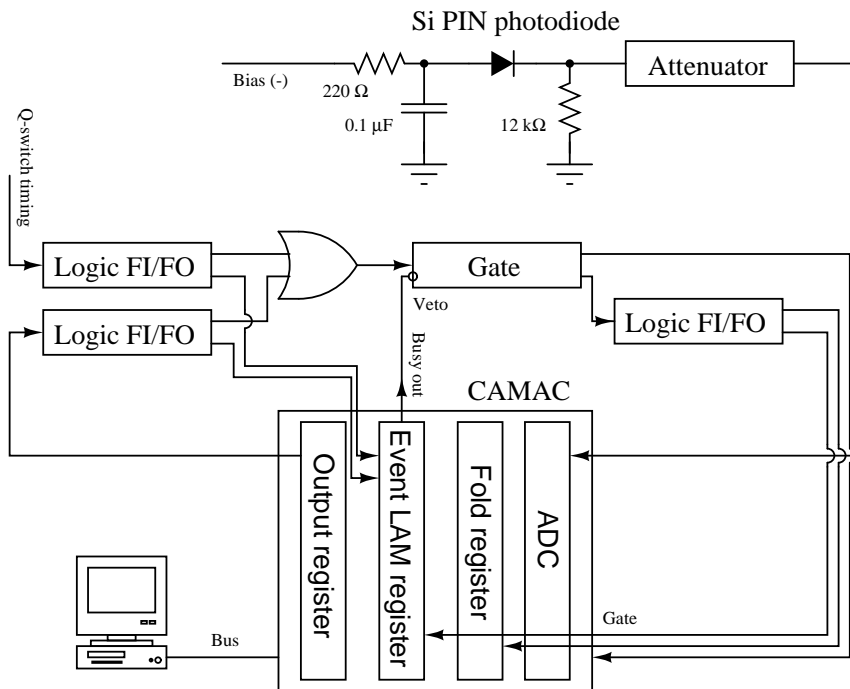


図 5.2: レーザー測定の回路図。

表 5.2: エネルギーマーターの仕様。

最大測定エネルギー (7 nsec, 1064 μm)	3.75 J
ノイズ相当エネルギー	4 μJ
感度 (1064 nm, キャリブレーション値)	11.95 V/J
キャリブレーションの不定性	$\pm 3\%$
再現性	$< 0.5\%$
立ち上がり時間 (typical 0-100 %)	200 μsec

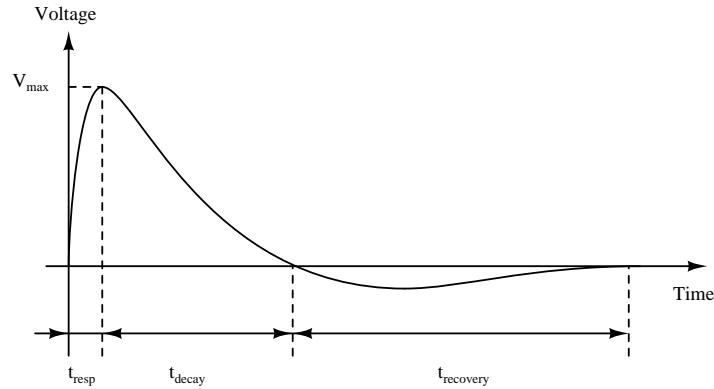


図 5.3: エネルギーメーターの応答。レーザーエネルギーに比例した電圧 V_{max} まで時間 t_{resp} (約 200 μsec) で立ち上がる。その後、指数関数的に時間 t_{decay} で減衰した後、元の状態に戻るまで時間 $t_{recovery}$ がかかる。本測定では、20 nsec 以下の短パルス、20 Hz で測定するので、回復時間 $t_{recovery}$ は十分無視できる。

を測定できないので、エネルギーの測定は 6 枚の ND フィルターを取り外して行った。実際にシリコン PIN フォトダイオードに入射したレーザーのエネルギー P は、エネルギーメーターの測定値 V_{max} に ND フィルターによる減衰率 t^5 をかけ、次式により求める。

$$P (\mu\text{J}) = \frac{V_{max} (\text{mV})}{11.95 (\text{V/J})} t \times 10^3 \quad (5.3)$$

式 (5.2) より、入射したレーザーのエネルギーからシリコンのウェーハ (300 μm) 内に生成される電荷量 Q を求める。ここで、1064 nm におけるシリコン PIN フォトダイオードの量子効率を $\eta = 0.2$ とすると、

$$Q (\text{nC}) = 1.07 \times 10^{21} \times e_0 P (\mu\text{J}) = 171 \times P (\mu\text{J}) \quad (5.4)$$

一方、MIP が厚さ 300 μm のシリコンを通過するときに生成する平均電荷量 (\bar{Q}_{gen}) は 27000 e_0 より、 N' 個の MIP が入射したときに生成される電荷量は、

$$Q' (\text{nC}) = 2.7 \times 10^{13} \times e_0 N' \quad (5.5)$$

である。したがって、 $Q' = Q$ となる MIP 数は、本測定で用いたレーザーの入射エネルギー P から、次式により求められる。

$$N_{MIP}^{eq} = 3.96 \times 10^7 \times P (\mu\text{J}) \quad (5.6)$$

すなわち、レーザーの入射エネルギー 3.28 μJ が 1.3×10^8 particles/cm²/spill (\mathcal{J}_{T2K}^{max}) に対応する。レーザーの入射エネルギー P とそれを MIP に換算した粒子数 N_{MIP}^{eq} の対応を表 5.4 にまとめた。

⁵使用した ND フィルターの測定透過率 (表 5.3) の積。エネルギーメーターを用いて測定した。

表 5.3: ND フィルターの透過率。

ND フィルター番号	製品仕様 (波長, 透過率)	測定した透過率 (%)
1	1064 nm, 5 %	6.65 ± 0.04
2	可視, 20 %	18.56 ± 0.04
3	可視, 50 %	31.32 ± 0.04
4	可視, 10 %	5.13 ± 0.04
5	可視, 1 %	5.40 ± 0.04
6	可視, 1 %	5.69 ± 0.04

表 5.4: 本測定で用いたレーザーの入射エネルギー P と換算 MIP 数 $N_{\text{MIP}}^{\text{eq}}$ 。レーザーの入射エネルギーは、すべての ND フィルターを外して測定したエネルギーメーターのピーク電圧 V_{max} と ND フィルターによる減衰率 t を用いて、式 5.3 より求めた。減衰率の列で () 内の数字は、測定で使用した ND フィルターの番号である。

V_{max} (mV)	t	(使用した ND フィルター番号)	P (μJ)	$N_{\text{MIP}}^{\text{eq}}$
1.41 ± 0.02	$(1.94 \pm 0.03) \times 10^{-6}$	(1, 2, 4, 5, 6)	$(2.29 \pm 0.05) \times 10^{-4}$	9.07×10^3
2.47 ± 0.02	$(1.13 \pm 0.02) \times 10^{-5}$	(1, 2, 3, 4, 6)	$(2.33 \pm 0.04) \times 10^{-3}$	9.23×10^4
1.40 ± 0.02	$(1.98 \pm 0.02) \times 10^{-4}$	(1, 2, 3, 4)	$(2.32 \pm 0.04) \times 10^{-2}$	9.19×10^5
3.81 ± 0.02	$(7.01 \pm 0.06) \times 10^{-4}$	(1, 2, 6)	$(2.24 \pm 0.03) \times 10^{-1}$	8.87×10^6
1.09 ± 0.02	$(1.23 \pm 0.01) \times 10^{-2}$	(1, 2)	1.12 ± 0.03	4.44×10^7
1.30 ± 0.02	$(1.23 \pm 0.01) \times 10^{-2}$	(1, 2)	1.34 ± 0.03	5.31×10^7
1.53 ± 0.04	$(1.23 \pm 0.01) \times 10^{-2}$	(1, 2)	1.58 ± 0.05	6.26×10^7
1.74 ± 0.02	$(1.23 \pm 0.01) \times 10^{-2}$	(1, 2)	1.80 ± 0.03	7.13×10^7
1.97 ± 0.04	$(1.23 \pm 0.01) \times 10^{-2}$	(1, 2)	2.03 ± 0.05	8.04×10^7
2.17 ± 0.03	$(1.23 \pm 0.01) \times 10^{-2}$	(1, 2)	2.24 ± 0.04	8.87×10^7

5.1.3 レーザー出力の安定性

レーザー出力の安定性を確認するため、レーザー装置を立ち上げてからのシリコン PIN フォトダイオード Si1 の応答の時間変化を測定した。このとき、Si1 のバイアスは 80 V に設定した。図 5.4 がその結果である。レーザー装置を立ち上げた時刻 0 から 30 分間の Si1 の応答の変化率は +0.50 %/min、60 分後の変化率は +0.14 %/min であった。したがって、レーザー出力の変動による系統誤差を小さく抑えるため、測定はレーザー装置を立ち上げから 60 分後以降に行った。また、各測定において、レーザー出力の変動を ± 0.07 %/min とし、測定時間に応じてそれを系統誤差として加味した。

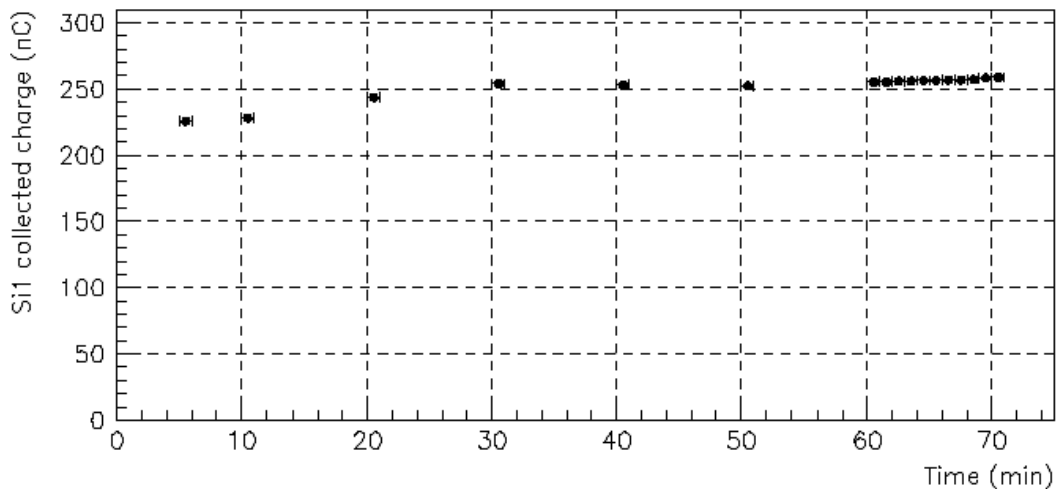


図 5.4: レーザー出力の安定性。レーザー装置を立ち上げた時間を 0 とし、Si1 を用いて 70 分間測定した。

5.2 シリコン PIN フォトダイオードの性能評価

5.2.1 バイアススキャン

レーザーの入射エネルギーを $1.12 \mu\text{J}$ に設定し、20 V から 80 V まで 4 点の印加電圧 (バイアス) でシリコン PIN フォトダイオード Si1 の応答を測定した。図 5.5 にその結果を示す。

応答は 40 V ですでに立ち上がり、以降プラトー領域になっていることが分かる。式 (5.4) から入射エネルギー $1.12 \mu\text{J}$ により生成される電荷を見積もり、バイアス 80 V における電荷収集効率 (式 (4.5)) を求めると、 $\epsilon_r = 0.988$ 。すなわち、生成された電荷のほとんどが収集されていると言える。図 5.5 を見ると、バイアス 40 V ですでにその電荷収集効率最大点まで達しているが、ドリフト速度はまだ飽和していない (第 4.1.2 節)。よって、バイアスをより高く設定すれば、その分より速い応答を得ることができる。したがって、以降シリコン PIN フォトダイオードの動作電圧は 80 V (最大許容印加電圧の 8 割) に設定した。

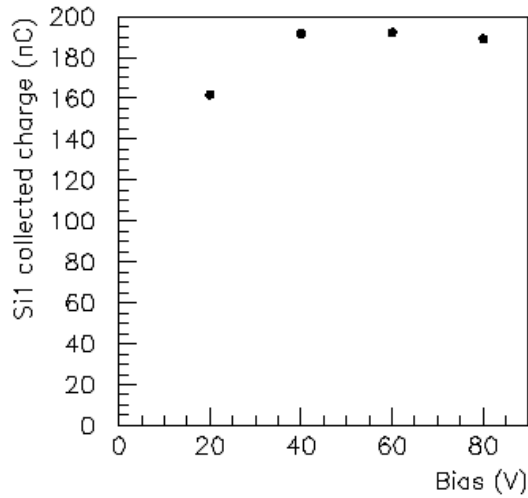


図 5.5: Si1 のバイアススキャンの結果。

5.2.2 リニアリティーの評価

レーザーの入射エネルギー $P = 1.12 \sim 2.24 \mu\text{J}$ ($\mathcal{I}_{\text{T2K}}^{\text{max}}$ 34 ~ 68 %) の 6 点におけるシリコン PIN フォトダイオードの応答を測定した。図 5.6 に 8 個すべてのサンプル (Si1~8) についてその結果を示す。

エネルギーメーターで入射エネルギーを最初に測定し、その入射エネルギーで Si1 から Si8 まで順に測定したため、Si1 よりも Si8 の入射エネルギーの不定性が大きい。この不定性は入射エネルギー測定からの経過時間に応じて図横軸のエラーバーに加えてある。図の赤色線は、測定点を直線でフィットしたものである。Si1 について、フィット直線からの測定点のずれを図 5.7 に示す。これから、Si1 はレーザーの入射エネルギー $P = 1.12 \sim 2.24 \mu\text{J}$ に対して $\pm 2\%$ 以内の線形な応答を示すことが分かった。

続いて、Si1 について、より低い入射エネルギー ($P = 2.29 \times 10^{-4} \sim 2.24 \times 10^{-1} \mu\text{J}$ ($\mathcal{I}_{\text{T2K}}^{\text{max}}$ 0.007 ~ 6.8 %) の 4 点) で測定した。その結果を上の測定と合わせて図 5.8 に示す。図 (左) の赤色線は、入射エネルギーの低い 2 点を除く 8 点を直線でフィットした結果である。図 (右) に測定点のフィット直線からのずれを示した。 $P = 2.32 \times 10^{-2} \sim 2.24 \mu\text{J}$ ($\mathcal{I}_{\text{T2K}}^{\text{max}}$ 0.7 ~ 68 %) の範囲では、直線からのずれは +8.8, -1.2 % 以内に収まっている。入射エネルギーが低い方で直線からのずれが大きいのは、レーザーのエネルギーを減衰させるために何枚も ND フィルターを重ねたことに起因すると考えられる。

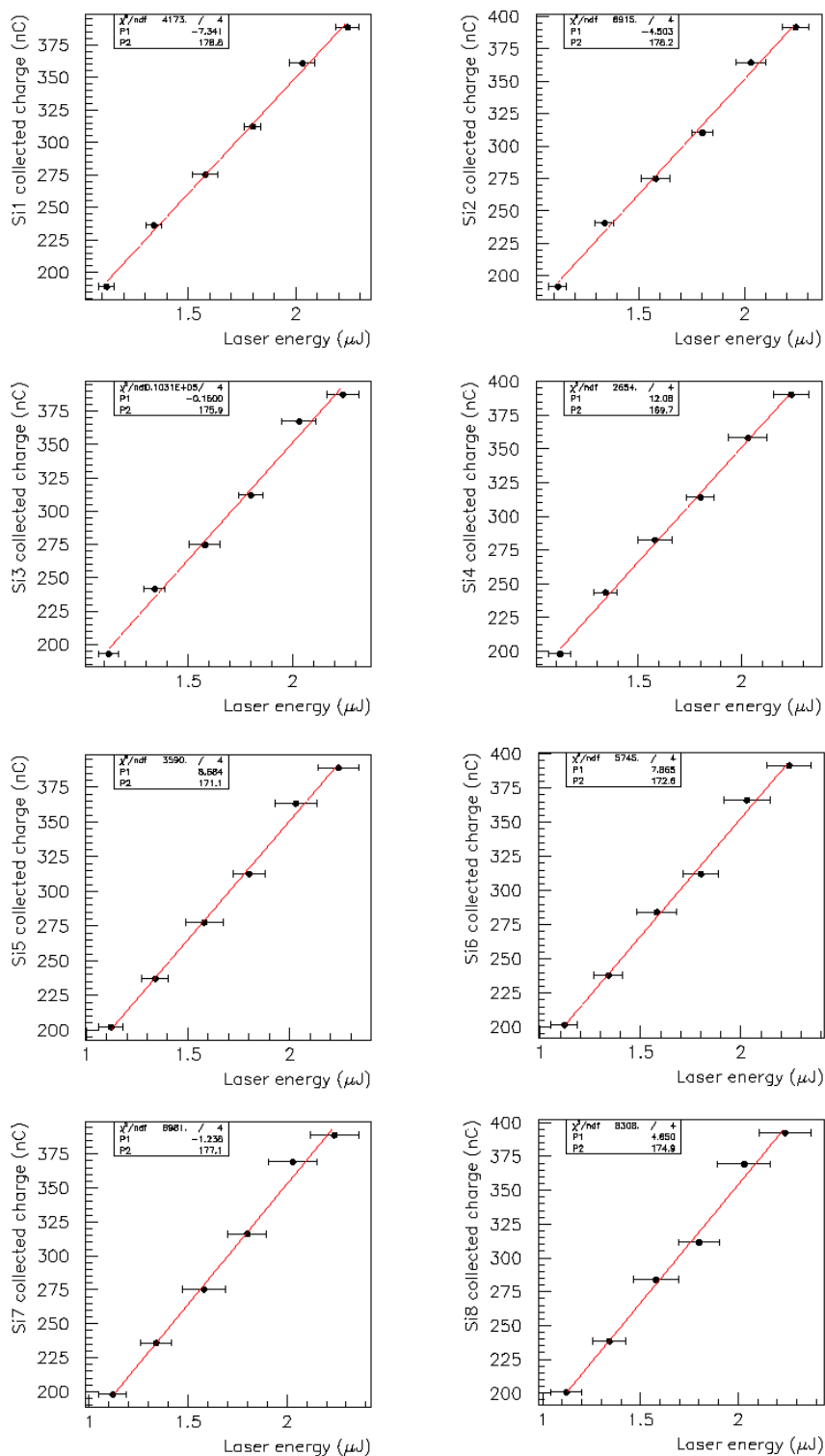


図 5.6: レーザーを用いて測定したシリコン PIN フォトダイオードのリニアリティ。8 つのサンプル (図左上から Si1~8) について、それぞれ同じ 6 点の入射エネルギーで測定した。赤色線は測定点を直線でフィットした結果である。

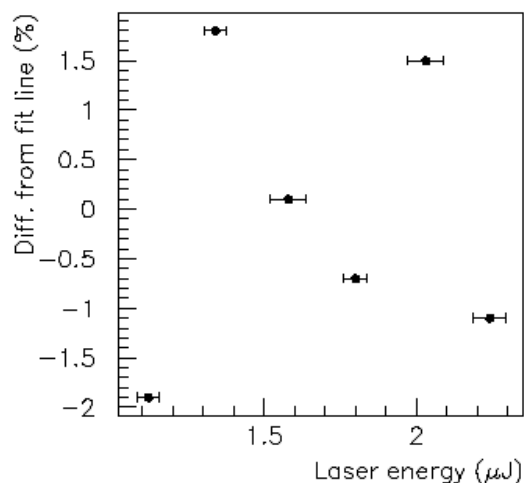


図 5.7: Si1 の測定点のフィット直線からのずれ。直線からのずれは $\pm 2\%$ 以内に収まっている。

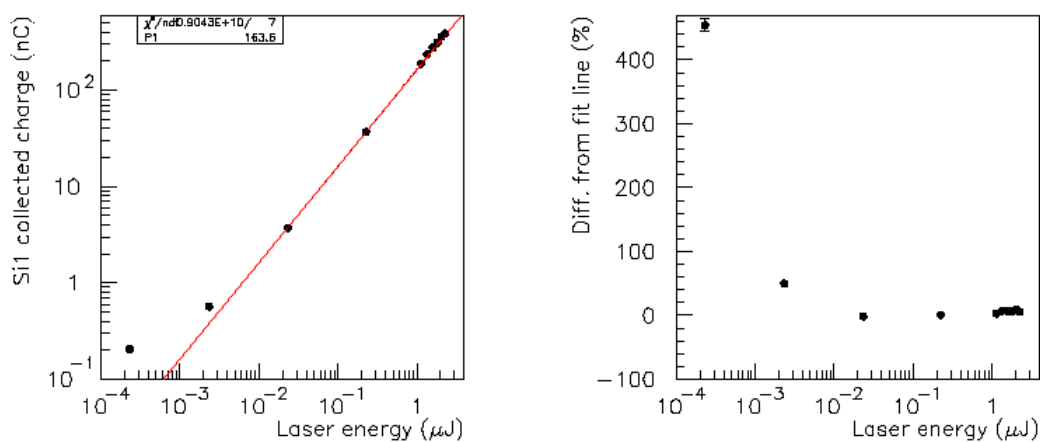


図 5.8: レーザーを用いて測定したシリコン PIN フォトダイオード Si1 のリニアリティ。入射エネルギー $P = 2.29 \times 10^{-4} \sim 2.24 \mu\text{J}$ の 10 点の測定結果を示す。(左) 入射エネルギーに対する Si1 の収集電荷を表す。赤色線は、入射エネルギーの低い 2 点を除く 8 点を直線でフィットした結果である。(右) 測定点のフィット直線からのずれ。 $P = 2.32 \times 10^{-2} \sim 2.24 \mu\text{J}$ の範囲では、直線からのずれは $+8.8, -1.2\%$ 以内に収まっている。

5.2.3 個体差の評価

上のリニアリティーの測定から、各サンプルの Si1 に対する応答の比をとり、8 つのサンプルの個体差を評価する。入射エネルギー $P = 1.12 \sim 2.24 \mu\text{J}$ の 6 点についてそれぞれ Si1 との比をとり、その平均値を各サンプル間で比べた。図 5.9 がその結果である。これより、この 8 つのサンプルの応答のばらつきは 2.2 % 以内であることが分かった。

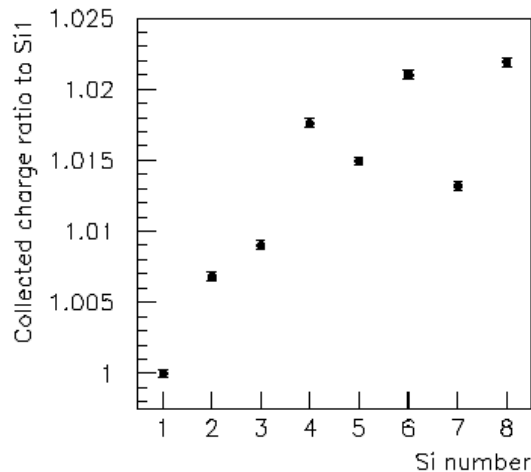


図 5.9: シリコン PIN フォトダイオード 8 つのサンプルの個体差。横軸はサンプルの番号。縦軸に Si1 との比をとった。個体差は最大で 2.2 %。

5.3 測定結果のまとめ

レーザーを用いて、 $\mathcal{J}_{\text{T2K}}^{\text{max}}$ 強度のビーム (ミュオンモニターにおいて $\sim 10^8 \text{ muons/cm}^2/\text{spill}$) に対するシグナルと同程度のシグナルが得られる光量で 8 つのシリコン PIN フォトダイオードを測定し、以下の結果を得た。

- 印加電圧依存性
バイアス 40 V で立ち上がり、以降プラトーになるが、速い応答を得るためにはできるだけ高いバイアスで動作させた方が良い。よって、シリコン PIN フォトダイオードの動作電圧は 80 V に設定する。バイアス 80 V における電荷収集効率は 0.988 で、生成された電荷のほとんどが収集されている。
- リニアリティー
レーザーの入射エネルギー $1.12 \sim 2.24 \mu\text{J}$ ($\mathcal{J}_{\text{T2K}}^{\text{max}}$ 34 ~ 68 %) に対して $\pm 2 \%$ 、 $2.32 \times 10^{-2} \sim 2.24 \mu\text{J}$ ($\mathcal{J}_{\text{T2K}}^{\text{max}}$ 0.7 ~ 68 %) に対して +8.8, -1.2 % のリニアリティーがある。
- 個体差
8 つのサンプルの応答のばらつきは 2.2 % 以内である。

これより、シリコン PIN フォトダイオードは T2K で予想される大強度のビームに対して飽和することなく線形に応答し、かつ個体差も小さいので、ビームテストで CVD ダイヤモンド、イオンチェンバーのレファレンスとして用いることを決定した。

第6章 ビームテストによる検出器の性能評価

T2K ミューオンモニターに用いる 3 つの検出器 (シリコン PIN フォトダイオード、CVD ダイヤモンド検出器、平行平板型イオンチェンバー) について、第 3.1.1 節で見積もった 1.3×10^8 particles/cm²/spill のビームに対する応答を評価するため、京都大学化学研究所先端ビームナノ科学センターにある 100 MeV 電子線形加速器 (LINAC) を用いて電子ビームを照射するテストを行った。図 6.1 に LINAC の概観を示す。図上部の電子蓄積リングは用いず、LINAC からの電子ビームを直接照射した。

ビームテストは、1 週間ずつのビームタイムで、2005 年 10 月と 2006 年 7 月、同年 12 月の計 3 回行った。本章では以下、各テストをビームテスト 1、ビームテスト 2、ビームテスト 3 と呼ぶ。シリコン PIN フォトダイオードと CVD ダイヤモンド検出器については、まずビームテスト 1 でこの大強度のビームに対してどのような応答を示すか確認し、次にビームテスト 2 で動作特性について詳細に研究した。また、イオンチェンバーについては、その性能を評価するために小型の試作機を製作して、ビームテスト 1 でその動作を確認し、ビームテスト 2 で動作特性について詳細に研究した。そしてその結果をもとに実機のイオンチェンバーの設計を考案した。さらにビームテスト 3 では、実機のデザインで製作したものを、T2K ニュートリノビームラインのデータ収集システムとして実際に使用する COPPER[33] を用いて、実機に即した形でデータの読み出しを行い、その動作を確認した。

各検出器の測定項目を以下に挙げる。

- シリコン PIN フォトダイオード (Si)
 - シグナルの波形
 - リニアリティ
 - 耐放射線性
- CVD ダイヤモンド検出器 (Dia)

4 つのサンプル (Dia1, 2, 3, 4) について以下の項目を測定した。

 - シグナルの波形
 - 印加電圧依存性 (バイアススキャン)
 - 応答の個体差
 - リニアリティ
 - Warm-up 時間
 - 時間安定性
- 平行平板型イオンチェンバー (IC)

実機のデザインでイオンチェンバーを製作し、ギャップ 3 mm と 5 mm の He ガスチェンバー

について、それぞれ以下の項目を測定した。また、ガスを Ar + 2 % N₂ に換えて同様の測定を行った。

- シグナルの波形
- 印加電圧依存性 (HV スキャン)
- リニアリティ
- ビーム電荷密度と応答の関係

以下、まず各ビームテストのセットアップとビームパラメータについて述べ、そして各検出器の測定結果をもとにそれらの性能を評価する。なお本章では、シリコン PIN フォトダイオードと CVD ダイヤモンド検出器については、ビームテスト 1, 2 の結果をまとめて述べる。また、イオンチェンバーについては、ビームテスト 3 の実機型の測定結果のみ述べる。その他検出器の動作を理解する上で興味深い様々なデータが得られたが、これについては付録 A を参照してほしい。

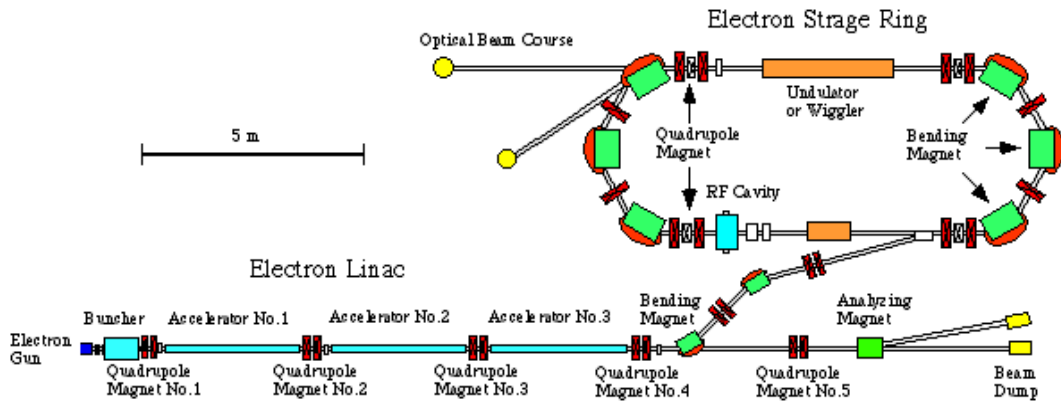


図 6.1: 100 MeV 電子線形加速器の概観。電子ビームを発生させる熱電子銃、ビームを進行方向に圧縮するバンチャー部、高周波電界によって 100 MeV まで電子を加速する 3 本の加速管から構成される。図は先端ビームナノ化学センターの web ページより引用した [19]。

6.1 ビームテストのセットアップとビームパラメータ

各ビームテストのセットアップとビームパラメータについて本節でまとめる。

ここで、T2K デザイン値 (MR 40 GeV, 0.60 MW) のビーム強度を \mathcal{I}_{T2K}^{max} と定義する。 \mathcal{I}_{T2K}^{max} のときのミュオンモニターにおけるビーム強度は、第 3.1.1 節のシミュレーションから最大で $\sim 1.3 \times 10^8$ particles/cm²/spill と見積もられた。ミュオンモニターではバンチ (1 スピルの 1/8) ごとの測定を行うので、この 1 スピルおよび単位面積あたりのビーム強度を、1 バンチおよび各検出器の有感領域当たりの入射ビーム強度に換算すると、シリコン PIN フォトダイオードでは $\sim 1.6 \times 10^7$ particles/cm²/bunch、CVD ダイヤモンド検出器では $\sim 1.5 \times 10^7$ particles/(0.95 cm)²/bunch、イオンチェンバーでは $\sim 9.1 \times 10^8$ particles/(7.5 cm)²/bunch となる。

第 3.1.1 節のシミュレーションによると、ミュオンモニターにくる荷電粒子の 84 % はミュオンである。そしてミュオンの平均エネルギーは 2.9 GeV である。シリコンおよびダイヤモンドについて、2.9 GeV ミュオンのエネルギー損失と 100 MeV 電子のエネルギー損失は、ほぼ MIP の

エネルギー損失に等しく $\sim 2 \text{ MeV cm}^2/\text{g}$ である。さらに電離エネルギーは入射粒子の種類とエネルギーにほとんど依存しない。また、ヘリウムとアルゴンについても、2.9 GeV ミューオンと 100 MeV 電子のエネルギー損失はほぼ等しく、W 値も一定とみなせる。したがって、T2K ビームにおける 1 粒子当たりの電荷生成数と、LINAC ビームによる 1 電子当たりの電荷生成数はほぼ同じと考えられる。ビームテストでは、シリコン PIN フォトダイオードと CVD ダイヤモンド検出器に対してはビーム中心 $1.0 \times 1.0 \text{ cm}^2$ または $0.95 \times 0.95 \text{ cm}^2$ の部分を、イオンチェンバーについてはビーム全体を有感領域に入射するので、 \mathcal{J}_{T2K}^{max} 強度のビームはそれぞれ、 $1.6 \times 10^7 \text{ e/cm}^2/\text{pulse}$ 、 $1.5 \times 10^7 \text{ e}/(0.95 \text{ cm})^2/\text{pulse}$ 、 $9.1 \times 10^8 \text{ e/pulse}$ に対応する。よって各検出器の測定の際には、この入射ビーム強度を狙ってビームを調節した。なお、ビーム強度は熱電子銃のフィラメントに印加する電圧を変えることで調整できる。

表 6.1 に、各ビームテストで用いたビームパラメータをまとめた。

表 6.1: 測定で用いた LINAC のビームパラメータ。

		ビームテスト 1	ビームテスト 2	ビームテスト 3
電子エネルギー (MeV)			100	
ビーム強度 (e/pulse)	(Si, Dia)	$(1.6 \sim 7.6) \times 10^8$	$3 \times 10^5 \sim 2 \times 10^8$	
	(He IC)	$7.7 \times 10^7 \sim 1.3 \times 10^9$	$\sim 1.0 \times 10^9$	$\sim 1.1 \times 10^9$
	(Ar IC)		$5.7 \times 10^6 \sim$	$3.2 \times 10^6 \sim$
ビーム半径 σ (cm)		~ 1.0	~ 0.79	~ 0.58
有感領域への入射	(Si)	9.40	19.4	31.3
ビームの割合 (%)	(Dia)	8.54	17.7	28.8
	(IC)	98	99.9	99.9
パルス幅 (nsec)		~ 40	~ 50	~ 40
パルス繰り返し (Hz)			~ 15	

ビームテスト 2, 3 では自作の変流器 (CT¹) を導入し、これでビーム強度²をモニターした。表 6.2 に使用した CT の仕様を示す。また、ビームテスト 2 においてオシロスコープで測定した CT の波形を図 6.2 (赤色線) に示す。このとき、入射ビーム強度は $\sim 6 \times 10^7 \text{ e/cm}^2/\text{pulse}$ (\mathcal{J}_{T2K}^{max} 375%) である。

CT は 1 巻きであるため、応答にドループ (オーバーシュート) が見られる。ドループによって ADC のシグナルが減衰されるのを防ぐため、CT のゲート (同図青色線) はドループを含まないように調節した。

¹Current Transformer

²出力電荷量を稼ぐため、1 巻きで使用した。よって、ドループによる損失が大きいため、ビームの絶対量は測定できない。

表 6.2: ビームテストで使用した CT の仕様

	CT1	CT2
コア型番	F7555G	F10080G
コア内径 (mm)	51	76
コア外径 (mm)	79	104
コア厚さ (mm)	25	25
巻数	1	1

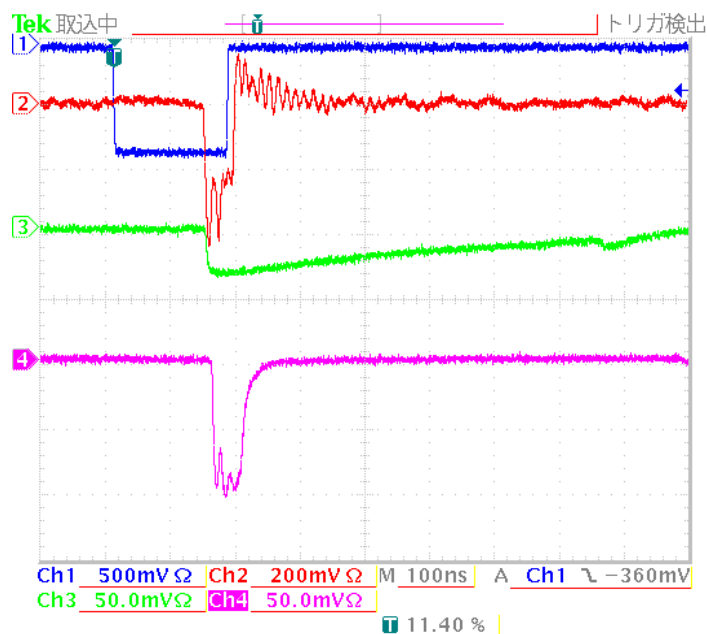


図 6.2: オシロスコープで測定した CT の波形。上から、CT 用の ADC ゲートのパルス、CT2 ($\times 10$)、Si2 (-60 dB)、Dia1 (-54 dB) の波形である。

6.1.1 ビームテスト 1 (2005 年 10 月)

シリコン PIN フォトダイオード、CVD ダイヤモンド検出器測定のセットアップ

セットアップの概観を図 6.3 に示す。図 (上) のように、ビームパイプの先 (図 6.1 の分析電磁石のすぐ後ろ) から約 1.5 m 下流の位置に、3 つの CVD ダイヤモンド検出器のサンプル³(Dia1, 2, 3) およびそのレファレンスとしてシリコン PIN フォトダイオード (Si1) をビーム軸上に一直線に並べ、これらを同時に測定した。ここで、物質によるビームの散乱はなく、各検出器に入射する単位面積当たりの粒子数は同じと仮定する。この検出器一式は 2 軸型移動ステージで固定した。ビームプロファイルを測定するときはその検出器一式を移動ステージから外し、代わりにプロファイルモニターを取り付けて測定した (同図 (下))。なお、プロファイルモニターは、Si3 がビーム中心にくるように配置した。

図 6.4 に測定の回路図を示す。測定機器は実験室内に置き、検出器のシグナルを直ちに読み出した。各シグナルはアッテネータで $-38 \sim -52$ dB に減衰し、測定レンジ 1 nC のチャージ積分型 ADC で測定した。DAQ 制御、バイアス設定、ゲートの調整、オシロスコープの波形取り込みはコントロール室で行った。トリガーには加速器電子銃からの TTL 信号を用いた。



図 6.3: ビームテスト 1、CVD ダイヤモンド検出器測定のセットアップ図。ビームパイプの先から約 1.5 m 下流の位置に検出器を配置した。シリコン PIN フォトダイオードはプリント基板、CVD ダイヤモンド検出器は薄いアクリル板に固定し、それらをまとめて 2 軸型移動ステージに固定した。(上) CVD ダイヤモンド検出器の測定。ビーム軸上に上流側からシリコン PIN フォトダイオード Si1、CVD ダイヤモンド検出器 Dia1, 2, 3 を並べて同時に測定した。(下) ビームプロファイルの測定。プロファイルモニターは 4 つのシリコン PIN フォトダイオード Si1, 2, 3, 4 からなる。

