

平成20年度 卒業論文

宇宙線による重イオン用
ドリフトチェンバーの性能評価

東京工業大学 理学部 物理学科 基礎物理学専攻
学籍番号 05-16301

出口 茂樹

2009年2月27日

概要

我々は、中性子数 16 という新魔法数の存在が示唆されている ^{24}O について、その第一 2^+ 準位の特定を目指した実験を計画している。この核の第一 2^+ 状態はシェルギャップの指標となる重要な準位であるが、いまだ特定されていない。本実験では陽子非弾性散乱を用い、その角度分布の精密測定によってスピンの特定を行う。しかしながら、 ^{24}O が入射核で、より軽い陽子が標的核となる逆運動学では、運動学的収束のため特に高い角度分解能 (1mrad 程度) が要求される。

本卒業研究では上記の目的のため高い角度分解能をもつ飛跡検出器として 2 台のドリフトチェンバー (通称 NDC) を開発し、その性能評価を行う。線源と宇宙線による測定をそれぞれ行い、印加電圧に対する検出効率曲線および位置分解能の印加電圧依存性を求める。これらの結果から、 ^{24}O 探索実験における最適動作電圧を決定し、その角度分解能を評価する。

目次

第 1 章 序	1
第 2 章 ドリフトチェンバーの原理	6
第 3 章 ドリフトチェンバー NDC の仕様	8
3.1 NDC の特徴	8
3.2 NDC の構造	8
第 4 章 ドリフトチェンバーのテスト実験	12
4.1 NDC の efficiency 測定	12
4.1.1 実験のセットアップと測定方法	12
4.1.2 実験結果	13
4.1.3 考察	16
4.2 NDC の位置分解能測定	17
4.2.1 実験のセットアップと測定方法	17
4.2.2 実験結果とその解析方法	18
4.2.3 考察	25
4.3 ^{24}O 探索実験への評価	30
4.3.1 設定電圧の評価	30
4.3.2 角度分解能の評価	33
第 5 章 まとめと展望	35
付 録 A APPENDIX	36
A.1 微分散乱断面積の散乱角度分布の近似計算	36
A.2 宇宙線とは	37
A.3 STC で用いた fit 関数	39
A.4 STC 補正で用いた fit 関数	40

目 次

1.1	Z \leq 11 に関する縦軸に陽子数、横軸に中性子数を取った核図表	1
1.2	O 同位体の第一励起エネルギーを系統的に示した図	2
1.3	実験系と重心系の散乱角度の関係を幾何学的に表した図	2
1.4	^{24}O の陽子非弾性散乱実験のセットアップ	3
1.5	励起準位の軌道角運動量 l ごとの微分散乱断面積の散乱角度分布	4
2.1	ドリフトチェンバーの構造	6
2.2	ドリフトチェンバー (NDC) の電位および電場分布	7
3.1	NDC の概観	8
3.2	2 台の NDC と固定装置の配置図	9
3.3	NDC のワイヤ構成	9
4.1	線測定の設定アップ	12
4.2	線測定での回路	13
4.3	$V_{thre}=1.0\text{V}$ での各面における efficiency curve	14
4.4	各面に対する efficiency curve の threshold 依存性	15
4.5	$V_{thre}=-1.00\text{ V}$ における各面の検出効率の比較	16
4.6	$V_{thre}=-2.43\text{ V}$ における各面の M1 の検出効率の比較	17
4.7	宇宙線測定の設定アップ	18
4.8	各 X 面の TDC スペクトル	19
4.9	到達時間スペクトルとその積分	20
4.10	残差 dl の l' 依存性	20
4.11	残差の位置依存性とその補正	21
4.12	残差 2 乗和の分布	22
4.13	線測定での位置分解能の印加電圧依存性 ($V_p = V_c$ の場合)	25
4.14	宇宙線測定での位置分解能の印加電圧依存性 ($V_p = V_c$ の場合)	26
4.15	線測定での位置分解能の V_p 依存性 ($ V_p \leq V_c $ の場合)	26
4.16	宇宙線測定での位置分解能の印加電圧依存性 ($ V_p \leq V_c $ の場合)	27
4.17	TDC スペクトルに見られるコブ	27
4.18	線測定の中で位置分解能の良かった印加電圧の TDC スペクトル	28
4.19	6 種類の荷電粒子に対する空気中の比エネルギー損失の変化	31
4.20	He(50 %)-C ₂ H ₆ (50 %) 混合ガス中での陽子および ^{24}O のエネルギー損失	31
4.21	pulse height の印加電圧依存性	32
4.22	^{24}O 探索実験での NDC のセットアップ	33
A.1	励起準位の軌道角運動量 l ごとの微分散乱断面積の散乱角度分布	36

A.2	一次宇宙線強度と一次宇宙線の空気シャワーの概念図	37
A.3	大気中における宇宙線諸成分の垂直方向強度	38
A.4	STC の fit 関数の例	39

表 目 次

3.1	センス面のワイヤ構成	10
3.2	カソード面の構成とその配置	10
3.3	ワイヤ・膜の項目表	11
4.1	線による位置分解能測定の結果 ($V_p = V_c$ の場合)	23
4.2	宇宙線による位置分解能測定の結果 ($V_p = V_c$ の場合)	24
4.3	線による位置分解能測定の結果 ($ V_p V_c $ の場合)	24
4.4	宇宙線による位置分解能測定の結果 ($ V_p V_c $ の場合)	24
4.5	最適動作電圧の評価指標	29

第1章 序

1911年にRutherfordが原子核を発見して以来、約100年に渡り、安定核およびその近傍核に対して実験・理論面々について詳細な研究が行われ殻構造や集団運動など様々な物理的性質が解明されてきた。安定核から離れた不安定核の研究は実験の困難さのため立ち遅れていたが、近年、重イオン加速器の発展や不安定核ビーム生成技術の登場により、不安定核に対する研究が可能となり、核物理の新たな時代に入りつつある。

図1.1に $Z \leq 11$ に関する核図表を示す。図中の灰色の部分は安定線と呼ばれ、崩壊に対して安定な原子核が連なる。また、青および赤色の部分はそれぞれ中性子過剰領域、陽子過剰領域であり、各領域の端に位置する核子の束縛限界の境界をそれぞれ中性子ドリップライン、陽子ドリップラインと呼ぶ。このようなドリップライン近傍の不安定核では、安定核にはないさまざまな特異な現象がみられる。そのひとつに従来の魔法数の消失と新魔法数の出現がある。例えば、中性子過剰領域では、中性子数 $N=20$ の魔法数が消失することが明らかになった [1]。一方でまたC、N、Oの中性子過剰領域において、新たに中性子数16の魔法数が出現することが示唆されている [2]。もし $N=16$ の魔法数が確立すれば、 $^{24}\text{O}(Z=8, N=16)$ は二重魔法数を持つことになり、特に注目されている。

酸素同位体の第一励起準位の励起エネルギーを図1.2に示す。 ^{16}O は $Z=8, N=8$ の二重魔法数を持つため、励起エネルギーが特に大きい。もし ^{24}O が $Z=8, N=16$ という二重魔法数を持つ

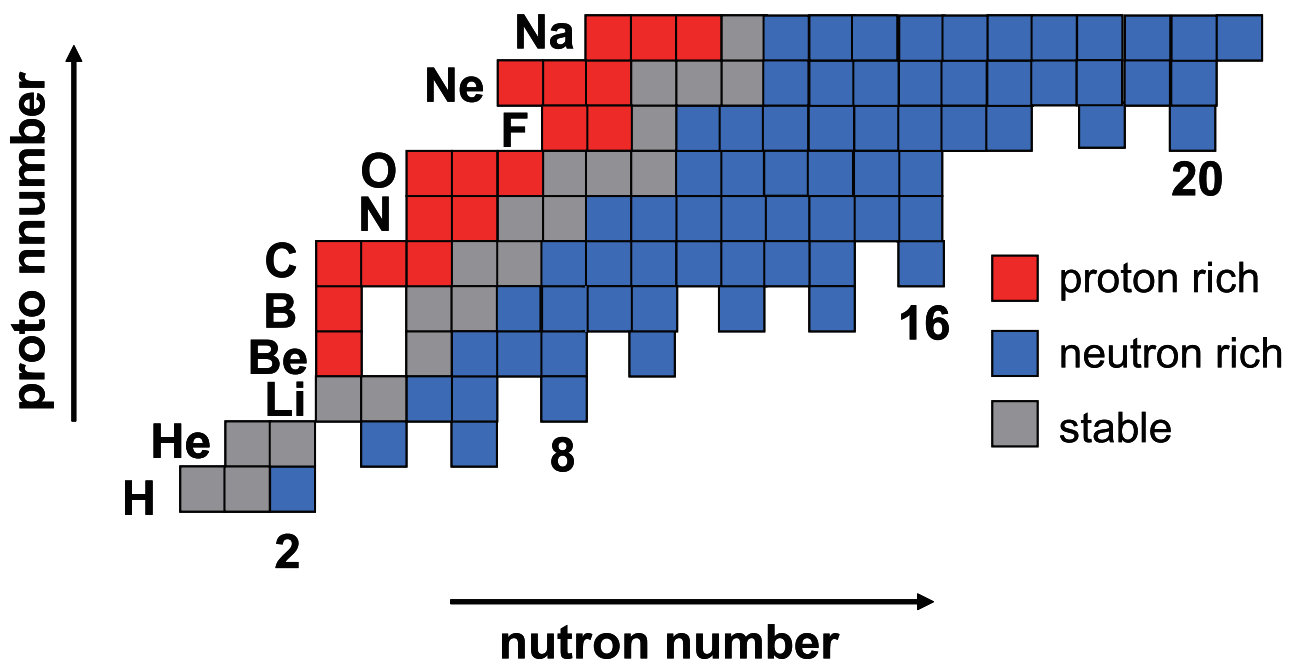


図 1.1: $Z \leq 11$ に関する縦軸に陽子数、横軸に中性子数を取った核図表

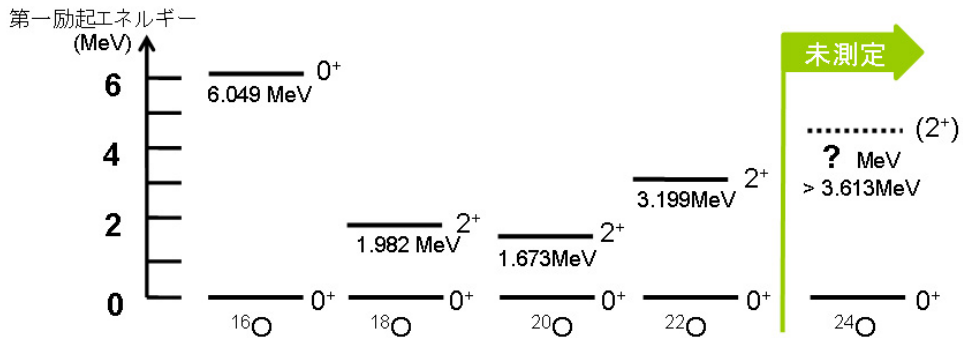


図 1.2: O 同位体の第一励起エネルギーを系統的に示した図。 ^{16}O は $Z=8, N=8$ の二重魔法数を持つため励起エネルギーが大きい。 ^{24}O の励起エネルギーについては未測定であるが、 $Z=8, N=16$ の二重魔法数であると示唆されているので励起エネルギーが大きいと考えられる。過去の測定結果から、この励起エネルギーは中性子分離エネルギーの 3.613MeV よりも大きいことが分かっている [3]。

つならば、同様に第一 2^+ 準位の励起エネルギーが大きくなると考えられる。すなわち、 ^{24}O の第一 2^+ 準位を特定し、その励起エネルギーを決定することが重要となる。

そこで我々は、 ^{24}O の第一 2^+ 準位を調べるため、来年度に ^{24}O を陽子非弾性散乱実験を計画している。セットアップは図 1.4 に示す通りである。 ^{24}O を陽子と非弾性散乱させ励起を起こさせる。 ^{24}O の励起準位は非束縛であるため瞬時に $^{23}\text{O}+n$ に崩壊する。放出された ^{23}O は双極子磁石によって曲げられホドスコープで検出され、中性子は直進しその先の中性子検出器で検出される。この非弾性散乱により、微分散乱断面積 $d\sigma/d\Omega$ を測定し、その散乱角度分布からスピンの同定を行い、さらに散乱粒子の運動量ベクトルの測定から励起エネルギーを決定する。

この実験は、陽子標的をプローブ核として入射核 ^{24}O を励起するという逆運動学の手法に従うが、このように、標的核に比べて入射核の質量が極端に大きい散乱実験の場合、運動学

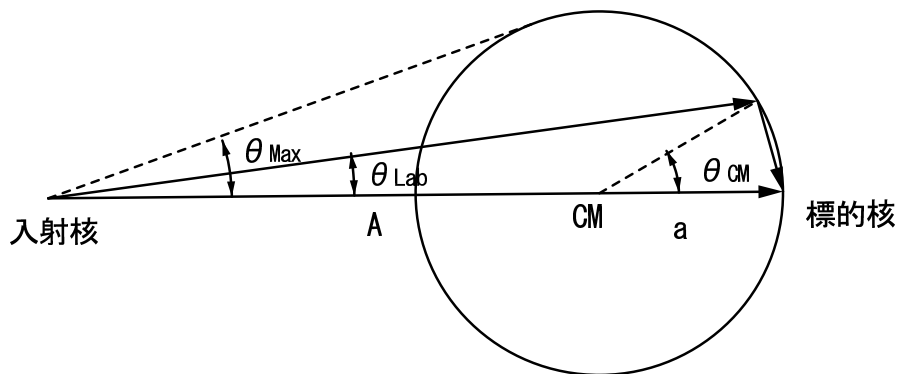


図 1.3: 実験系と重心系の散乱角度の関係を幾何学的に表した図 (ただし、古典的弾性散乱の場合)

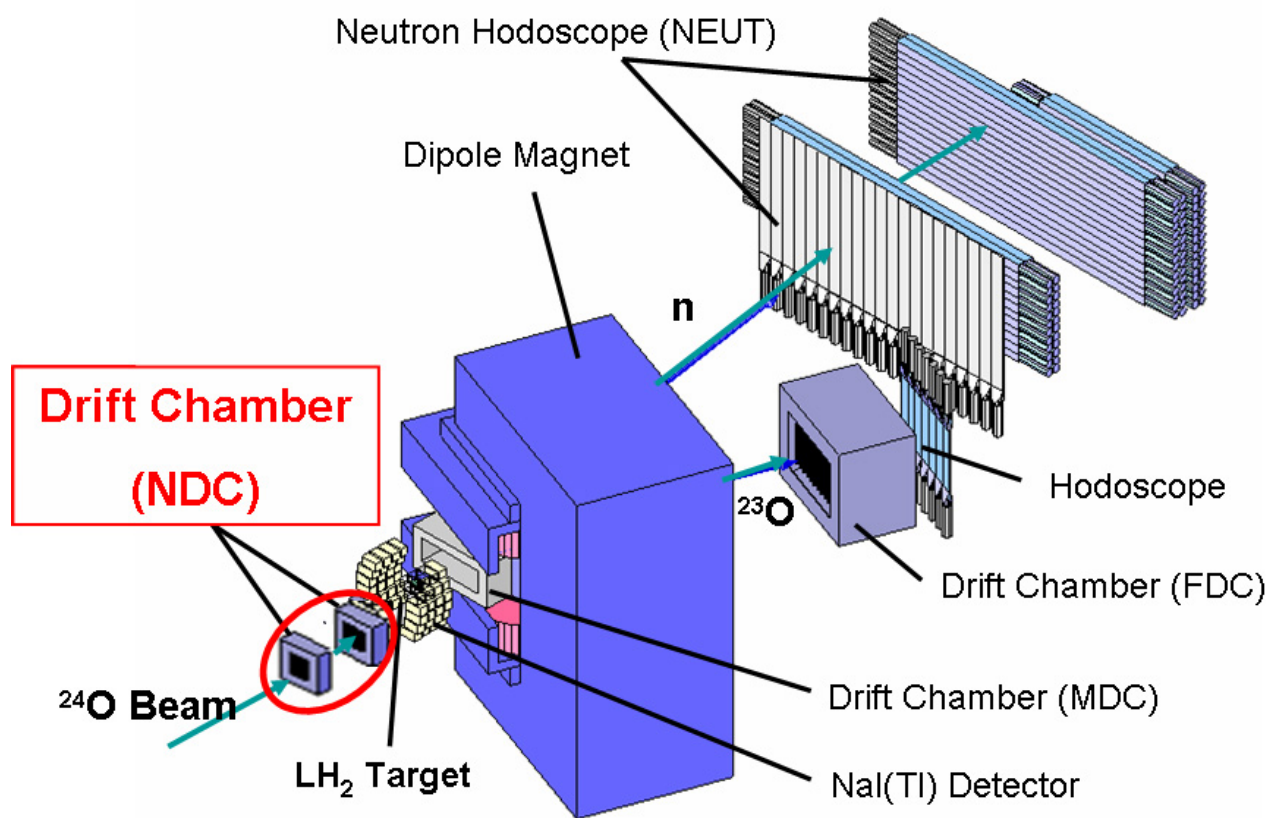


図 1.4: ^{24}O の陽子非弾性散乱実験のセットアップ。本論文で取り上げるのは、入射核の運動量ベクトルを決定する多線式ドリフトチェンバー NDC である。

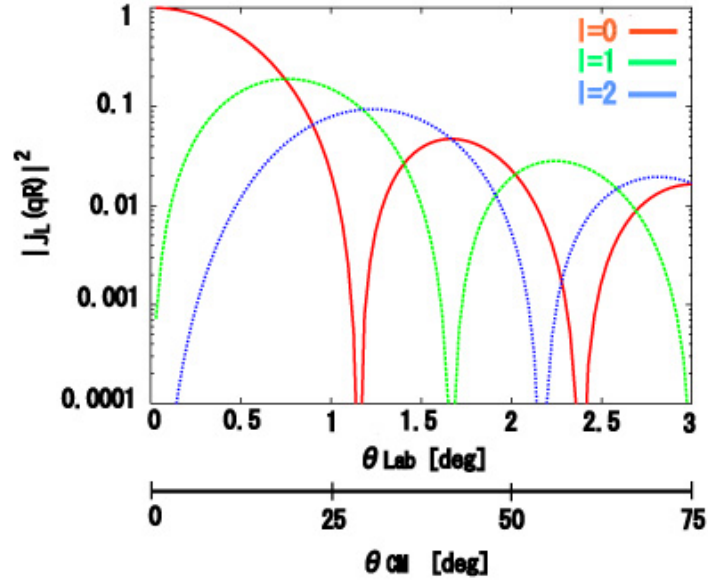


図 1.5: 励起準位への軌道角運動量 l ごとの微分散乱断面積の散乱角度分布。横軸は Lab 系および CM 系でのそれぞれの散乱角度で記している。縦軸は球ベッセル関数の自乗であるが、これはボルン近似の下で微分散乱断面積に比例する (詳細は APPENDIX 参照)。