³ ノイズ除去のため、ウェーハ全体を銅テープで覆ってシールドしている。

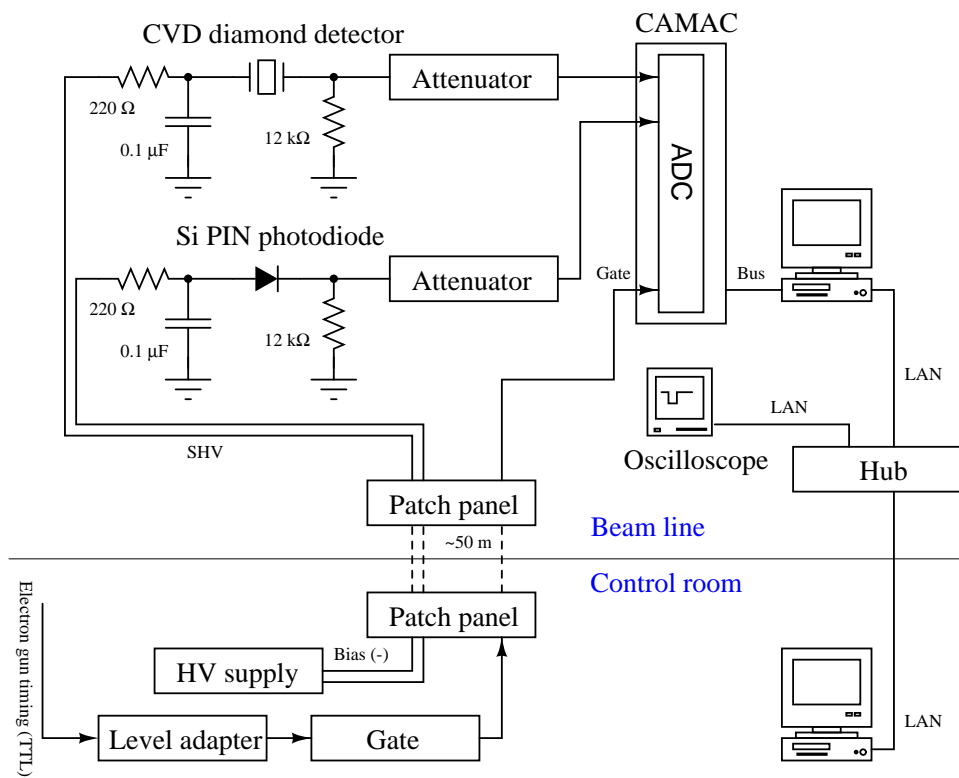


図 6.4: ビームテスト 1、CVD ダイヤモンド検出器測定の回路図。上側は LINAC がある実験室。下側は LINAC を制御するコントロール室。LINAC 運転中は実験室に入室できないので、コントロール室から DAQ 制御、バイアス設定、ゲートの調整を行った。

イオンチェンバー測定の設定アップ

セットアップの概観を図 6.5 に示す。ビーム軸上、ビームパイプの先から約 1.5 m 下流の位置にプロファイルモニターおよびイオンチェンバーを配置した。プロファイルモニターは、16 mm 間隔に並べた 4 つのシリコン PIN フォトダイオードからなり、Si3 がビーム中心にくるように配置してある。

図 6.6 に測定の回路図を示す。基本的にシリコン PIN フォトダイオード、CVD ダイヤモンド検出器測定の回路図 6.4 と同様である。シリコン PIN フォトダイオードのシグナルはアッテネータで $-38 \sim -52$ dB に減衰した。

ガスシステムは図 6.7 のように組んだ。配管にはプラスチック製のホースを用いた⁴。ガスの流量は流量計のニードルバルブで調節した。本測定で使用した流量は、 $3 \sim 4$ cc/min である。ガスはフランジ上部からイオンチェンバーに流し入れ、逆側のフランジ下部から出し、その後バブラー（油）を通して大気に排気した。したがって、イオンチェンバー内のガス圧はほぼ大気圧と同じである。



図 6.5: ビームテスト 1、イオンチェンバー測定の設定アップ図。ビームパイプの先から約 1.5 m 下流の位置に検出器を配置した。ヘリウムガスを流したガス容器の中に 3 つのチェンバー (3 mm と 10 mm ギャップ) が入っている。プロファイルモニターは 4 つのシリコン PIN フォトダイオードからなる。

ビームパラメータ

ビーム強度の測定には、LINAC のビームラインに組み込まれている CT (CT0) を用いた。CT0 のシグナルをオシロスコープで読み、それを積分して得られた値をビームの絶対強度とした。オシロスコープで測定した CT0 のシグナルを図 6.8 に示す。

ビームプロファイルは、鉛直方向に 16 mm 間隔で並べた 4 つのシリコン PIN フォトダイオード Si1, 2, 3, 4 からなるプロファイルモニターを水平方向に 16 mm 間隔で動かし、ビームを 4×5 点スキャンして測定した。測定値を 2 次元ダブルガウシアン⁵

$$f(x, y) = A_1 \exp \left\{ -\frac{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2}{2\sigma_1^2} \right\} + A_2 \exp \left\{ -\frac{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2}{2\sigma_2^2} \right\} \quad (6.1)$$

⁴プラスチック製のホースを用いたため、非常に多くの空気が混入してしまった。付録 A.3, A.4 参照。

⁵ビームパイプ先端のフランジについていたプラスチックとアルミ箔のふたを取るのを忘れてつけたまま測定したため、ガウシアンよりも視野が広がったビームとなった。

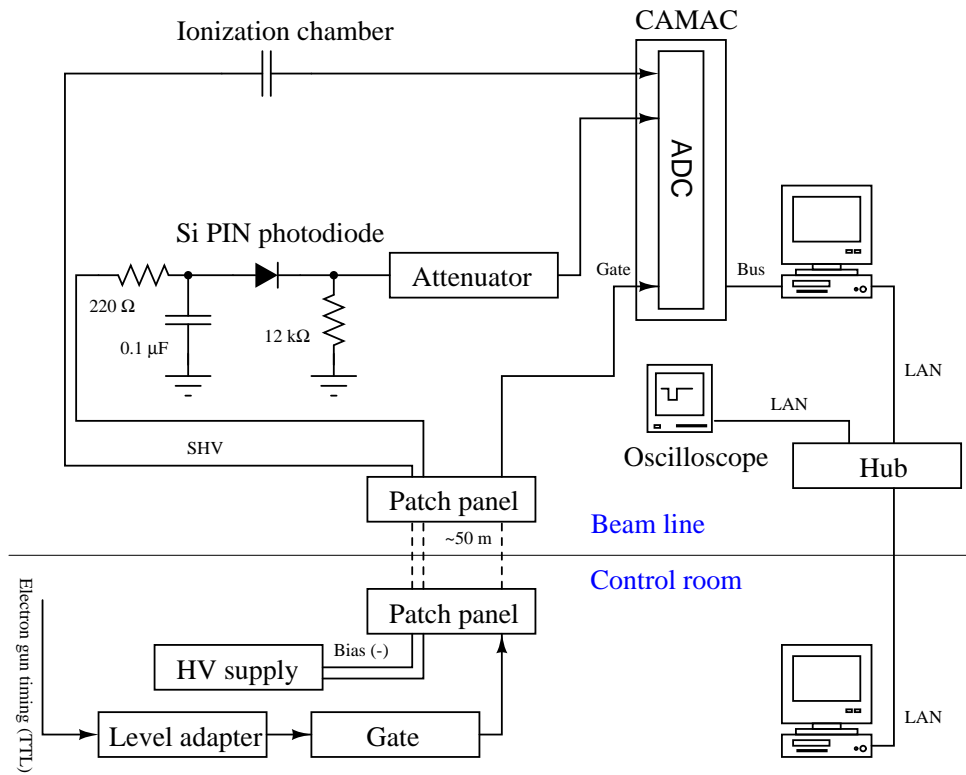


図 6.6: ビームテスト 1、イオンチェンバー測定の回路図。

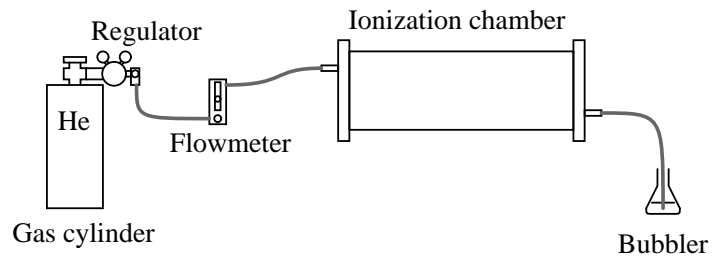


図 6.7: ガスシステム。

でフィットして得たビームプロファイルを図 6.9 に示す。また、そのときのパラメータのベストフィットを表 6.3 に示す。なお、このときのビーム強度は $\sim 1.6 \times 10^8$ e/pulse である。これより、Si1 に入射する電子数は全ビームの 9.40 % である。また、Dia1, 2, 3 (有感領域 0.95×0.95 cm²) に入射する電子数は Si1 (有感領域 1.0×1.0 cm²) の 90.9 % である。

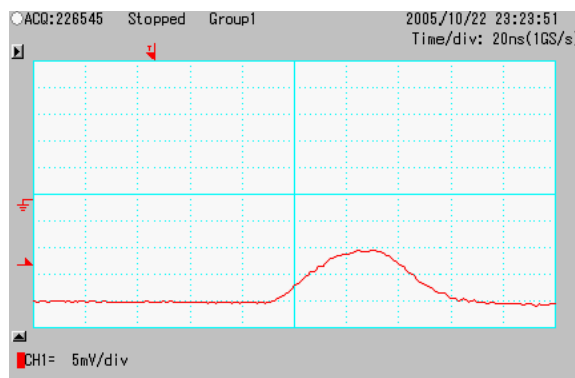


図 6.8: オシロスコープで測定した CT0 の波形。

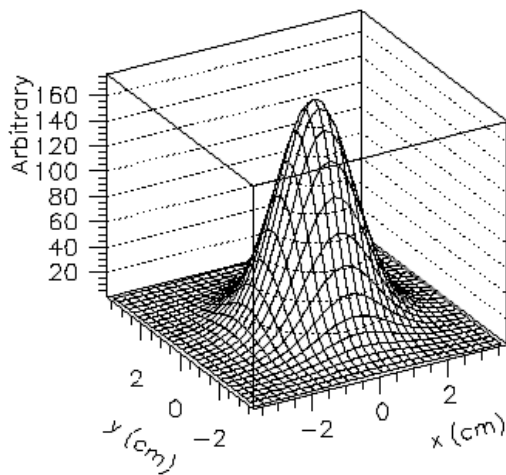


図 6.9: 2次元ダブルガウシアンでフィットして得たビームプロファイル。ビーム中心は (0.15 cm, -0.14 cm)、ビーム径は $\sigma = 1.01$ cm である。ビーム上流から見て、 x 軸正の方向が水平方向右向きで、 y 軸正の方向が鉛直方向上向き。

表 6.3: ビームプロファイルパラメータのベストフィット。

x_0	0.146 ± 0.001 (cm)
y_0	-0.141 ± 0.001 (cm)
σ_1	1.006 ± 0.001 (cm)
σ_2	2.056 ± 0.005 (cm)
A_1	172.2 ± 0.5
A_2	4.601 ± 0.050

6.1.2 ビームテスト 2 (2006 年 7 月)

シリコン PIN フォトダイオード、CVD ダイヤモンド検出器測定の設定アップ

セットアップの概観を図 6.10 に示す。ビームパイプの先端直後に CT1、そこから約 1m 下流に CT2 を配置し、ビーム強度を測定した。CVD ダイヤモンド検出器 4 つのサンプル (Dia1, 2, 3, 4) とシリコン PIN フォトダイオード 2 つのサンプル (Si2, 3) をビーム軸上に一直線に並べ、これを CT2 の後ろに配置し同時に測定した。CVD ダイヤモンド検出器の両側をシリコン PIN フォトダイオードで挟むことで、検出器によるビーム散乱の効果を検証する。最下流には 9 つのシリコン PIN フォトダイオードで構成するプロファイルモニターを置いてビームプロファイルを測定した。なお、プロファイルモニターは、中心のチャンネルがビーム軸上にくるように配置した。

図 6.11 に測定回路図を示す。基本的にビームテスト 1 と同じである。CVD ダイヤモンド検出器とシリコン PIN フォトダイオードのシグナルはアッテネータで $-10 \sim -54$ dB に減衰し、測定レンジ 1 nC のチャージ積分型 ADC で測定した。また、CT1, 2 のシグナルは PMT アンプで 10 倍に増幅し、同じく ADC で測定した。

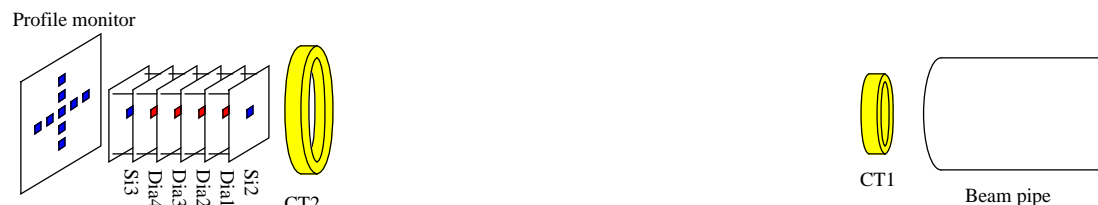


図 6.10: ビームテスト 2、CVD ダイヤモンド検出器測定の設定アップ図。ビームパイプの先約 1 ~ 1.5 m 下流の位置に検出器を配置した。

イオンチェンバー測定の設定アップ

図 6.12 にセットアップの概観を示す。ビーム軸上、ビームパイプの先から約 1.5 m 下流の位置に CT2、プロファイルモニター、イオンチェンバーを配置した。また、ビームパイプ直後に CT1 を配置した。プロファイルモニターは十字状に 15 mm 間隔で並べた 9 つのシリコン PIN フォトダイオードからなり、中心のチャンネル (Si8) がビーム軸上にくるように配置してある。

図 6.13 に測定回路図を示す。シリコン PIN フォトダイオードのシグナルはアッテネータで $-10 \sim -54$ dB に減衰し、CT1, 2 のシグナルは PMT アンプで 10 倍に増幅した。

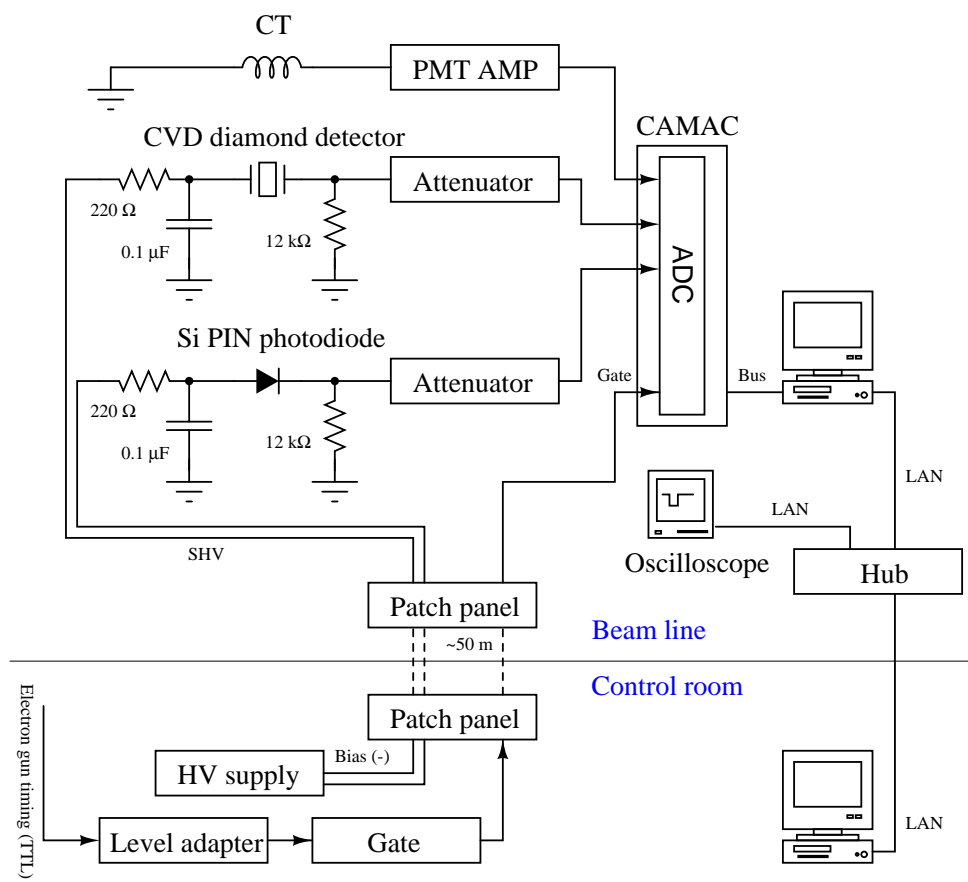


図 6.11: ビームテスト 2、ダイヤモンド検出器測定回路図。

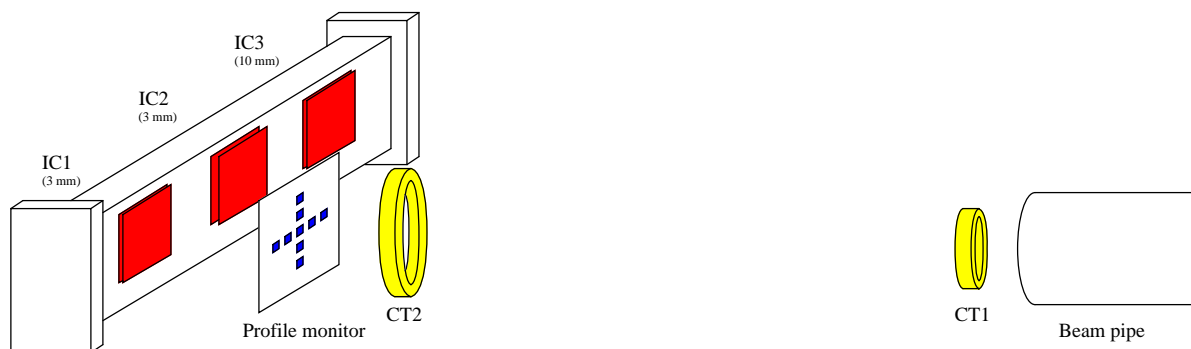


図 6.12: ビームテスト 2、イオンチェンバー測定の設定アップ図。ビームパイプの先から約 1.5 m 下流の位置にイオンチェンバーを配置した。ヘリウムまたはアルゴンガスを流したガス容器の中に 3 つのチェンバー (3 mm と 10 mm ギャップ) が入っている。そのすぐ上流にプロファイルモニターと CT2、またビームパイプ直後にもう 1 つ CT1 を配置した。プロファイルモニターは 9 つのシリコン PIN フォトダイオードからなる。

ガスシステムは前回のビームテストと同じである (図 6.7)。配管にはプラスチック製のホースを用いた。本測定で使用した流量は、前回と同じ 3 ~ 4 cc/min である。He ガスはフランジ上部からイオンチェンバーに流し入れて逆側のフランジ下部から出し、Ar ガスは逆向きに流した。ガス圧は大気圧と同じである。

ビームパラメータ

ビーム強度の絶対値の測定には、前回のビームテストと同様、LINAC のビームラインに組み込まれている CT0 を用いた。相対的なビーム強度は新たに導入した自作の CT1, 2 およびシリコン PIN フォトダイオード (Si2, 3) を用いた。

ビームプロファイルは、15 mm 間隔で十字状に並べた 9 つのシリコン PIN フォトダイオードからなるプロファイルモニターで測定した。測定値を 2 次元ガウシアン

$$f(x, y) = A \exp \left\{ -\frac{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2}{2\sigma^2} \right\} \quad (6.2)$$

でフィットして得たビームプロファイルを図 6.14 に示す。また、そのときのフィットパラメータを表 6.4 に示す。なお、図のプロファイルは、プロファイルモニターの上流にあるダイヤモンド検出器等散乱体となるものがない状態で測定したもので、ビーム強度は $\sim 4.4 \times 10^8$ e/pulse である。これより、Si2 に入射する電子数は全ビームの 19.4 % である。また、Dia1, 2, 3, 4 に入射する電子数は、ビームの散乱がないとすると、Si2 の 91.2 % である。

表 6.4: ビームプロファイルパラメータのベストフィット

x_0	-0.3079 ± 0.006 (cm)
y_0	0.3436 ± 0.006 (cm)
σ	0.7862 ± 0.0004 (cm)

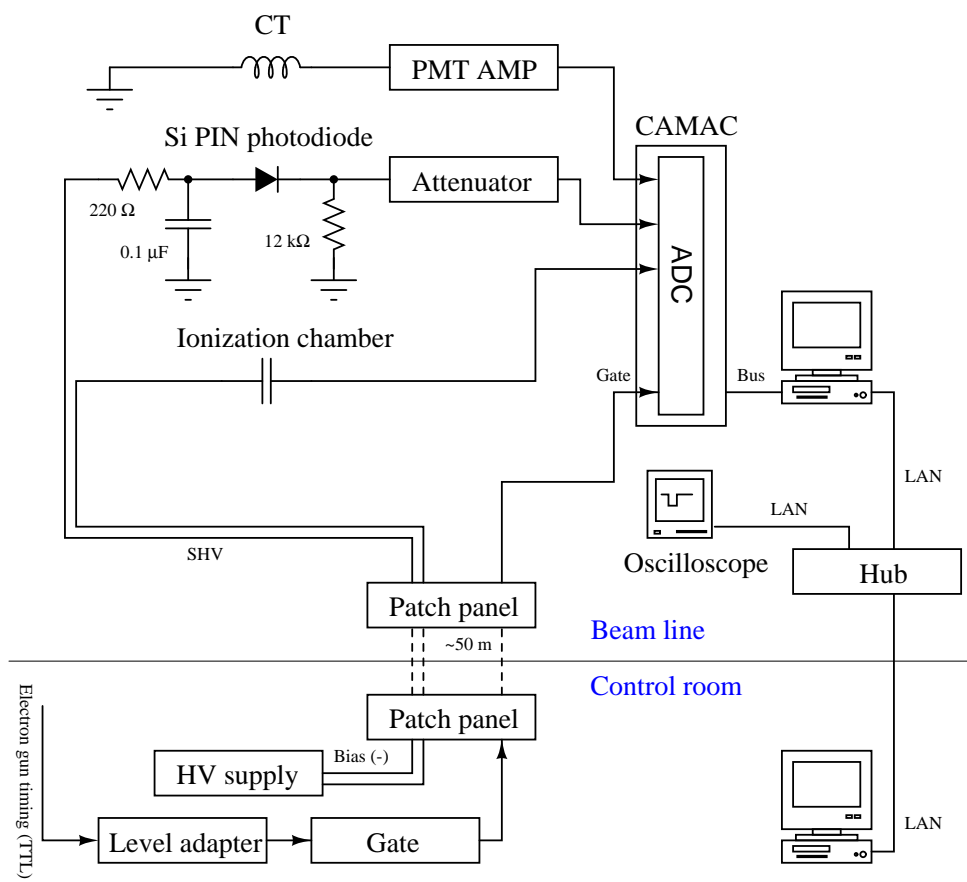


図 6.13: ビームテスト 2、イオンチェンバー測定回路図。

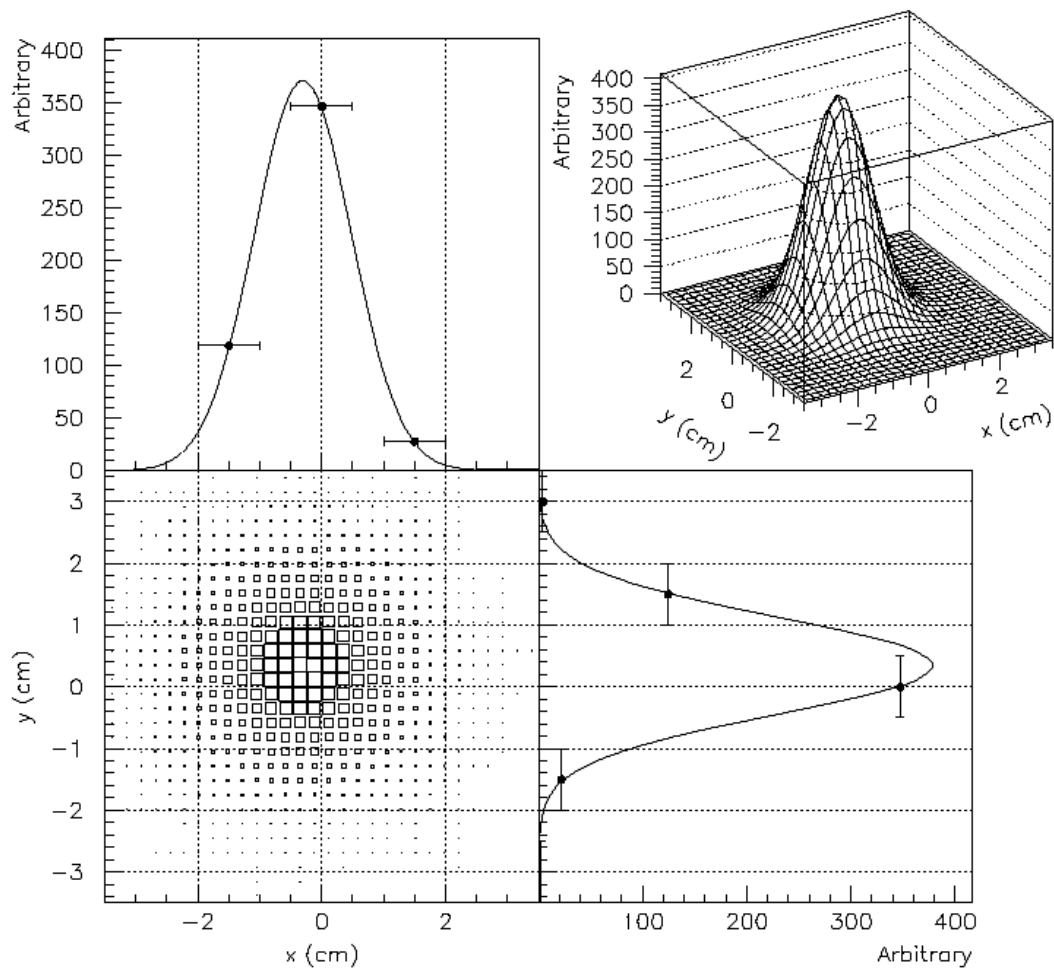


図 6.14: 2次元ガウシアンでフィットして得たビームプロファイル。ビーム中心は $(-0.31 \text{ cm}, 0.34 \text{ cm})$ 、ビーム径は $\sigma = 0.79 \text{ cm}$ である。ビーム上流から見て、 x 軸正の方向が水平方向左向きで、 y 軸正の方向が鉛直方向上向き。左上、右下図の点は測定点。

6.1.3 ビームテスト 3 (2006 年 12 月)

イオンチェンバー測定の設定アップ

図 6.15 にセットアップの概観を示す。検出器の中心がビーム軸上にくるように、ビームパイプ直後に CT1、ビームパイプの先から約 0.7 m 下流の位置に CT2 とプロファイルモニター、さらにそこから約 0.7 m 下流にイオンチェンバーを配置した。プロファイルモニターは十字状に 15 mm 間隔で並べた 9 つのシリコン PIN フォトダイオードからなり、中心のチャンネルがビーム軸上にくるように配置してある。今回の測定では、イオンチェンバーは立てて設置した。ビーム軸の床からの高さが約 120 cm、イオンチェンバーの全長が約 200 cm であるため、図のセットアップでは IC4, 5, 6, 7 しか測定できない。したがって、IC1, 2, 3 を測定するときはイオンチェンバーの上下をひっくり返し、ガスの配管も接ぎ換えた。

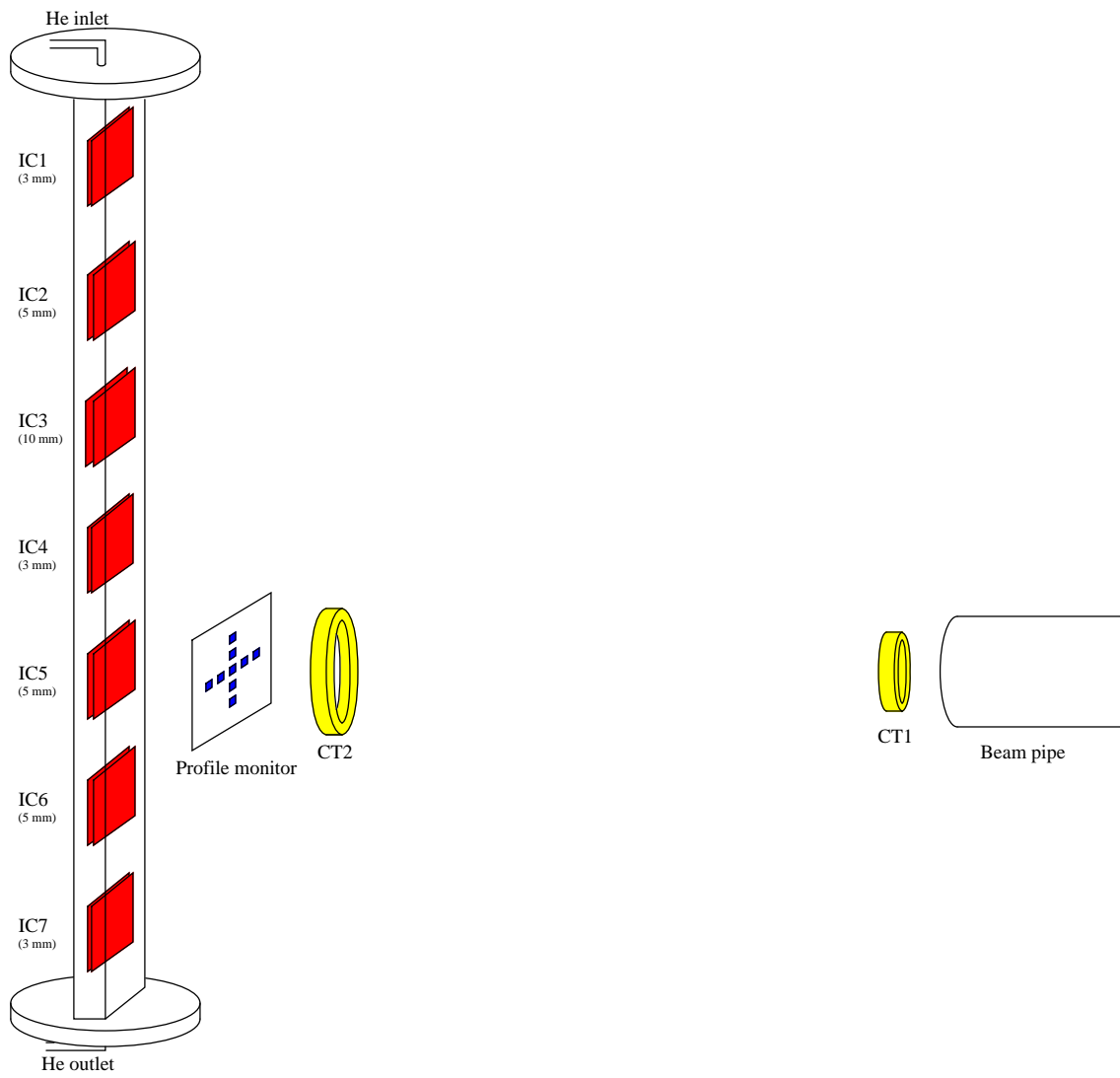


図 6.15: ビームテスト 3、イオンチェンバー測定の設定アップ図。

図 6.16 に測定回路図を示す。本測定では、T2K で使用する COPPER⁶を用いて読み出しを行った。使用した FINESSE⁷ボードはレンジ ± 1 V、12 bit の 65 MHz FADC (50 Ω 終端) である。本測定では 50 MHz でサンプリングした。また、FINESSE の入力にはゲイン 5 倍の shaper アンプが付いている。イオンチェンバーとシリコン PIN フォトダイオードの shaping 時間は 50 nsec に設定した。CT の応答は速くパルス幅が狭いので、サンプリング数を増やすため、CT の shaping 時間は 160 nsec に設定した。

シリコン PIN フォトダイオードのシグナルはアッテネータで 14 ~ 54 dB に減衰し、CT1, 2 のシグナルは PMT アンプで 10 倍に増幅した。

ガスシステムは図 6.17 のように組んだ。酸素混入を防ぐため、配管にはステンレス製のホースを用いた。さらにガス純度を上げるため、前回のビームテストのときよりも流量を上げて測定した。本測定で用いた流量は 30 ~ 100 cc/min である。イオンチェンバーにガスを流入する前に圧力トランスデューサーを用いてガス圧をモニターし、イオンチェンバーから出てきたところで酸素濃度計⁸に通しガス中の酸素濃度をモニターした。終端はバブラー (油) を通しての大気開放であるので、イオンチェンバー内のガス圧はほぼ大気圧と同じである。本測定中、ガス圧は ~ 1023 hPa とほぼ安定していた。また、酸素濃度は流量に依存して変化し、本測定では 10 ~ 200 ppm であった。なお、図は He ガス測定のためのセットアップである。イオンチェンバー上部からガスを入れ、下部から出している。Ar ガスの測定の際はイオンチェンバー下部から入れ、上部から出した。

ビームパラメータ

ビームプロファイルは、15 mm 間隔で十字状に並べた 9 つのシリコン PIN フォトダイオードからなるプロファイルモニターで測定した。測定値を式 (6.2) の 2 次元ガウシアンでフィットして得たビームプロファイルを図 6.18 に示す。また、そのときのフィットパラメータを表 6.5 に示す。なお図示したプロファイルは、ビーム強度が 2.9×10^8 e/pulse のときのものである。これより、本測定では全ビームの約 99.9 % がイオンチェンバーの有感領域 (7.5×7.5 cm²) に入射していることを確認した。

表 6.5: ビームプロファイルのフィットパラメータ

x_0	-0.288 ± 0.001 (cm)
y_0	0.256 ± 0.001 (cm)
σ	0.582 ± 0.001 (cm)

⁶COmmon Pipelined Platform for Electronics Readout: KEK で開発中のデータ収集システムの核となる読み出し用マザーボードで、9U サイズの VME クレートに入る。COPPER には FINESSE と呼ばれる 4 枚のサブ基板が装着可能で、検出器からの信号はまず FINESSE に入って処理される。FINESSE からのデータは COPPER ボード上に搭載された PC でイベントビルドされ、外部インターフェースとして同じくボード上に搭載されたイーサネットポートから外部ネットワークに送られる。

⁷Front-end Instrumentation Entity for Sub-detector Specific Electronics

⁸東レエンジニアリング製ジルコニア式 PPM 測定用酸素計 LC-750L。応答速度は流量 100 ~ 300 cc/min において 10 秒以内 (90 % 応答)。

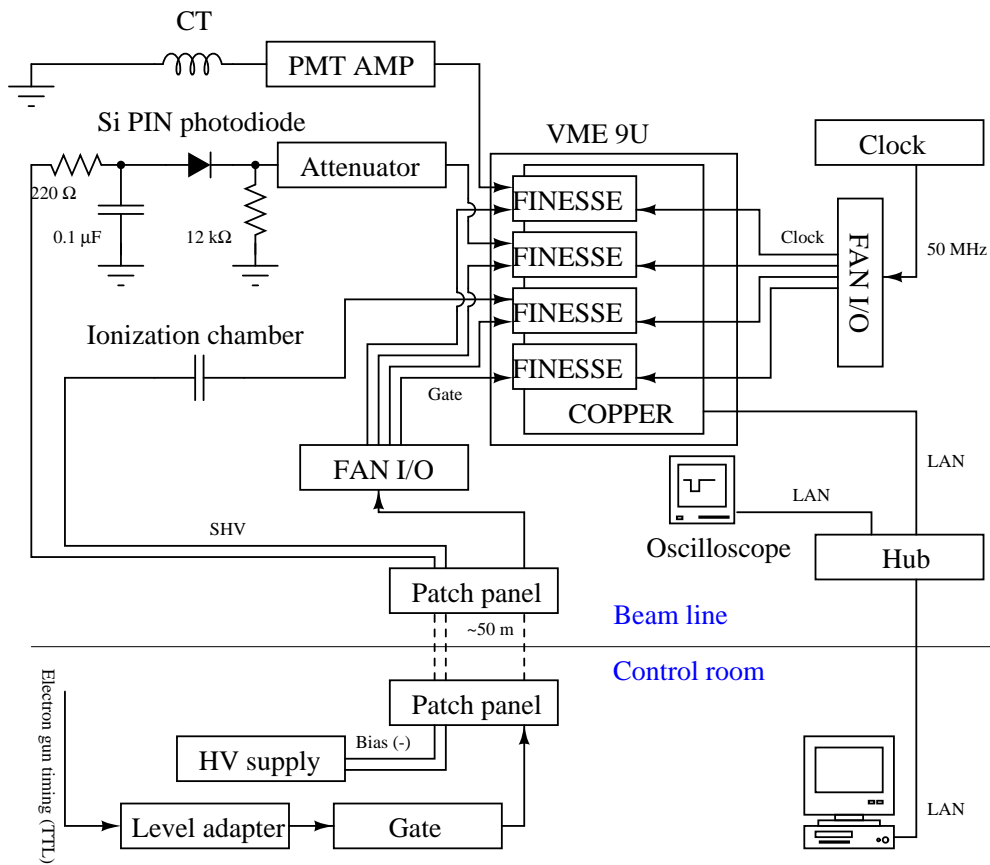


図 6.16: ビームテスト 3、イオンチェンバー測定回路図。

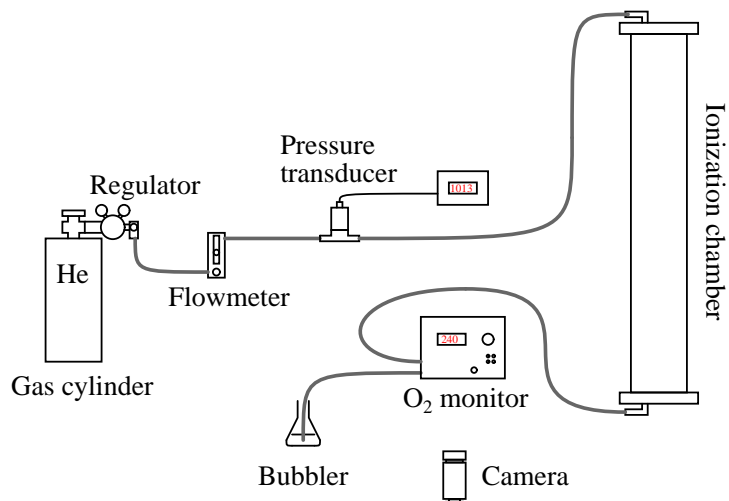


図 6.17: ガスシステム。圧力計、酸素濃度計でガス圧、酸素濃度を測定し、カメラを通してその出力デジタル表示をモニターした。

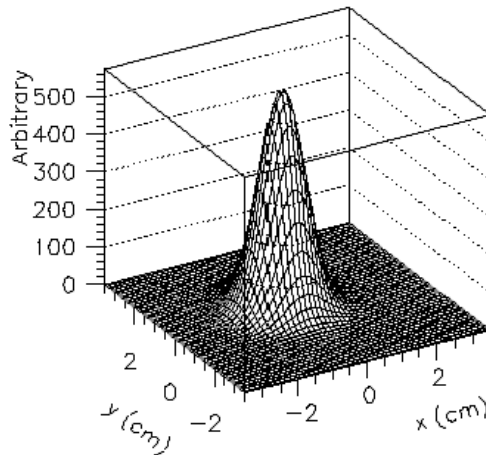


図 6.18: 2次元ガウシアンでフィットして得たビームプロファイル。ビーム中心は $(-0.29 \text{ cm}, 0.26 \text{ cm})$ 、ビーム径は $\sigma = 0.58 \text{ cm}$ である。ビーム上流から見て、 x 軸正の方向が水平方向右向きで、 y 軸正の方向が鉛直方向上向き。左上、右下図の点は測定点。