的収束が起こり散乱核が前方に集中する。簡単のため非相対論的弾性散乱の場合で考えると、実験室系および重心系の散乱角度の関係は図 1.3 のように表せる。ここで、 θ_{CM} 、 θ_{Lab} 、 θ_{Max} はそれぞれ重心系での散乱角度、実験室系での散乱角度、実験室系での最大散乱角度を表す。A および a はそれぞれ入射核、標的核の質量数を表す。したがって、 θ_{Lab} と θ_{CM} の間には、以下の関係式が成り立っている。

$$\tan \theta_{Lab} = \frac{a \sin \theta_{CM}}{A + a \cos \theta_{CM}} \quad (1.1)$$

さらに、 θ_{CM} が十分小さい場合、上式は以下のように書ける。

$$\theta_{Lab} = \frac{a}{A+a} \theta_{CM} \quad (1.2)$$

式 (1.2) より $p(^{24}\text{O}, ^{24}\text{O}^*)p'$ の場合、 $\theta_{Lab} = \frac{1}{25} \theta_{CM}$ となり、最大散乱角度 θ_{Max} は 2.3° となる。したがって、散乱粒子は実験室系で 2.3° 以下という小さい角度に集中することが分かる。

また、 $p(^{24}\text{O}, ^{24}\text{O}^*)p'$ の場合の微分散乱断面積 $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ の散乱角度分布を図 1.5 に示す (詳細は APPENDIX 参照)。この図から、 ^{24}O の低励起準位の特定を可能にするには、実験室系で 0.5° 以下の高い角度分解能での測定が要求されることが分かる。したがって、入射角度と散乱角度の精密測定が重要となる。本研究ではこの入射角度の精密測定を可能にするために、高精度飛跡検出器、多線式ドリフトチェンバー (通称 NDC) を開発する。

本論文では、この多線式ドリフトチェンバー NDC の性能評価について述べる。線および宇宙線を用いて検出効率および位置分解能の印加電圧依存性について調べ、これらの結果から ^{24}O 探索実験における最適動作電圧を決定および角度分解能の評価を行った。

本論文では、第 2 章でドリフトチェンバーの原理について基本的な構成や位置検出の原理を述べ、第 3 章で NDC の仕様についてその特徴や構造を述べる。次に、第 4 章でドリフトチェンバーのテスト実験について述べ、最後に第 5 章でまとめと今後の展望について述べる。

第2章 ドリフトチェンバーの原理

多線式ドリフトチェンバー (Multi Wire Drift Chamber: MWDC) は、気体の電離を利用した荷電粒子飛跡検出器であり、その構造は図 2.1 のようになっている。チェンバー内はカウンターガスで満たされており、それぞれ互いに平行に張られたアノードワイヤ、ポテンシャルワイヤおよびカソード膜から構成される。カソード膜の間の1本のアノードワイヤとそれを挟む2本のポテンシャルワイヤを含む正方形の単位構造をセルと呼び、それを横に数個並べたものを1つの面として、その面を何面か重ねた構造を取る。

図 2.2 にドリフトチェンバーの電位および電場分布を示す。アノードワイヤをグラウンド電位に保ち、ポテンシャルワイヤおよびカソード膜を負の高電圧を掛けると、図 2.2(a) のように、セル内にほぼ円形でその強さがアノードワイヤからの距離に反比例する電位分布が形成される。MWDC 内を荷電粒子が通過するとチェンバー内のガス分子を電離しその飛跡に沿って電離電子が発生する。これらの電離電子はセル内に形成された電位分布によりアノードワイヤへとドリフトする。ここで電離電子がアノードワイヤ近傍に達すると急激に加速され、電離電子が新たに気体分子を電離させ、さらなるイオン対をつくり出す(2次電離)。2次電子も同様に急激な加速の下でさらなる電離を生み出す。この電離が連鎖的に生じ、多くの2次電子が発生する。この現象を電子雪崩と呼び、1個の電子からの信号がアノードワイヤで検出できるほどまでに増幅される。

MWDC の原理は、粒子の通過時刻とアノードワイヤでパルスが立上がり始める時刻との時間差 Δt と、一次電離発生点とアノードワイヤとの距離の間に正確な相関関係があることに基づいている。この時間差 Δt (粒子のアノードワイヤ到達時間) を測定し、この情報をアノードワイヤからの距離の情報を得ることができる。こうして粒子の各面での位置情報を求めることにより、最終的に入射粒子の飛跡を求める。

ここで、この時間情報と位置情報の相関関係についてもう少し詳しく述べる。 $x = 0$ にアノードワイヤがあり、 $x = x_1$ にセルの端があるとし、荷電粒子が位置 x に依らず一様に N 個

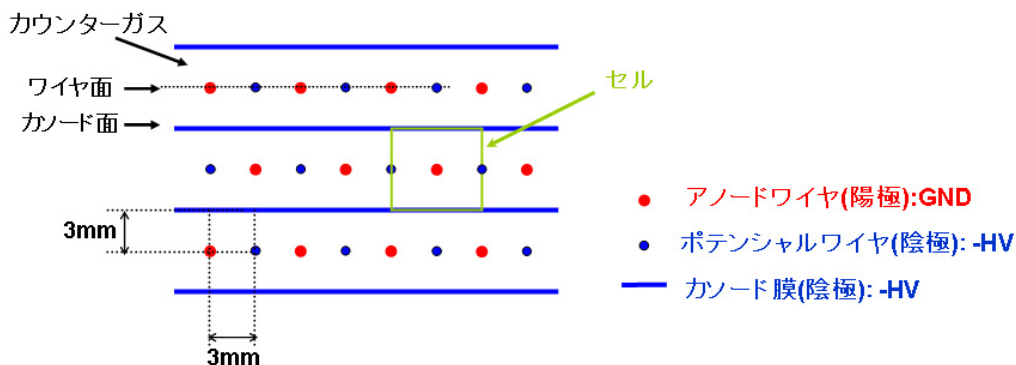
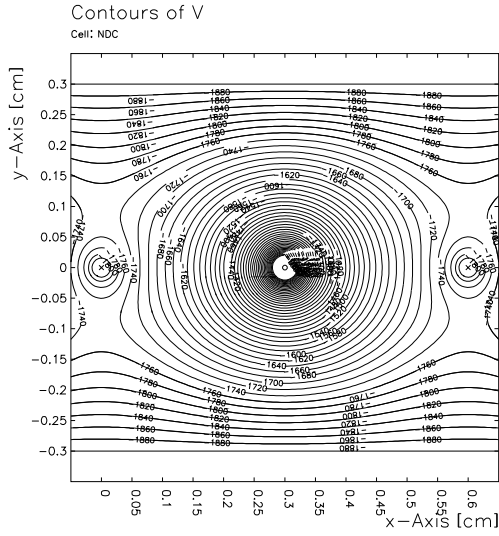
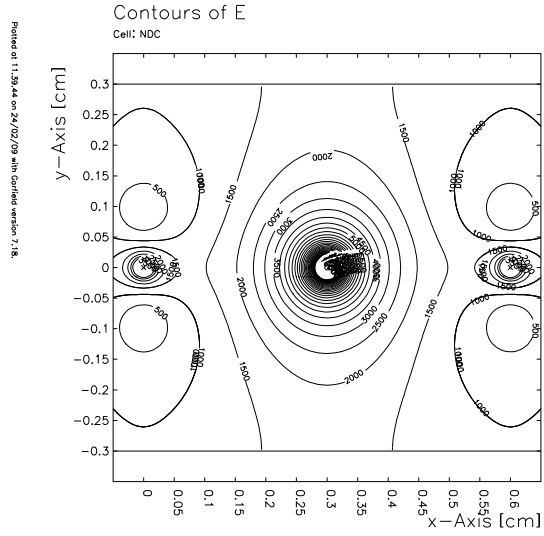


図 2.1: ドリフトチェンバーの構造



(a)



(b)

図 2.2: ドリフトチェンバー (NDC) の電位および電場分布。アノードワイヤ (座標 (0.3,0)) をグランド電位に保ち、ポテンシャルワイヤ (座標 (0,0),(0,0.6)) およびカソード膜 ($y=\pm 0.3$) に $-1900[\text{V}]$ の電圧を印加した場合。2 図ともに縦軸、横軸は位置 [cm] を表す。(a) 電位分布。等電位線の間隔は $500[\text{V}/\text{cm}]$ 。(b) 電場分布。等電場間隔は $20[\text{V}]$ 。

照射したと場合を考える。このとき、

$$\frac{dN}{dx} = C \quad (C \text{ は定数}) \quad (2.1)$$

となる。また、位置 x でのドリフト速度を $v(x)$ と、位置 x で電離した電子がドリフトして $x = 0$ に到達するまでの時間を $t(x)$ と表すと、

$$dx = v(x)dt \quad (2.2)$$

の関係が成り立つ。よって、式 2.1 および 2.2 より、

$$v(x) = \frac{1}{C} \frac{dN}{dt} \quad (2.3)$$

となる。したがって、式 2.2 を積分して、

$$\begin{aligned} x(t) &= \int_{t(0)}^{t(x)} v(x) dt' \\ &= \frac{1}{C} \int_{t(0)}^{t(x)} \frac{dN}{dt'} dt' \end{aligned} \quad (2.4)$$

を得る。被積分関数の $\frac{dN}{dt'}$ は、単位ドリフト時間あたりに検出される粒子数の分布であり、これは測定によって得られる。式 2.4 によって時間情報から位置情報を得ることができる。

第3章 ドリフトチェンバーNDCの仕様

3.1 NDCの特徴

図3.1のようにNDCは標的直前に2台配置され、それぞれの荷電粒子の検出位置情報から、標的への入射運動量ベクトルを決定することができる。図3.2に示すように、2台のNDCは固定装置により垂直に固定され正確に同軸上に設置される。ワイヤ面はX方向(鉛直方向)およびY方向(水平方向)にそれぞれ4面ずつ有する。

3.2 NDCの構造

2台のNDCとも同じ構造であるので、以下では1台あたりの構造について述べる。

- サイズ

NDCの有感領域およびワイヤ面の構成を図3.3に示す。チェンバーはビーム進行方向に垂直な面を正方形とした直方体である。外寸は高さ200mm、幅200mm、奥行き74mmで、有感領域は高さ96mm、幅96mmである。

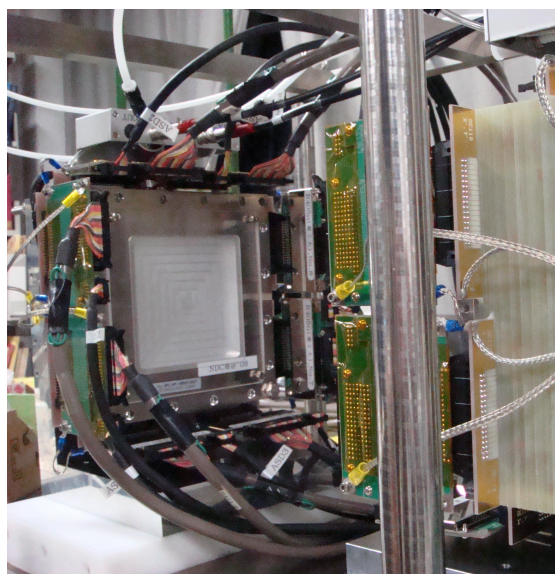


図 3.1: NDC の概観

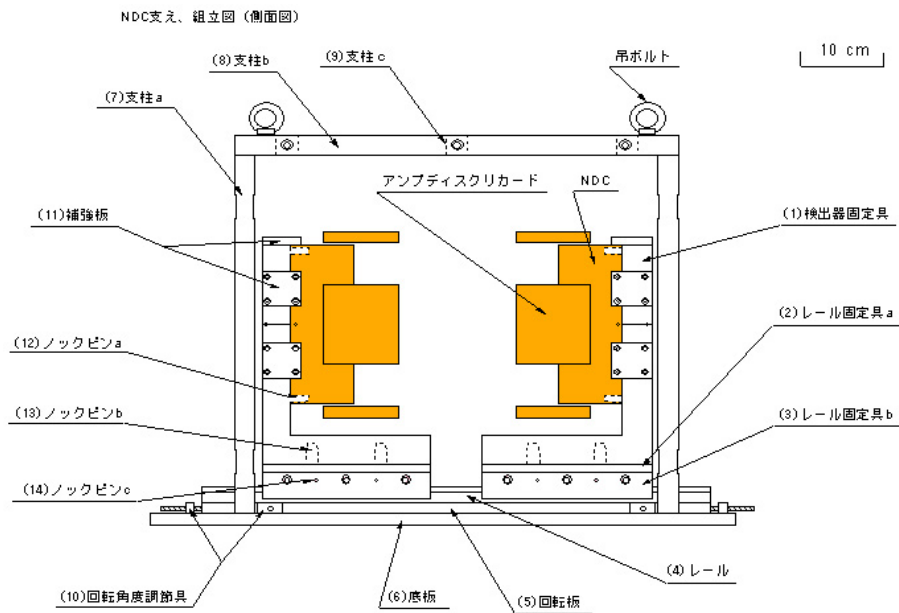


図 3.2: 2 台の NDC と固定装置の配置図

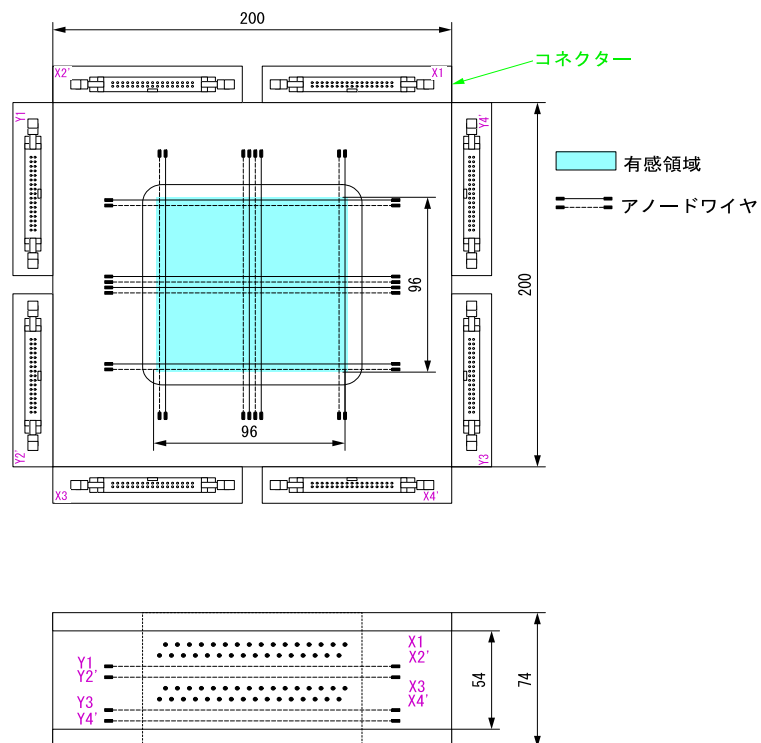


図 3.3: NDC のワイヤ構成。上図は正面図を示し、下図は上面図を示す。上図の青色の部分
は有感領域である。

- ワイヤ構成

NDC は互いに平行かつ等間隔な八面のセンス面 (ワイヤ面) と九面のカソード面で構成される。センス面およびカソード面の構成・配置に関する情報をそれぞれ表 3.1 および表 3.2 に記す。また、表 3.3 には、各ワイヤおよび膜の諸元を記す。

センス面は X 面、Y 面それぞれ 4 面ずつあり、互いに共通のカソード面 (カソード膜が張られた面) を隔てて隣り合う。X 面はセンスワイヤ (アノードワイヤ) が鉛直方向に張られた面で、粒子の水平方向の位置を測定するのに用いる。また、Y 面はセンスワイヤ (アノードワイヤ) が水平方向に張られた面で、粒子の鉛直方向の位置を測定するのに用いる。各センスワイヤの間および端に位置するセンスワイヤの外側には、ポテンシャルワイヤがセンスワイヤと平行に等間隔に張られる。

八つのセンス面は、ビームの入射方向から順に X1 面、X2' 面、Y1 面、Y2' 面、X3 面、X4' 面、Y3 面、Y4' 面と呼ぶ (図 3.3 下図参照)。ここでプライムを付した面は、付していない面に対して半セル分だけワイヤの位置をずらしている。これはドリフト方向における左右の不定性の問題を解決するためである。

面の構成	アノード- ポテンシャル間隔	ワイヤ方向	ワイヤ本数 (アノード)	ワイヤ本数 (ポテンシャル)
X1	3.0 mm	鉛直方向	16 本	17 本
X2'	3.0 mm	鉛直方向	16 本	17 本
Y1	3.0 mm	水平方向	16 本	17 本
Y2'	3.0 mm	水平方向	16 本	17 本
X3	3.0 mm	鉛直方向	16 本	17 本
X4'	3.0 mm	鉛直方向	16 本	17 本
Y3	3.0 mm	水平方向	16 本	17 本
Y4'	3.0 mm	水平方向	16 本	17 本
合計			128 本	136 本

表 3.1: センス面のワイヤ構成。センス面 (ワイヤ面) は X 面、Y 面各 4 枚の計 8 枚ある。プライムを付した面は、付していない面に対して半セル分だけワイヤの位置をずらしている。

面の名称	センス面との距離	面構成要素
Cathode-1	3.0 mm	膜
Cathode-2	3.0 mm	膜
Cathode-3	3.0 mm	膜
Cathode-4	3.0 mm	膜
Cathode-5	3.0 mm	膜
Cathode-6	3.0 mm	膜
Cathode-7	3.0 mm	膜
Cathode-8	3.0 mm	膜
Cathode-9	3.0 mm	膜

表 3.2: カソード面の構成。8 枚のセンス面の間および端に計 9 枚並んでいる。

種類	材質	ワイヤ径	数
センスワイヤ (アノードワイヤ)	Au-W,Re	$\phi 20\mu\text{m}$	128 本
ポテンシャルワイヤ	Au-Al	$\phi 80\mu\text{m}$	136 本
カソード膜	Al-kapton	$7.5\mu\text{m}$	9 枚

表 3.3: ワイヤ・膜の項目表。

- アノード信号読みだし結線

アノードワイヤからの信号はNDCに取り付けられたコネクタ(図 3.3 上図参照)を介して、アンプディスクリカードに接続する。コネクタはNDCの上下左右に二個ずつ計八個を基板に垂直に取り付けられている。アンプディスクリカードをNDCに直付けしてアノードワイヤからの信号をすぐにLogic信号に変換することにより、外部からのノイズの影響を抑えることができる。

- 高電圧供給配線

センスワイヤ(アノードワイヤ)は、プレアンプを通じてグランド電位に保たれている。電場をつくり出す高電圧はポテンシャルワイヤとカソード膜に印加される。電圧供給経路は、ポテンシャル用とカソード用の二系統が存在する。カソード用は九面を個別に結線し、それぞれ $1\text{ M}\Omega$ のロード抵抗を介して一本にまとめSHVコネクタに接続している。ポテンシャル用も同様に八面を個別に結線し、それぞれ $1\text{ M}\Omega$ のロード抵抗を介して一本にまとめSHVコネクタに接続している。

- その他

チェンバー本体は、(1)磁気分析装置の作り出す磁力線を吸わない、(2)軽量かつ加工が容易である、という点からアルミニウムから成っている。またウィンドウ開口部に厚さ $4\mu\text{m}$ のアルミド膜を張ることにより気密性が保たれる。