6.2 シリコン PIN フォトダイオードの性能評価

ビームテストにおいて、シリコン PIN フォトダイオードは CVD ダイヤモンド検出器とイオンチェンバーの基準装置として使用したが、これに付随して $\mathcal{I}_{\text{T2K}}^{\text{max}}$ 強度 (ミュオンモニターにおいて $\sim 1.6 \times 10^7 \text{ particles/cm}^2/\text{bunch}$) のビームに対するシリコン PIN フォトダイオード自身の性能についても評価する。以下に測定項目を示す。

- シグナルの波形
オシロスコープでシグナルの波形を測定し、応答が十分速くバンチごとの測定が可能か評価する。
- リニアリティー
T2K ミュオンモニターにくる大強度ビームに対する応答のリニアリティーを評価する。
- 耐放射線性
T2K ミュオンモニターの高放射線下では、シリコンの放射線損傷が問題となる。ビームテストで照射した総電子数から、シリコン PIN フォトダイオードがミュオンモニターで使用可能か評価する。

6.2.1 シグナルの波形

ビームテスト 1 において、オシロスコープで測定したシリコン PIN フォトダイオードの波形を図 6.19 (赤色線) に示す。入射ビーム強度は $\sim 1.8 \times 10^7 \text{ e/cm}^2/\text{pulse}$ ($\mathcal{I}_{\text{T2K}}^{\text{max}}$ 113 %) である。

シリコン PIN フォトダイオードの応答はパルス幅約 350 nsec で、T2K ビームのバンチ間隔 ($\sim 700 \text{ nsec}$) より十分速いので、バンチごとの測定が可能である。

ここで、シリコン中のキャリアのドリフト速度について考察する。今、厚さ $300 \mu\text{m}$ のウェーハに逆バイアス 80 V を印加しており、飽和電場 (第 4.1.2 節参照) には達していない。よって、キャ

リアは式 (4.1) の速度で移動する。すなわち、電子のドリフト速度は 3.87×10^6 cm/sec、ホール
のドリフト速度は 1.17×10^6 cm/sec である。したがって、キャリアの平均収集時間は 6.0 nsec とな
る。ビームのパルス半幅が約 20 nsec であるから、このときのシリコン PIN フォトダイオードのパ
ルスの立ち上がり時間は約 26 nsec と予測される。これは本測定の結果とおおよそ一致している。

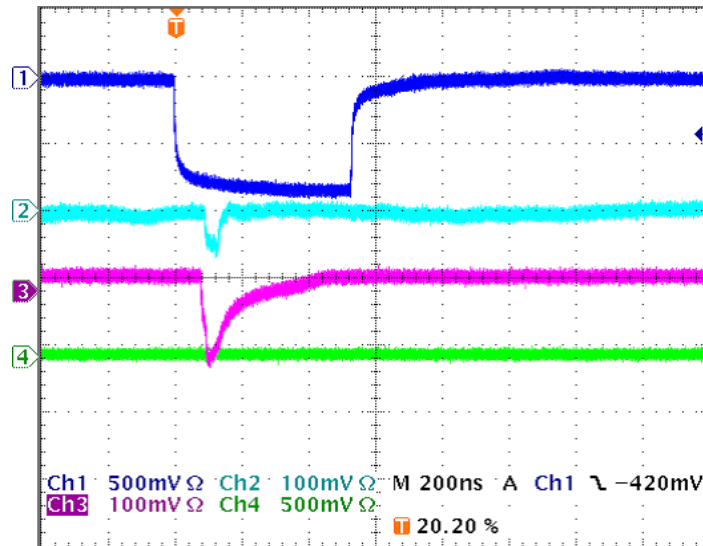


図 6.19: オシロスコープで測定したシリコン PIN フォトダイオードの波形。上からゲート、Dia1、
Si1 の波形である。シグナルは -52 dB に減衰してある。

6.2.2 リニアリティー

ビームテスト 2 で、CT1 をレファレンスにして $6.6 \times 10^6 \sim 2.2 \times 10^8$ e/cm²/pulse (\mathcal{I}_{T2K}^{max}
41 ~ 1400 %) におけるリニアリティーを測定した。図 6.20 および図 6.21 にその結果を示す。CT1
の出力電荷 0.004 nC が \mathcal{I}_{T2K}^{max} に対応する。なお、図 6.20 のフィットは入射ビーム強度の低い方 12
点で行った。

図 6.20 (右) を見ると、シリコン PIN フォトダイオードの応答は、入射ビーム強度の増加とと
もに徐々に飽和してきていることが分かる。入射ビーム強度 $6.6 \times 10^6 \sim 2.4 \times 10^7$ e/cm²/pulse
(\mathcal{I}_{T2K}^{max} 41 ~ 153 %) におけるフィット直線からのずれは Si2, 3 とともに $+1.1, -1.2$ % 以内であった。
なお、CT1 の出力電荷 0.002 nC の点のフィット直線からのずれが大きいのは、CVD ダイヤモン
ド検出器もその点で同じような振る舞いをしている (図 6.30) ので、検出器の応答ではなくビーム
によるものと考えられる。T2K ビームのスピル当たりの強度に相当する 1.3×10^8 e/cm²/pulse に
対しては飽和しており、フィット直線からのずれは Si2 で -44 %、Si3 で -66 % であった。これ
は前節のレーザーによる測定結果と矛盾するがその理由は分かっていない。

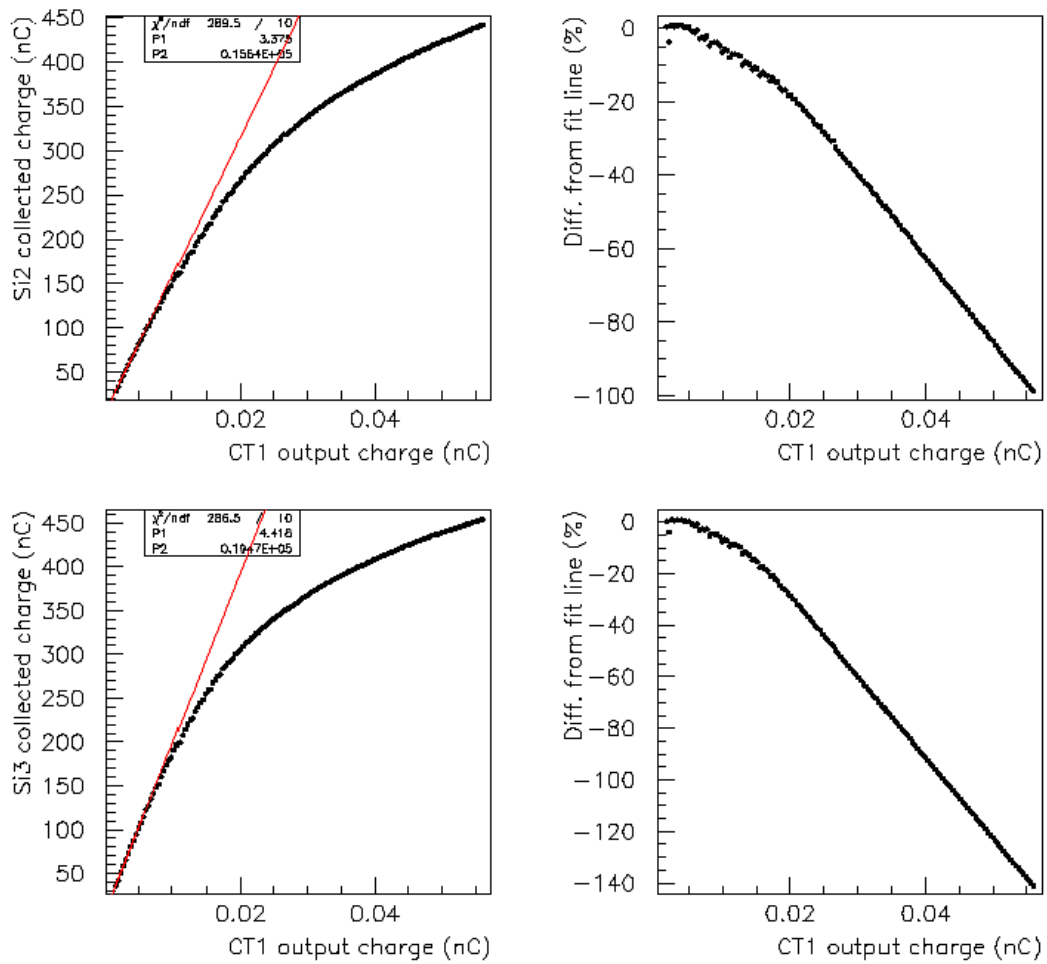


図 6.20: $6 \times 10^6 \sim 2 \times 10^8 \text{ e/cm}^2/\text{pulse}$ におけるシリコン PIN フォトダイオードのリニアリティー。(左) 横軸に CT1 の出力電荷、縦軸にそれぞれ Si2, 3 の収集電荷をとった。直線は、ビーム強度の低い方 5 点でフィットしたもの。(右) 測定点のフィット直線からのずれ。

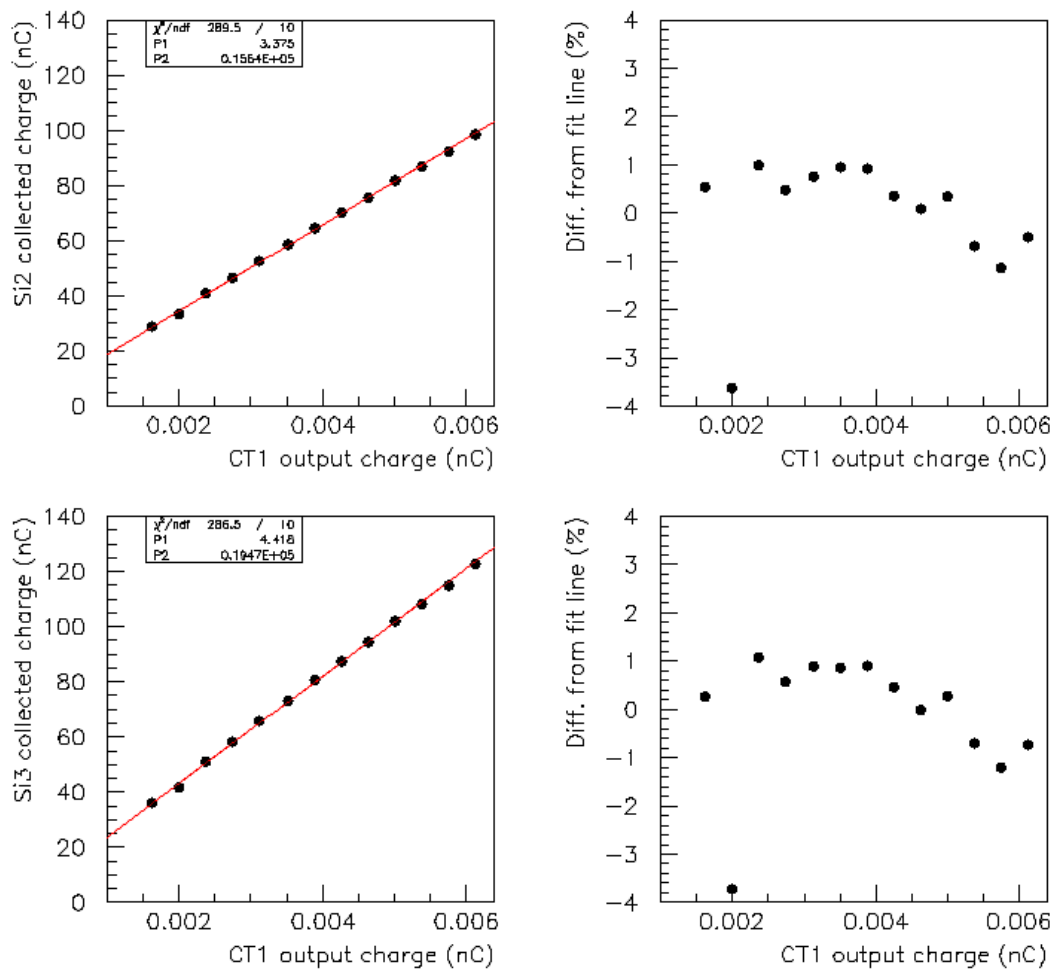


図 6.21: $6 \times 10^6 \sim 2 \times 10^7 e/cm^2/pulse$ におけるシリコン PIN フォトダイオードのリニアリティー。(左) 横軸に CT1 の出力電荷、縦軸にそれぞれ Si2, 3 の収集電荷をとった。(右) 測定点のフィット直線からのずれ。CT1 の出力電荷 0.002 nC の点のずれはビームによるものである。

6.2.3 耐放射線性

ビームテスト 1, 2 の間にシリコン PIN フォトダイオード Si2 に入射した全電子数を見積もった。入射電子数は、MIP による平均生成電荷量 $\bar{Q}_{gen} = 27000 e_0$ を用いて、ADC で測定した Si2 の収集電荷量から求めた。ビームテスト 1, 2 での総入射電子数はそれぞれ $\sim 9.8 \times 10^{11} e/cm^2$, $6.98 \times 10^{12} e/cm^2$ であった。ビームテスト 2 における照射時間と総入射電子数の関係を図 6.22 に示す。両者を合わせると $7.96 \times 10^{12} e/cm^2$ になる。図 3.7 より、100 MeV 電子の損傷関数 $D(E)/95 \text{ MeV mb} = 0.0787$ であるから、これを 1 MeV 等価中性子線量に換算すると $6.26 \times 10^{11} \text{ 1 MeV neutrons/cm}^2$ となる。

ビームテスト 1 およびビームテスト 2 のどちらの測定においても、測定の初めと終わりで放射線損傷によるシグナルの減少は見られなかった。T2K ミューオンモニターで予想される 1 日の入射粒子数は \mathcal{J}_{T2K}^{max} で $3.2 \times 10^{12} \text{ particles/cm}^2/\text{day} = 2.4 \times 10^{11} \text{ 1 MeV neutrons/cm}^2/\text{day}$ であるから、シリコン PIN フォトダイオードは少なくとも 2.6 日は T2K ミューオンモニターの使用に耐えうる事が分かった。すなわち、コミッショニング (\mathcal{J}_{T2K}^{max} 1 %) 時には、放射線損傷の影響を受けることなく十分動作できる。

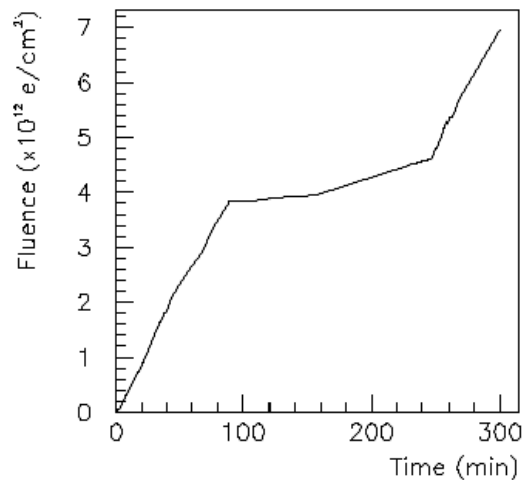


図 6.22: ビームテストの間、Si2 に入射した全電子数 ($\times 10^{12} e/cm^2$)。横軸はビーム照射時間。

6.2.4 測定結果のまとめ

LINACの電子ビームを用いて、 \mathcal{S}_{T2K}^{max} 強度 (ミュオンモニターにおいて $\sim 1.6 \times 10^7$ particles/cm²/bunch) のビームに対するシリコン PIN フォトダイオードの応答を測定し、以下の結果を得た。

- シグナルの波形
強度 1.8×10^7 e/cm²/pulse (\mathcal{S}_{T2K}^{max} 113 %)、パルス幅約 40 nsec のビームに対して、パルス幅約 350 nsec の応答を示す。すなわち、T2K ミュオンモニターにおいてバンチごとの測定が可能である。
- リニアリティー
強度 $6.6 \times 10^6 \sim 2.4 \times 10^7$ e/cm²/pulse (\mathcal{S}_{T2K}^{max} 41 ~ 153 %) のビームに対して、+1.1, -1.2 % のリニアリティーがある。
- 耐放射線性
 7.96×10^{12} e/cm² = 6.26×10^{11} 1 MeV neutrons/cm² の放射線量に対して、放射線損傷によるシグナルの減少は見られない。すなわち、T2K ミュオンモニター (\mathcal{S}_{T2K}^{max}) において少なくとも 2.6 日、また、コミッションング (\mathcal{S}_{T2K}^{max} 1 %) においては十分動作可能である。

6.3 CVD ダイヤモンド検出器の性能評価

\mathcal{S}_{T2K}^{max} 強度 (ミュオンモニターにおいて $\sim 1.6 \times 10^7$ particles/cm²/bunch) のビームに対する CVD ダイヤモンド検出器の性能を評価する。4 つのサンプル (Dia1, 2, 3, 4) について以下の項目を測定した。

- シグナルの波形
オシロスコープでシグナルの波形を測定し、応答が十分速くバンチごとの測定が可能か評価する。
- 印加電圧依存性 (バイアススキャン)
印加電圧 (バイアス) に対する応答を測定し、動作電圧を決定する。
- 応答の個体差
一般に CVD ダイヤモンド検出器は、そのウェーハの製造工程および結晶構造のため、応答に個体差が現れる。バイアススキャンの結果から 4 つのサンプルの個体差を評価する。
- リニアリティー
T2K ミュオンモニターにくる大強度ビームに対する応答のリニアリティーを評価する。
- Warm-up 時間
Pumping 効果を検証し、warm-up に必要な時間を測定する。
- 時間安定性
1 時間の連続動作で、応答の安定性を評価する。

6.3.1 シグナルの波形

ビームテスト1において、オシロスコープで測定したCVDダイヤモンド検出器の波形を図6.23に示す。図はバイアスを変えていったときの応答の変化を測定したものである。入射ビーム強度は $\sim 5.0 \times 10^7$ e/cm²/pulse (\mathcal{J}_{T2K}^{max} 313 %)である。バイアスを上げるにつれ、電荷収集間隔が広がり、徐々にパルスが高くなっていく様子が分かる。

ダイヤモンド検出器のパルス幅は約50 nsecで、T2Kビームのパンチ間隔(~ 700 nsec)より十分速いので、パンチごとの測定が可能である。

ここで、ダイヤモンド中のキャリアのドリフト速度について考察する。今、厚さ500 μ mのウェーハにバイアス500 Vを印加している。このときすでに飽和電場(第4.2.2節参照)に達しているので、キャリアは飽和速度で移動する。ダイヤモンド中の電子の飽和速度は 2×10^7 cm/sec、ホールの飽和速度は 10^7 cm/secである。したがって、キャリアの平均収集時間は1.7 nsecとなる。よって、CVDダイヤモンド検出器のシグナルの波形はほぼ入射ビームの形を示すと予測される。本測定におけるビームのパルス幅は約40 nsecであるから、これは測定の結果とよく一致している。

6.3.2 バイアススキャン

ここでは、ビームテスト2の測定結果について述べる。バイアスを0 Vから上げる方向に600 Vまで8点スキャンし、各バイアスでのCVDダイヤモンド検出器の応答を測定した。検出器の応答が安定するまでの時間を空けるため、測定はバイアスを変更してから1分間待って行った。ビームテスト1でのwarm-up時間の測定(第6.3.5節)から、バイアス印加1分後以降のシグナルの変動は1 %以内である。測定の結果を図6.24(緑三角点)に示す。縦軸にSi1との収集電荷の比をとった。このとき、入射ビーム強度は $\sim 7 \times 10^6$ e/cm²/pulse (\mathcal{J}_{T2K}^{max} 44 %)である。また、入射ビーム強度 $\sim 8 \times 10^7$ e/cm²/pulse (\mathcal{J}_{T2K}^{max} 500 %)においても同様の測定を行い、同じ図上にプロットした(青四角点)。

前節で議論したとおり、バイアス500 Vはすでに飽和電圧を越えており、これ以上バイアスを上げてシグナルの増加は見込めない。本測定においても、バイアス500 Vを超えてもシグナルはまだ徐々に増加しているものの、500 Vにおける応答のバイアス依存性は0.1 %/V以下で十分小さい。次節で詳しく述べるが、低バイアスでの応答は入射ビーム強度が高くなると飽和してくるので、できるだけ高いバイアスで動作することが必要である。よって、動作電圧はもっとも電荷収集効率の良い最大印加許容電圧の500 Vに設定した。

バイアス500 VにおけるDia1, 2, 3, 4の収集電荷は、入射ビーム強度 $\sim 7 \times 10^6$ e/cm²/pulseにおいてそれぞれシリコンPINフォトダイオードの収集電荷(32.9 nC)の25.9 %、31.7 %、29.2 %、30.1 %であった。式(4.17)より、これらサンプルの電荷収集間隔はバイアス500 Vにおいてそれぞれ、231 μ m、287 μ m、261 μ m、269 μ mである。入射ビーム強度 $\sim 8 \times 10^7$ e/cm²/pulseにおいては、収集電荷比は21.8 %、29.5 %、23.4 %、24.2 %、電荷収集間隔は138 μ m、186 μ m、148 μ m、153 μ mであった。入射ビーム強度によって電荷収集間隔が異なるのは、CVDダイヤモンド検出器の応答がこれらのビーム強度に対してはリニアでないことを示している。

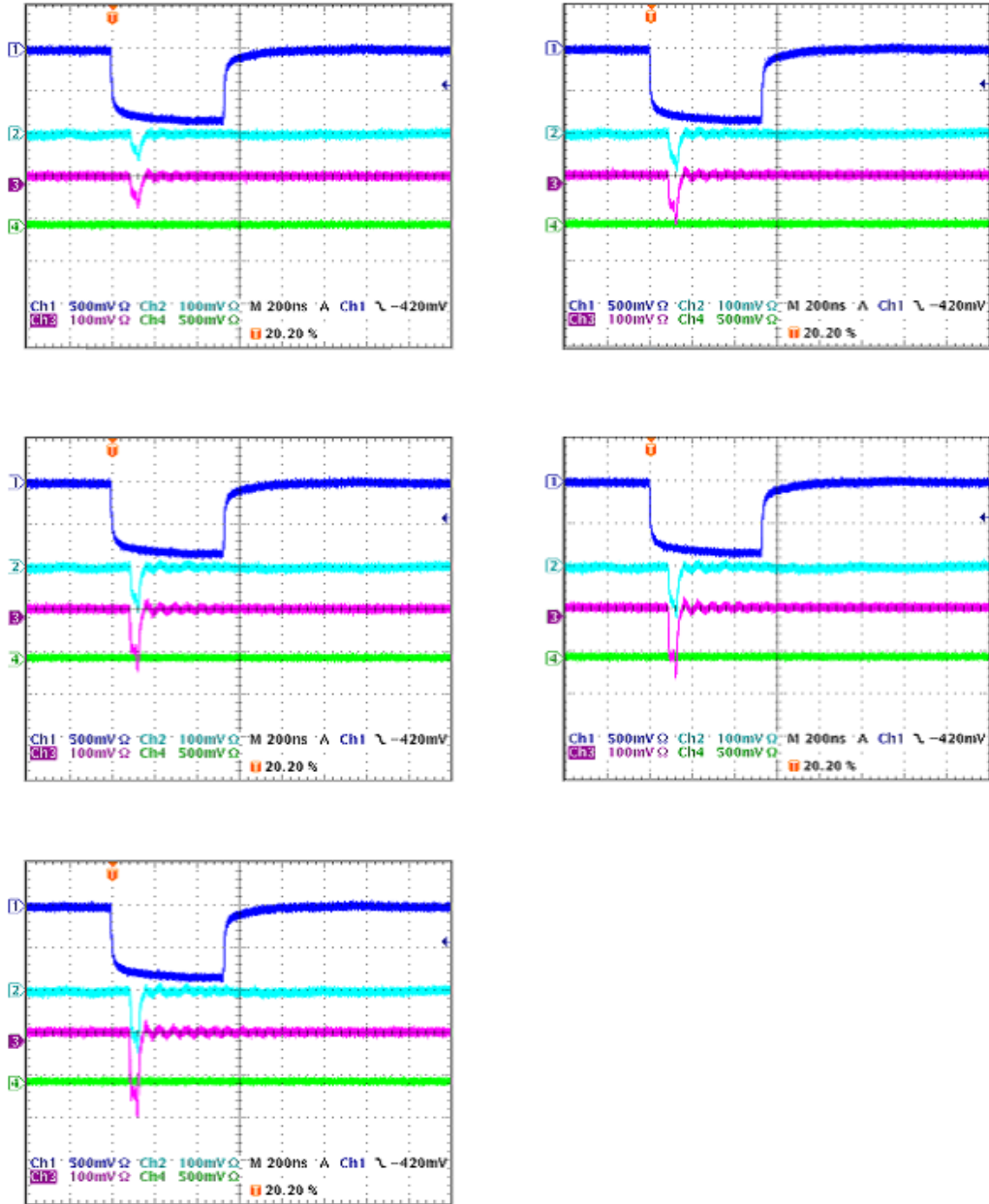


図 6.23: オシロスコープで測定した CVD ダイアモンド検出器の波形。各図で、上からゲート、Dia1、Dia2 の波形である。Dia1、2 にかけるバイアスを変えて測定した。左上: 100 V、右上: 200 V、左中: 300 V、右中: 400 V、下: 600 V。シグナルは -52 dB に減衰してある。

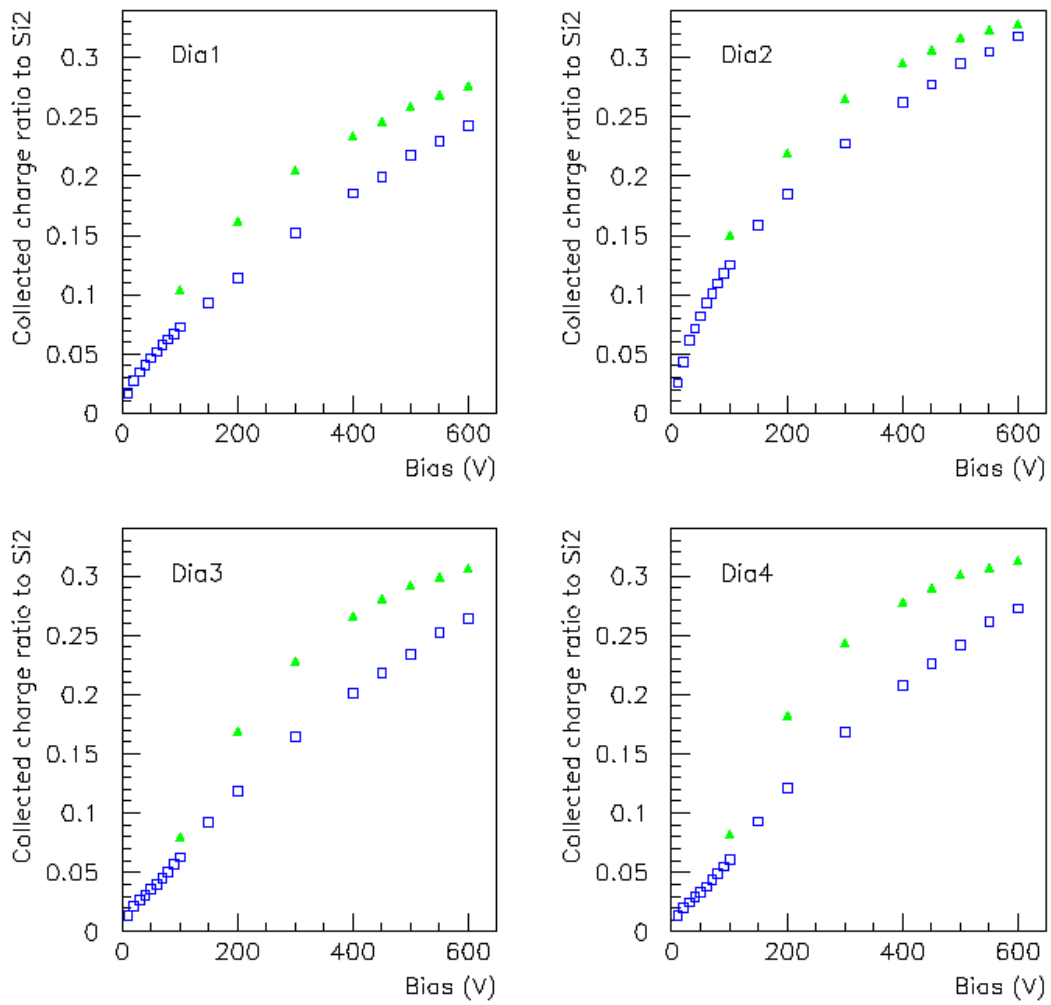


図 6.24: CVD ダイヤモンド検出器のバイアス依存性。縦軸に Si2 との収集電荷の比をとった。緑三角点は $\sim 7 \times 10^6$ e/cm²/pulse、青四角点は $\sim 8 \times 10^7$ e/cm²/pulse で測定した結果を示す。

表 6.6: CVD ダイヤモンド検出器の電荷収集間隔 (μm)

入射ビーム強度 (e/cm ² /pulse)	$\sim 7 \times 10^6$	$\sim 8 \times 10^7$
Dia1	231	138
Dia2	287	186
Dia3	261	148
Dia4	269	153

6.3.3 応答の個体差

前節の測定から分かるように、4つのサンプル間の応答には個体差があり、バイアス 500 V において最大約 30 % になる。検出器の並び順により、物質によるビーム散乱の影響で入射粒子数が各サンプルで異なるが、シグナルの大きさの順番は並び順とは異なるので、この個体差の原因としてそもそも入射粒子数の違いという可能性は否定される。他に考えられる原因としては、バイアスを印加する電極の違いが挙げられる。CVD ダイヤモンド検出器の電極に極性はないが、ウェーハには成長面と核形成面があり、それぞれ結晶の大きさが異なるので、どの向きにバイアスがかかるかで応答に違いが現れる可能性がある。この可能性を検証するため、ビームテスト 2 で以下の測定を行った。

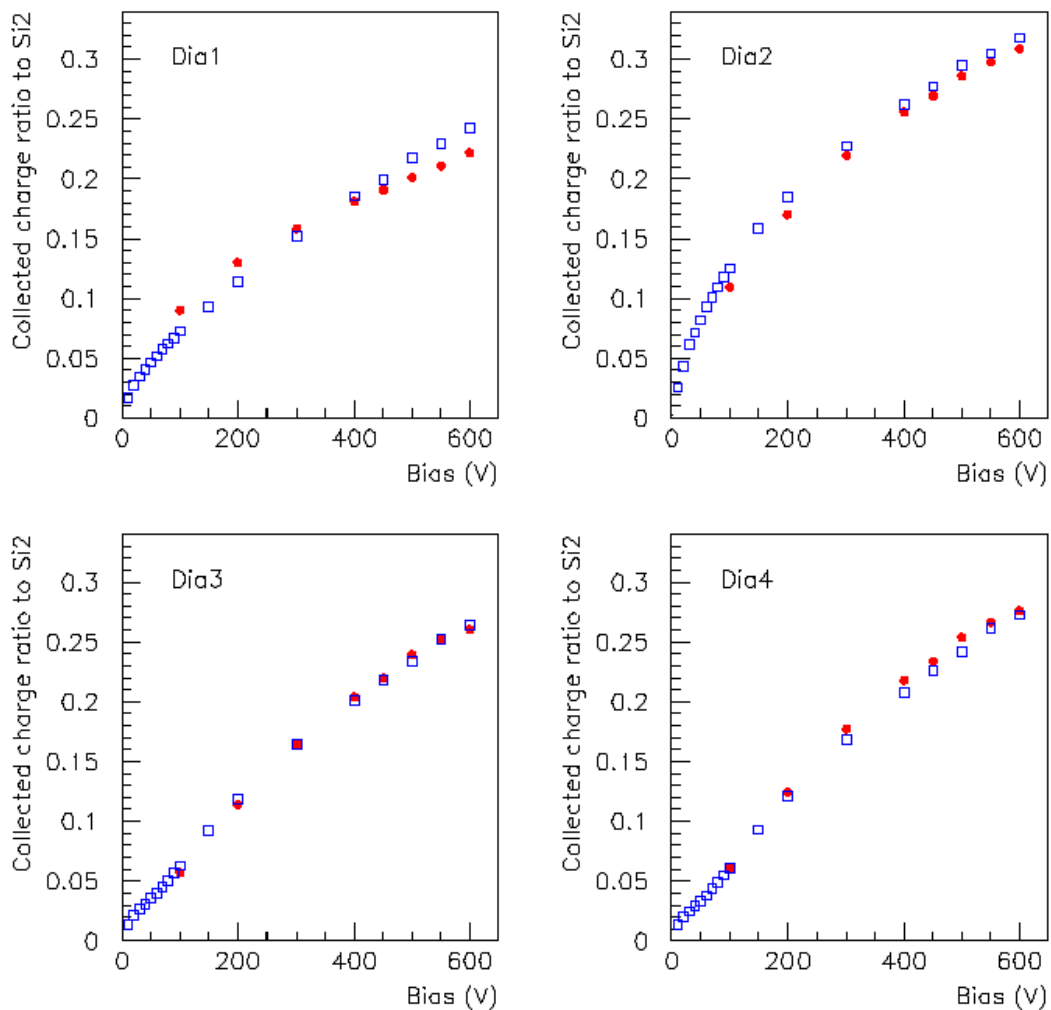


図 6.25: CVD ダイヤモンド検出器のバイアス依存性。縦軸に Si2 との収集電荷の比をとった。赤丸点は最初の測定、青角点はバイアスにかかる電極を変えて測定した結果を示す。

まずバイアスをかける電極を任意に選んで⁹測定し、次に逆側の電極からバイアスをかけて同様の測定を行い、両者の違いを検証した。図 6.25 の赤丸点が前者の、青角点が後者の測定結果である。また、両者の差を図 6.26 に示す。なお、この測定でのビーム強度は、前者のときが $\sim 6 \times 10^7$ e/cm²/pulse (\mathcal{I}_{T2K}^{max} 375 %)、後者のときが $\sim 8 \times 10^7$ e/cm²/pulse (\mathcal{I}_{T2K}^{max} 500 %) である。

バイアス電極による応答の系統的な違いは見られなかった。しかし、本測定の入射ビーム強度は $\sim 6, 8 \times 10^7$ e/cm²/pulse で、次節で述べるリニアリティー測定の結果から、この入射ビーム強度では CVD ダイヤモンド検出器とシリコン PIN フォトダイオードの応答は飽和してきていることを考慮しなくてはならない。特にシリコン PIN フォトダイオードの飽和の方が著しいため、入射ビーム強度が高くなるにつれ Dia/Si の比は大きくなる。すなわち本測定においては、後の測定 (図 6.25 の青角点) の方が前の測定 (同図赤丸点) よりも Dia/Si の比は大きくなるはずである。しかし、Dia1 の低バイアス側および Dia4 の測定点はそれとは逆になっている。また、Dia3 には両測定間にその比の変化は見られない。つまり、Dia/Si の比が予想よりも小さくなっているのは、バイアスをかける向きを変えたことに起因する可能性がある。これについては、CVD ダイヤモンド検出器、シリコン PIN フォトダイオードとも線形な応答を示す入射ビーム強度で再度測定して確かめる必要がある。

以上の結果から、4 つのサンプルの応答の個体差は単純に各サンプルのウェーハに起因するものとも考えられる。CVD ダイヤモンドウェーハの製造工程上、別々に作られたウェーハの性能はばらついてしまう。この 4 つのサンプルのウェーハは同一のウェーハから切り取ったものであるが、それでも応答に個体差があるのは、同じ 1 枚のウェーハでも図 4.15 のように結晶粒の構造は一樣ではなく、切り取る場所によってその性能に違いが現れるためと考えられる。したがって、実機で使用する場合は検出器 1 つひとつについて測定し、あらかじめ個体差を評価しておく必要がある。