第4章 ドリフトチェンバーのテスト実験

以下の性能評価で用いた検出ガスは、He:50%、C₂H₆:50%の混合ガスである。このガスは、²⁴O探索実験でも用いられる予定である。

4.1 NDCのefficiency測定

4.1.1 実験のセットアップと測定方法

NDCの動作電圧を決定するために、efficiency測定を行った。宇宙線では計数率が低く測定が困難であるため線源を用いた(詳細はAPPENDIX参照)。線はクーロン多重散乱の効果が大きく直進性という点で宇宙線より遥かに劣るが、この効果をできるだけ抑えるように線源の中でエネルギーの高いものを用いた。本測定で使用した放射線源は⁹⁰Sr/⁹⁰Yである。⁹⁰Srは、28.78年の半減期で⁹⁰Yに崩壊し、このとき放出される電子の最大エネルギーは0.55 MeVである。一方、⁹⁰Yは64.10時間の短い半減期で⁹⁰Zrに崩壊し、最大2.28 MeVの電子を放出する。この2.28 MeVのエネルギーは、数ある線源の中でも最高の部類に属する。ただし、線源の表面に厚さ1mmのAl膜があるため、放射される線エネルギーはこれより幾分か小さくなる。

この測定でのセットアップを図4.1に示す。NDCを2枚のプラスチックシンチレータ(図4.1でのPL1およびPL2)で挟むように配置した。PL1はできる限り線の減衰を軽減する

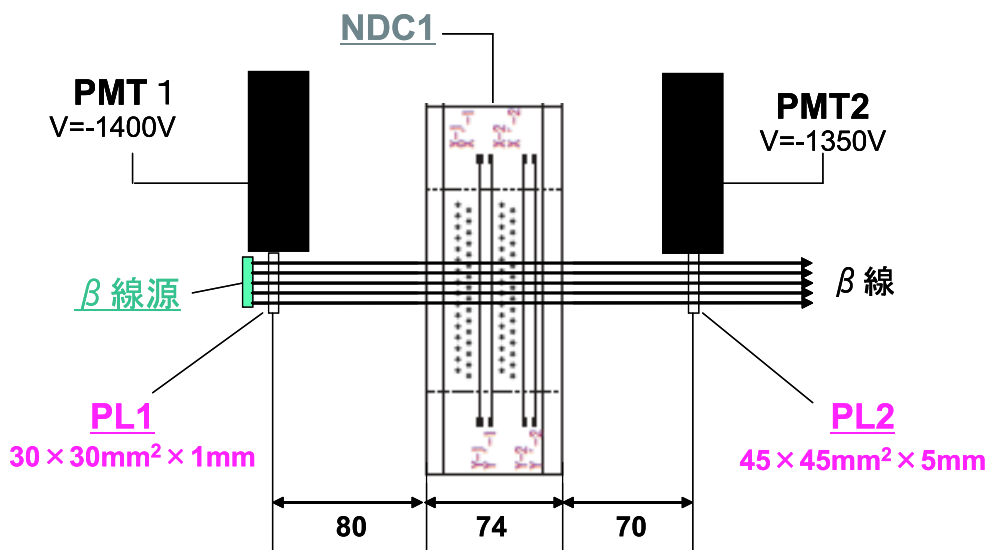


図 4.1: 線測定のセットアップ

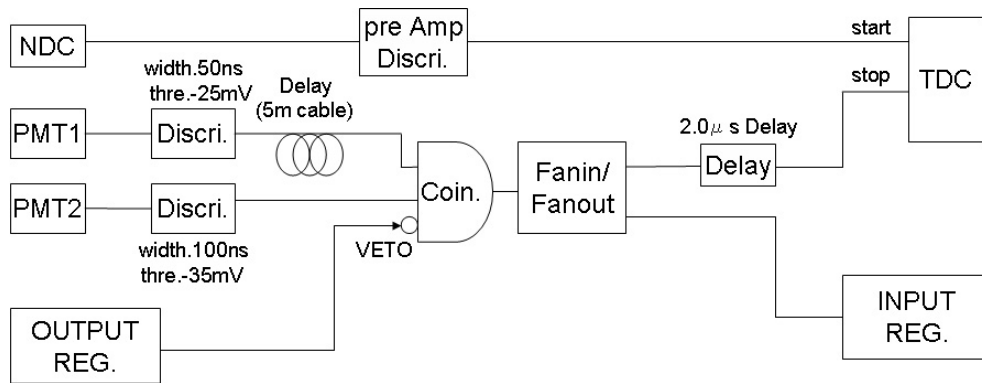


図 4.2: 線測定での回路

ために厚さ 1mm とした。このシンチレータによる 線のエネルギー損失は約 200 keV 程度なので、線が透過するには十分な薄さである。

測定で用いた回路図を図 4.2 に示す。線源が NDC の全ての面を通過するイベントのみを測定するために、PL1 および PL2 からの信号の coincidence をトリガーとした。また、TDC および INPUT/OUTPUT REGISTER は VME-CRATE を介して PC に接続されていて、データ処理の間は busy 信号を発信してデータ取得を中断させるようになっている。ドリフト時間は、PL1 \otimes PL2 を 2.0 μ s 遅れさせたものを TDC の stop 信号とする COMMON STOP で測定する。

この測定系において、efficiency を以下のように定義する。

$$efficiency = \frac{(NDC \text{ からの } signal)}{(PL1 \text{ からの } signal) \otimes (PL2 \text{ からの } signal)} \quad (4.1)$$

各面ごとに efficiency を定め、全検出効率のほか multiplicity(検出多重度) が 1 および 2 のイベント (以下ではそれぞれ M1、M2 と呼ぶ) についての efficiency も求めた。

NDC のパルスに対する threshold 電圧 (以下では V_{thre} と表す) を -0.75, -1.00, -1.50, -2.00, -2.43 V と設定した場合のそれぞれについて以下のように測定を行った。カソード膜およびポテンシャルワイヤに対する印加電圧 (簡単のため、以下ではそれぞれ V_c, V_p と表記する) を等しくし、NDC からのパルスが検出され始める電圧から、ポテンシャルワイヤまたはカソード膜のリーク電流が 200 nA 以下の範囲で印加電圧を変化させて測定する。ただし、電圧毎にトリガーカウント 5000 以上の統計を溜めることとする。

4.1.2 実験結果

図 4.3 に、 $V_{thre} = -1.00$ V における測定結果を示す。グラフ中の赤、緑、青の線はそれぞれ全検出効率 (multiplicity ≥ 1)、M1 の検出効率、M2 の検出効率を表している。

また、図 4.4 に各 threshold に対する efficiency curve を示す。

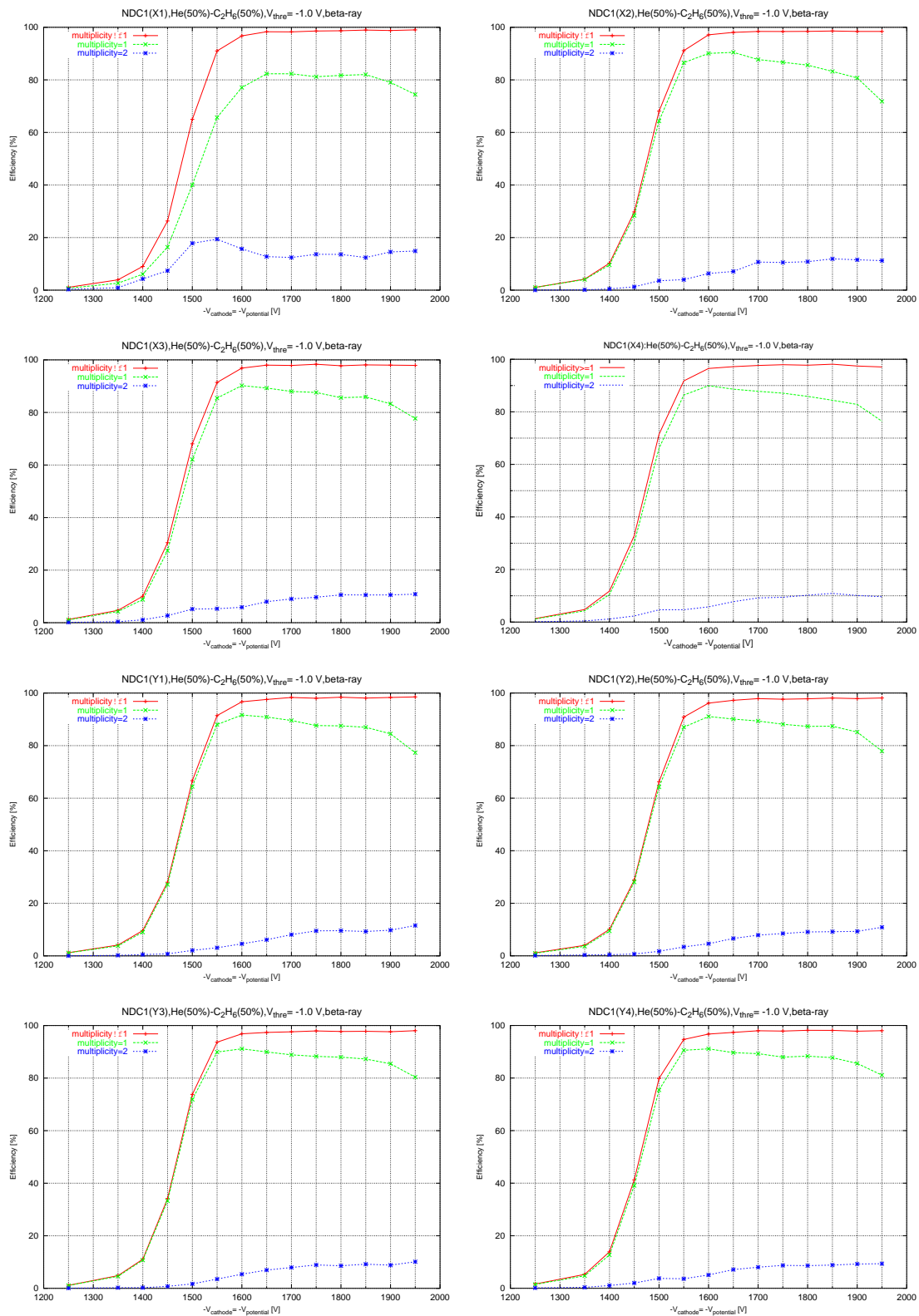


図 4.3: $V_{\text{thre}}=1.0\text{V}$ での各面における efficiency curve : 横軸は cathode film および potential wire の印加電圧 [V] の絶対値で、縦軸は検出効率 [%] である。また、赤は全検出効率 (multiplicity ≥ 1)、緑は M1(multiplicity = 1) の検出効率、青は M2(multiplicity=2) の検出効率を表している。