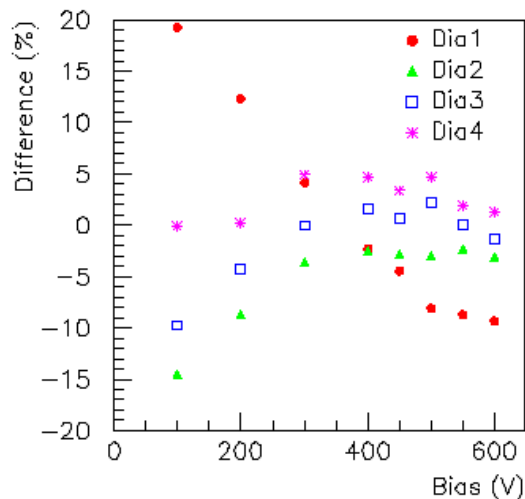


図 6.26: バイアス電極を変えたときの応答の変化の割合。

⁹ウェーハのどちらの面が成長面、核形成面かは確認していない。

6.3.4 リニアリティーの評価

ここでは、ビームテスト2の測定結果について述べる。バイアス 100 V と 500 V において、入射ビーム強度 $3 \times 10^5 \sim 5 \times 10^6 \text{ e/cm}^2/\text{pulse}$ (\mathcal{J}_{T2K}^{max} 1.9 ~ 31 %) に対する CVD ダイヤモンド検出器の応答を測定した。図 6.27 にバイアス 100 V、図 6.28 にバイアス 500 V のときの結果を示す。横軸に Si2 の収集電荷、縦軸に CVD ダイヤモンド検出器の収集電荷をとった。Si2 の収集電荷 6.8 nC が \mathcal{J}_{T2K}^{max} 10 % に対応する。また、バイアス 500 V において、入射ビーム強度 $6.6 \times 10^6 \sim 2.2 \times 10^8 \text{ e/cm}^2/\text{pulse}$ (\mathcal{J}_{T2K}^{max} 41 ~ 1400 %) に対する応答も測定した。このビーム強度ではシリコン PIN フォトダイオードの応答が飽和して線形でないので、レファレンスには CT1 を用いる。その結果を図 6.29 および図 6.30 に示す。CT1 の収集電荷 0.004 nC が \mathcal{J}_{T2K}^{max} に対応する。

バイアス 100 V では、低いビーム強度に対しても応答が飽和してきている。一方、バイアス 500 V では、Si2 の収集電荷 1 ~ 22 nC に対して、どのサンプルも +1.5, -2.0 % 以内の線形な応答を示した。しかし、図 6.28 (右) を見ると、入射ビーム強度が高くなるにつれて徐々に応答が飽和してきていることがわかる。実際、図 6.29 で CT1 の収集電荷が 0.005 nC を越えたあたりから、応答の飽和が顕著に現れている。なお、Dia2 のグラフで CT1 の収集電荷 0.04 nC 以降は ADC がオーバーフローしている。図 6.30 (右) より、入射ビーム強度 $6.6 \times 10^6 \sim 2.0 \times 10^7 \text{ e/cm}^2/\text{pulse}$ (\mathcal{J}_{T2K}^{max} 41 ~ 125 %) におけるフィット直線からのずれは、Dia1, 2, 3, 4 について、それぞれ +1.3, -1.0 %, +1.3, -1.0 %, +1.8, -1.7 %, ± 1.7 % であった。なお、CT1 の出力電荷 0.002 nC の点のフィット直線からのずれが大きいのは、シリコン PIN フォトダイオードもその点で同じような振る舞いをしている (図 6.21) ので、検出器の応答ではなくビームによるものと考えられる。

入射ビーム強度 $3 \times 10^5 \sim 2.4 \times 10^7 \text{ e/cm}^2/\text{pulse}$ (\mathcal{J}_{T2K}^{max} 1.9 ~ 150 %) の範囲で図 6.28 と図 6.29 の結果をまとめると図 6.31 のようになる。横軸に Si2、CT1 から求めた入射ビーム強度をとった。Si2 をレファレンスにしたときの測定点を緑で、CT1 をレファレンスにしたときの測定点を青で示した。図 (左) より、入射ビーム強度 $3 \times 10^5 \sim 1.6 \times 10^7 \text{ e/cm}^2/\text{pulse}$ (\mathcal{J}_{T2K}^{max} 1.9 ~ 100 %) におけるフィット直線からのずれは、Dia1, 2, 3, 4 について、それぞれ +1.5, -12.5 %, +8.7, -1.9 %, +2.0, -10.6 %, +2.1, -10.0 % で、電荷収集間隔 (表 6.6) の大きいサンプルほどリニアリティーがよいという結果を得た。

6.3.5 Warm-up 時間

CVD ダイヤモンド検出器の warm-up の特性を調べるため、ビームテスト 1 において以下の手順により測定を行った。

バイアススキャンを終えた後バイアスを切って、ビームを照射しない状態で 10 分待ち、それから Dia1, 2, 3 の順にバイアスを 500 V までかけた。なお、1 ch バイアスをかけるのに 1 分弱要している。そして Dia3 のバイアスをかけ終わると同時に、ビーム照射とデータの読み出しを開始した。その時間を 0 とする。そのまま約 11 分間、CVD ダイヤモンド検出器の応答を測定した。得られた応答の時間分布を図 6.32 に示す。縦軸に Si1 との収集電荷の比をとった。なお、この測定での入射ビーム強度は $\sim 5.0 \times 10^7 \text{ e/cm}^2/\text{pulse}$ (\mathcal{J}_{T2K}^{max} 313 %) である。

Dia1 は測定の 11 分間 ± 0.5 % 以内の変動でずっと安定に動作している。Dia2 の応答はビーム照射開始時から徐々に減衰しているが、時間 0 sec と 650 sec の間の下がり幅は 1.4 % 程度である。一方、Dia3 は pumping 効果と思われる応答を示している。ビーム照射開始時から徐々に立ち上がり、100 sec 以降は ± 0.2 % 以内の変動で安定する。Dia3 の電荷収集間隔の時間分布を式 (4.18) でフィットしたときのパラメータの値を表 6.7 に示す。立ち上がりの時定数 τ は 40.7 sec であった。

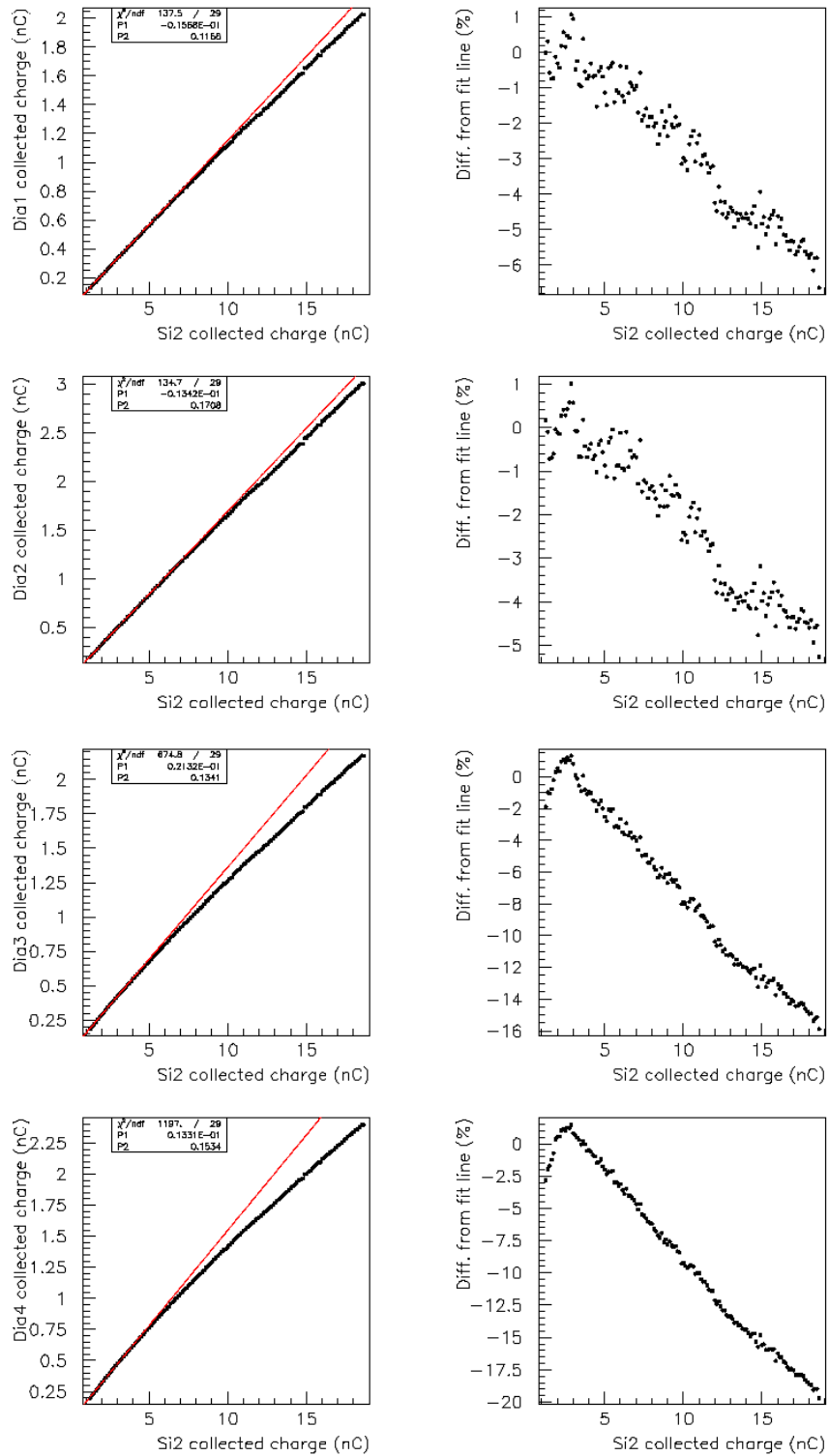


図 6.27: バイアス 100 V、 $3 \times 10^5 \sim 5 \times 10^6$ e/cm²/pulse における CVD ダイヤモンド検出器のリニアリティー。(左) 横軸に Si2 の収集電荷、縦軸に Dia1, 2, 3, 4 の収集電荷をとった。直線は、ビーム強度の低い方 31 点でフィットしたものの。(右) 測定点のフィット直線からのずれ。

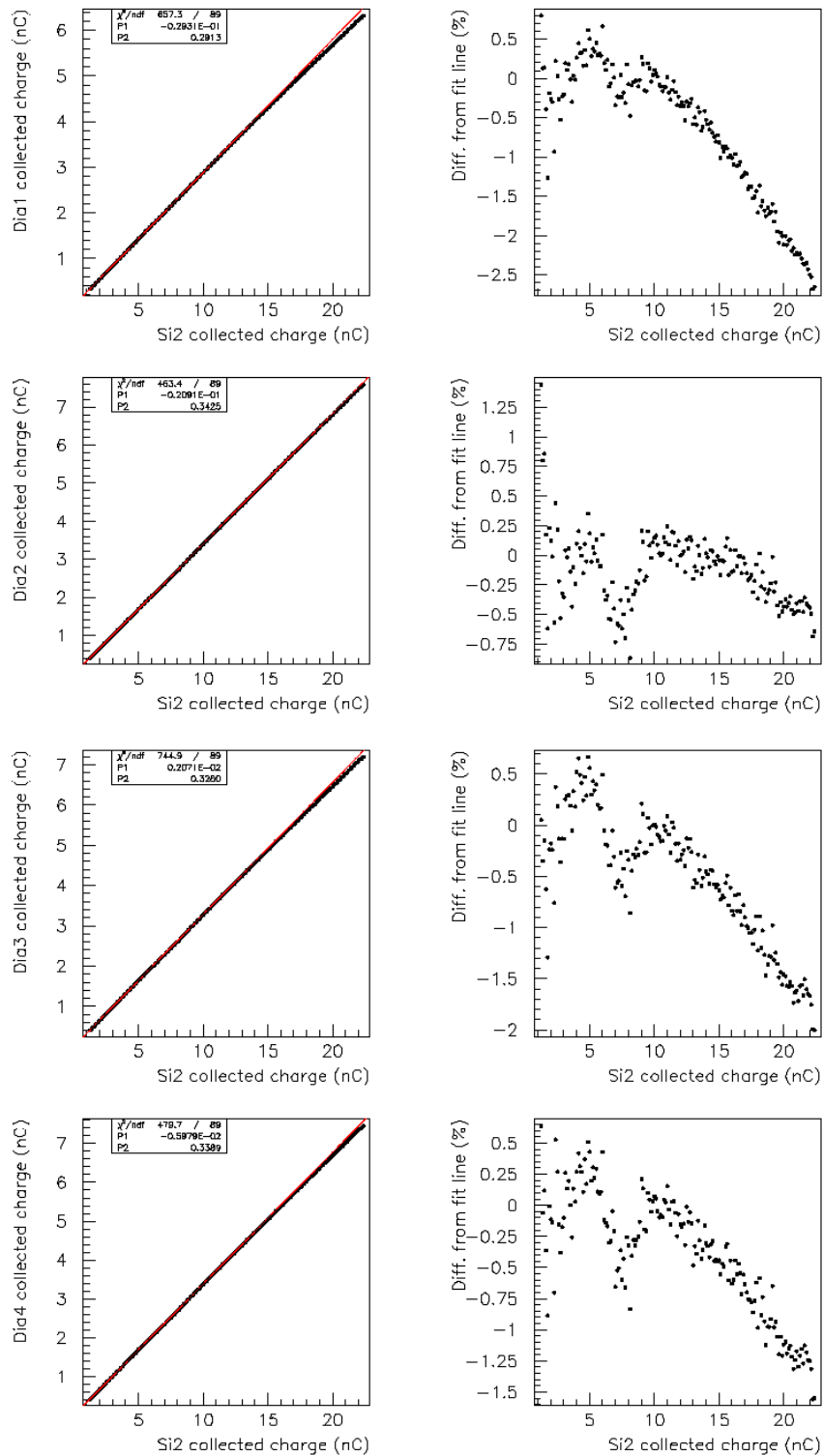


図 6.28: バイアス 500 V、 $3 \times 10^5 \sim 5 \times 10^6 \text{ e/cm}^2/\text{pulse}$ における CVD ダイヤモンド検出器のリニアリティ。 (左) 横軸に Si2 の収集電荷、縦軸に Dia1, 2, 3, 4 の収集電荷をとった。直線は、ビーム強度の低い方 91 点でフィットしたもの。 (右) 測定点のフィット直線からのずれ。

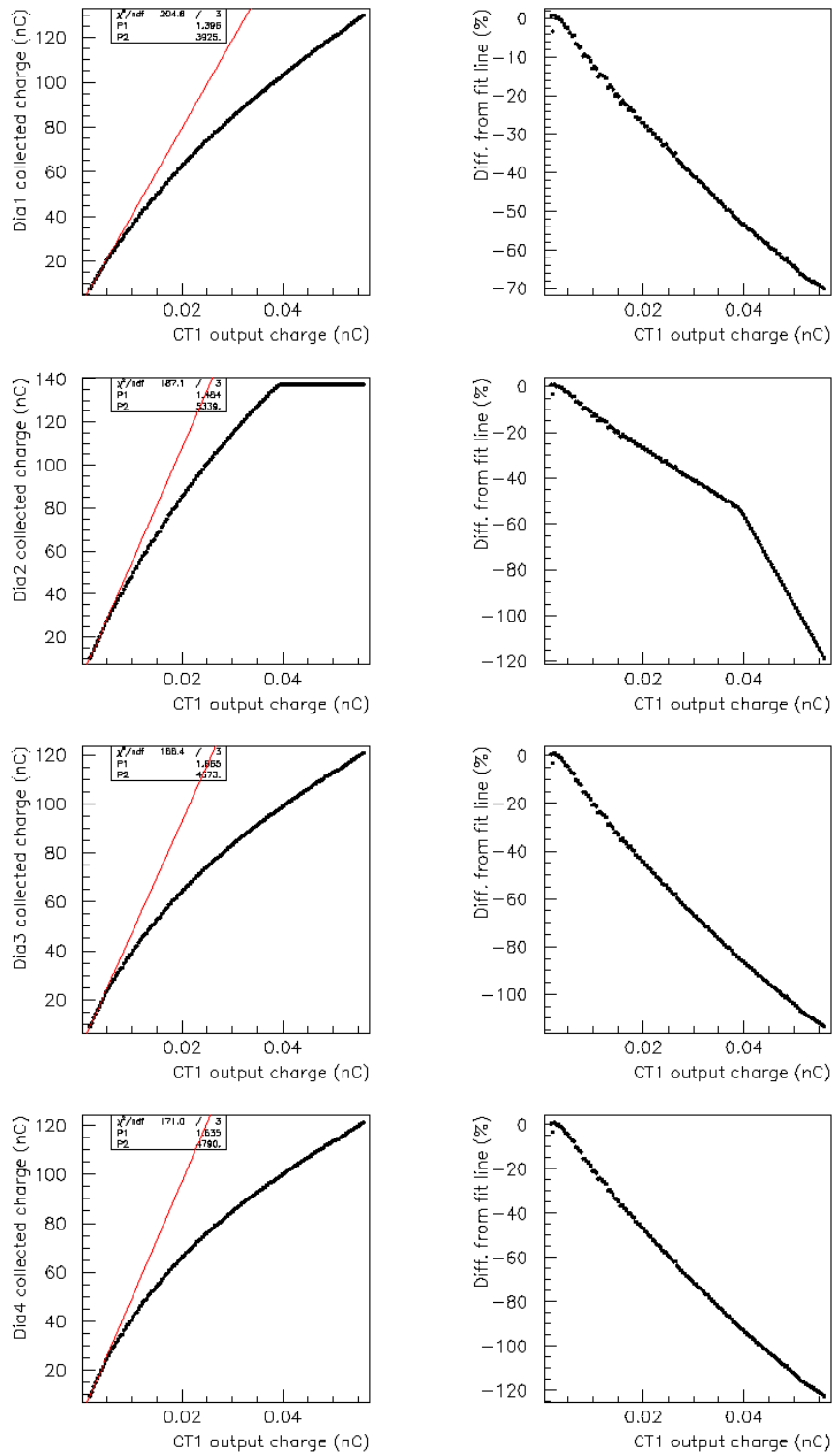


図 6.29: $6 \times 10^6 \sim 2 \times 10^8 \text{ e/cm}^2/\text{pulse}$ における CVD ダイヤモンド検出器のリニアリティー。(左) 横軸に CT1 の出力電荷、縦軸に Dia1, 2, 3, 4 の収集電荷をとった。直線は、ビーム強度の低い方 5 点でフィットしたものだ。Dia2 の横軸 0.04 nC 以降は ADC のオーバーフローによるものである。(右) 測定点のフィット直線からのずれ。

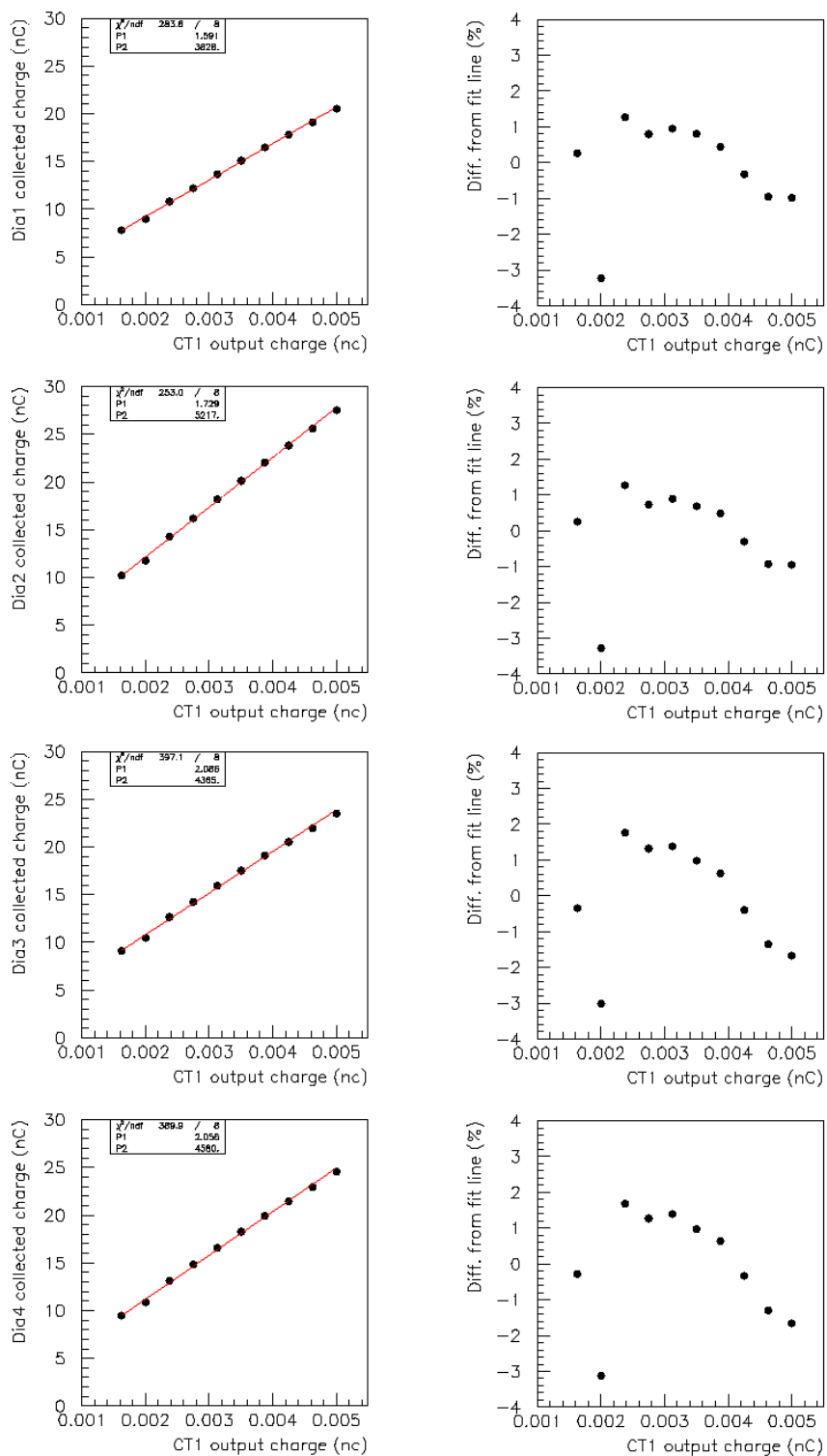


図 6.30: $6 \times 10^6 \sim 2 \times 10^7 \text{ e/cm}^2/\text{pulse}$ における CVD ダイヤモンド検出器の線形性。 (左) 横軸に CT1 の出力電荷、縦軸に Dia1, 2, 3, 4 の収集電荷をとった。(右) 測定点のフィット直線からのずれ。CT1 の出力電荷 0.002 nC の点のずれはビームによるものである。

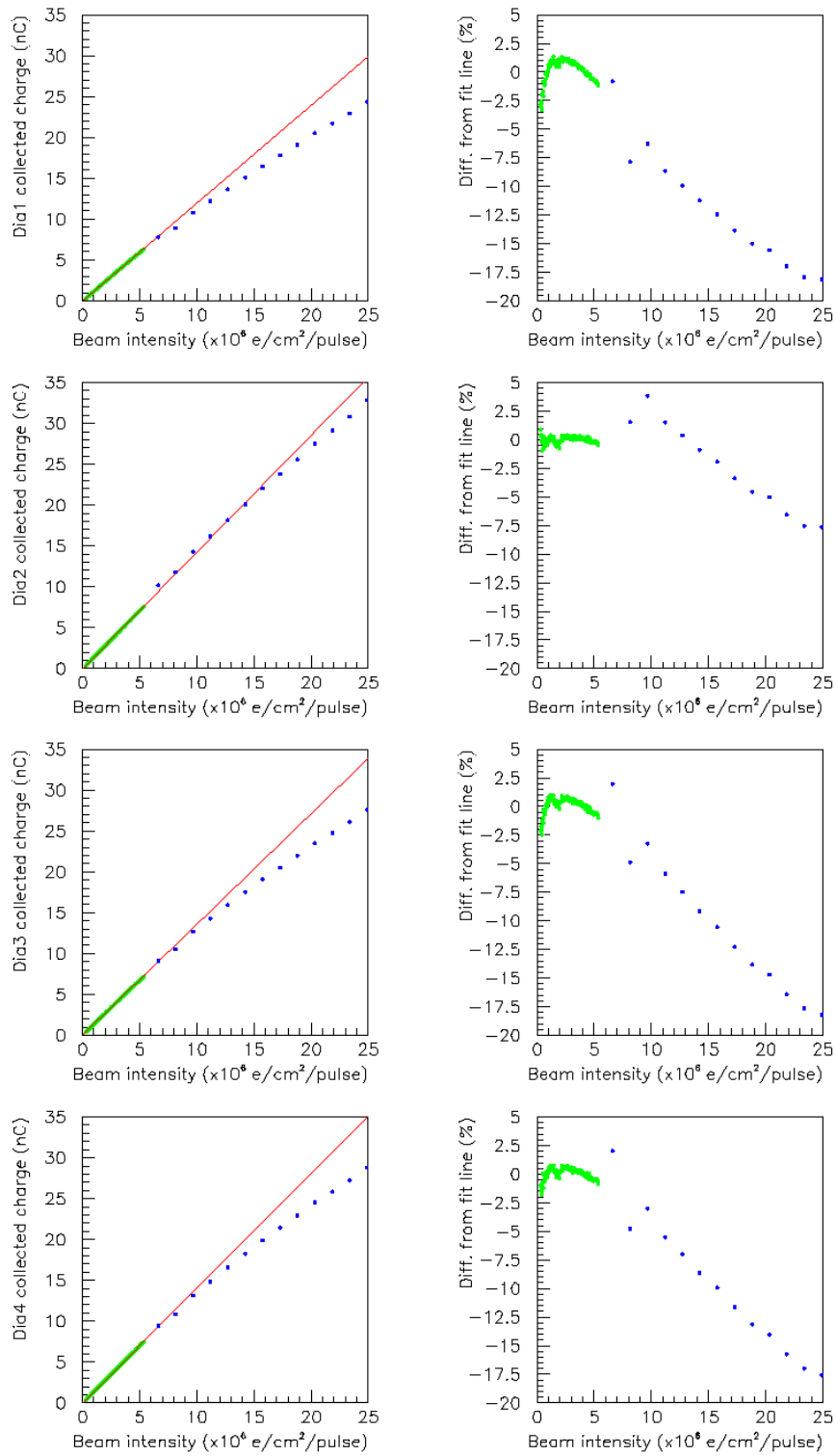


図 6.31: $3 \times 10^5 \sim 2.4 \times 10^7 \text{ e/cm}^2/\text{pulse}$ における CVD ダイヤモンド検出器のリニアリティー。(左) 横軸に Si2 および CT1 から求めた入射ビーム強度 ($\times 10^6 \text{ e/cm}^2/\text{pulse}$)、縦軸に Dia1, 2, 3, 4 の収集電荷をとった。緑点が Si2、青点が CT1 をレファレンスにしたときの測定点を示す。赤線は緑点を直線でフィットしたものの。(右) 測定点のフィット直線からのずれ。

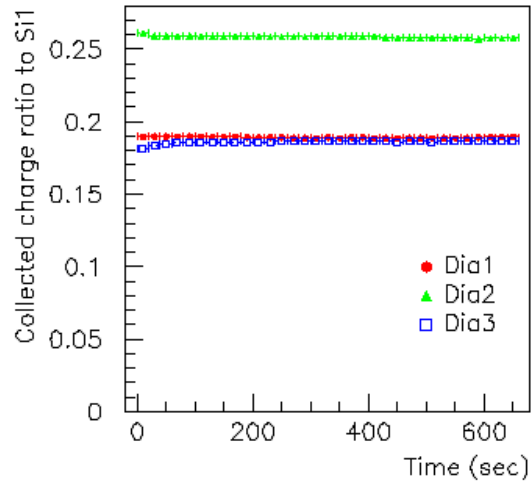


図 6.32: CVD ダイヤモンド検出器の応答の時間分布。上から順に Dia1, 2, 3 の測定結果である。縦軸に、Si1 との収集電荷の比をとった。ビーム照射開始時間を 0 とした。

表 6.7: Dia3 の pumping パラメータのベストフィット。

$\bar{d}(\infty)$ (μm)	244
α	3.00×10^{-2}
τ (sec)	40.7

ここで、この測定はバイアススキャンの 10 分後に行ったということに注意したい。すなわち、一度 pumping されるとその状態は数ヶ月のオーダーで続くことから、Dia3 はすでに pumped 状態にあるはずである。しかしこのように応答の立ち上がりが遅いのは、数 eV の光子が入射するなどして depumping が起こったか、あるいは pumping 効果以外の機構が働いているものと思われる。Depumping については、CVD ダイヤモンド検出器は銅テープシールドで覆われているので、数 eV の光子がウェーハに入射することは考えにくい。本測定では Dia1, 2 には応答の立ち上がりが見られなかったが、Dia3 と違い Dia1, 2 にはビーム照射開始 (測定開始) の 1 ~ 2 分前にバイアスを印加していることを考えると、バイアスの印加時間が立ち上がりに影響している可能性もある。この可能性を検証するため、ビームテスト 2 において、次の 2 通りの方法で CVD ダイヤモンド検出器の応答を測定した。

1. バイアスをかけて約 1 分後にビームを照射し始める。
2. ビームを照射し始めて約 1 分後にバイアスをかける。

なお、この測定での入射ビーム強度 $\sim 9 \times 10^6$ e/cm²/pulse (\mathcal{A}_{T2K}^{max} 55 %) である。

1., 2. の測定結果を同じ図上にプロットした。図 6.33 がその結果である。ビーム照射開始時間またはバイアス印加開始時間を 0 min とし、1. の測定を青色線で、2. の測定を赤色線で示した。赤線の方が立ち上がりが遅いのは、バイアスを設定値の 500 V までかけるのに約 0.2 min 要したためである。ビーム自身の立ち上がり時間は 1 秒程度である。

Dia1, 2 と Dia3, 4 で異なる応答を示すことが分かった。Dia1, 2 の応答が安定点まで達するのに要する Warm-up 時間は Dia3, 4 よりも速く、5 秒程度である。一方、Dia3, 4 の Warm-up 時間は約 3 分である。この結果は前述のビームテスト 1 の結果と一致する。なお、時間 0 で青色線がオーバーシュートしているのは、ビームの出始めで Si2 のシグナルが非常に小さいためである。

測定方法 1., 2. による応答の違いは見られなかった。これは、ある程度の量のキャリアがダイヤモンドのウェーハ内をドリフトしない間は、キャリアが何らかの理由で失われてしまうということを示している。これは、図 4.11 に示したように、伝導帯あるいは価電子帯の近傍に浅い不準中心 (AES, AVS) があって、一般的な pumping 効果よりもごく短い時定数で RT、DT のような pumping 効果が起こっているためと考えられる。

さらに、ビームテスト 2 において、バイアスをかけた状態でビーム照射オン-オフを繰り返す測定を行った。バイアスを 500 V かけ、ビームオフの状態での測定を開始し、約 2 分後にビーム照射を開始し、その後約 5 分間隔でビーム照射オフ-オンを 3 度繰り返した。その結果を図 6.34 に示す。このときの入射ビーム強度は $\sim 8 \times 10^7$ e/cm²/pulse (\mathcal{A}_{T2K}^{max} 490 %) である。

ここでも Dia1, 2 と Dia3, 4 で異なる応答を示すことがわかった。Dia1, 2 の応答の Warm-up 時間は、最初のビーム照射時は 5 秒程度で、2 回目以降も変わらず 5 秒程度であった。一方、Dia3, 4 の Warm-up 時間は、最初のビーム照射時は約 3 分で、2 回目以降は約 20 秒であった。

この測定により、ビーム照射間隔が 5 分空くと CVD ダイヤモンド検出器の応答の立ち上がりを考慮しなければならないことが分かった。しかし、LINAC のビーム繰り返し 15 Hz では一度応答が立ち上がれば安定に動作するので、ビーム照射間隔 60 msec 以下、すなわち T2K ビームのバンチ間 (~ 700 nsec) の応答の立ち上がりは考慮しなくてよい。しかし、スビル間隔 (~ 3.5 sec) の応答の立ち上がりについては今後確認が必要である。

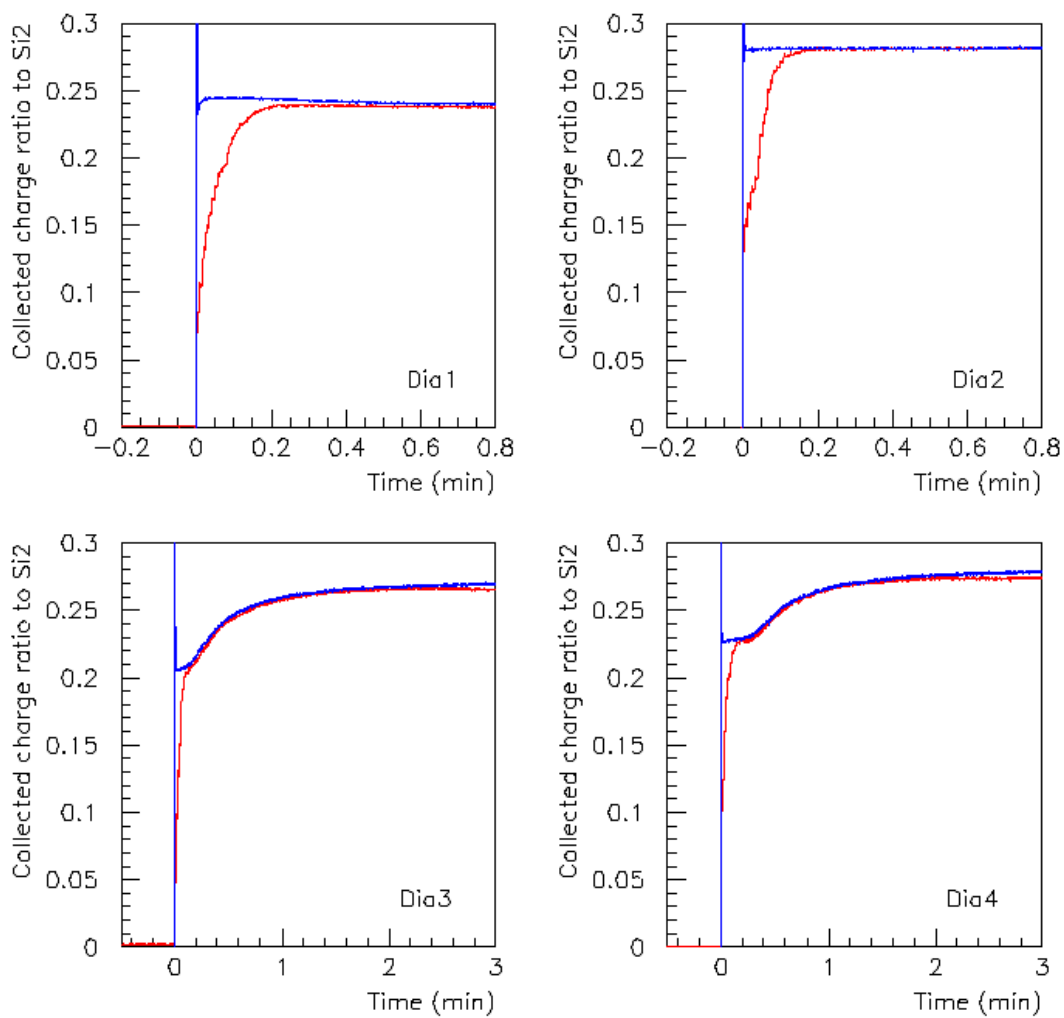


図 6.33: CVD ダイヤモンド検出器の warm-up 時間。バイアスのかけた状態でビームを照射し始めたときの応答が青色線、ビームを照射した状態でバイアスをかけ始めたときの応答が赤色線である。

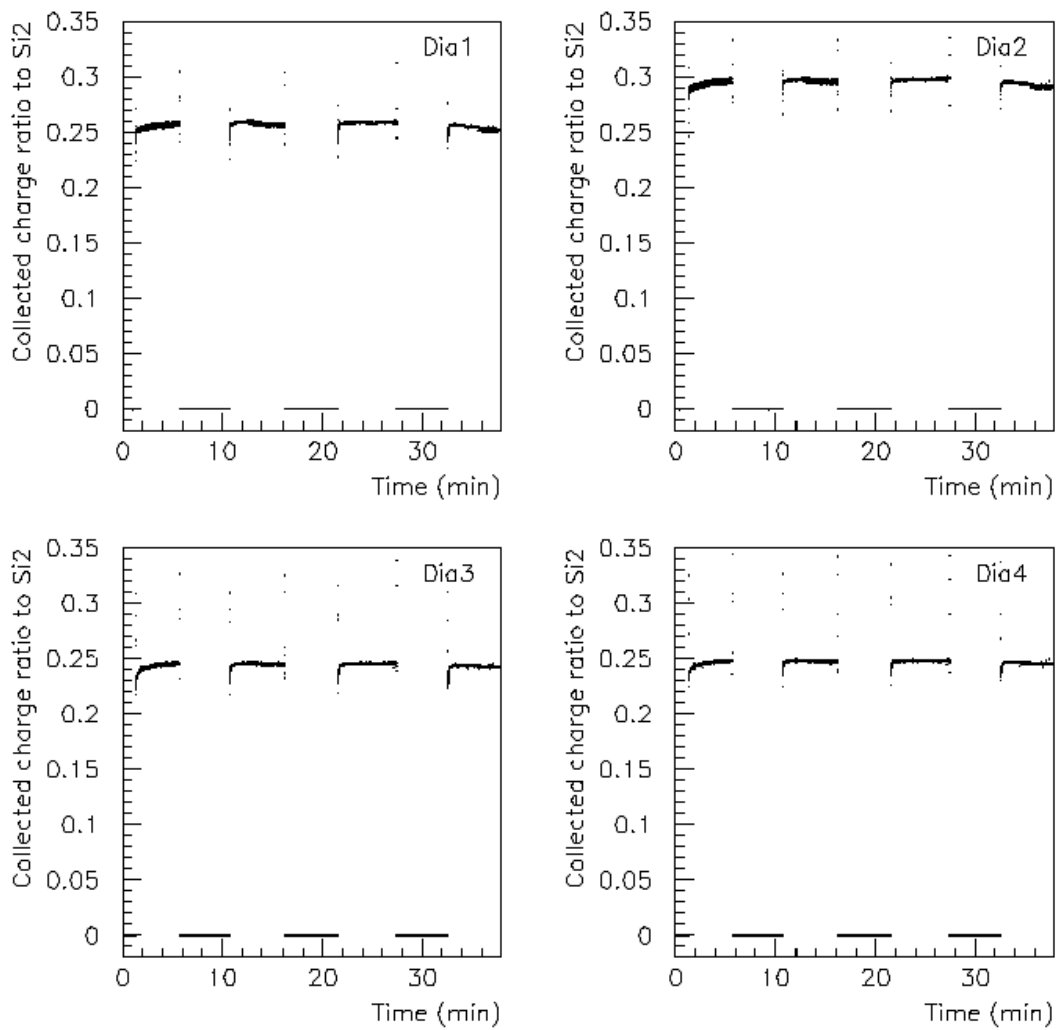


図 6.34: CVD ダイヤモンド検出器の warm-up 時間。ビームのオン-オフを約 5 分間隔で繰り返した。

6.3.6 時間安定性

ビームテスト2において、強度 $\sim 1 \times 10^7$ e/cm²/pulse (\mathcal{J}_{T2K}^{max} 62 %) のビームを約1時間照射し、CVDダイヤモンド検出器の応答の時間安定性を測定した。バイアスを切ってビームを照射している状態でデータを取り始め、その時間を0とした。バイアスはその後Dia1, 2, 3, 4の順に500Vまで印加した。図6.35にその結果を示す。図左にSi3との収集電荷の比、図右に各測定点の平均値(測定開始から10分後以降のデータの平均)からのずれをプロットした。図中プロットが途切れているのは、ADCのオーバーフローによるものである。

初めのwarm-up時間を除けば、バイアス印加後10分以降はどのサンプルも ± 2 %以内の変動で安定に動作していることが分かった。時間45minの点など途中シグナルが急激に変化しているのは、どのサンプルも同じような挙動を示しているため、検出器の性能ではなくビーム由来のものと考えられる。

6.3.7 測定結果のまとめ

LINACの電子ビームを用いて、 \mathcal{J}_{T2K}^{max} 強度 (ミュオンモニターにおいて $\sim 1.6 \times 10^7$ particles/cm²/bunch) のビームに対するCVDダイヤモンド検出器の応答を測定し、以下の結果を得た。

- シグナルの波形
強度 $\sim 5 \times 10^7$ e/cm²/pulse (\mathcal{J}_{T2K}^{max} 313 %)、パルス幅約40 nsecのビームに対して、パルス幅約50 nsecの応答を示す。すなわち、T2Kミュオンモニターにおいてバンチごとの測定が可能である。
- 印加電圧依存性
バイアス500Vを越えてもなおシグナルは増加し続けるが、バイアス依存性は500Vにおいて0.1 %/V以下である。リニアリティーを良くするため、動作電圧は最大許容電圧の500Vに設定する。Dia1, 2, 3, 4の電荷収集間隔は入射ビーム強度 $\sim 7 \times 10^6$ e/cm²/pulse (\mathcal{J}_{T2K}^{max} 44 %)、バイアス500Vにおいて、それぞれ231 μ m、287 μ m、261 μ m、269 μ mである。入射ビーム強度 $\sim 8 \times 10^7$ e/cm²/pulse (\mathcal{J}_{T2K}^{max} 500 %) に対しては、138 μ m、186 μ m、148 μ m、153 μ mである。
- 応答の個体差
CVDダイヤモンド検出器は応答に個体差がある。4つのサンプルについて、バイアス500Vにおける個体差は最大で約30%ある。
- リニアリティー
バイアス100Vでは500Vに比べ早く飽和し始める。バイアス500Vでは、強度 $3 \times 10^5 \sim 1.6 \times 10^7$ e/cm²/pulse (\mathcal{J}_{T2K}^{max} 1.9 ~ 100 %) のビームに対して、Dia1は+1.5, -12.5 %、Dia2は+8.7, -1.9 %、Dia3は+2.0, -10.6 %、Dia4は+2.1, -10.0 %のリニアリティーがある。電荷収集間隔の大きいものほどリニアリティーも良い。また、強度 $6.6 \times 10^6 \sim 2.0 \times 10^7$ e/cm²/pulse (\mathcal{J}_{T2K}^{max} 41 ~ 125 %) のビームに対するリニアリティーは、Dia1は+1.3 -1.0 %、Dia2は+1.3, -1.0 %、Dia3は+1.8, -1.7 %、Dia4は ± 1.7 %である。
- Warm-up 時間
最初のビーム照射時の応答のwarm-up時間は、Dia1, 2は約5秒、Dia3, 4は約3分である。

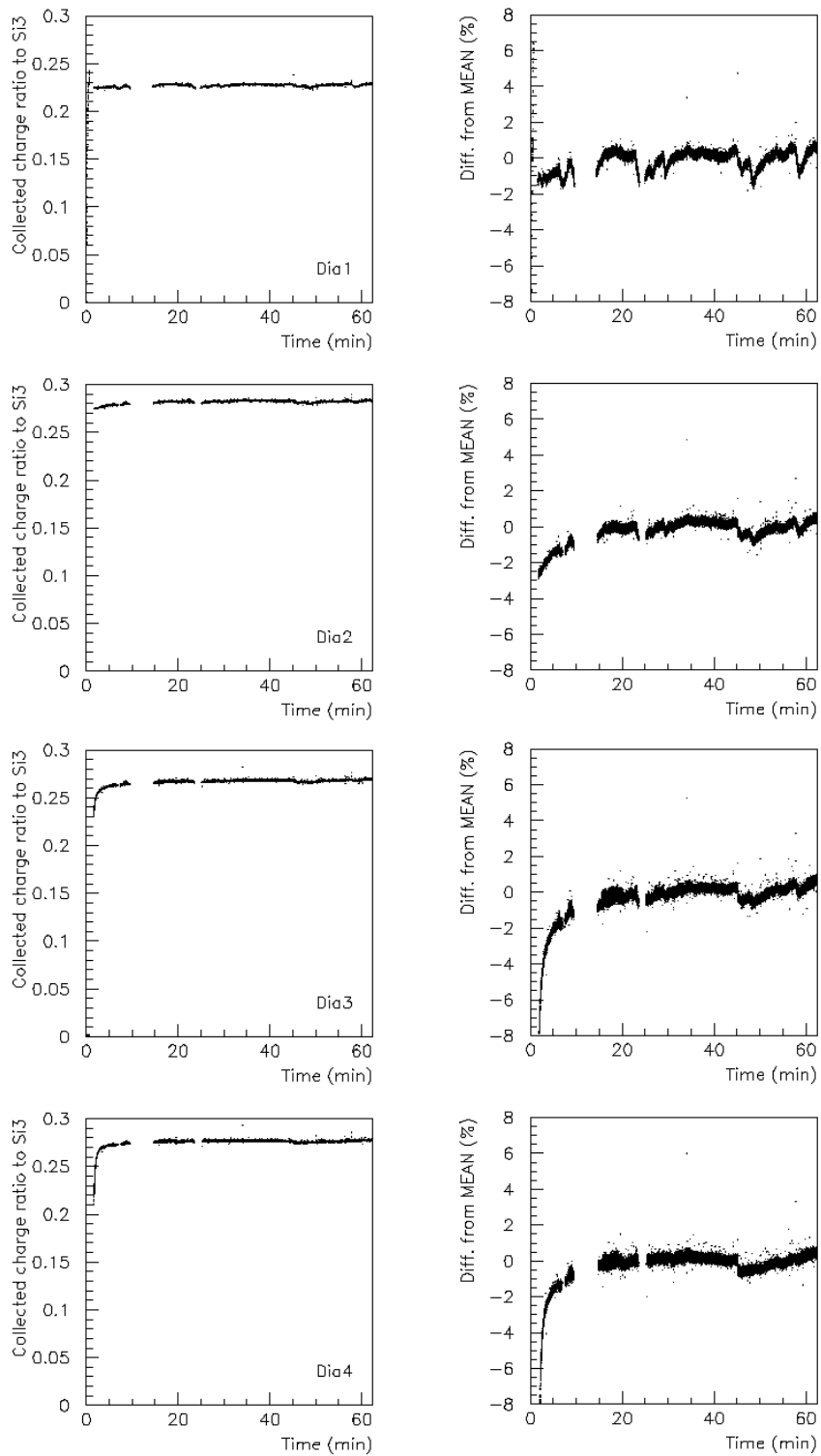


図 6.35: CVD ダイヤモンド検出器の応答の安定性。

また、ビーム照射間隔が5分のときの warm-up 時間は、Dia1, 2 は約5秒、Dia3, 4 は約20秒である。

- 時間安定性

応答が安定点まで立ち上がってから約1時間、どのサンプルも $\pm 2\%$ 以内の変動で安定に動作する。

シグナルの大きさについて、本測定においてはバイアスの向きによる系統的な違いは見られなかったが、検出器の応答が線形な領域のビーム強度で再度測定し直す必要がある。Warm-up 時の応答としては、Dia3, 4 に比較的時定数の短い pumping 効果が現れたが、なぜ Dia3, 4 にだけ現れているのかは分かっていない。また、T2K ビームのスパル間隔 (~ 3.5 sec) での応答の warm-up 時間を今後評価する必要がある。

6.4 平行平板型 He ガスチェンバーの性能評価

実機のデザインでイオンチェンバーを製作し、100 MeV 電子線形加速器 (LINAC) を用いてビームテストを行い、 \mathcal{J}_{T2K}^{max} 強度 (ミュオンモニターにおいて $\sim 1.6 \times 10^7$ particles/cm²/bunch) のビームに対するその性能を確かめた。データの読み出しには T2K ニュートリノビームラインのデータ収集システムとして実際に使用する COPPER を用いた。以下に測定項目を示す。なお、本節の測定はすべてビームテスト3のもので、測定したチャンネルは IC1, 7 (ギャップ3 mm) と IC5, 6 (ギャップ5 mm) である。また、第4.3.2で述べたように、ガス中の酸素濃度はイオンチェンバーの動作において重要なパラメータである。したがって本測定では、ガス中の酸素濃度をモニターし、かつガスの流量によって酸素濃度を変え、様々な酸素濃度におけるイオンチェンバーの応答を測定した。

- シグナルの波形

オシロスコープでシグナルの波形を測定し、応答が十分速くバンチごとの測定が可能か評価する。

- 印加電圧依存性

印加電圧 (HV) に対する応答を測定する。また、その結果から、酸素濃度、チャンネル、ギャップによる応答の違いを評価する。

- リニアリティー

\mathcal{J}_{T2K}^{max} 10 ~ 100 % 強度 (ミュオンモニターにおいて $\sim 1.6 \times 10^{6\sim 7}$ particles/cm²/bunch) のビームに対する応答のリニアリティーを評価する。また、HV を変えて測定することでリニアリティーの HV 依存性を評価し、動作電圧を決定する。

- ビーム電荷密度と応答の関係

式(4.29)に示すように、再結合率は電荷密度に比例する。電荷密度の異なるビーム、すなわち同じ強度のビームでもビーム径が広いときと狭いときで再結合による応答の飽和にどのような差が現れるか検証する。

6.4.1 シグナルの波形

図 6.36 に 3 mm ギャップヘリウムガスチェンバー (IC1) の波形を示す。HV 100 (図 (左上)), 150 (図 (右上)), 200 V (図 (左下)) のときの波形をオシロスコープで測定した。また、HV 200 V のときの FADC で測定した波形も同図 (右下) に示す。このときのビーム強度は $\sim 9 \times 10^8$ e/pulse (\mathcal{I}_{T2K}^{max})、酸素濃度は ~ 1000 ppm である。

HV を上げるにつれ、電子のドリフト速度が上昇し、パルス幅が短くなっていく様子が分かる。HV 200 V のときのパルス幅は約 400 nsec である¹⁰。FADC で測定した場合 (同図 (右下))、shaper によって波形がなまるので、パルス幅はさらに広く約 700 nsec になる。これは T2K ビームのバンチ間隔 (~ 700 nsec) に等しい。したがって、バンチごとの測定のためには、HV を上げるか電子のドリフト速度を増加させるガスを混ぜるかの改良が必要である。

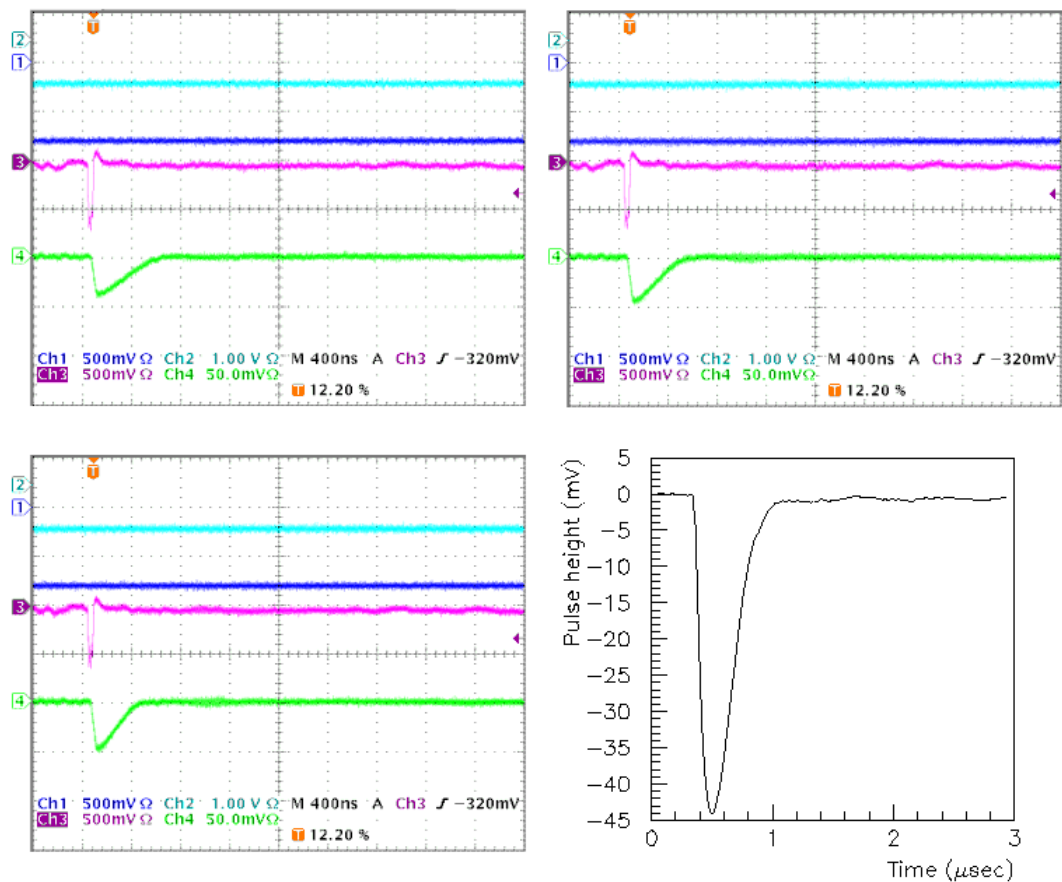


図 6.36: 3 mm ギャップ He ガスチェンバー (IC1) の波形。(左上、右上、左下) オシロスコープで HV を変えて測定したもの。順に 100, 150, 200V のときの波形 (緑色線)。赤色線は CT1 の波形。IC1 のノイズレベルは ± 5 mV 以下である。(右下) FADC で測定した波形。Shaping 時間: 50 nsec。HV: 200 V。

¹⁰本測定では酸素濃度を低く抑えたため、ビームテスト 1, 2 の測定するときよりもパルス幅は広くなってしまう。付録 A.3, A.4 を参照。

6.4.2 HV スキャン

3 mm と 5 mm ギャップのチェンバーについて、異なる酸素濃度で HV スキャンを行い、その応答を比べた。入射ビーム強度は $6 \sim 9 \times 10^8$ e/pulse (\mathcal{J}_{T2K}^{max} 67 ~ 100 %) である。図 6.37 に 3 mm ギャップの、図 6.38 に 5 mm ギャップの測定結果を示す。

3 mm ギャップチェンバーの応答は HV 100 V までにほぼ立ち上がるが、HV を上げていくとまだ徐々に増加している。しかし、応答の HV 依存性は 0.1 %/V 以下で十分小さい。

図 6.37 (左) では、酸素濃度によって異なる応答を示しているようである。HV 150 V において、酸素濃度 221 ~ 250 ppm のときの値 (図赤丸点) と 224 ~ 220 ppm のときの値 (図緑三角点) との間に 5.3 % の相違が見られる。しかし、酸素濃度が高い方がシグナルは大きいので、この相違は酸素による電子吸着が原因ではない。

応答の違いの原因として、イオンチェンバーの応答の再現性が悪いということが考えられるが、ビームテスト 2 の試作機の測定では、応答の再現性は 2 % 以内という結果を得ている (付録 A.4.1)。また、酸素濃度 122 ~ 116 ppm のときの測定点 (図 6.37 青四角点) を見ると、HV の低いほうでは酸素濃度 221 ~ 250 ppm のときの測定点 (図赤丸点) と一致しており、HV 70 V を境にシフトして、以降酸素濃度 224 ~ 220 ppm のときの測定点 (図緑三角点) と一致しているので、ビームの状態に 2 状態あって測定の間にも動いているためとも考えられる。しかし、今のところこの原因は究明できていない。

図 6.37 (右) では、異なる 2 つのチェンバー IC1 と IC7 の応答を比較している。ここでも 2 つの測定間に相違が見られる。HV 150 V において 2 つのチェンバーの応答の違いは 4.9 % とギャップ精度 (3.3 %) より大きい。両測定間で酸素濃度の違いがあるので、この応答の違いを電子吸着の観点から考察する。

図 4.24、図 4.25 で、電子吸着確率の 3 つのピーク (電子エネルギー $\sim 0.2, \sim 2, \sim 8$ eV) は、式 (4.26) および図 4.26 より、それぞれ HV $\sim 53, \sim 760, \sim 6000$ V/cm に対応する。よって、図 6.37 の HV 16 V 前後は最初の電子吸着過程 ($O_2 + e \rightarrow O_2^-$)、HV 228 V 前後は 2 番目の電子吸着過程が起こる領域である。ギャップ 3 mm、酸素濃度 200 ppm、HV 150 V においては、式 (4.27) より、単位長さ当たりの電子吸着確率は 9.4×10^{-2} /cm となる。よって式 (4.28) より、平均ドリフト長を 0.15 cm とすると、電子吸着によるシグナル減少の割合は 1.4 % である。したがって、4.9 % の応答の違いは電子吸着によるものではない。

また、図 6.37 (左) 赤丸点 (酸素濃度 221 ~ 250 ppm のときの IC1 の測定点) と同図 (右) 赤丸点 (酸素濃度 15 ~ 14 ppm のときの IC7 の測定点) を比べると、両測定点はよく一致する。HV 150 V における相違は 0.4 % である。また、ビームテスト 2 での測定でも、2 つの 3 mm ギャップチェンバーの応答の違いは 1 % 程度であるという結果を得ている (付録 A.4.1)。したがって、4.9 % の応答の違いはチェンバーの応答の個体差ではなく、上述のようなビームの状態の変化など別の原因によるものと考えられる。

5 mm ギャップチェンバーについても、3 mm ギャップチェンバーと同様の応答を示している。シグナルは HV をあげるにつれ徐々に増加していくが、HV 依存性は 0.1 %/V 以下である。同じ電場 400 V/cm でのギャップ 5 mm と 3 mm の応答を比べると、ギャップ 5 mm の収集電荷は 3 mm の収集電荷の約 1.56 倍で、ギャップの大きさから単純に予想される 1.67 倍よりも少し小さくなっている。これは 5 mm ギャップの方がドリフト距離が長い分、再結合の確率が高くなるためである。

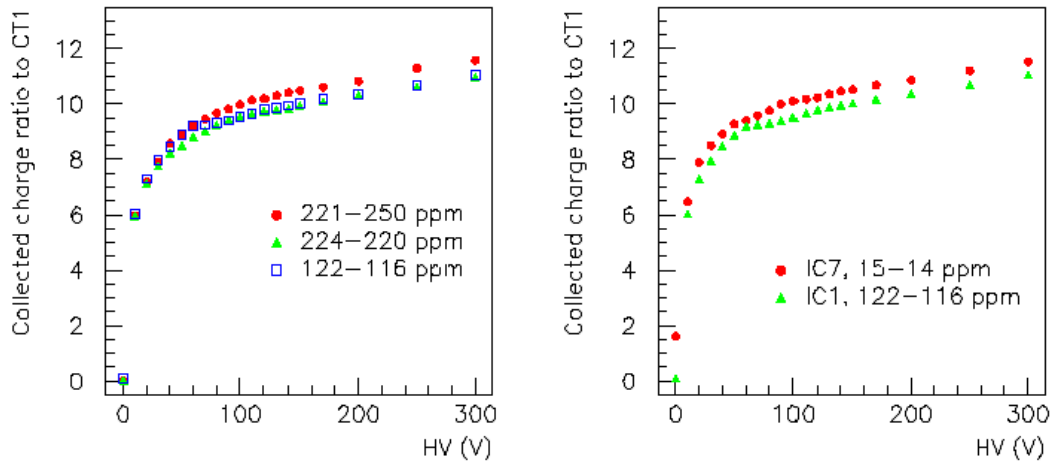


図 6.37: 3 mm ギャップ He ガスチェンバーの印加電圧依存性。縦軸に CT1 に対する収集電荷の比をとった。図中の数字は測定中の酸素濃度を示す。(左) 各 O₂ 濃度による応答の違い。(右) チャンネル間の応答の違い。

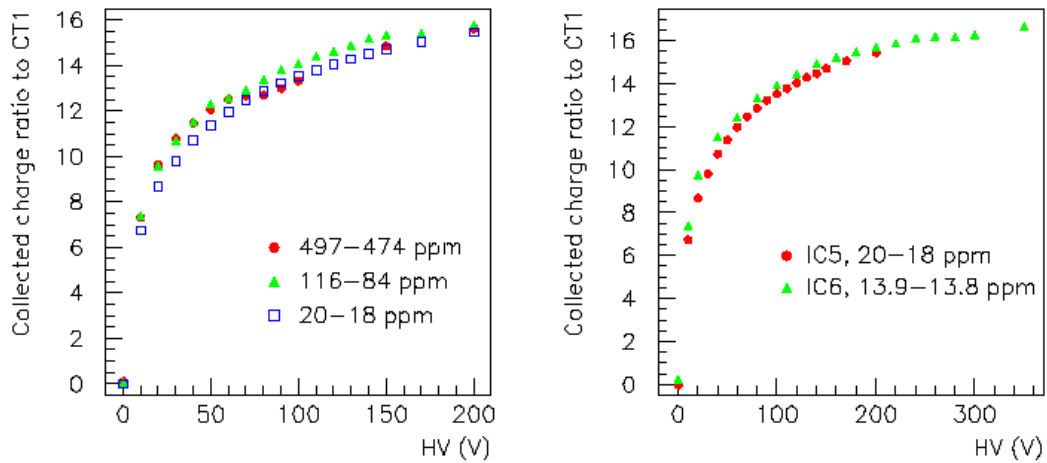


図 6.38: 5 mm ギャップ He ガスチェンバーの印加電圧依存性。縦軸に CT1 に対する収集電荷の比をとった。図中の数字は測定中の酸素濃度を示す。(左) 各 O₂ 濃度による応答の違い。(右) チャンネル間の応答の違い。

6.4.3 リニアリティーの評価

約 30 分間のランでビーム強度を連続的に変化させ、ビーム強度に対するイオンチェンバーの応答を調べた。また、これを HV を変えて測定し、HV によるリニアリティーの変化も見た。図 6.39 に 3 mm ギャップ (IC1)、図 6.40 に 5 mm ギャップのイオンチェンバー (IC5) の結果を示す。各図 (左) は横軸に CT1、縦軸に IC の収集電荷をプロットしたものである。各図 (右) は測定点のフィット直線からのずれを示す。なお、3 mm ギャップの HV 100 V および 5 mm ギャップについては入射ビーム強度の低い方 10 点でフィットした。CT1 の収集電荷 0.03 nC が 9×10^8 e/pulse (\mathcal{I}_{T2K}^{max}) に対応する。

3 mm、5 mm ギャップのチェンバーとも、入射ビーム強度の高いところで飽和していた応答が HV を上げるにつれ徐々に立ち上がっていく様子が見える。3 mm ギャップの応答については、HV 150 V 以降は電子の再結合の効果の HV 依存性はなくなっており、CT1 の収集電荷 0.004 ~ 0.031 nC (\mathcal{I}_{T2K}^{max} 13 ~ 100 %) において ± 1.5 % のリニアな応答を示している。5 mm ギャップの応答は、HV 200 V でもまだ入射ビーム強度の高いところで飽和してきていて、同じ電場で比べても 3 mm ギャップの応答よりリニアリティーは悪い。

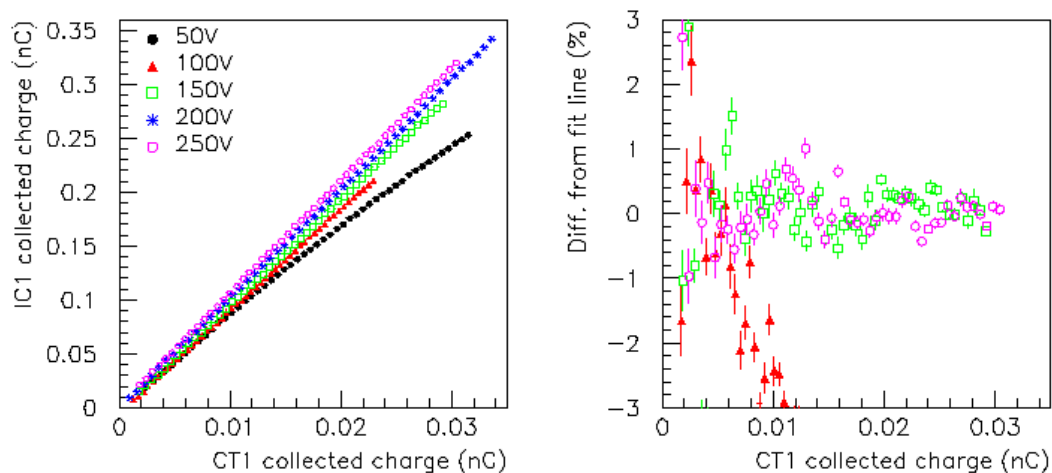


図 6.39: 3 mm ギャップ He ガスチェンバー (IC1) のリニアリティー。HV 50, 100, 150, 200, 250 V について測定した。右図は HV 100, 150, 250 V のときのフィット直線からのずれを示す。

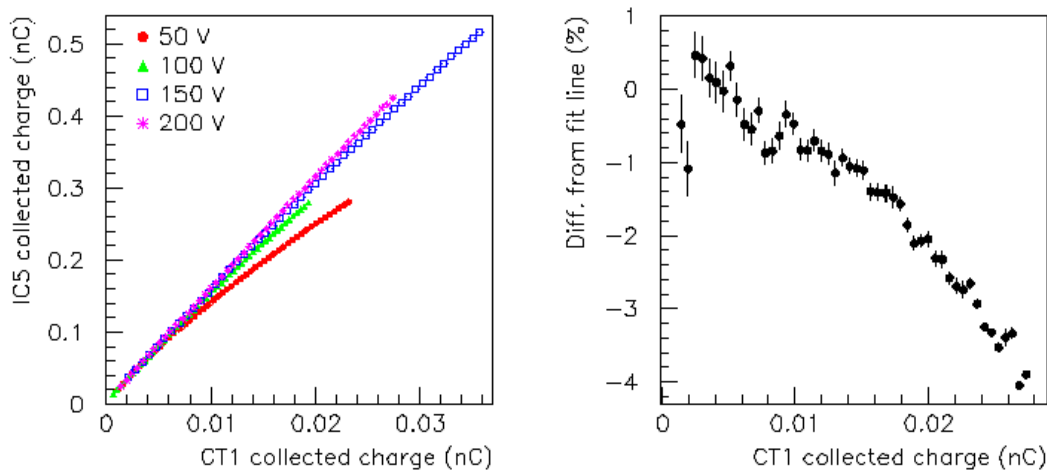


図 6.40: 5 mm ギャップ He ガスチェンバー (IC5) のリニアリティー。HV 50, 100, 150, 200 V について測定した。右図は HV 200 V のときのフィット直線からのずれを示す。

6.4.4 ビーム電荷密度と応答の関係

電子の再結合の効果は、式 4.29 のようにガス中のイオン濃度に依存する。T2K ミューオンモニターにおけるビーム径は $\sigma \approx 1$ m であるので、イオンチェンバーの有感領域 (7.5×7.5 cm²) でのビーム電荷密度は一樣とみなせる。一方、本測定でのビーム径は $\sigma = 0.58$ cm で、有感領域の中心部に局所的にビーム電荷密度が集中している。したがって、同じ強度のビームが入射した場合でも、前者と後者で現れる再結合の効果は異なってくる。

ビーム電荷密度による電子の再結合の効果を評価するため、再結合の効果が現れやすい 50 V の HV で、強度は同じであるが径が異なるビームに対する 3 mm ギャップのイオンチェンバー (IC1) の応答を測定した。図 6.41 がその結果である。図 (左) に CT1 の収集電荷に対する IC1 の収集電荷、図 (右) にフィット直線からのずれを示す。図の青角点が通常のビーム ($\sigma = 0.58$ cm) に対する応答、赤丸点が 3 mm の径の大きいビーム ($\sigma = 0.94$ cm) に対する応答を示す。 $\sigma = 0.94$ cm のビームは、CT1 と CT2 の間、ビームパイプの先から約 50 cm 下流の位置に 3 mm 厚のアルミニウム板を置いてビームを散乱させて得た。なお、青角点については入射ビーム強度の低い方 10 点でフィットした。また、CT1 の収集電荷 0.03 nC が 9×10^8 e/pulse (\mathcal{I}_{T2K}^{max}) に対応する。

図 (右) を見ると、 $\sigma = 0.58$ cm のビームに対しては、入射ビーム強度の高いところで応答が飽和してきている一方で、 $\sigma = 0.94$ cm のビームに対しては、比較的反線性を示していることがわかる。すなわち、ビーム電荷密度はイオンチェンバーのリニアリティーに大きく影響を与える。

ここで、T2K ミューオンモニターにおけるビームに対するイオンチェンバーの応答について考察する。T2K ビームは 1 スピル 8 バンチの構造で、スピル間隔は ~ 3.5 sec、バンチ間隔は ~ 700 nsec である。ギャップ 3 mm の He ガスチェンバーに HV 150 V を印加する場合、図 6.36 から、電子は約 400 nsec ですべて収集されるが、陽イオンはドリフト速度が電子の約 1000 倍と遅いのですべて収集されるまで約 0.4 msec かかる。よって、8 バンチを測定する間、陽イオンはほとんど収集されることなく電極板間にどんどん溜まっていくため、再結合率も陽イオンの密度に比例してバンチごとに増加していく。したがってバンチごとの測定を行うためには、8 バンチ目における電極

板間の陽イオン濃度においても、再結合の影響を受けないよう動作電圧を設定する必要がある。

本測定における LINAC のビームは径が $\sigma = 0.58 \text{ cm}$ と小さく、一様なビームと比べるとその局所的な電荷密度は約 7.5 倍である。すなわち、前節のリニアリティーの測定では、電荷密度 (再結合率) は T2K ビームの 7 ~ 8 バンチ目と同じ状態であったと考えられる。HV 150 V で、強度 $\mathcal{I}_{\text{T2K}}^{\text{max}}$ 13 ~ 100 % のビームに対して $\pm 1.5 \%$ のリニアな応答を示していたので、T2K ミューオンモニターでの動作も、HV 150 V で $\pm 1.5 \%$ のリニアな応答が期待できる。

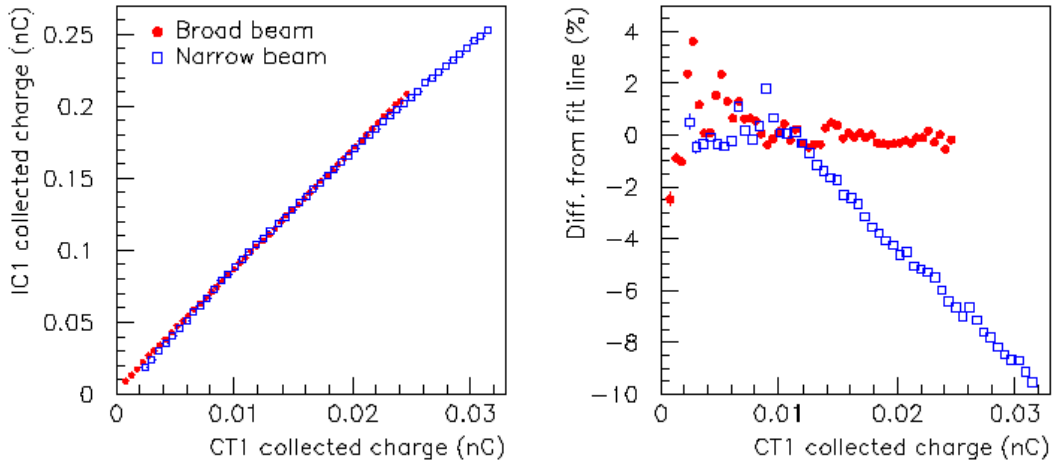


図 6.41: ビーム電荷密度に対する 3 mm ギャップ He ガスチェンバー (IC1) のリニアリティー。青角点は通常のビーム ($\sigma = 0.58 \text{ cm}$) に対する応答、赤丸点は 3 mm のアルミ板で散乱させたビーム ($\sigma = 0.94 \text{ cm}$) に対する応答。HV は 50 V である。(左)CT1 の収集電荷に対する IC1 の収集電荷。(右) フィット直線からのずれ。

6.4.5 測定結果のまとめ

LINAC の電子ビームを用いて、 $\mathcal{I}_{\text{T2K}}^{\text{max}}$ 強度 (ミューオンモニターにおいて $\sim 1.6 \times 10^7 \text{ particles/cm}^2/\text{bunch}$) のビームに対する He ガスチェンバーの応答を測定し、以下の結果を得た。

- シグナルの波形
3 mm ギャップチェンバーは HV 200 V のとき、強度 $\sim 9 \times 10^8 \text{ e/pulse}$ ($\mathcal{I}_{\text{T2K}}^{\text{max}}$)、パルス幅約 40 nsec のビームに対して、パルス幅約 400 nsec の応答を示す。FADC でみた場合、shaper によってパルス幅は約 700 nsec になる。よって、バンチごとの測定のため、クエンチャーを混ぜて応答を速くする必要がある。
- 印加電圧依存性
3 mm、5 mm ギャップチェンバーとも、HV を上げるにつれシグナルは徐々に増加していくが、それぞれ HV 150V、200 V における HV 依存性は 0.1 %/V 以下である。
- リニアリティー
3 mm ギャップチェンバーのリニアリティーは、HV 150 V 以降になると、強度 $1.2 \times 10^8 \sim 9 \times 10^8 \text{ e/pulse}$ ($\mathcal{I}_{\text{T2K}}^{\text{max}}$ 13 ~ 100 %) のビームに対して $\pm 1.5 \%$ で変化しない。5 mm ギャップチェンバーのリニアリティーは 3 mm ギャップのものより悪くなる。

- ビーム電荷密度と応答の関係

ビームの電荷密度はリニアリティーに影響を与える。本測定におけるビームの電荷密度は、T2K ビームの 7 ~ 8 バンチ目のときの残留陽イオンの電荷密度と等しい。よって、3 mm ギャップチェンバーは HV 150 V において、T2K のビームに対して 8 バンチ目まで $\pm 1.5\%$ のリニアな応答を示すといえる。

6.5 平行平板型 Ar+N₂ ガスチェンバーのテスト

チェンバーに流すガスを Ar+N₂ (2%) に換えて、前節と同様の測定を行った。以下に測定項目を示す。Ar+N₂ ガスチェンバーはコミッションング時に使用するもので、そのビーム強度 (\mathcal{I}_{T2K}^{max} 10%) に対する応答を測定した。なお、本節の測定はすべてビームテスト 3 のもので、測定したチャンネルは IC1 (ギャップ 3 mm) と IC2 (ギャップ 5 mm) である。なお、ビームテスト 3 では純 Ar ガスチェンバーの応答も測定した¹¹ので、それと比較し、2% の N₂ を加えた効果を検証する。

- シグナルの波形

オシロスコープでシグナルの波形を測定し、応答が十分速くバンチごとの測定が可能か評価する。

- 印加電圧依存性 (HV スキャン)

印加電圧 (HV) に対する応答を測定する。また、その結果から、酸素濃度による応答の違いを評価する。

- リニアリティー

\mathcal{I}_{T2K}^{max} 1 ~ 10% 強度 (ミュオンモニターにおいて $\sim 1.6 \times 10^{5\sim 6}$ particles/cm²/bunch) のビームに対する応答のリニアリティーを評価する。また、HV を変えて測定することでリニアリティーの HV 依存性を評価し、動作電圧を決定する。

6.5.1 シグナルの波形

図 6.42 に 3 mm ギャップ Ar+N₂ ガスチェンバー (IC1) の波形を示す。HV 100 (図 (左上)), 150 (図 (右上)), 200 V (図 (左下)) のときの波形をオシロスコープで測定した。このときのビーム強度は $\sim 4 \times 10^7$ e/pulse (\mathcal{I}_{T2K}^{max} 5%)、酸素濃度は 187 ppm である。また、HV 200 V のときの FADC で測定した波形も同図 (右下) に示す (赤色線)。黒線は、同程度の強度のビームに対する 3 mm ギャップ純 Ar ガスチェンバー (IC1) の波形である。HV は同じ 200 V である。