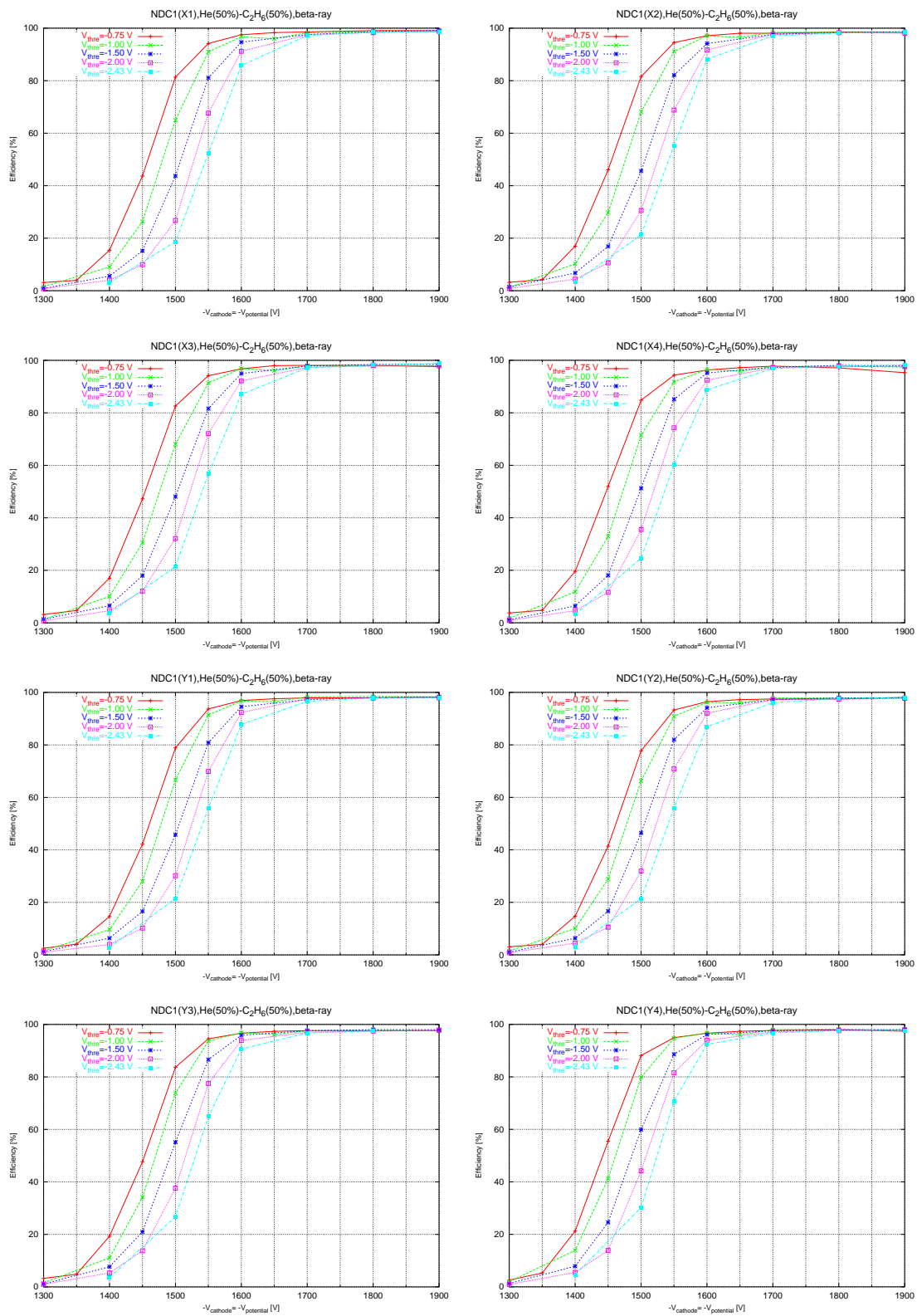


図 4.4: 各面に対する efficiency curve の threshold 依存性。 $V_{thre} = -0.75, -1.00, -1.50, -2.00, -2.43$ V と変えたときの efficiency curve の変化を示す。横軸はカソード膜およびポテンシャルワイヤの印加電圧 [V] の大きさ ($|V_c| = |V_p|$) で、縦軸は全検出効率 [%] である。

4.1.3 考察

図 4.3 に見られるように、全検出効率 (multiplicity ≥ 1) は、印加電圧の増加とともに大きくなり、1600 V 付近でほぼ 100 % となり plateau に達している。M1 の検出効率は、X1 面を除いて efficiency curve が plateau に達する直前まではほぼ全検出効率に等しい。M1 の検出効率は全体的に efficiency curve が plateau に達する電圧で最大となり、それ以上に電圧を上げていくと減少する傾向が見られる。M2 の検出効率は、X1 面を除いて efficiency curve が plateau に達する直前あたりから増加し始め 1700 V 付近から 10 % あたりで一定となる。すなわち、1700 V を越えると multiplicity ≥ 3 のイベントが特に増加している。

各面の検出効率の比較を図 4.5 に示す。全検出効率は、各面とも同じ傾向を示している。M1 の検出効率も X1 面以外はほぼ同じ傾向を示している。ただ、X2 面は 1900 V 以上の高電圧での M1 の検出効率の落ち込みが他よりも大きい。この現象は $V_{thre} = -0.75$ V でも見られたが、 $V_{thre} \leq -1.5$ V においては他の面と同様な変化を示していた。さらに、X1 面の M1 の検出効率が小さくなる現象も -2.00 V $\geq V_{thre} \geq -0.75$ V において見られた。図 4.6 に $V_{thre} = -2.43$ V における各面の検出効率の比較を示すが、この場合では X1 面の傾向に他の面との違いはほとんど見られなかった。また、 $|V_{thre}|$ が低い場合、X1 面および X2 面はノイズが他の面よりも顕著に発生していた。これを踏まえると、X1 面および X2 面の異常な傾向はノイズの影響によるものだと考えているが、明確な原因はまだ調査中である。また、図 4.4 から各 V_{thre} での plateau に達する電圧を見ると、動作電圧の大きさは 1700 V 以上であると判断できる。したがって、位置分解測定では V_c 、 V_p ともに 1700 V 以上で測定を行うこととする。

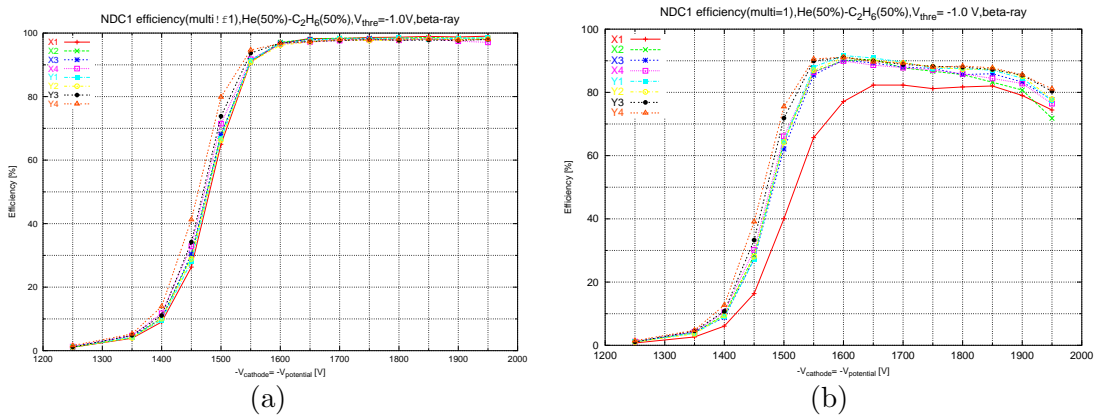


図 4.5: $V_{thre} = -1.00$ V における各面の検出効率の比較。(a) 全検出効率, (b) M1 の検出効率

4.2 NDC の位置分解能測定

4.2.1 実験のセットアップと測定方法

線および宇宙線を用いて NDC の位置分解能測定を行った。 $V_c = V_p$ および $|V_c| = |V_p|$ の場合について測定を行い、位置分解能の印加電圧依存性を調べた。

まず、 $V_c = V_p$ の場合について 線、宇宙線を用いたそれぞれの測定について述べる。

$V_c = V_p$ の場合の 線測定については、efficiency 測定でのデータを用い、 $V_{thre} = -1.00$ V において efficiency curve が plateau となる印加電圧 (-1700,-1800,-1900 V) について位置分解能を求めた。

$V_c = V_p$ の場合の宇宙線測定については、 $V_{thre} = -1.5, -1.0$ V に対して、線測定と同様に efficiency curve が plateau となった印加電圧 (1700,1800,1900 V) について位置分解能を求めた。