HV 200 V/3 mm において、純 Ar 中の電子のドリフト速度は図 4.22 より $\sim 3 \times 10^5$ cm/sec、Ar+2% N₂ 中のドリフト速度は図 4.23 より $\sim 3 \times 10^6$ cm/sec であるから、N₂ を 2% 加えることで約 10 倍速い応答を期待していたが、結果は約 2 倍にとどまっている。しかし、Ar+2% N₂ ガスであれば、FADC の 50 nsec shaping を加味しても、パルス幅は約 400 nsec と T2K ビームのバンチ間隔 (~ 700 sec) よりも小さく、バンチごとの測定が可能である。

¹¹当初は純 Ar での動作を予定していたが、応答を速くするため 2% の N₂ を加えたという経緯がある。付録 A.4.2 参照。

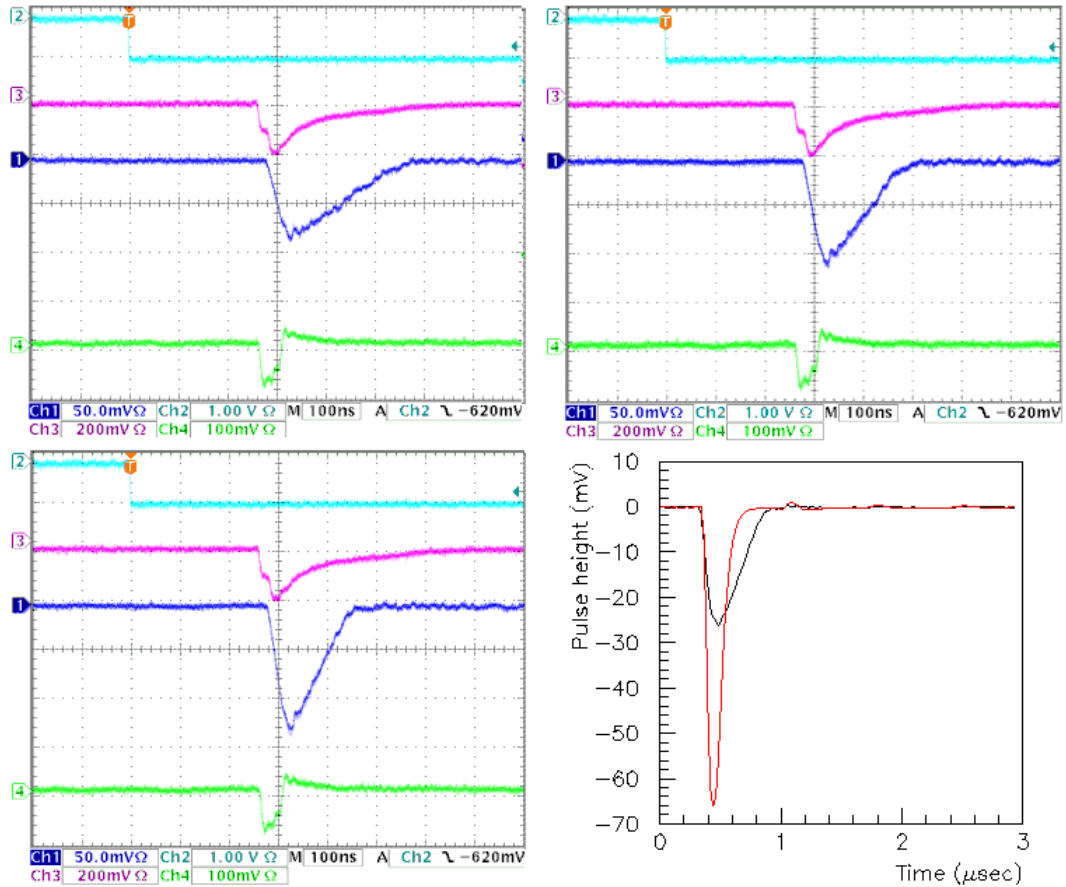


図 6.42: 3 mm ギャップ Ar+N₂ ガスチェンバー (IC1) の波形。(左上、右上、左下) オシロスコープで HV を変えて測定したもの。順に 100, 150, 200 V のときの波形 (青色線)。赤色線は Si1、緑色線は CT2 の波形。IC1 のノイズレベルは ±5 mV 以下である。(右下) FADC で測定した波形。Shaping 時間: 50 nsec。HV: 200 V。赤色線が Ar+N₂、黒色線が純 Ar の波形。

6.5.2 HV スキャン

3 mm ギャップのチェンバー (IC1) について、異なる酸素濃度で HV スキャンを行い、その応答を比べた。また、5 mm ギャップのチェンバー (IC2) についても同様に HV スキャンを行った。図 6.43 (左) に 3 mm ギャップの、同図 (右) に 5 mm ギャップの測定結果を示す。このときの入射ビーム強度は $5 \sim 8 \times 10^7$ e/pulse (\mathcal{S}_{T2K}^{max} 5.6 ~ 8.9 %) である。なお、ビーム強度の規格化は、プロファイルモニターで再構成したビームプロファイルの絶対値で行った。

3 mm ギャップチェンバーの応答は、HV 40 V 付近で電荷収集効率最大点まで立ち上がり、以降プラトーとなった¹²。5 mm ギャップチェンバーの応答も、HV 100 V 付近で立ち上がり、以降プラトーとなった。

図 6.43 (左) では、酸素濃度によって異なる応答を示しているようである。HV 150 V において、酸素濃度 187 ppm のときの値 (図赤丸点) と 15.6 ~ 15.9 ppm のときの値 (図緑三角点) との間に 2.6 % の相違が見られる。しかし、酸素濃度が高い方がシグナルは大きいので、この相違は酸素による電子吸着が原因ではない。

以下、酸素吸着によるシグナルの減少について考察する。図 4.24、図 4.25 で、電子吸着確率の 3 つのピーク (電子エネルギー $\sim 0.2, \sim 2, \sim 8$ eV) は、式 (4.26) および図 4.26 より、それぞれ HV $\sim 0, \sim 30, \sim 380$ V/cm に対応する。よって、図 6.43 (左) の HV 9 V 前後は 2 番目の電子吸着過程、HV 114 V 前後は 3 番目の電子吸着過程 ($O_2 + e \rightarrow O + O^-$) が起こる領域である。ギャップ 3 mm、酸素濃度 200 ppm、HV 100 V においては、式 (4.27) より、単位長さ当たりの電子吸着確率は 0.13 /cm となる。よって式 (4.28) より、平均ドリフト長を 0.15 cm とすると、電子吸着によるシグナル減少の割合は 1.9 % である。

また、純 Ar ガスを用いて 3 mm ギャップチェンバーの HV スキャンを行い、Ar+N₂ ガスと比較した。結果を図 6.44 に示す。

Ar ガスについても、酸素濃度を減らしたことで電子捕獲によるシグナルの減少がなくなっていることが確認できた。純 Ar ガスに 2 % の N₂ を混ぜることで 8 % 程のシグナルの減少が見られるが、この程度の減少は許容範囲内である。

6.5.3 リニアリティーの評価

約 30 分間のランでビーム強度を連続的に変化させ、ビーム強度に対するイオンチェンバーの応答を調べた。また、これを HV を変えて測定し、HV によるリニアリティーの変化も見た。図 6.45 に 3 mm ギャップ (IC1)、図 6.46 に 5 mm ギャップのイオンチェンバー (IC2) の結果を示す。各図 (左) は横軸にプロファイルモニターの中心のチャンネル (Si8)、縦軸に IC の収集電荷をプロットしたものである。各図 (右) は測定点のフィット直線からのずれを示す。なお、5 mm ギャップの HV 50 V については入射ビーム強度の低い方 10 点でフィットした。Si8 の収集電荷 167 nC が 9×10^7 e/pulse (\mathcal{S}_{T2K}^{max} 10 %) に対応する。

3 mm ギャップの応答には、HV 50 V で電子の再結合の効果がすでに見えなくなっており、Si8 の収集電荷 10 ~ 170 nC (\mathcal{S}_{T2K}^{max} 0.6 ~ 10.2 %) において ± 2 % のリニアな応答を示している。HV 100, 200 V でリニアリティーが悪くなっているのは、測定中にビーム中心がシフトしているためである。5 mm ギャップの応答には、HV 50 V で電子の再結合の効果が見えているが、HV 100 V 以降ではなくなっている。

¹² ビームテスト 1, 2 の測定では、酸素の混入により電子吸着の効果が見えていた。付録 A.3.1, A.4.2 参照。

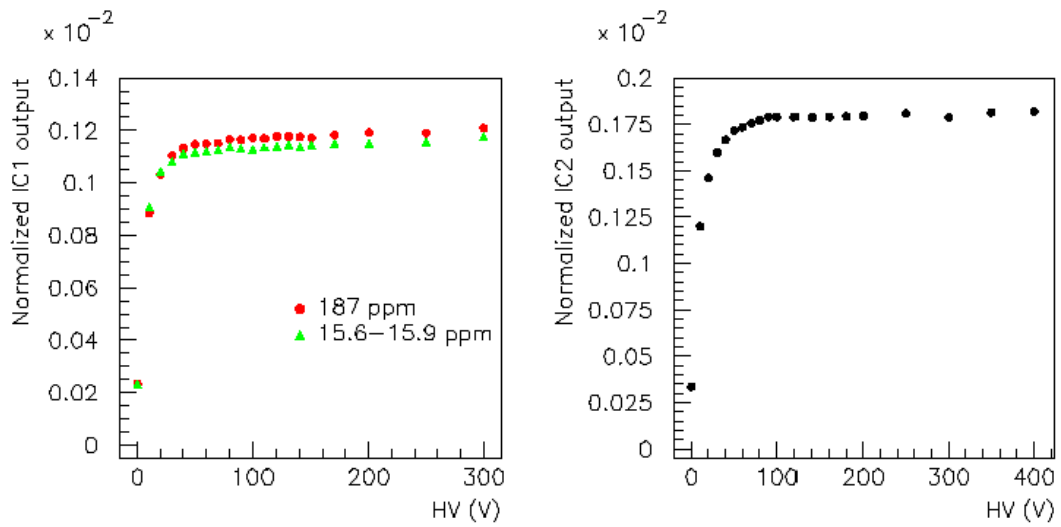


図 6.43: Ar+N₂ ガスチェンバーの印加電圧依存性。縦軸の規格化は、プロファイルモニターで再構成したビームプロファイルの絶対値で行った。図中の数字は測定中の酸素濃度を示す。(左) 3 mm ギャップの応答。(右) 5 mm ギャップの応答。酸素濃度は 48.2~52.6 ppm である。

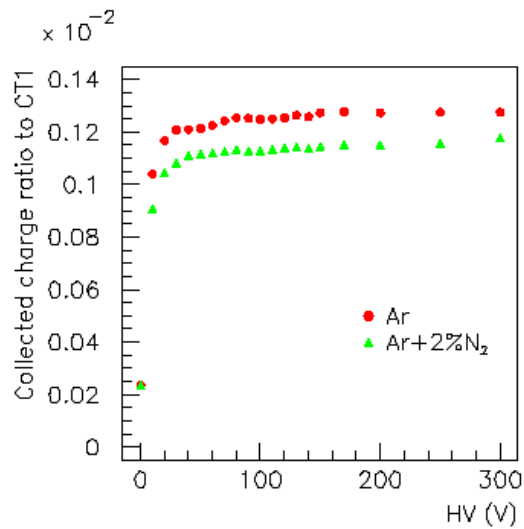


図 6.44: Ar と Ar+N₂ の印加電圧依存性の比較。

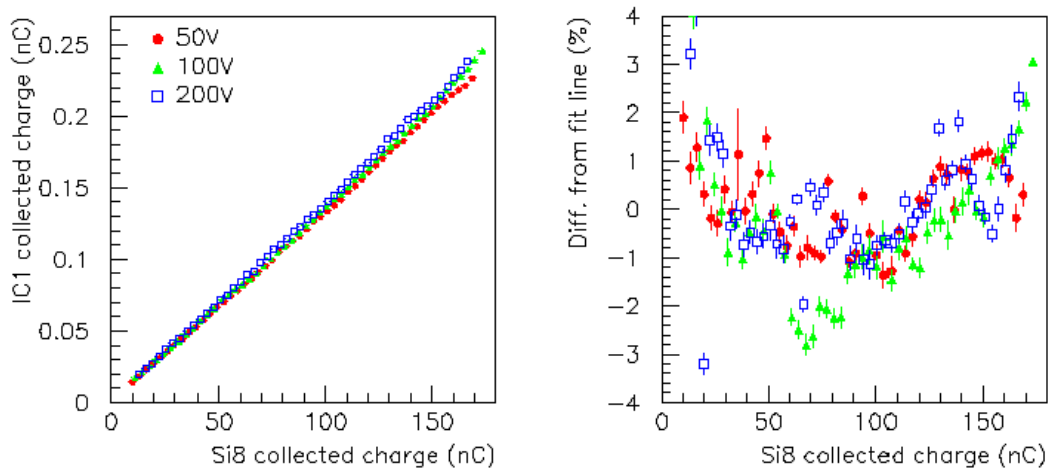


図 6.45: 3 mm ギャップ Ar+N₂ ガスチェンバー (IC1) のリニアリティー。HV 50, 100, 200 V について測定した。右図はフィット直線からのずれを示す。

6.5.4 測定結果のまとめ

LINACの電子ビームを用いて、 \mathcal{I}_{T2K}^{max} 強度 (ミュオンモニターにおいて $\sim 1.6 \times 10^7$ particles/cm²/bunch) のビームに対する Ar+N₂ ガスチェンバーの応答を測定し、以下の結果を得た。

- シグナルの波形
3 mm ギャップチェンバーは HV 200 V のとき、強度 $\sim 4 \times 10^7$ e/pulse (\mathcal{I}_{T2K}^{max} 5 %)、パルス幅約 40 nsec のビームに対して、パルス幅約 170 nsec の応答を示す。FADC でみた場合、shaper によってパルス幅は約 400 nsec になる。すなわち、T2K ミュオンモニターにおいてバンチごとの測定が可能である。
- 印加電圧依存性 (HV スキャン)
3 mm、5 mm ギャップチェンバーともその応答は、それぞれ HV 40V、100 V 付近で電荷収集効率最大点まで立ち上がり、以降プラトーとなった。
- リニアリティー
3 mm ギャップチェンバーの応答には、強度 $5.4 \times 10^6 \sim 9.2 \times 10^7$ e/pulse (\mathcal{I}_{T2K}^{max} 0.6 ~ 10.2 %) のビームに対して、HV 50 V ですでに ± 2 % のリニアリティーがある。それは HV を上げて変化しない。5 mm ギャップチェンバーの方には、同強度のビームに対し、HV 50 V で再結合による応答の飽和が見られるが、HV 100 V 以降では ± 3 % のリニアリティーがある。

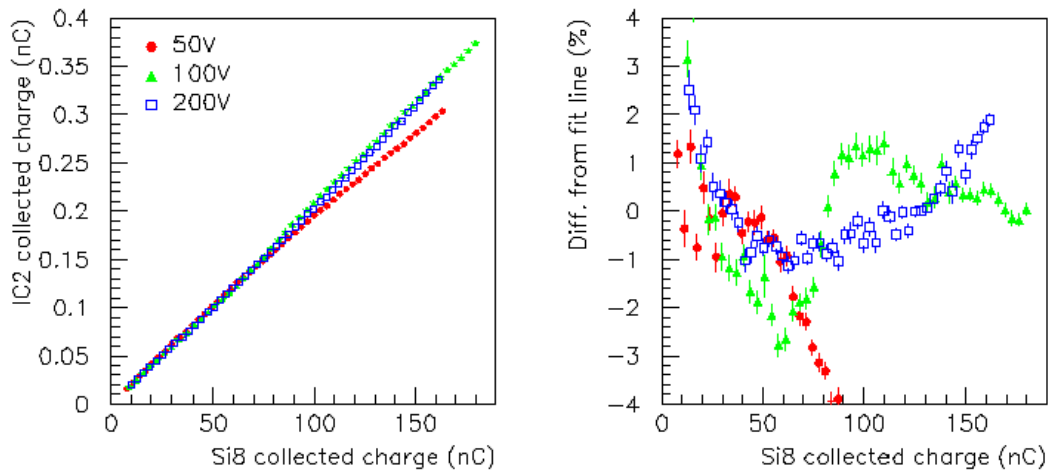


図 6.46: 5 mm ギャップ Ar+N₂ ガスチェンバー (IC2) のリニアリティー。HV 50, 100, 200 V について測定した。右図はフィット直線からのずれを示す。

6.6 ビームテスト結果のまとめ

最適な動作電圧と、そのときの応答のリニアリティー、そのリニアリティーが保障されるビーム強度、およびオシロスコープで測定した入射ビーム強度 \mathcal{I}_{T2K}^{max} のときのパルス幅について、ビームテストで得られた結果を表 6.8 にまとめる。

また、ビームテストを通して分かった、各検出器の応答に関して重要な点を以下に挙げる。

- シリコン PIN フォトダイオード
 - T2K ミューオンモニター (\mathcal{I}_{T2K}^{max}) において少なくとも 2.6 日は、放射線損傷によるシグナルの減少なしに動作できる。よって、コミッショニング (\mathcal{I}_{T2K}^{max} 1%) 時には十分動作できる。
- CVD ダイヤモンド検出器
 - シグナルの大きさには、最大で ~ 30% の個体差がある。したがって、実機での使用前に 1 つひとつ測定して個体差を評価する必要がある。
 - 最初のビームに対する warm-up 時間が約 5 秒のものと約 3 分のもの、2 種類のサンプルがある。また、ビーム照射間隔が 5 分の場合の warm-up 時間は、それぞれ約 5 秒と約 20 秒になる。
 - 1 時間の応答の安定性: $\pm 2\%$
- He ガスチェンバー
 - リニアリティーおよび応答速度を鑑みて、ギャップは 3 mm を採用する。
 - FADC の shaper を通すと、パルス幅がバンチ間隔と同じ ~ 700 sec になるため、応答を速くするような改良が必要である。
 - ギャップ 3 mm、HV 150 V で動作させるとき、電子吸着によるシグナルの減少を 1% 以下に抑えるためには、酸素濃度を 566 ppm 以下にする必要がある。

- Ar+N₂ ガスチェンバー

- 2% の N₂ を混ぜることで、純 Ar に比べて 2 倍近く速い応答が得られる。
- ギャップ 3 mm、HV 50 V で動作させるとき、電子吸着によるシグナルの減少を 1% 以下に抑えるためには、酸素濃度を 48 ppm 以下にする必要がある。

表 6.8: ビームテスト結果のまとめ。

	シリコン PIN フォトダイオード	CVD ダイヤ モンド検出器	He ガスチェンバー (3 mm ギャップ)	Ar+N ₂ ガスチェンバー (3 mm ギャップ)
動作電圧 (V)	80	500	≥ 150	≥ 50
リニアリティ (%)	+1.1, -1.2	+1.8, -1.7	±1.5	±2
ビーム強度 \mathcal{I}_{T2K}^{max} (%)	41 ~ 153	41 ~ 125	13 ~ 100	0.6 ~ 10.2
パルス幅 (nsec)	~ 350	~ 50	~ 400	~ 170

第7章 ミューオンモニターのデザイン

7.1 イオンチェンバー実機デザインの決定

7.1.1 ギャップサイズ

ビームテスト3では、ギャップ3 mmと5 mmのイオンチェンバーを測定してその応答を比べた。低いHVでは入射ビーム強度が高くなると、5 mmギャップの方が再結合による収集電荷の減少がより顕著に現れてくるが、HVを十分高くすればそれは解消でき、ギャップサイズに比例したシグナルが得られることが分かった。しかし、高いHVをかけることは検出器の保守、あるいは絶縁の面でリスクが高くなる。また、バンチごとの測定という観点からすると、ギャップが狭い方がパルス幅も狭く有利である。

つまり、ギャップを広くする利点はシグナルの大きさと、ギャップの精度からくるチャンネル間のシグナルのばらつき(個体差)を抑えられることにつきる。

ギャップ3 mmのHeガスチェンバーでは、 \mathcal{E}_{T2K}^{max} 10 %相当(測定すべき最低強度)のビームに対して0.05 nCの電荷が得られた。T2Kミューオンモニターのシグナルの読み出しにはレンジ ± 1 Vの12 bit FADC(50 Ω 終端)を用いるので、この電荷量を付録A.3.1のオシロスコープで測定した波形(図A.6、幅100 nsecの三角波)をもとに電圧に換算すると50 mVになる。また、ギャップ3 mmのArガスチェンバーでは、 \mathcal{E}_{T2K}^{max} 1 %相当(測定すべき最低強度)のビームに対して0.02 nCの電荷が得られ、これを電圧に換算すると20 mVになる。したがって、ミューオンピットでのノイズレベルが前節のビームテストでのノイズレベルと同じとすると、3 mmのギャップでも測定に十分なシグナルが得られると言える。

したがって、実機では3 mmのギャップを採用する。

7.1.2 有感領域

ビームテストで用いたイオンチェンバーの有感領域は 7.5×7.5 cm²である。前述の通り、このサイズでHe、Arガスとも測定に十分なシグナルが得られていた。したがって、有感領域は 7.5×7.5 cm²に決定する。

7.1.3 ガスの種類

Arガスチェンバーについては、2 %のN₂を混ぜることで速い応答が得られ、バンチごとの測定が可能となった。したがって、実機ではAr+2 % N₂ガスを採用する。

一方、Heガスチェンバーについては、ビームテスト3で流量を上げ、またステンレスホースを使用して空気の混入を減らしたことにより、予想外に応答が遅くなった¹ため、ガスの成分をどう

¹ビームテスト1, 2ではおよそ1.76 %の酸素すなわちおよそ6.5 %の窒素が混入していた(付録A.4.2参照)ため、純Heよりも応答が速くなっていた。

するかまだ決定には至っていない。しかし、ビームテスト 1, 2 で空気が混入していたときは応答は十分速く (付録 A.3.1 の図 A.6 参照)、バンチごとの測定が可能であったので、Ar と同様、N₂ を混ぜればよいと思われる。

7.2 検出器の配置、チャンネル数とプロファイル中心の決定精度

第 6 章のビームテストの結果より、検出器の測定誤差 (リニアリティ) は、シリコン PIN フォトダイオードと CVD ダイヤモンド検出器については $\pm 1.8\%$ 以内、イオンチェンバーについては $\pm 2.0\%$ 以内であることが分かった。第 3.3.2 節のシミュレーションの結果 (図 3.9) から、このとき両システムともチャンネル数をもっとも少ない配置 (図の (A) および 5×5) にしても、ミュオンモニターに対する要請 ($\sigma(dr) \leq 3$ cm) を満たしている。したがって、ミュオンモニターに用いる検出器の配置とチャンネル数を以下のように決定した。

- シリコン PIN フォトダイオード、CVD ダイヤモンド検出器
図 3.8 (左) の (A) の配置。13 チャンネル。
- 平行平板型イオンチェンバー
図 3.8 (右) の 7×7 の配置²。49 チャンネル。

このとき、プロファイル中心の決定精度 $\sigma(dr)$ はそれぞれ表 7.1 ようになる。

表 7.1: ミュオンモニターのプロファイル決定精度

シリコン PIN フォトダイオード	1.6 cm
CVD ダイヤモンド検出器	
イオンチェンバー	1.0 cm

7.3 ミュオンモニター運転計画

第 6 章のビームテストにより、シリコン PIN フォトダイオード、CVD ダイヤモンド検出器、平行平板型イオンチェンバーとも、T2K ミュオンモニターで動作可能であることが分かった。よって、ミュオンモニターは以下のような計画でミュオンプロファイルの測定を行う。

1. ビームコミッショニング (\mathcal{L}_{T2K}^{max} 1 %) および最初の 1 年 ($\mathcal{L}_{T2K}^{max} \sim 10\%$)
 - シリコン PIN フォトダイオードと Ar ガスチェンバーを用いてそれぞれ独立な測定を行う。
 - 同時に CVD ダイヤモンド検出器も数チャンネルインストールし、実際の T2K ビームを用いて動作テストを行う。
2. 通常ラン (\mathcal{L}_{T2K}^{max})
 - CVD ダイヤモンド検出器と He ガスチェンバーを用いてそれぞれ独立な測定を行う。

² 5×5 の配置でも十分であるが、より確証の高い測定を行うため 7×7 の配置とした。

第8章 結論

2009年4月に開始予定である T2K 長基線ニュートリノ振動実験のためのミュオンモニターの開発を行った。

ニュートリノ振動解析の物理的要請を満たすよう、ミュオンモニターではミュオン位置プロファイルの中心を 3 cm 以上の精度でパンチごとに測定する。本研究では、その性能を達成するように、シミュレーションとビームテストによりミュオンモニターのデザインを決定した。

まず、シミュレーションにより、ミュオンモニターにおける粒子のフラックスや位置プロファイル調べ、ミュオンモニターに用いる検出器に必要な性能を求めた。フラックスは T2K デザイン値 (\mathcal{S}_{T2K}^{max}) の強度において 1.3×10^8 particle/cm²/spill、位置プロファイルは $\sigma \approx 1$ m のガウシアンに近い分布であることが分かった。ミュオンモニターに用いる検出器は、この大強度のビームに対して飽和することなく応答し、また耐放射線性に優れていなければならないので、コミッショニング時の検出器としてシリコン PIN フォトダイオードと Ar ガスチェンバー、通常ランのときの検出器として CVD ダイヤモンド検出器と He ガスチェンバーを採用した。また、陽子ビーム照射位置が 5 mm ずれたときでもプロファイル中心おさえるために、ミュオンモニターの覆う領域を 150×150 cm² にした。

次に、シリコン PIN フォトダイオードの性能を評価するため、Nd:YAG レーザーを用いたテストを行った。ここでは、T2K ミュオンモニターで予想されるシグナルと同程度のシグナルが得られる光量で測定した。そして、シリコン PIN フォトダイオードはバイアス 80 V で十分生成電荷を収集できること、 \mathcal{S}_{T2K}^{max} 34 ~ 68 % 相当の光量に対して ± 2 % のリニアな応答を示すこと、応答の個体差は 2.2 % 以内であることが分かった。

そして、そのシリコン PIN フォトダイオードおよび CT を基準装置として、CVD ダイヤモンド検出器と He, Ar ガスチェンバーに電子ビームを照射するテストを行い、それらの性能を評価した。

CVD ダイヤモンド検出器については、サンプルごとにシグナルの大きさが異なり、それは最大で ~ 30 % あることが分かった。よって、実機で使用する前に 1 つひとつ測定して個体差を評価しなくてはならない。また、ビーム照射開始時には応答が小さく、それから徐々に安定点まで立ち上がるという特性があり、さらにその warm-up 時間はサンプルごとに異なっており、今回測定した 4 つのサンプルの内 2 つは約 5 秒、別の 2 つは約 3 分であった。また、5 分の間隔を空けて測定した場合にも warm-up 時間があり、それぞれ約 5 秒と約 20 秒であった。よって、T2K ビームのスパイル間隔 3.5 秒のときについても warm-up 時間を測定する必要がある。しかし、warm-up 後の 1 時間は ± 2 % の変動で安定に動作することが分かった。また、応答のリニアリティを良くするため、動作電圧は最大許容電圧の 500 V にし、そのときのリニアリティは \mathcal{S}_{T2K}^{max} 41 ~ 125 % 強度のビームに対して +1.8, -1.7 % であった。また、CVD ダイヤモンド検出器の応答は速く、パンチごとの測定が可能である。

イオンチェンバーは実機のもを設計、製作し、それをテストした。ギャップが小さいものほどリニアリティが良く、応答も速いので、3 mm ギャップを採用することに決定した。また、電子吸着によるシグナルの減少を抑えるため、できる限り酸素の混入を抑えるように設計しさらに酸素濃度をモニターしておくことが重要である。He ガスの場合、再結合の影響をなくするために必要な

動作電圧は 150 V 以上で、そのときのリニアリティーは \mathcal{I}_{T2K}^{max} 13 ~ 100 % 強度のビームに対して ± 1.5 % であった。しかし、純 He ガスではパルス幅がバンチ間隔と同程度であったので、He ガスチェンバーについてはクエンチャーを混ぜるなどして再度測定する必要がある。Ar ガスチェンバーについては、応答を速くするために 2 % の窒素を混ぜてテストした。その結果、純 Ar よりもおよそ 2 倍速い応答が得られ、バンチごとの測定が可能であることがわかった。必要な動作電圧は 50 V 以上で、そのときのリニアリティーは \mathcal{I}_{T2K}^{max} 0.6 ~ 10.2 % 強度のビームに対して ± 2 % であった。

また、シリコン PIN フォトダイオードについては、ビームテストで入射した全電子数から耐放射線性を見積もり、 \mathcal{I}_{T2K}^{max} のとき少なくとも 2.6 日は放射線損傷の問題なく動作することが分かった。よって、コミッショニング時には十分動作可能である。リニアリティーについては、 \mathcal{I}_{T2K}^{max} 41 ~ 153 % 強度のビームに対して +1.1, -1.2 % であった。

以上のシミュレーションとビームテストの結果から、シリコン PIN フォトダイオードと CVD ダイヤモンド検出器は 5×5 のマスに交互に並べる配置で 13 チャンネル、イオンチェンバーは 7×7 の配置で 49 チャンネル使用することにし、T2K ミューオンモニターのデザインを決定した。このデザインにおいて、ミューオンモニターのプロファイル中心決定精度は、シリコン PIN フォトダイオードと CVD ダイヤモンド検出器については 1.6 cm、イオンチェンバーについては 1.0 cm で、どちらも要請 (3 cm) を満たす。

謝辞

この論文は、短い期間ではありますが、私の大学院修士2年間の研究の集大成です。本論文の執筆に当たってその2年間の記録と記憶を手繰り、実に様々な出来事があったこと、そして自分の成長を実感しています。何より、多くの方々に支えられてここまで研究を進めることができました。ここに感謝の意を表します。

まず、西川公一郎教授にはこの研究の機会を与えて頂いたこと、そして高エネルギー加速器研究機構に移られてからも何かと気にかけて頂いていたことに深謝いたします。そして本研究の指導をしてくださった中家剛助教授と横山将志助手には感謝の上もございません。お二人の適切な助言と温かいお心遣いがあったからこそ、本論文をまとめることができました。

宇治のビームテストでは実に多くの方に手伝って頂きました。野田章教授を始め京都大学化学研究所先端ビームナノ科学センターの皆様には、ビームテストの機会を与えて頂き、また、加速器の運転など大変お力添えを頂きまして、感謝の念にたえません。特に白井敏之助手には、朝早くから夜遅くまでずっとお付き合いくださって本当にありがとうございました。また、準備や片付けなど快く手伝いを引き受けてくださった同期の田口誠君を始め、M1の皆さん、他多くの皆さんありがとうございました。

1回目のビームテストで現場を指揮してくださった黒澤陽一さん、2回目、3回目のビームテストで高エネルギー加速器研究機構から駆けつけてくださった坂下健さん、五十嵐洋一助手には本当にお世話になりました。また、大変多くのことを学ばせて頂きました。そして一緒に実験をした久保一君。皆様には感謝の気持ちで一杯です。

また、レーザーを用いたテストで、快く場所と機材を貸してくださいました田中耕一郎教授、白井正伸助手を始めとして京都大学光物性研究室の皆様にも、この場を借りて厚く御礼申し上げます。

ミュオンモニターの開発に当たっては、小林隆助教授、塚本敏文助教授を始め、高エネルギー加速器研究機構ニュートリノグループの皆様から多くの助言を頂きましたことに鳴謝いたします。

そして、京都大学高エネルギー物理学研究室の皆様にも様々な面でお世話になりました。ありがとうございました。

最後に、これまで私を支えてくれた家族に心から感謝します。

T2K 実験の成功と、科学の発展と、世界の平和を願って

2007年 松岡広大

付録 A ビームテスト補遺

A.1 CVD ダイヤモンド検出器の性能評価

A.1.1 シグナルの波形

ビームテスト 1 において、オシロスコープで測定した CVD ダイヤモンド検出器の波形を図 A.1 に示す。図はビーム強度を変えていったときの応答の変化を測定したものである。 $(1.8 \sim 6.6) \times 10^7$ e/cm²/pulse (\mathcal{J}_{T2K}^{max} 113 ~ 413 %) の入射ビーム強度 6 点で測定した。ダイヤモンド検出器の応答 (図水色線) はシリコン PIN フォトダイオードの応答 (図赤色線) よりも速く、ビーム強度の上昇とともにパルスの幅は一定のまま高さが上昇していくことが分かった。一方、シリコン PIN フォトダイオードの応答は、ビーム強度によらずパルスの高さはほぼ一定で、ビーム強度の上昇とともにパルスの幅が広がっていくことが分かった。シリコン PIN フォトダイオードの立ち上がりが 2 段に分かれて見えているのは、シリコン中の電子とホールドリフト速度がおよそ 3 倍異なるためである。

シリコン PIN フォトダイオードのパルス幅は入射ビーム強度 6.6×10^7 e/cm²/pulse において約 1 μ sec ある。

A.1.2 バイアススキャン

ビームテスト 1 において、200 ~ 600 V 間のバイアス 7 点における CVD ダイヤモンド検出器の応答を測定した。バイアスに対する Si1 との応答の比を図 A.2 に示す。なお、このときの入射ビーム強度は $\sim 5.0 \times 10^7$ e/cm²/pulse (\mathcal{J}_{T2K}^{max} 313 %) である¹。

Dia1, 2, 3 の収集電荷は、バイアス 500 V においてそれぞれシリコン PIN フォトダイオードの収集電荷 (347 nC) の 19.0 %、26.1 %、18.7 % であった。式 (4.17) より、これらサンプルの電荷収集間隔はバイアス 500 V においてそれぞれ、252 μ m、346 μ m、248 μ m である。

A.1.3 リニアリティーの評価

ビームテスト 1 のリニアリティー測定の結果について述べる。 $(1.54 \sim 7.10) \times 10^7$ e/cm²/pulse (\mathcal{J}_{T2K}^{max} 96 ~ 444 %) 間の入射ビーム強度 6 点について、CVD ダイヤモンド検出器の応答を測定した。図 A.3 にその結果を示す。図 (左) は横軸に Si1 の収集電荷、縦軸に CVD ダイヤモンド検出器の収集電荷をとってプロットしたもので、点が測定点、線は測定点を直線でフィットしたものである。図 (右) は測定点のフィット直線からのずれを示す。Si1 の収集電荷 154 nC が \mathcal{J}_{T2K}^{max} に対応する。

¹ビームテスト 1 の段階では、スビルごとの測定を予定していたため、このような大強度のビーム (1 バunch の 8 倍分) を入射している。

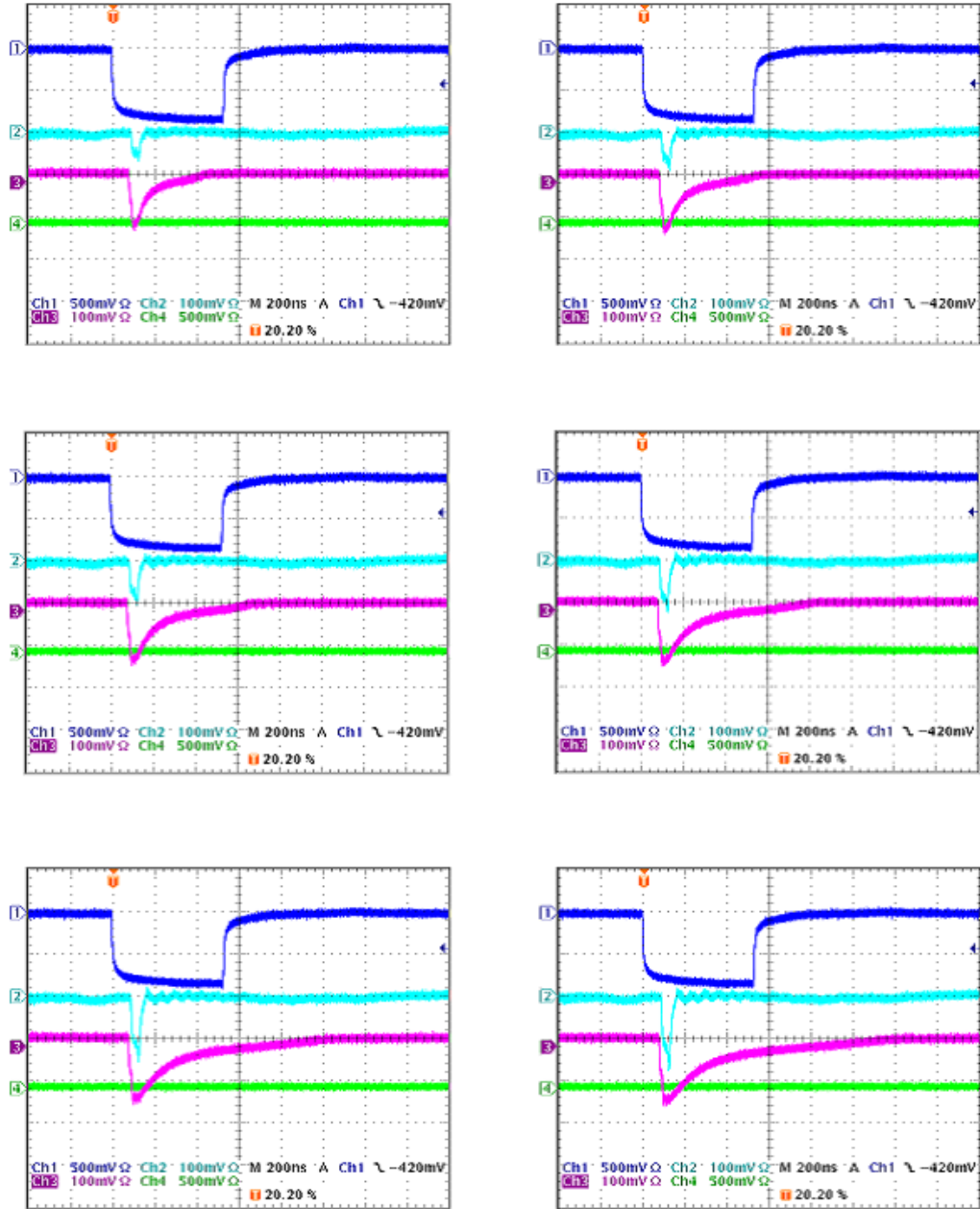


図 A.1: オシロスコープで測定した CVD ダイヤモンド検出器とシリコン PIN フォトダイオードの波形。各図で、上からゲート、Dia1、Si1 の波形である。ビーム強度を変えて測定した。シグナルは -52 dB に減衰してある。

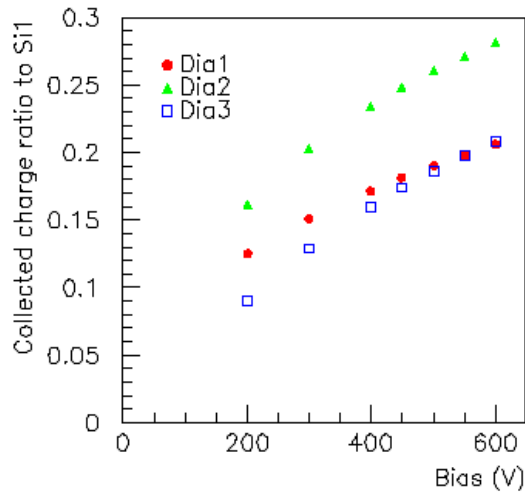


図 A.2: CVD ダイヤモンド検出器のバイアス依存性。縦軸に Si1 との収集電荷の比をとった。

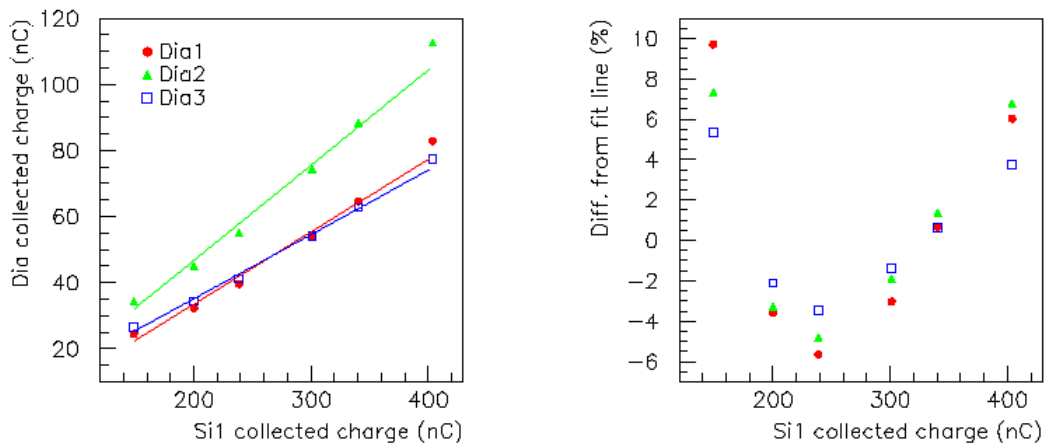


図 A.3: CVD ダイヤモンド検出器のリニアリティー。(左) 横軸に Si1 の収集電荷、縦軸に Dia1, 2, 3 の収集電荷をとった。直線は測定点をフィットしたものの。(右) 測定点のフィット直線からのずれ。

CVD ダイヤモンド検出器の応答は、シリコン PIN フォトダイオードの収集電荷に比例せず徐々に大きくなっている。これはシリコン PIN フォトダイオードの応答が飽和してきているためと考えられる。横軸に CT から求めた入射ビーム強度をとったものを図 A.4 に示す。確かにシリコン PIN フォトダイオードの応答はビーム強度の高い方で飽和しているように見える。ただ、図 (右) を見ると、シリコン PIN フォトダイオードよりも程度は小さいが、CVD ダイヤモンド検出器も同じような振る舞いを示していることが分かる。CVD ダイヤモンド検出器の応答のフィット直線からのずれはいずれのサンプルも $\pm 5\%$ 以内、シリコン PIN フォトダイオードについては $\pm 8\%$ 以内であった。

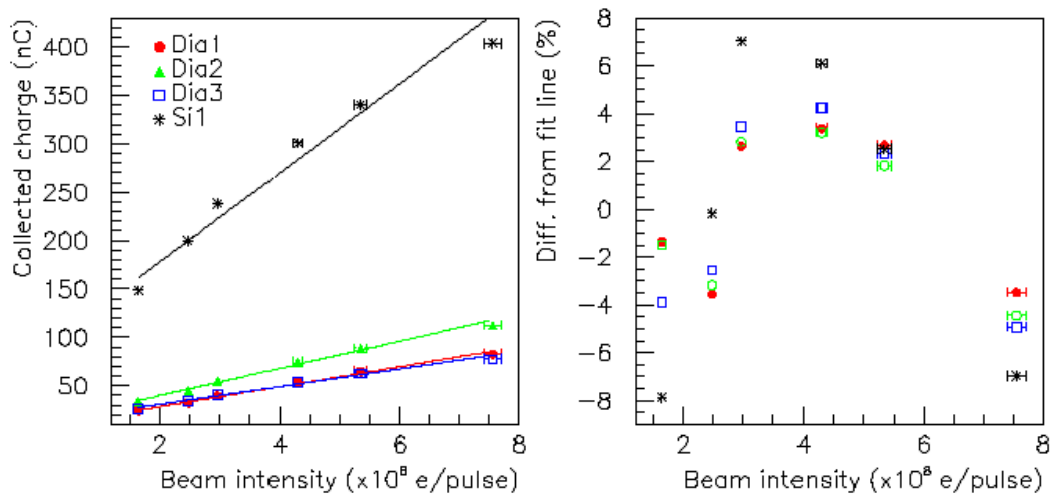


図 A.4: CVD ダイヤモンド検出器およびシリコン PIN フォトダイオードのリニアリティー。(左) 横軸に CT から求めたビーム強度、縦軸に Dia1, 2, 3 および Si1 の収集電荷をとった。直線は測定点をフィットしたもの。(右) 測定点のフィット直線からのずれ。

A.2 イオンチェンバー試作機のデザイン

イオンチェンバーの特性を調べるため、ビームテスト 1, 2 では小型の試作機を製作し、それをテストした。図 A.5 がその写真である。以下、各部について説明する。なお、試作機であるので耐放射線仕様にはなっていない。

A.2.1 設計

計測部 (チェンバー)

HV 用とシグナル用、2 枚の平行に向かい合った電極板でイオンチェンバーをなしている。電極の形状は第 4.3.3 節図 4.28 (HV 用)、図 4.29 (シグナル用) のようになっている。

- 電極板
G10 樹脂製、 $100 \times 100 \times 1 \text{ mm}^2$ の板を使用。この上に電極を形成する。
- HV 電極
大きさは $93 \times 93 \text{ mm}^2$ 。電極は電極板の 4 隅にある穴の 1 つから裏側へ伸びており、そこから配線する。
- シグナル電極
大きさは $75 \times 75 \text{ mm}^2$ 。HV 電極と同様、配線は裏側から行う。シグナル電極の外側を別の電極 (ガードリング) で覆って、チェンバーの有感領域に一樣な電場がかかるようにしてある。ガードリングは電極板の 2 つの穴を通して、裏側でグラウンド (筐体) に落ちる。また、HV 電極配線のため、シグナル電極配線部の対角側は電極で覆っていない。

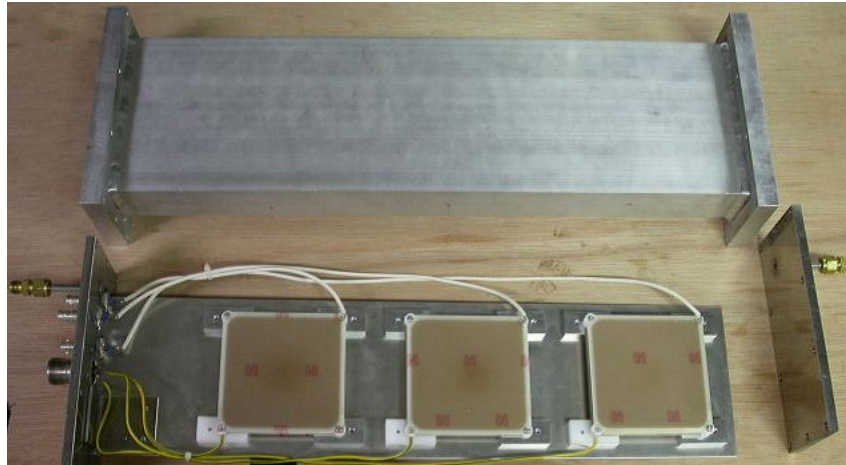


図 A.5: イオンチェンバー試作機の写真。上の筒がガス容器で、下の3つの電極板がそれぞれ左から3 mm, 3 mm, 10 mm ギャップのチェンバーである。

- ギャップ

電極のギャップ間隔は、電極板間4隅にアルミナセラミック製のスペーサー (ϕ 10 mm \times t 3 または 10 mm) を挟むことで、精度良く均一に保たれている。スペーサーの公差 Δt は 100 μm である。

電極板はアルミニウムまたはアルミナセラミック製の4つのスタンドを介してトレイに固定する。シグナル電極をトレイ側に配置するため、電極が筐体と導通しないよう、シグナル電極配線部のスタンドにアルミナセラミックを用いる。残りの3つのスタンドはアルミニウムで、その内の2つでガードリングを筐体に導通させている。

フィードスルー

3つのチェンバーを載せたトレイはフランジに固定する。HV、シグナル線の引き出しはそのフランジ側からまとめて行う。

- HV フィードスルー

ストレートバルクヘッド型の SHV コネクタを使用。コネクタのグラウンドは筐体に落ちている。フィードスルーから HV 電極までは単線で接続している。

- シグナルフィードスルー

丸型3ピンコネクタを使用。コネクタのグラウンドは筐体に落ちている。フィードスルーからシグナル電極までは単線で接続している。

- ガス出入口口

ガスは封じ切らず、一定の流量で流し続ける。両側のフランジに1/4インチのチューブを溶接し、そこを通してガスを流す。配管にはチューブの先端に取り付けた Swagelok チューブ継手を使用する。

ガス容器

アルミニウム製直方体筒状の箱を使用。板厚は 3 mm。容積は $44 \times 144 \times 530 \text{ mm}^3$ である。3 つのチェンバーを載せたトレイを中に入れ、両端をフランジで封じ切ってガスを満たす。シールにはゴム製 O-リング (角型) を使用。

A.3 イオンチェンバー試作機の性能評価 1

イオンチェンバーの試作機を製作し、京都大学化学研究所先端ビームナノ科学センターにある LINAC の電子ビームを照射してその性能を調べた。以下に測定項目を挙げる。

- He ガスチェンバー (3 mm ギャップ 1 ch)
 - 印加電圧依存性 (HV スキャン)
 - リニアリティ

今回のビームテストは、T2K ミューオンモニターで予想される強度のビームに対して、試作機が設計通りの応答を示すかどうかテストすることが目的である。He ガスは \mathcal{E}_{T2K}^{max} 10 ~ 100 % (ミューオンモニターにおいて $\sim 1.3 \times 10^{7\sim 8} \text{ particles/cm}^2/\text{spill}$) で使用する。バンチ (1 スピルの 1/8) ごとの読み出しを考えると、1 バンチおよびイオンチェンバーの有感領域 ($7.5 \times 7.5 \text{ cm}^2$) 当たりのビーム強度に換算すると、これは $9 \times 10^{7\sim 8} \text{ particles/bunch}$ になる。したがって、 $9 \times 10^{7\sim 8} \text{ e/pulse}$ のビーム強度を狙って測定を行った。

A.3.1 He ガスチェンバーのテスト

今回のビームテストでは、ガス容器に 3 ~ 4 cc/min のヘリウムガスを流し、3 mm ギャップのチェンバー (図 6.5 の IC1) について測定した。

シグナルの波形

オシロスコープで測定したイオンチェンバーの波形を図 A.6 (ピンク色線) に示す。図の波形は HV 250 V のときのものである。ビームと同期した加速器からのノイズのため、 $\pm 100 \text{ mV}$ 程度グラウンドが揺れている²。パルスの立ち上がりは約 50 nsec と純 He 中の電子の平均ドリフト時間 $\sim 150 \text{ nsec}$ よりも短い。これは、空気 (窒素) の混入により電子のドリフト速度が増加したためと考えられる。パルス幅は全幅で約 100 nsec で T2K ビームのバンチ間隔 (約 700 nsec) よりも十分速い。空気の混入がないときでも、同じ波形を仮定すれば、パルス幅は約 300 nsec である。

HV スキャン

動作電圧を決めるため、電極間に印加する電圧 (HV) をスキャンしてイオンチェンバーの応答を測定した。図 A.7 がその結果である。0 V から 1 kV まで各 HV 点 (図の黒点) について測定した後、1 kV から 0 V まで逆向きに HV をスキャン (図の赤点) して、応答の再現性を確かめた。入射ビーム強度は $\sim 3 \times 10^8 \text{ e/pulse}$ (\mathcal{E}_{T2K}^{max} 33 %) である。

²後にこの原因は、筐体とつながっているはずのシグナルフィードスルーのグラウンドが浮いていたためと判明した。

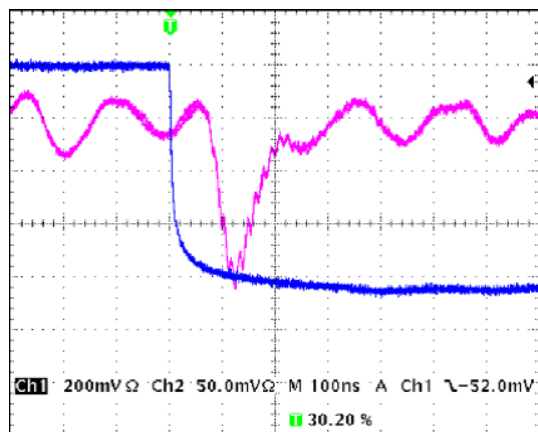


図 A.6: オシロスコープで測定した 3 mm ギャップ He ガスチェンバーの波形 (ピンク色線)。加速器からのノイズのためグラウンドが揺れている。青色線は電子銃発射のタイミングに同期させたゲートパルス。

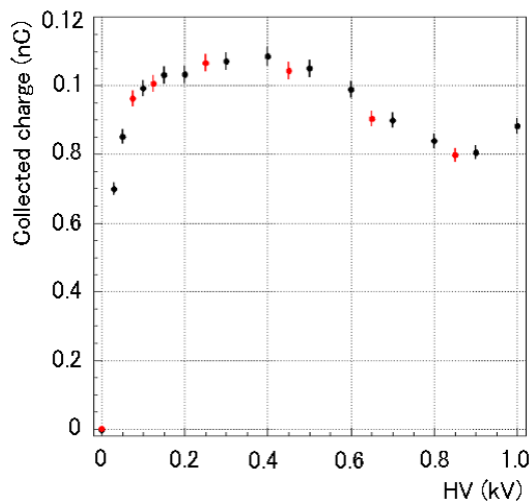


図 A.7: 3 mm ギャップ、He ガスチェンバーの印加電圧依存性。0 V から 1 kV までスキャン (黒点) した後、1 kV から 0 V まで逆向きにスキャン (赤点) した。

イオンチェンバーの応答は、100 V 付近で電荷収集効率最大点まで立ち上がり、以降プラトー領域に入る。100 MeV 電子の He でのエネルギー損失 629 eV/cm [30]、W 値 41.3 eV (表 4.4) および式 (4.19)、式 (4.20) より、この入射ビーム強度で予想される収集電荷は 0.11 nC であるから、設計どおりのシグナルが得られていると言える。しかし、500 V 付近からシグナルの減少が見られ、850 V で極小値をとった後、再度増加している。これは混入酸素による電子吸着が原因であるが、定量的な考察については付録 A.4.3 で言及する。動作電圧は電荷収集効率の高い 300 V に設定した。

リニアリティーの評価

CT およびシリコン PIN フォトダイオードをレファレンスにして、 $7.7 \times 10^7 \sim 1.3 \times 10^9 \text{ e/pulse}$ (\mathcal{I}_{T2K}^{max} 8.6 ~ 144 %) の異なるビーム強度 13 点におけるイオンチェンバーの応答を調べた。図 A.8 にその結果を示す。

CT はビーム強度の低い方 ($< 3 \times 10^8 \text{ e/pulse}$) では感度がなく、またシリコン PIN フォトダイオードはビーム強度の高い方 ($> 6 \times 10^8 \text{ e/pulse}$) では応答が飽和する (図 A.4) ので、CT とシリコン PIN フォトダイオードで相補してビーム強度を求めた。図の赤点が CT を、黒点がシリコン PIN フォトダイオードをレファレンスにしたときの測定点である。測定点を直線でフィットしたとき、そのフィット直線からのずれは $\pm 5 \%$ であった。

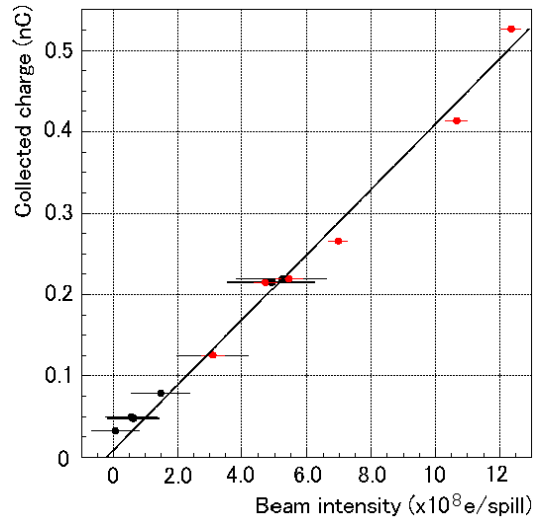


図 A.8: 3 mm ギャップ、He ガスチェンバーのリニアリティー。

A.3.2 測定結果のまとめ

LINAC の電子ビームを用いて、 \mathcal{I}_{T2K}^{max} 強度 (ミュオンモニターにおいて $\sim 9 \times 10^8 \text{ particles/cm}^2/\text{bunch}$) のビームに対するイオンチェンバーの応答を測定し、以下の結果を得た。

- He ガスチェンバー (3 mm ギャップ)
 - 印加電圧依存性
 - HV 100 V 付近で電荷収集効率最大点まで立ち上がり、以降プラトー領域となる。しか

し、混入酸素の電子吸着により、HV 500 V 付近からシグナルの減少が始まり、850 V 付近でシグナルは極小となる。

- リニアリティ
強度 $7.7 \times 10^7 \sim 1.3 \times 10^9$ e/pulse (\mathcal{S}_{T2K}^{max} 8.6 ~ 144 %) のビームに対して ± 5 % のリニアリティがある。

HV スキャンの結果、HV 850 V において酸素の電子吸着による 20 % ものシグナルの減少が見られた。この電子吸着の影響は次節のビームテストの結果を踏まえて考察する。収集電荷量としては設計どおりのものが得られており、基本的な性能としては、この試作機のデザインでミュオンモニターの検出器として使用可能であることが分かった。

A.4 イオンチェンバー試作機の性能評価 2

前節のビームテストの結果から、イオンチェンバーが T2K のビーム強度において期待通りの応答を示すことが分かった。そこで、第 3.3.2 節のシミュレーション結果をもとに実機でのデザインを決めるため、LINAC を用いて再度ビームテストを行った。今回のテストでは、He ガスおよび Ar ガスを用いて、ギャップ 3 mm のチェンバー 2 つと 10 mm のチェンバー 1 つをテストした。以下に測定項目を示す。

- He ガスチェンバー (3 mm ギャップ 2 ch、10 mm ギャップ 1 ch)
 - 印加電圧依存性 (HV スキャン)
 - リニアリティ
- Ar ガスチェンバー (3 mm ギャップ 2 ch、10 mm ギャップ 1 ch)
 - 印加電圧依存性 (HV スキャン)
 - リニアリティ

He ガスは \mathcal{S}_{T2K}^{max} 10 ~ 100 % (ミュオンモニターにおいて $\sim 1.3 \times 10^{7\sim 8}$ particles/cm²/spill) で使用する。したがって、前回と同様 $9 \times 10^{7\sim 8}$ e/pulse のビーム強度を狙って測定を行った。一方 Ar ガスは \mathcal{S}_{T2K}^{max} 1 ~ 10 % で使用するので、 $9 \times 10^{6\sim 7}$ e/pulse のビーム強度を狙って測定を行った。

今回の測定では、ビーム強度を精度良く測定するために新たに自作の CT を 2 機導入した。

A.4.1 He ガスチェンバーのテスト

シグナルの波形

図 A.9 にオシロスコープで測定した 10 mm ギャップ He ガスチェンバー (IC3) の波形を示す³。このときの HV は 1 kV である。

パルスの立ち上がりは約 80 nsec で、空気 (窒素) の混入により、純 He 中の電子の平均ドリフト時間 ~ 500 nsec よりも短くなっている。パルスの全幅は約 600 nsec で、3 mm ギャップのときのパルス幅 (約 100 nsec、前節図 A.6) と比べると、パルス幅とギャップは比例していない。

³適切なグラウンド処理により、前回見えていたグラウンドの揺れ (前節図 A.6) が消えた。

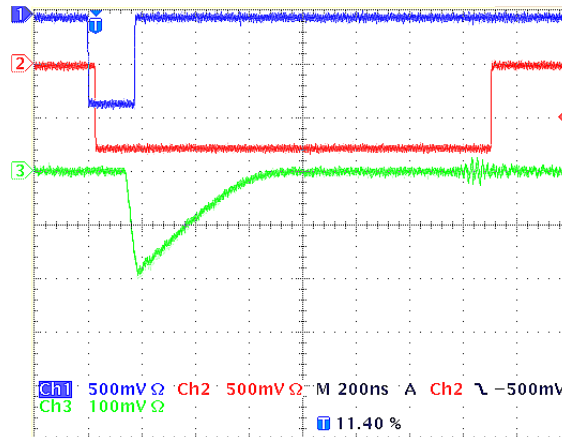


図 A.9: オシロスコープで測定した 10 mm ギャップ He ガスチェンバーの波形 (緑色線)。

HV スキャン

0 V から 400 V まで 11 点の HV で IC1, 2 (3 mm ギャップ) の応答を、0 V から 1200 V まで 12 点の HV で IC3 (10 mm ギャップ) の応答を測定した。さらに再現性を見るため、IC1, 2 については 400 V での測定の後、200, 100, 40 V で再度測定を行った。IC3 については 600, 300, 120 V で再度測定した。入射ビーム強度は $\sim 8 \times 10^8$ e/pulse (\mathcal{J}_{T2K}^{max} 89 %) である。図 A.10 (左) に IC1、同図 (右) に IC3 の測定結果を示す。縦軸に CT1 との収集電荷の比をとった。

イオンチェンバーの応答は 3 mm、10 mm ギャップとも HV とともに徐々に増加していく。HV 1 % の変動に対するチェンバーの応答の変化は、3 mm ギャップについては 200 V 以降 0.2 % 以下、10 mm ギャップについては 600 V 以降 0.4 % 以下である。したがって、以降の He ガスチェンバーの測定において、動作電圧を 3 mm ギャップは 200 V、10 mm ギャップは 600 V に設定した。

IC1, 2 の応答の違いは 1 % 程度であった。これはギャップ精度 ($100 \mu\text{m}/3 \text{ mm} = 3.3 \%$) に矛盾しない。また、応答の再現性は 2 % 以内のずれに収まっていた。

同じ電場でギャップ 3 mm と 10 mm のチェンバーの収集電荷量を比べる。0.5 kV/cm では、ギャップ 10 mm のチェンバーは 3 mm の約 3.1 倍の電荷が得られている。一方 1 kV/cm では、10 mm は 3 mm の約 3.4 倍になっている。これはつまり、同じ電場でもギャップが広い方が電子のドリフト時間が長くなる分、それともなって再結合する確率が高くなるが、十分高い電圧をかければその再結合の効果は無視できるということを示している。

リニアリティーの評価

約 30 分間のランでビーム強度を連続的に変化させ、入射ビーム強度に対するイオンチェンバーの応答を調べた。図 A.11 が 3 mm ギャップ (IC1)、図 A.12 が 10 mm ギャップチェンバー (IC3) の結果である。図 (左) は横軸に CT1、縦軸に IC の収集電荷をプロットした。黒点が測定点、赤色線が直線でフィットした結果である。なお、10 mm ギャップの方は、ビーム強度の低い方 10 点でフィットしてある。図 (右) は測定点のフィット直線からのずれを示す。CT1 の収集電荷 0.045 nC が 9×10^8 e/pulse (\mathcal{J}_{T2K}^{max}) に対応する。

3 mm ギャップチェンバーは、CT1 の収集電荷 0.005 ~ 0.05 nC (\mathcal{J}_{T2K}^{max} 11 ~ 111 %) において $\pm 2 \%$ のリニアな応答を示している。また、同じ測定を繰り返したとき、0.5 % 以内のずれで再

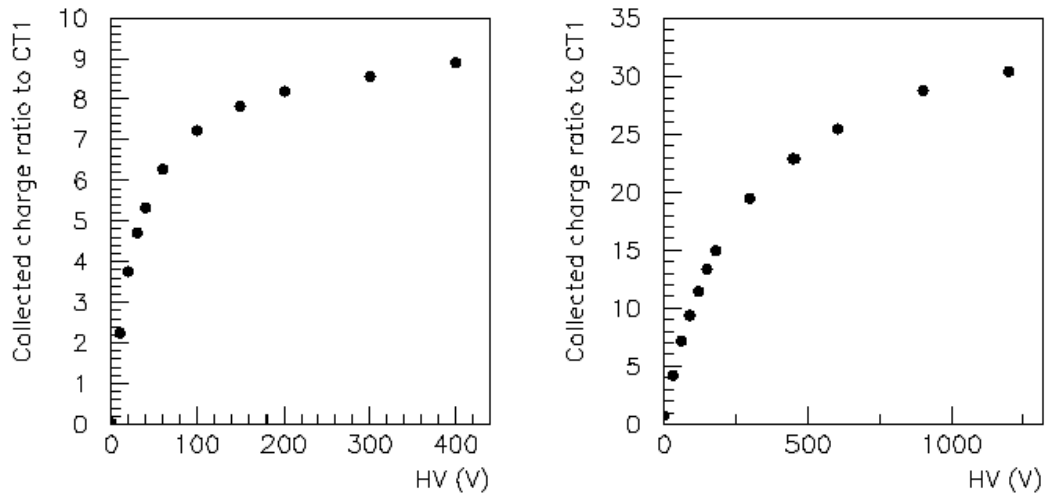


図 A.10: He ガスチェンバーの印加電圧依存性。(左)IC1、3 mm ギャップ。(右)IC3、10 mm ギャップ。

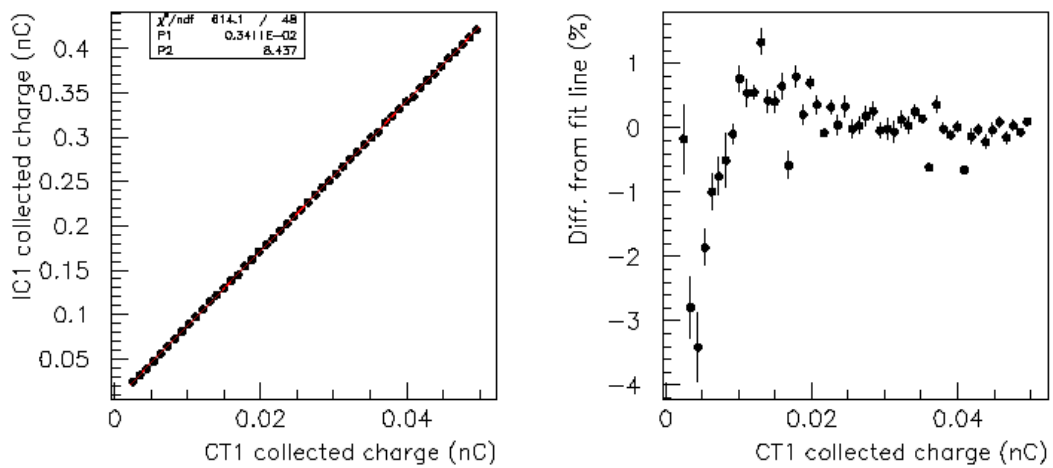


図 A.11: 3 mm ギャップ He ガスチェンバーのリニアリティ。

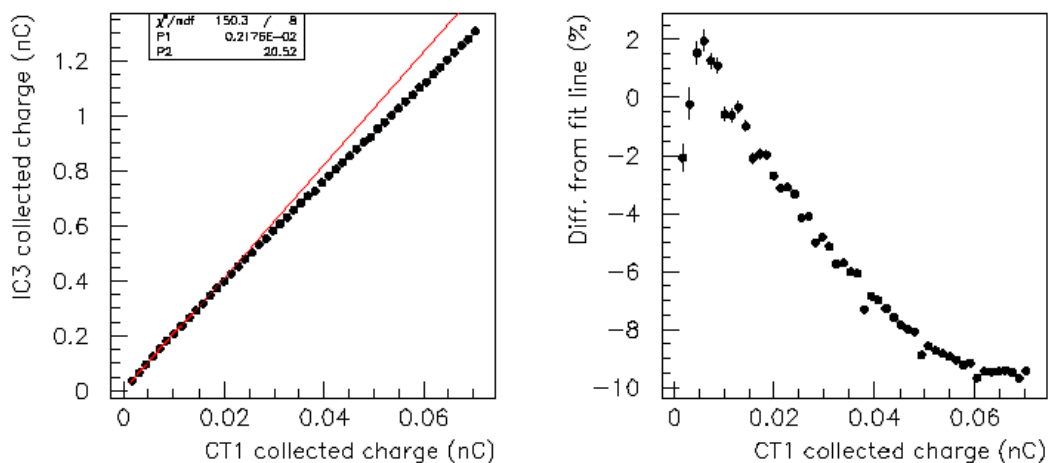


図 A.12: 10 mm ギャップ He ガスチェンバーのリニアリティ。

現した。一方 10 mm ギャップチェンバーのリニアリティは 3 mm ギャップのものより悪く、再結合により応答が飽和してきている。同強度のビームに対して +2, -9 % である。

A.4.2 Ar ガスチェンバーのテスト

シグナルの波形

図 A.13 にオシロスコープで測定した 10 mm ギャップ Ar ガスチェンバー (IC3) の波形を示す。同じ強度のビームに対して、異なる 6 点の HV で測定した。

HV 200 V において、パルス高さは極大、パルス幅は極小となる。HV 400, 600 V のグラフでパルスが台形になっていることから、電荷がドリフト中に次々と失われていることが分かる。したがって、立ち上がり時間を議論する際は、この損失の影響を考慮しなければならない。つまり、損失がないとしたときの立ち上がり時間は今見えているものより遅くなる。このことを考慮してドリフト速度を見積もると、HV 200 V で極大値 $\sim 5 \times 10^6$ cm/sec となる。したがって、図 4.23 ($N = 2.69 \times 10^{19}$ /cm³) より、このとき 5 ~ 10 % の窒素が混入していると思われる。よって、酸素の混入量は 1.3 ~ 2.6 % と見積もられる。

本測定では、HV 200 V においてパルスの全幅は約 240 nsec と T2K ビームのバンチ間隔 (約 700nsec) より速いが、不純ガスの混入を防いで純 Ar にした場合、ドリフト速度は今の約 1/10 になると予測される。したがって、バンチごとの測定を行うためには、Ar にクエンチャーを混ぜてドリフト速度を速くする必要がある。

HV スキャン

He の HV スキャンと同様に、0 V から 400 V まで 11 点の HV で IC1, 2 (3 mm ギャップ) の応答を、0 V から 1200 V まで 11 点の HV で IC3 (10 mm ギャップ) の応答を測定した。さらに再現性を見るため、IC1, 2 については 400 V での測定の後、200, 100, 40 V で再度測定を行った。IC3 については 600, 300, 120 V で再度測定した。入射ビーム強度は $\sim 4 \times 10^7$ e/pulse (\mathcal{E}_{T2K}^{max} 4.3 %)

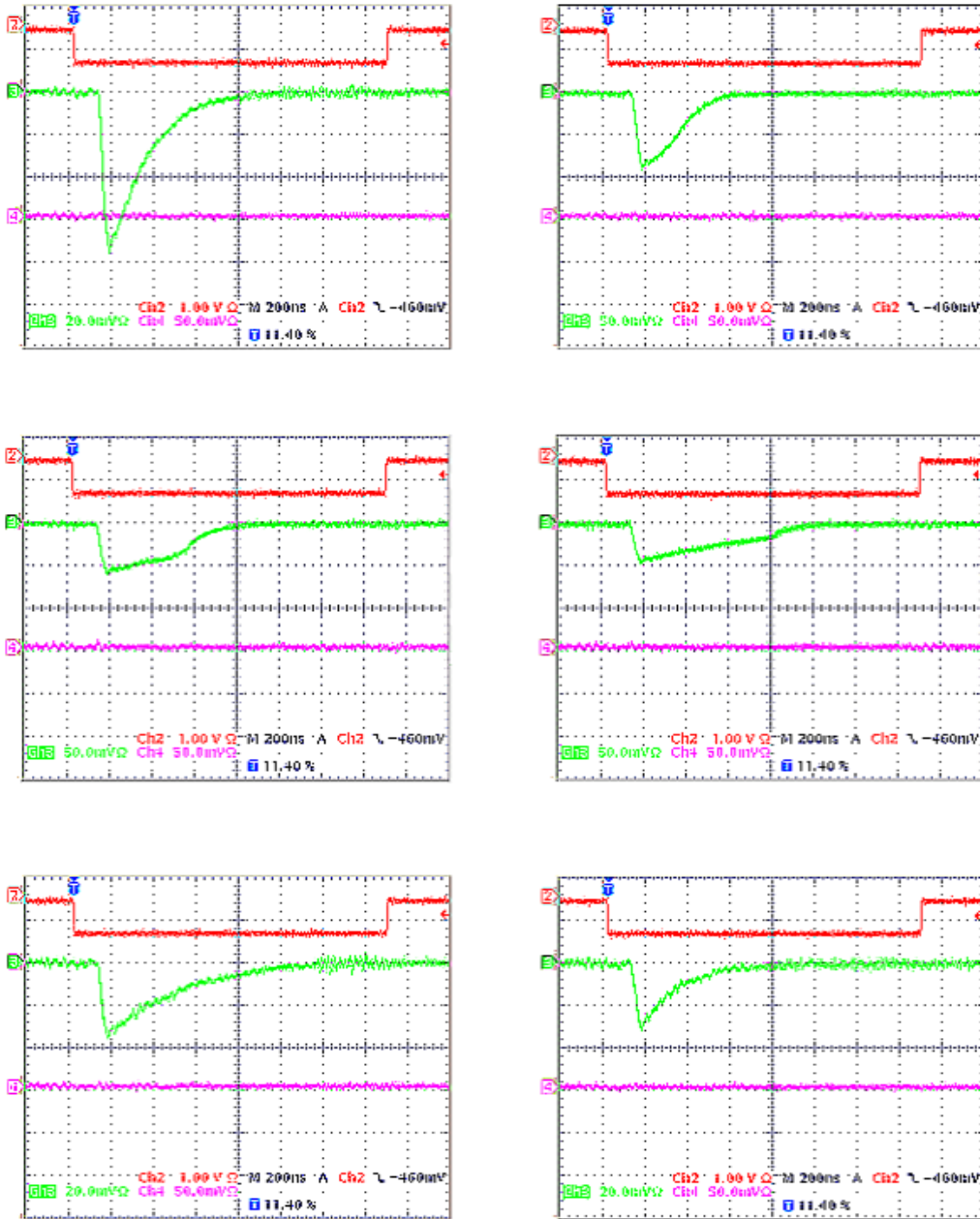


図 A.13: オシロスコープで測定した 10 mm ギャップ Ar ガスチェンバーの波形 (緑色線)。HV を変えて測定した。左上から順に、100 (グラフのスケール: 20 mV), 200 (50 mV), 400 (50 mV), 600 (50 mV), 800 (20 mV), 1000 (20 mV) V である。

である。図 A.14 (左) に IC1、同図 (右) に IC3 の測定結果を示す。ビーム強度の規格化は、プロファイルモニターで再構成したビームプロファイルの絶対値で行った。

ギャップ 3 mm のイオンチェンバーの応答は、20 V 付近で電荷収集効率最大点まで立ち上がり、以降プラトー領域に入る。しかし、200 V 付近からシグナルは徐々に減少していく。ギャップ 10 mm のチェンバーも同様の応答を示している。この振る舞いは、He ガスチェンバーの HV スキャン (図 A.7) でも見られたもので、混入酸素による電子吸着が原因である。

シグナルの減少は、He では HV 1.7 kV/cm、Ar では HV 0.5 kV/cm あたりから始まっている。このときの電子のエネルギーは図 4.26 および式 (4.26) から、それぞれ 4.3 eV、7.76 eV である。同様にして、シグナルが極小値をとる He の HV 2.7 kV/cm および Ar の HV 1.3 kV/cm はそれぞれ電子エネルギー 5.8 eV、12.0 eV に対応する。図 4.25 を見ると、これらのエネルギーは $O_2 + e \rightarrow O + O^-$ の電子吸着が起こるエネルギーに対応していることが分かる。吸着確率は電子エネルギー 5 eV あたりから上昇し始め、8 eV で最大となり、He 中の電子については、この間衝突断面積はほぼ一定であるから、電子吸着による損失も電子エネルギー 5 eV から増加し始め、8 eV で最大となる。これは測定結果とよく一致する。Ar 中の電子については、Ramsauer-Townsend 効果⁴[31] を考慮すると、これも測定結果とよく一致する。

混入酸素の量は、式 (4.27)、式 (4.28) から見積もることができる。He の HV スキャンの結果 (図 A.7) から、シグナルの減衰の割合は HV 0.8 kV/3 mm において、 $\frac{\Delta N}{N} = \frac{0.11-0.085}{0.11} = 0.227$ 。このとき、図 4.21 より電子のドリフト速度は $v \sim 2 \times 10^6$ cm/sec、図 4.25 より吸着確率は $h \sim 3.7 \times 10^{-4}$ 、また図 4.26 より $\eta \sim 150$ である。したがって、電子の平均ドリフト長を 0.15 cm とすると、酸素の分圧は $x = 13.4$ torr となる。すなわち、およそ 1.76 % の酸素が混入していたことになる。この値は、オシロスコープの波形から見積もった値と一致する。