ここで、宇宙線測定のセットアップは図 4.7 のように設定した。ほとんど 線測定のセットアップと同じであるが、宇宙線は鉛直方向強度が大きい (詳細は APPENDIX 参照)、セットアップを縦に変更した。また、計数率を稼ぐために 2 枚の plastic sintillater は 線測定より面積の大きいものを配置し、電圧毎にトリガーカウント 10000 以上となるよう測定を行った。データ収集のための回路については 線測定と同じもの (図 4.2) を用いた。

高電圧の印加に対して、特にポテンシャルワイヤのリーク電流が大きく、 $-V_p = -V_c$ の測定では -1900 V までしか印加電圧を掛けられない。そこで、線および宇宙線の測定とも、 $V_{thre} = -1.00$ V において、 $|V_c| > |V_p|$ と印加電圧の値を変えた測定も行った。セットアップおよび回路は 線、宇宙線測定それぞれ $V_c = V_p$ の場合と同じものを用い、トリガーカウントはそれぞれ 6000 および 10000 以上の統計を溜めた。

線測定では $V_c = -1900, -2000$ V について、宇宙線測定では $V_c = -1900$ V について、それぞれに対しポテンシャルワイヤの印加電圧を $V_p = -1700, -1800, -1900$ V と変化させて測定し位置分解能を求めた。

ただし、以下で用いる TDC ch の単位は、 $4100\text{ch}=3.2\mu\text{s}(1\text{ch}\cong 0.78\text{ ns})$ となっている。

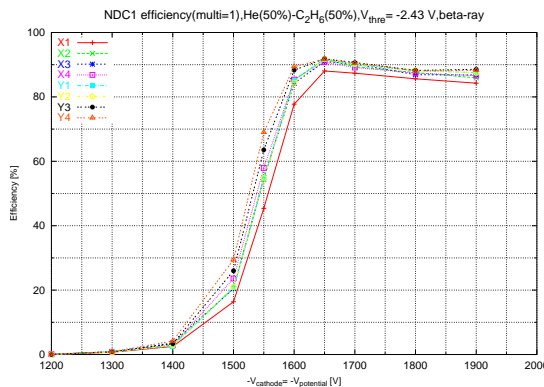


図 4.6: $V_{thre} = -2.43$ V における各面の M1 の検出効率の比較

4.2.2 実験結果とその解析方法

飛跡解析は golden event¹ について行った。以下では、 $V_{thre}=-1.50[V]$, $-V_p=-V_c=1900[V]$ での X 面の実験結果の解析を例にとって、その方法を説明しよう。なお、この解析方法は、東北大学大学院理学研究科物理学専攻原子核物理の渡辺極之氏、篠原督和氏の修士論文 [4] [5] を参考にした。

1. TDC スペクトルから STC(Space to Time Conversion) 関数の導出

図 4.8 に各 X 面の TDC スペクトルを、図 4.9 の上図に X 面の golden event の到着時間スペクトルを示す。図 4.9 の上図は、図 4.8 の各面の TDC スペクトルを反転し、その立上りが 0ch になるように offset したものを作成し、さらに、それらのスペクトルから golden event だけを取り出して 4 面のイベントを足し合わせることで得られる。この到着時間スペクトルを積分したものが図 4.9 の下図である。これは、式 2.4 で示したように、(1) 宇宙線が NDC の各セルに位置に依らず一様に照射している、(2) 同じ STC を用いる X 面全てのセルにおいてドリフト速度の位置依存性が同じである、という 2 つの仮定の下で、時間情報と位置情報の相関を表す。この相関図を適当な関数 (詳細は

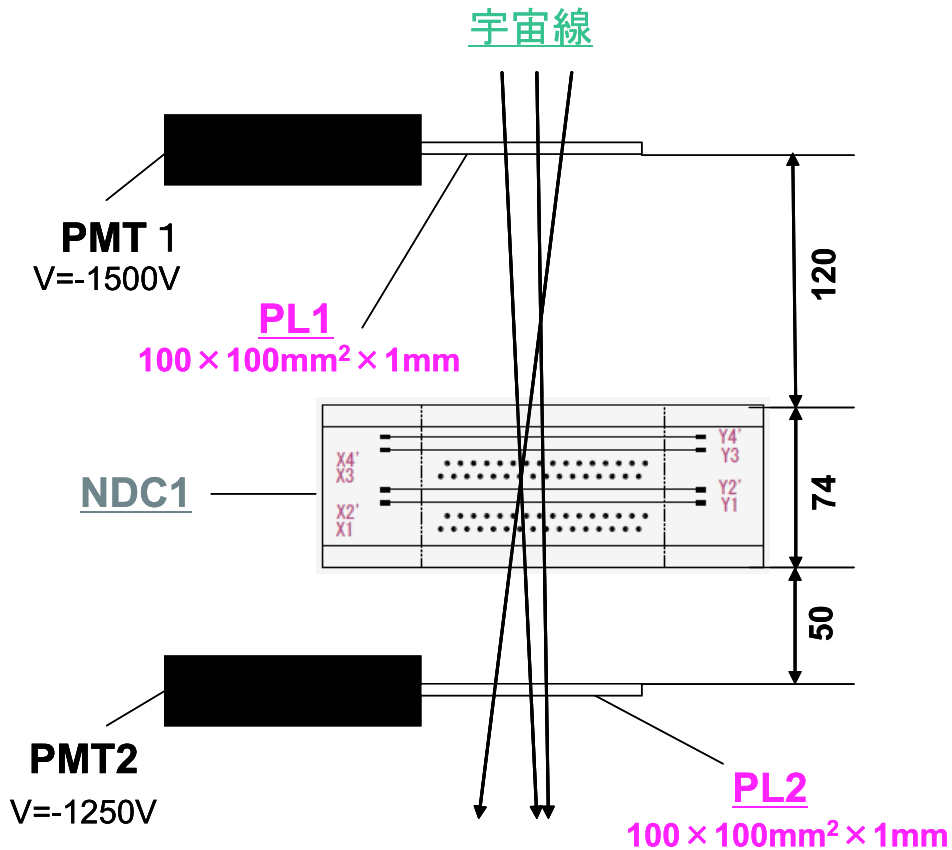


図 4.7: 宇宙線測定のセットアップ

¹golden event とは、X(Y) 面のうち、4 面全てが multiplicity=1 となるイベントのことである。

APPENDIX 参照) でフィットし、得られた関数 $x(t)$ を第 0 近似 STC(STC0) として用いた。

2. 最小二乗法による軌跡の決定 (tracking)

STC により得られる位置情報は、一次電離発生点とアノードワイヤの距離の情報であるから、粒子の通過位置としてそれぞれのアノードワイヤに対して左右対称に 2 点の候補が存在する。したがって、golden event の場合には、X4 面それぞれについて 2 通りの不定性があり、粒子の飛跡候補として 2^4 通りの組合せが考えられる。これらの組合せをそれぞれについて、最小二乗法で直線 fit し、 χ^2 が最も小さくなる 4 点を粒子の通過位置として決定する。

3. 残差分布による STC 補正

軌跡が 2. で決定されたら、残差分布の位置依存性をなくすように STC を補正する。2. の最小二乗法で決定された位置を x とし、その位置とアノードワイヤとの距離を l とし、同様に、軌跡の決定で最終的に使われた組合せの位置を x' とし、その位置とアノードワイヤとの距離 (すなわち、STC で得られるワイヤからの距離情報) を l' とする。このときの $dx = x' - x$ および $dl = l' - l$ を 2 種類の残差として考える。

図 4.10 に、残差 dl の l' 依存性を示す。この残差分布に対して横軸でスライスし、そのひとつひとつを gaussian fit し、その各頂点の値について 0 ~ 3mm の間を多項式 $dx(x(t))$