図 4.24 の最初のピーク (0.2 eV) と 2 番目のピーク (2 eV) はそれぞれ、He ガスチェンバーの HV 53 V/cm、760 V/cm、Ar ガスチェンバーの HV ~ 0 V/cm、30 V/cm に対応する。He ガスチェンバーの測定では、HV をギャップ 3 mm のときは 200 V、ギャップ 10 mm のときは 600 V に設定していたので、電子吸着の影響を受けていたと思われる。この場合、酸素濃度が 10 % 変化すると、式 (4.28) より、吸着によるシグナル減衰の割合は約 1.7 % 変化する。よって、安定した測定のためには酸素濃度を一定にコントロールすることが必要である。

以降の測定において、イオンチェンバーの動作電圧は電荷収集効率の高い点に設定した。すなわち、3 mm ギャップは 100 V、10 mm ギャップは 300 V である。

IC1,2 の応答の違いは 3 % 程度であった。これはギャップ精度 ($100 \mu\text{m}/3 \text{ mm} = 3.3 \%$) に矛盾しないが、ヘリウムガスチェンバーの測定するとき ($\sim 1 \%$) よりも大きくなっている。また、応答の再現性は 1 % 以内のずれに収まっていた。

リニアリティの評価

約 30 分間のランでビーム強度を連続的に変化させ、入射ビーム強度に対するイオンチェンバーの応答を調べた。図 A.15 が 3 mm ギャップ (IC1)、図 A.16 が 10 mm ギャップチェンバー (IC3) の結果である。

CT はビーム強度の低い方では感度がないので、ここではプロファイルモニターの中心にあるシリコン PIN フォトダイオード (Si8) をレファレンスに用いた。各図 (左) は横軸に CT1 または Si8、縦軸に IC1 の収集電荷をプロットしたもので、黒点が測定点、赤色線が直線でフィットした結果で

⁴衝突断面積が、電子エネルギー 0.3 eV から 10 eV にかけて、He 中電子の衝突断面積の約 $\frac{1}{50}$ 倍から約 2 倍に上昇する。

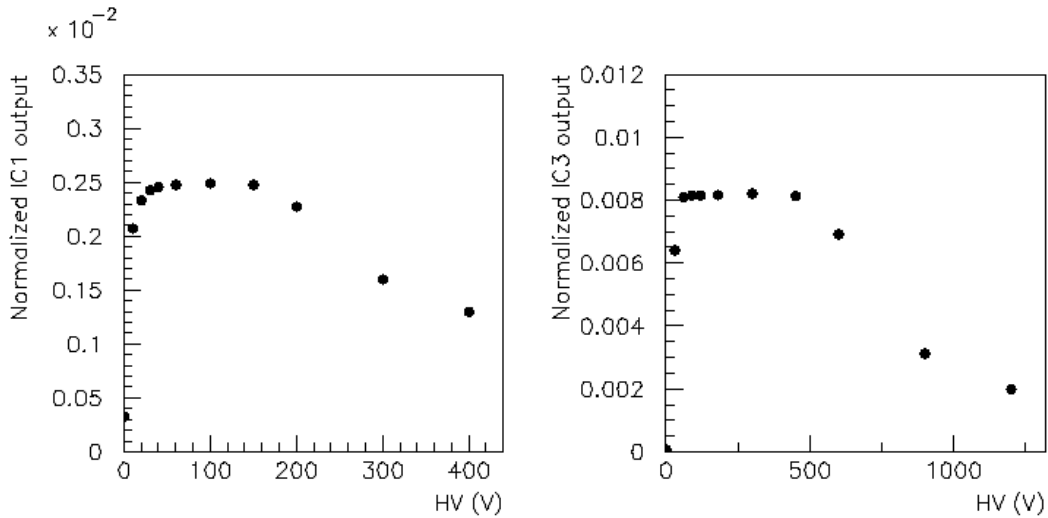


図 A.14: Ar ガスチェンバーの印加電圧依存性。(左)IC1、3 mm ギャップ。(右)IC3、10 mm ギャップ。

ある。なお、図 A.15 (左下) および図 A.16 (左) は、ビーム強度の低い方 10 点でフィットしてある。各図 (右) は測定点のフィット直線からのずれを示す。CT1 の収集電荷 0.0045 nC、Si8 の収集電荷 63 nC が 9×10^7 e/pulse (\mathcal{I}_{T2K}^{max} 10 %) に対応する。

3 mm ギャップチェンバーは、Si8 の収集電荷 4 ~ 48 nC (\mathcal{I}_{T2K}^{max} 0.63 ~ 7.6 %) および CT1 の収集電荷 0.003 ~ 0.008 nC (\mathcal{I}_{T2K}^{max} 6.7 ~ 17.8 %) において ± 2 % のリニアな応答を示している。一方 10 mm ギャップチェンバーのリニアリティーは 3 mm ギャップのものより悪く、電子の再結合の影響により応答が飽和してきている。

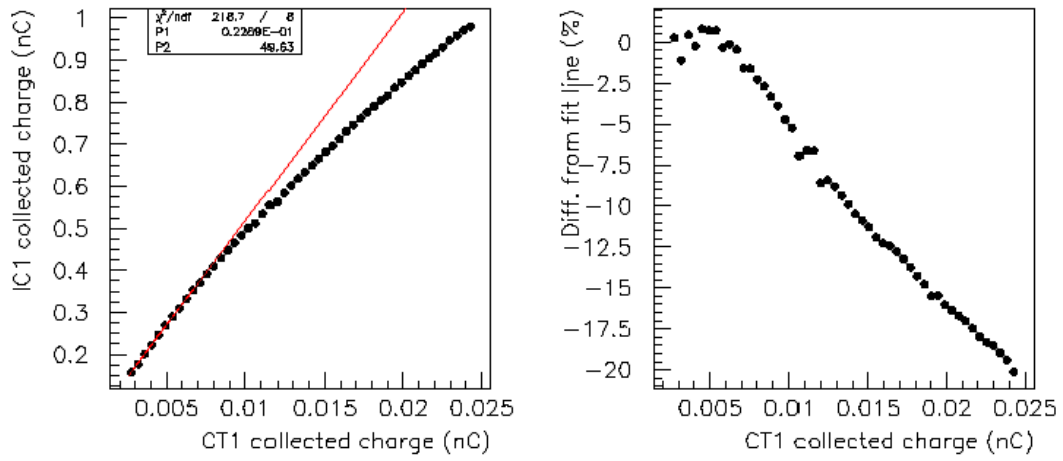
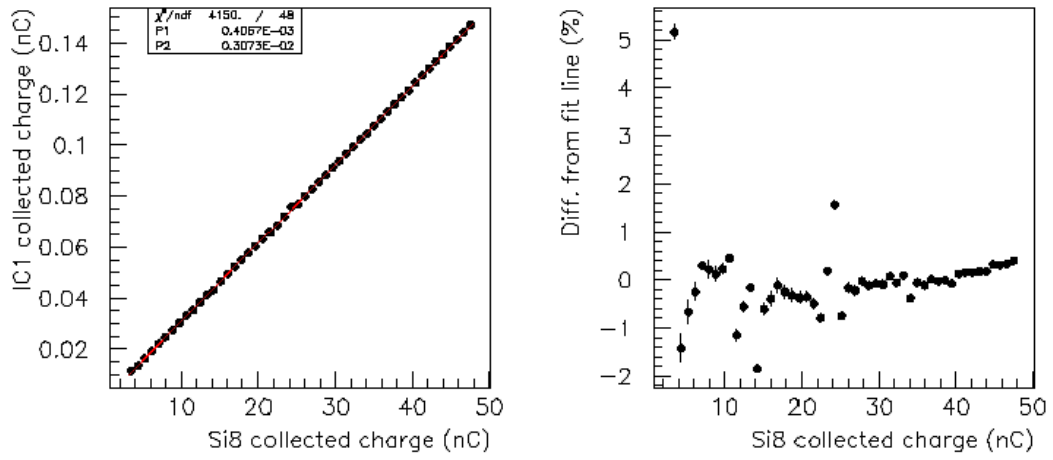
A.4.3 測定結果のまとめ

LINAC の電子ビームを用いて、He ガスについては \mathcal{I}_{T2K}^{max} 10 ~ 100 % 強度 (ミュオンモニターにおいて $1.3 \times 10^7 \sim 8$ particles/cm²/bunch)、Ar ガスについては \mathcal{I}_{T2K}^{max} 1 ~ 10 % 強度のビームに対するイオンチェンバーの応答を測定し、以下の結果を得た。

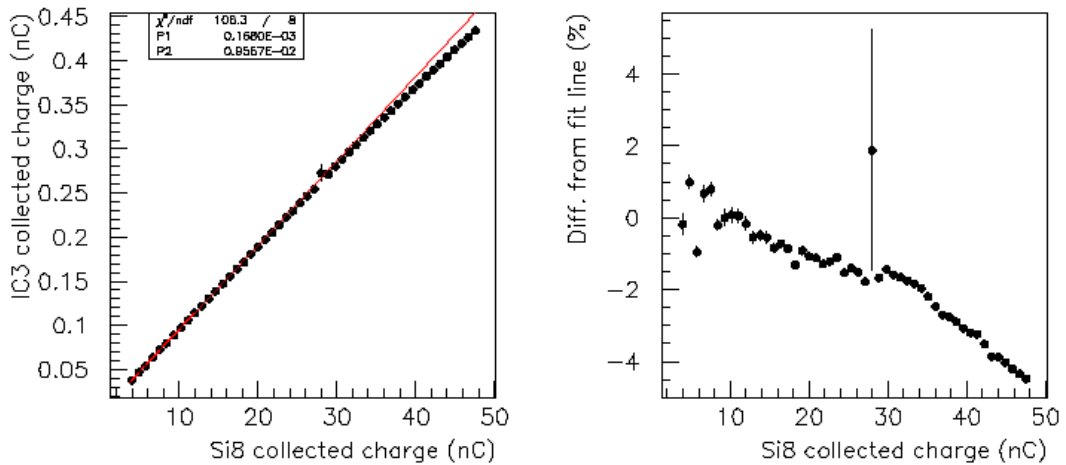
- He ガスチェンバー (3 mm ギャップ 2 ch、10 mm ギャップ 1cm)
 - 印加電圧依存性

HV の増加とともにシグナルも徐々に増加していく。3 mm ギャップチェンバーの HV 依存性は、200 V 以降 0.2 % 以下、10 mm ギャップチェンバーの HV 依存性は、600 V 以降 0.4 % 以下である。2 つの 3 mm ギャップチェンバーの応答の違いは 1 % 程度で、ギャップ精度 (3.3 %) 以内である。また、応答の再現性は 2 % 以内のずれに収まっている。
 - リニアリティー

3 mm ギャップチェンバーは強度 $9.9 \times 10^7 \sim 1.0 \times 10^9$ e/pulse (\mathcal{I}_{T2K}^{max} 11 ~ 111 %) のビームに対して ± 2 % のリニアリティーがある。10 mm ギャップチェンバーのリニアリティーは、再結合の影響により 3 mm ギャップのものより悪く、同強度のビームに対して +2, -9 % である。



☒ A.15: 3 mm ギャップ Ar ガスチェンバーのリニアリティ。



☒ A.16: 10 mm ギャップ Ar ガスチェンバーのリニアリティ。

- Ar ガスチェンバー (3 mm ギャップ 2 ch、10 mm ギャップ 1 ch)

- 印加電圧依存性

3 mm ギャップ、10 mm ギャップチェンバーとも HV 66 V/cm 付近で電荷収集効率最大点まで立ち上がる。しかし、混入酸素の電子吸着により、660 V/cm あたりからシグナルは徐々に減少していく。

- リニアリティー

3 mm ギャップチェンバーは強度 $5.7 \times 10^6 \sim 1.6 \times 10^8$ e/pulse (\mathcal{I}_{T2K}^{max} 0.63 ~ 17.8 %) のビームに対して ± 2 % のリニアリティーがある。10 mm ギャップチェンバーのリニアリティーは、再結合の影響により 3 mm ギャップのものより悪く、強度 $5.7 \times 10^6 \sim 6.8 \times 10^7$ e/pulse (\mathcal{I}_{T2K}^{max} 0.63 ~ 7.6 %) のビームに対して +1, -4.5 % である。

空気が混入していたことにより、窒素によるドリフト速度の増加とシグナルの減衰が測定された。パルスの立ち上がり時間より求めたドリフト速度から見積もった酸素濃度は 1.3 ~ 2.6 %、HV スキャンでのシグナル減少量から見積もった酸素濃度は 1.76 % であった。

A.5 変流器 (CT)

ビームテスト 2, 3 では、ビーム強度をモニターするために CT (CT1, 2) を用いた。ここでは、その CT の動作原理と設計方法、キャリブレーションについて述べる。

A.5.1 CT の動作原理

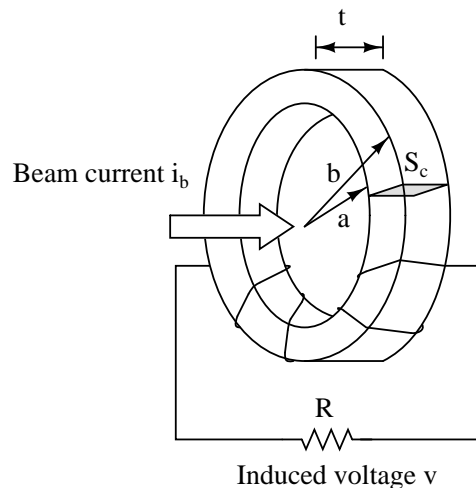


図 A.17: CT の動作原理。

CT は、磁性体からなるトロイダルコアの中心に荷電粒子ビームを通し、それを 1 次コイルとみなしたトランスである。コアに巻いた 2 次コイルに誘導される電圧はビーム電流に比例するので、ビーム強度を測定することができる。

ビーム電流を i_b 、コイルの巻き数を N 、誘導電流を i_L とすると、Ampère-Maxwell の法則から、

$$\oint H dl = i_b + Ni_L \quad (\text{A.1})$$

ただし、ここでは変位電流 $-\varepsilon \frac{\partial}{\partial t} \int_S \mathbf{E} \cdot d\mathbf{S}$ は無視した。これより、コア内の平均磁束密度は、

$$B = \frac{\mu}{l_c} (i_b + Ni_L) \quad (\text{A.2})$$

となる。ここで、 μ はコアの透磁率、 $l_c = 2\pi r_c$ はコアの平均磁路長、 r_c はコアの平均半径である。よって、コアの断面積を S_c とすると、コイルに誘導される電圧は、

$$v = N \frac{d\phi}{dt} = \mu N \frac{S_c}{l_c} \frac{d}{dt} (i_b + Ni_L) \quad (\text{A.3})$$

と書ける。ここで、コイルの負荷抵抗を R とすると、 $i_L = -\frac{v}{R}$ より、

$$\frac{dv}{dt} + \frac{R}{L} v = \frac{R}{N} \frac{di_b}{dt} \quad (\text{A.4})$$

となる。 L はコイルの自己インダクタンスで、

$$L = \mu \frac{N^2 S_c}{l_c} \quad (\text{A.5})$$

である。式 (A.4) を解くと、誘導電圧 v は次式のように求まる。

$$\begin{aligned} v(t) &= e^{-\frac{t}{\tau_d}} \left\{ v(0) + \frac{R}{N} \int_0^t \frac{di_b(t')}{dt'} e^{\frac{t'}{\tau_d}} dt' \right\} \\ &= \left\{ v(0) - \frac{R}{N} i_b(0) \right\} e^{-\frac{t}{\tau_d}} + \frac{R}{N} \left\{ i_b(t) - \frac{1}{\tau_d} \int_0^t i_b(t') e^{-\frac{t-t'}{\tau_d}} dt' \right\} \end{aligned} \quad (\text{A.6})$$

ここで、

$$\tau_d = \frac{1}{\omega_L} = \frac{L}{R} \quad (\text{A.7})$$

はドループの時定数で、 ω_L は低域遮断周波数である。

今、 $i_b(t) = I_b(\omega) e^{i\omega t}$ 、 $v(t) = V(\omega) e^{i\omega t}$ とし、負荷抵抗 R を抵抗 R と容量 C の並列複素インピーダンス $Z = \frac{R}{1+i\omega CR}$ で置き換えて式 (A.4) を解くと、誘導電圧 $V(\omega)$ は次式のように求まる。

$$V(\omega) = \frac{i}{\frac{\omega_L}{\omega} - \frac{\omega}{\omega_H} + i} \frac{RI_b}{N} \quad (\text{A.8})$$

ここで、

$$\tau_r = \frac{1}{\omega_H} = RC \quad (\text{A.9})$$

は立ち上がり時定数で、 ω_H は高域遮断周波数である。また、共振周波数および Q 値は、

$$\omega_0 = \sqrt{\omega_L \omega_H} = \frac{1}{\sqrt{LC}} \quad (\text{A.10})$$

$$Q = \frac{\omega_L}{\omega_0} = \frac{\omega_0}{\omega_H} = R \sqrt{\frac{C}{L}} \quad (\text{A.11})$$

で、 $Q \ll 1$ のとき、周波数特性は図 A.18 のようなバンドパス特性となり、パルス応答は図 A.19 のようになる。パルス波形の再現性は、図 A.18 の平坦応答領域が広いほど、すなわち Q 値が小さいほど良くなる。

トロイダルコイルのインダクタンス

トロイダルコイルの場合、磁気回路の磁路は閉じており、コアに巻いた導線による起磁力 $F_m = NI$ はコアだけの磁路全長 l にわたって均一にかかる。よって、この回路の磁気抵抗は $R_m = \frac{l}{\mu S}$ で求め、磁束は、

$$\phi = \frac{F_m}{R_m} = \oint_l \int_S \frac{\mu NI dS}{dl} = \mu \int_0^t \int_a^b \frac{NI}{2\pi r} dr dt = \mu \frac{NI}{2\pi} t \ln \frac{b}{a} \quad (\text{A.12})$$

となる [34]。ここで、 t, a, b (m) はコアの厚さ、内半径、外半径である。 $N\phi = LI$ より、このトロイダルコイルのインダクタンス (H) は、

$$L = \frac{N\phi}{I} = \mu \frac{N^2}{2\pi} t \ln \frac{b}{a} = AL \times N^2 \quad (\text{A.13})$$

から求められる。ここで、 AL (H/N²) は、

$$AL \equiv \frac{\mu}{2\pi} t \ln \frac{b}{a} \quad (\text{A.14})$$

で定義され、コアの寸法と材質から決まる固有の値で、AL 値と呼ぶ。

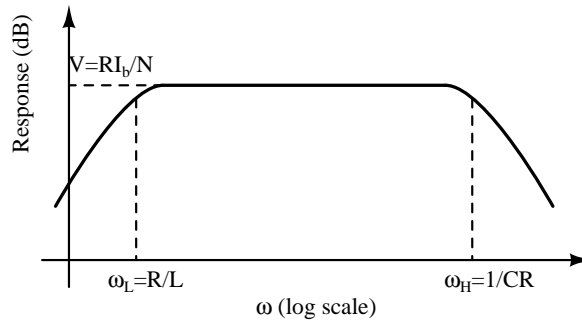


図 A.18: CT の周波数特性。

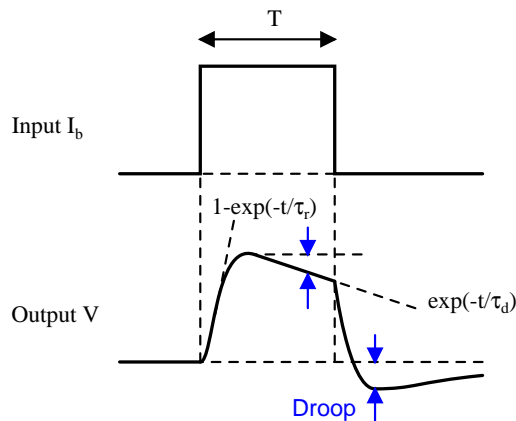


図 A.19: CT のパルス応答。

A.5.2 CT の設計

CT を理想トランス、すなわち式 (A.8) で $V = \frac{RI_b}{N}$ としたとき、CT の感度 K は次式で表される。

$$K \equiv \frac{V}{I_b} = \frac{R}{N} \quad (\text{A.15})$$

CT を設計する上で、この感度 K はできるだけ大きくなるようにしたいが、パルスビームを測定する CT においては図 A.19 のように必ずドループを生じてビーム強度測定に影響を与えるので、 Q 値を小さく抑えられるように CT のパラメータ N, t, a, b, μ を調節しなくてはならない。(ビームテストでは、CT の出力は 50Ω 終端の ADC で読み出すので、 $R = 50 \Omega$ である。) つまり、式 (A.11)、式 (A.15) より、 Q 値を小さく保ちつつ感度を上げる方法は以下のようになる。

1. 透磁率 μ の大きなコア材を選ぶ。
2. コアの内径 a は必要最小限にする。
3. コアの外径 b 、厚さ t を大きくする。
4. 巻き数 N をできるだけ減らす。

今回、高透磁率のコア材として、ファインメット^{®5} FT-3KL を採用した。この物理特性を表 A.1 にまとめた。

ビームテストでは径 $\sigma \sim 1 \text{ cm}$ のビームを用いる。したがって、コアの内径は少なくとも 3 cm あればほぼすべてのビームを CT に通すことができる。よって、内径 51 mm (F7555G) と 76 mm (F10080G) のコアを採用した。コアの仕様を表 A.2 にまとめた。

次に、コイルの巻き数 N について考える。式 (A.15) より、理想的には、入射ビーム電荷を N で割った値が CT の出力電荷となる。ここでは、イオンチェンバーの測定において、 $\mathcal{J}_{\text{T2K}}^{\text{max}}$ 10% に対応する $9 \times 10^7 \text{ e/pulse}$ 以上の強度の電子ビームを測定できるように N を設定する。 $9 \times 10^7 \text{ e/pulse}$ のビームに対する CT の出力電荷は、 $14.4/N^2 \text{ pC}$ である。ビームテストでは CT の出力は 12 bit ADC で読み出すので、これを ADC カウントに換算すると $57.6/N^2 \text{ counts}$ となる。よって、シグナルとして 10 counts 以上を要求した場合、 $N < 6$ にしなくてはならない。しかし、 N を減らしていくと、ドループや漏れ磁束によって損失が大きくなるので、もっともシグナルが大きくなる N は測定によって確かめる必要がある。

ここで、ドループの影響について考える。ビームテストで用いるビームのパルス幅は約 40 nsec であるから、ドループによるパルス波形の歪み幅は、F7555G ($AL = 15.2 \mu\text{H}/N^2$) については、

$$1 - \exp\left(-\frac{T}{\tau_d}\right) = 1 - \exp\left\{-\frac{40 \text{ (nsec)}}{15.2 (\mu\text{H}) N^2 / 50 (\Omega)}\right\} = 1 - \exp\left(-\frac{0.132}{N^2}\right) \quad (\text{A.16})$$

となる。 $N = 1$ のときは 12.4% であるから、漏れ磁束による損失がないとするなら、 $N = 1$ としたときにもっとも大きなシグナルを得ることができると考えられる。

⁵日立金属製 ナノ結晶 Fe 基軟磁性材料

表 A.1: ファインメット® FT-3KL の物理特性 (カタログより抜粋)。

初比透磁率 ⁶		17,000
インピーダンス比透磁率 ⁶		18,500
飽和磁束密度 ⁷	(T)	1.23
残留磁束密度 ⁷	(T)	0.06
保磁力 ⁷	(A/m)	0.6
キュリー温度	(°C)	570
飽和磁歪定数	($\times 10^6$)	$\simeq 0.0$
抵抗率	($\mu\Omega\text{m}$)	1.2
密度	(kg/m^3)	7.3×10^3

表 A.2: トロイダルコアの仕様 (カタログより抜粋)。

	F7555G	F10080G
コア内径 (mm)	51.0 ± 0.7	76.0 ± 0.7
コア外径 (mm)	79.0 ± 0.7	104.0 ± 0.7
コア厚さ (mm)	25.0 ± 0.7	25.0 ± 0.7
有効断面積 (mm^2)	146.3	138.8
平均磁路長 (mm)	205.0	285.1
AL 値 ⁸ ($\mu\text{H}/N^2$)	$15.2 \pm 30 \%$	$10.4 \pm 30 \%$

A.5.3 キャリブレーション

もっとも大きなシグナルが得られるコイルの巻き数 N を調べるために、 $N = 1 \sim 6$ のコイルについて測定を行った。図 A.20 にそのセットアップの概観を示す。図のように一部分グラウンド線をはがした同軸ケーブルに $10 \sim 1000$ mV のパルスを流し、CT の出力を ADC で測定した。なお、入力電圧 18 mV がビームテストにおける電子ビーム強度 9×10^7 e/pulse (0.36 mA) に対応する。

図 A.21 に、入力電圧 1000 mV における $N = 6$ の CT に対する CT 出力電荷の比を示す。シグナルは N に反比例せず、 N を減らすにつれ漏れ磁束による損失が大きくなっていくようすが分かる。 $N = 1$ の CT のシグナルは損失がない場合に予想される値のおよそ $\frac{1}{3}$ に減衰している。しかし、 $N = 1$ のシグナルがもっとも大きいので、ビームテストでは $N = 1$ を採用する。

図 A.22 に CT のリニアリティを示す。入力電圧 $50 \sim 1000$ mV ($2.5 \times 10^8 \sim 5.0 \times 10^9$ e/pulse) におけるフィット直線からのずれは、F7555G は $\pm 0.7 \%$ 、F10080G は $+0.6, -1.0 \%$ で、ともにリニアな応答を示すことが分かった。なお、入力電圧 10 mV のときはシグナルが小さく測定誤差が大きいため、フィット直線からは大きくずれている。

⁶20 °C, 100 kHz のときの値。

⁷20 °C, 最大磁化力 800 A/m のときの直流磁気特性。

⁸100 kHz のときの値。

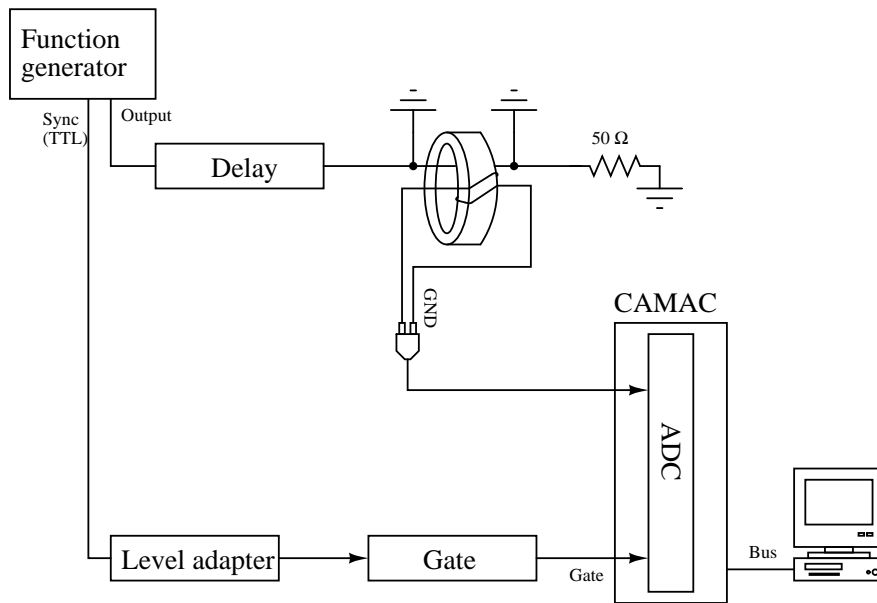


図 A.20: CT キャリブレーションのセットアップ図。

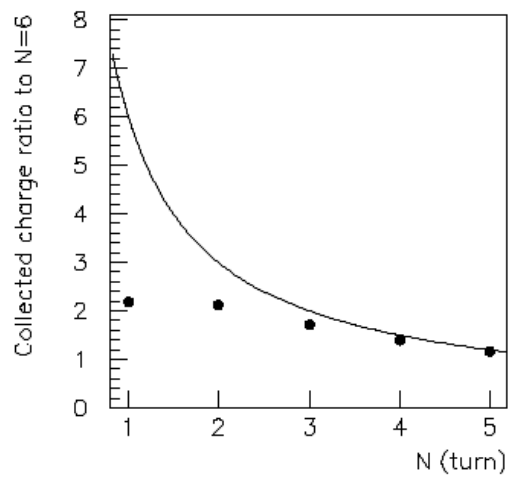


図 A.21: $N = 6$ の CT に対する CT 出力電荷の比。横軸はコイルの巻き数 N 。黒丸が測定点で、曲線は損失がないとしたときに予想される値を示す。入力電圧は 1000 mV である。

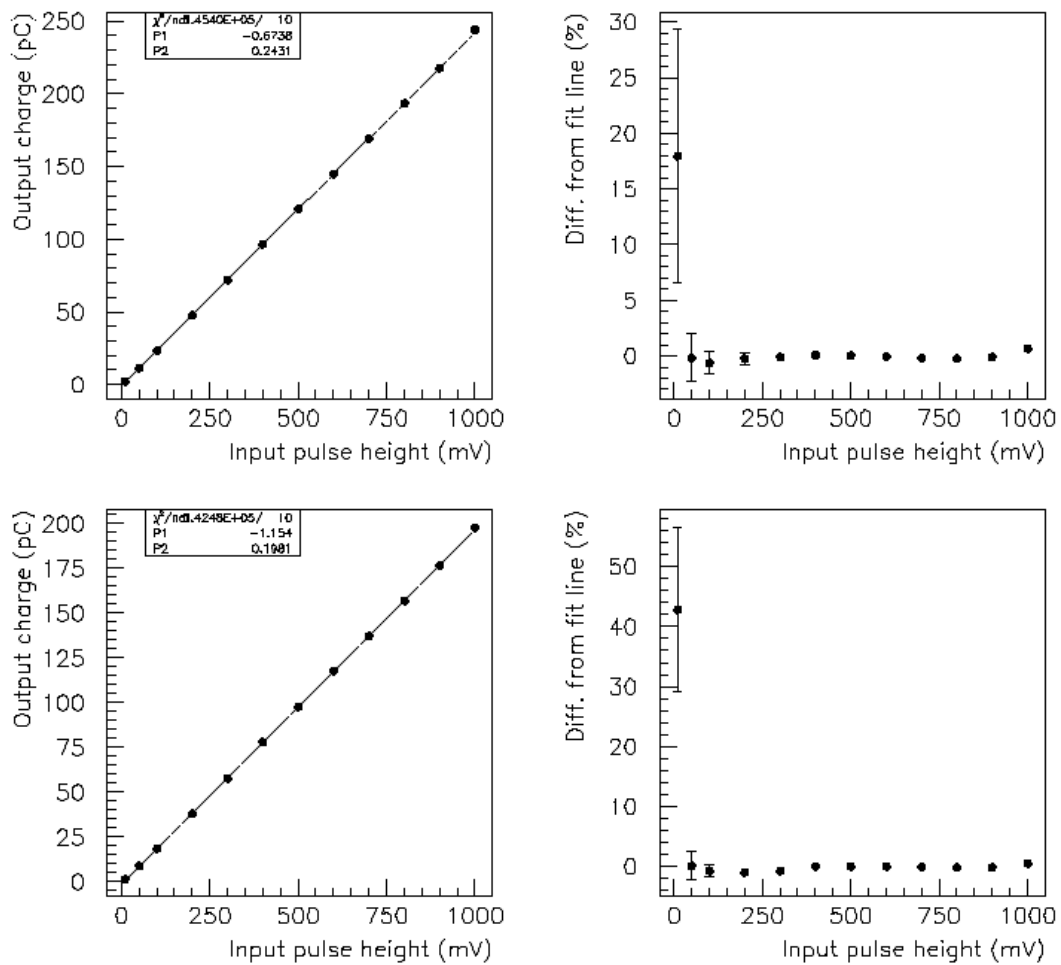


図 A.22: CT のリニアリティ。 (上) F7555G 1 巻き。 (下) F10080G 1 巻き。 (右) 入力電圧に対する CT の出力電荷。 直線は測定点をフィットしたもの。 (左) 測定点のフィット直線からのずれ。

参考文献

- [1] M. H. Ahn *et al.*, (The K2K Collaboration), "Measurement of Neutrino Oscillation by the K2K Experiment", Phys. Rev. D **74** 072003 (2006).
- [2] Z. Maki, N. Nakagawa, and S. Sakata, Prog. Theor. Phys. **28** 870 (1962).
V. Gribov and B. Pontecorvo, Phys. Lett. B **28** 493 (1969).
- [3] S. Fukuda *et al.*, (The Super-Kamiokande collaboration), "THE SUPER-KAMIOKAMDE DETECTOR", Nucl. Instrum. Meth. A **501** 418 (2003).
- [4] J. Hosaka *et al.*, (The Super-Kamiokande collaboration), "Solar neutrino measurements in Super.Kamiokande.I", Phys. Rev. D **73** 112001 (2006).
- [5] D. Beavis *et al.*, (E889 collaboration proposal), "Long Baseline Neutrino Oscillation Experiment at the AGS", BNL-52459, (1995), chap. 3.
- [6] GEANT – Detector Description and Simulation Tool, Application Software Group, Computing and Networks Division, CERN, Geneva (1993).
- [7] D. Meier *et al.* (RD42 Collaboration), "Proton Irradiation Study of CVD Diamond Detectors for High Luminosity Experiments at the LHC", CERN-EP/98-79 (1998).
- [8] Angela Vasilescu, "The NIEL scaling hypothesis applied to neutron spectra of irradiation facilities and in the ATLAS and CMS SCT", ROSE/TN/97-2 (1997).
- [9] ASTM E722-85: Standard practice for characterizing neutron fluence spectra in terms of an equivalent monoenergetic neutron fluence for radiation hardness testing of electronics. ASTM E772-93 (revision 1993).
- [10] A. Van Ginneken, "Non Ionizing Energy Deposition in Silicon for Radiation Damage Studies", Fermi Nat. Accelerator Lab. report FN-522 (1989).
- [11] A. M. Ougouag *et al.*, "Differential displacement kerma cross sections for neutron interactions in Si and GaAs", IEEE Trans. Nucl. Sci. **37** 2219 (1990).
- [12] R. Wunstorf, Ph.D. thesis, University of Hamburg (1992),
DESY FH1K-92-01 (1992).
- [13] W. Adam *et al.*, (RD42 collaboration), "Status of the R&D activity on diamond particle detectors", Nucl. Instrum. Meth. A **511** 124 (2003).
- [14] Norton. St. Gobain Diamond Film, Goddard Road, Northboro, MA 01532, USA.

- [15] D. Meier, "CVD Diamond Sensors for Particle Detection and Tracking", Ph.D. thesis, University of Heidelberg (1999).
- [16] F. Hartjes, *et al.*, (RD42 collaboration), "CVD Diamond as a Detector Material", Fourth International Conference on Radiation Effects on Semiconductor Materials Detectors and Devices, Florence, 11 July 2002.
- [17] M. Bruzzi, *et al.*, "Defect analysis of a diamond particle detector by means of photoconductivity and thermal spectroscopy characterization", *Phys. Stat. Sol. (a)* **199** 138 (2003).
- [18] S. Mersi, *et al.*, "A study of charge collection processes on polycrystalline diamond detectors", *Nucl. Instrum. Meth. A* **530** 146 (2004).
- [19] 京都大学化学研究所先端ビームナノ科学センター, <http://wwwal.kuicr.kyoto-u.ac.jp/www/accelerator/elinac.html>
- [20] G. F. Knoll, *Radiation Detection and Measurement*, John Wiley & Sons, Inc., New York, Third Ed. (2000).
- [21] S. Eidelman *et al.* (Particle Data Group), "Review of Particle Physics", *Phys. Lett. B* **592** 1 (2004).
- [22] B. Sitar *et al.*, *Ionization Measurements in High Energy Physics*, Springer, Berlin, Rev. and Enl. English Ed. (1993).
- [23] ICRU Report 31, "Average Energy Required to Produce an Ion Pair", International Commission on Radiation Units and Measurements, Inc., Washington, D.C. (1979).
- [24] D. H. Wilkinson, *IONIZATION CHAMBERS AND COUNTERS*, Cambridge Univ. Press (1950).
- [25] R. Zwaska, "Accelerator Systems and Instrumentation for the NuMI Neutrino Beam", Ph.D. thesis, The University of Texas (2005).
- [26] J. L. Pack and A. V. Phelps, "Drift Velocities of Slow Electrons in Helium, Neon, Argon, Hydrogen, and Nitrogen", *Phys. Rev.* **121** 798 (1961).
- [27] W. H. Long *et al.*, "Electron drift velocities in molecular-gas-rare-gas mixtures", *Phys. Rev. A* **13** 471 (1976).
- [28] N. E. Bradbury, "Electron Attachment and Negative Ion Formation in Oxygen and Oxygen Mixtures", *Phys. Rev.* **44** 883 (1933).
- [29] R. H. Healy and J. W. Reed, *The Behaviour of Slow Electrons in Gases*, Amalgamated Wireless, Ltd., Sidney, Australia (1941).
- [30] Physics Laboratory, Physical Reference Data, National Institute of Standards and Technology.
- [31] H. S. W. Massey and E. H. S. Burhop, *Electronic and Ionic Impact Phenomena*, Clarendon Press, Oxford, England (1951).

- [32] P. Beynell, P. Maier and Schonbacher, "Compilation of Radiation Damage Test Data, Part III: Materials used around high-energy accelerators", CERN 82-10, European Organization for Nuclear Research, Geneva (1982).
- [33] T. Higuchi *et al.*, "Development of a PCI Based Data Acquisition Platform for High Intensity Accelerator Experiments", Proceedings of 2003 Conference for Computing in High-Energy and Nuclear Physics (CHEP 03), La Jolla, California (2003) pp TUGT004.
- [34] 山村 英穂 著 『トロイダル・コア活用百科』 CQ 出版 (2003).