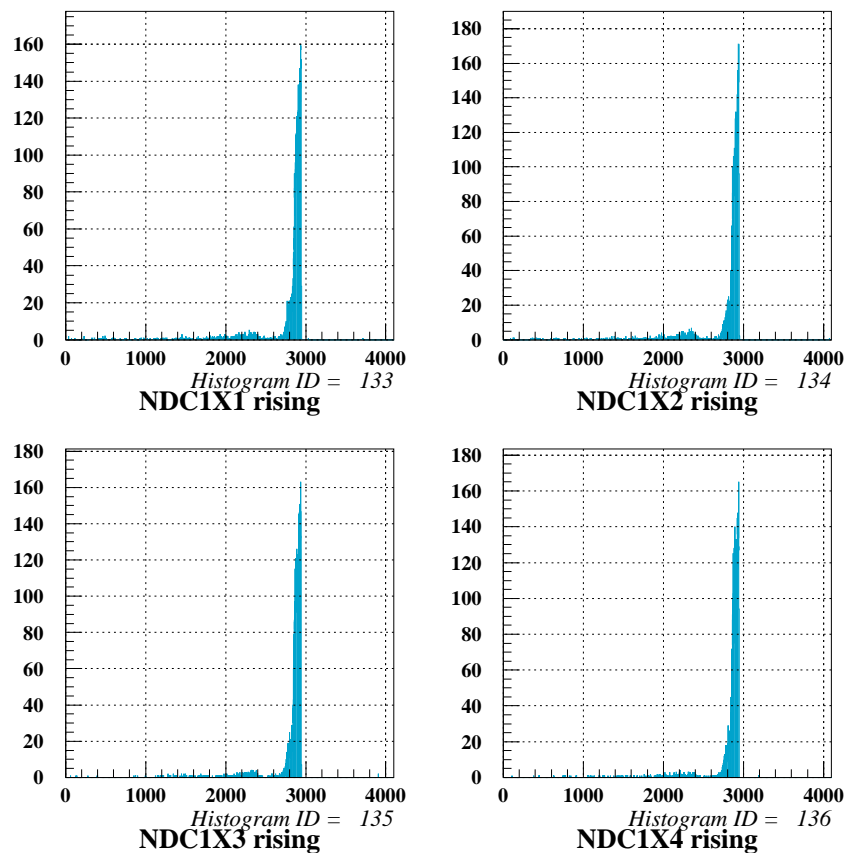


図 4.8: 各 X 面の TDC スペクトル

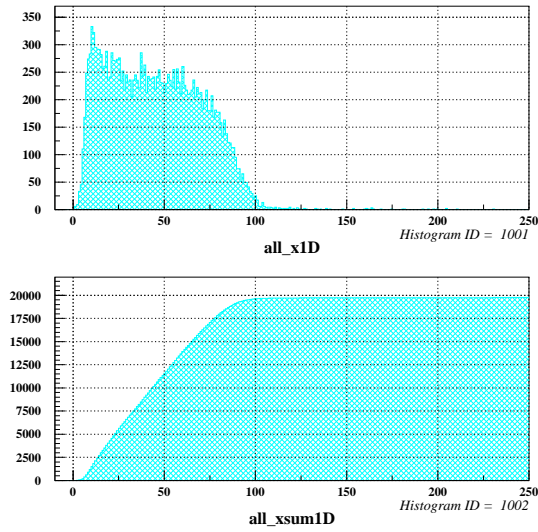


図 4.9: 到達時間スペクトルとその積分。(上図) 到達時間スペクトル。(下図) 上図の到着時間スペクトルを $[0, t]$ の範囲で積分した値を t ch でのカウント数としたヒストグラム。このヒストグラムは、式 2.4 のもとで時間情報と位置情報の相関を表す。

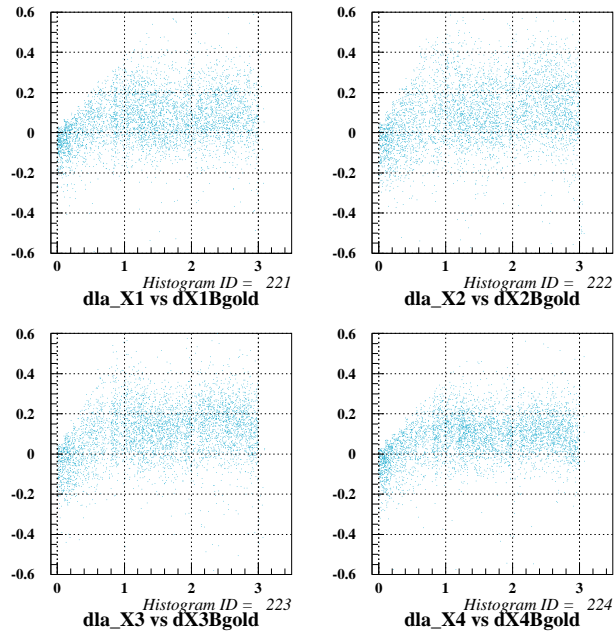


図 4.10: 残差 dl の l' 依存性:横軸が l' [mm] で、縦軸が dl [mm] である。

で fit した (詳細は APPENDIX 参照)。その多項式 $dx(x(t))$ を用いて、 t $x(t)$ であった STC 変換を、 t $x(t)-dx(x(t))$ の形に補正して新しい STC 変換とする。

この操作を 2 回繰り返して残差分布の位置依存性がなくなるよう STC を補正した。図 4.11 に、STC 補正前および STC 補正後それぞれについての残差 dx のセル内の位置 x' 依存性を示した。図より STC 補正により各面の残差分布が一様になっていることが確認できる。

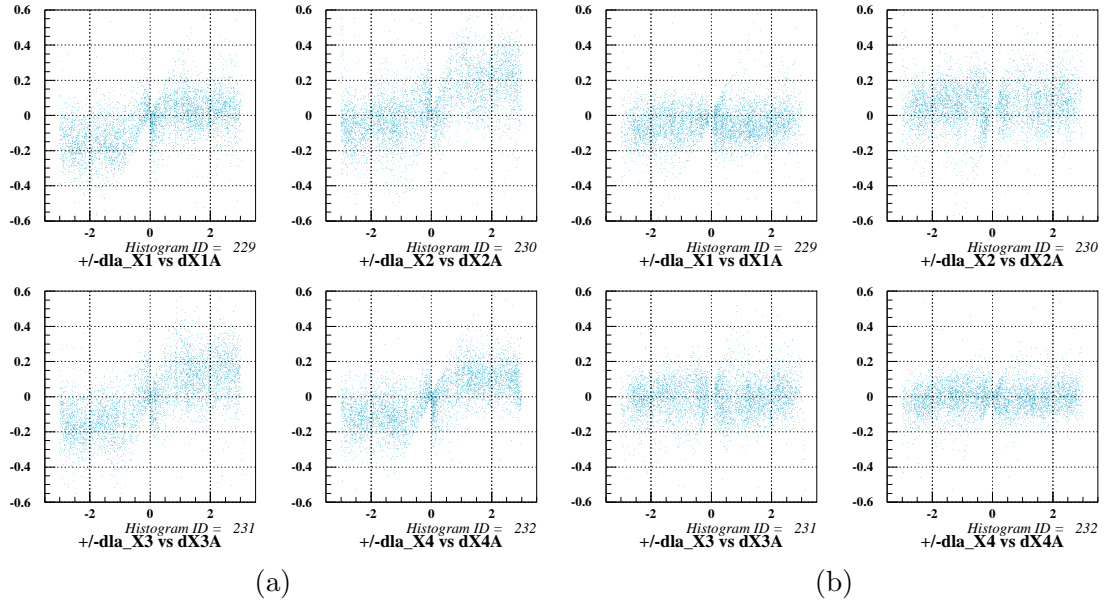


図 4.11: 残差の位置依存性とその補正。 $V_{thre} = -1.50$ V, $-V_p = -V_c = 1900$ V の測定における残差 dx の x' 分布を示す。(a)STC 補正前の残差 dx 分布。(b)STC 補正後の残差 dx 分布。

4. 位置分解能の導出

最終的に tracking で得られた直線と測定データとの fitting の良さを表す χ^2 を用いて位置分解能を求めた。ここで、 χ^2 は次のように定義される。

$$\chi^2 = \sum_i \left\{ \frac{1}{\sigma_i} [x_i - x(z_i)] \right\} \quad (4.2)$$

ただし、

- | | | | |
|------------|---------------------------------|--------------|------------------------------|
| i : | X 面 1 ~ 4 に対応 | σ_i : | i 面での位置分解能 |
| x_i : | i 面での測定値 (STC から求めた値) | z_i : | i 面の z 座標 (ただし z 軸は面に対し垂直な軸) |
| $x(z_i) =$ | $a + bz_i$ (tracking で得られた直線の式) | | |

とする。また、自由度 ndf の reduced χ^2 は

$$\chi_{ndf}^2 = \frac{\chi^2}{ndf} \quad (4.3)$$

と定義される。

4 面の位置決定誤差が入射位置および入射角度に依存せず、Gauss 分布していると仮定すると、 $\sigma_i = \sigma$ となる。この場合、4 点を直線 ($x=a+bz$; パラメータ 2 個) で fit するので、 $ndf=4-2=2$ となる。

一般に $ndf = \phi$ の χ^2 分布の確率密度関数は Γ 関数を用いて以下の式で与えられる。

$$f_{\phi}(\chi^2) = \frac{1}{2^{\phi/2}\Gamma(\phi/2)} \exp\left(-\frac{\chi^2}{2}\right) \left(\frac{\chi^2}{2}\right)^{\frac{\phi}{2}-1} \quad (4.4)$$

したがって、 $ndf=2$ の χ^2 分布の確率密度関数は、

$$\begin{aligned} f_2(\chi^2) &= \frac{1}{2\Gamma(1)} \exp\left(-\frac{\chi^2}{2}\right) \\ &= \frac{1}{2\Gamma(1)} \exp\left(-\frac{1}{\sigma^2}\sigma^2\chi^2\right) \end{aligned} \quad (4.5)$$

と表される。

ここで、 $\sigma^2\chi^2$ は残差 2 乗和のことなので、横軸に $\sigma^2\chi^2$ を取った 1 次元ヒストグラムの傾きは位置分解能 σ の 2 乗の逆数に相当する。

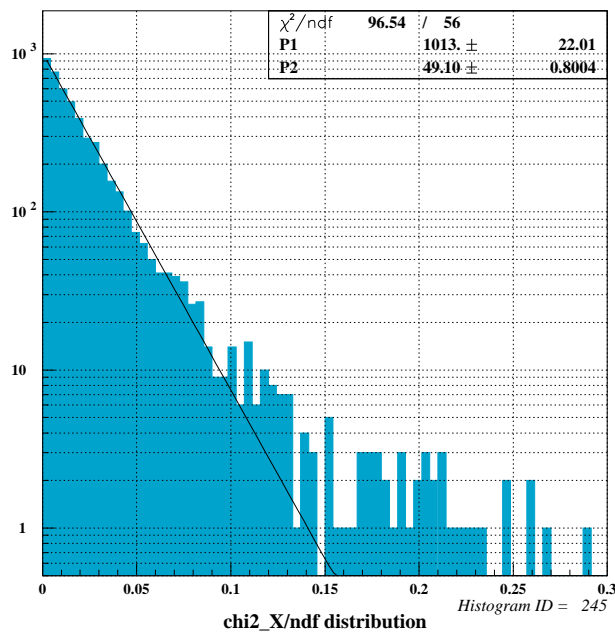


図 4.12: 残差 2 乗和の分布。このヒストグラムの傾き $P2[1/\text{mm}^2]$ が位置分解能の 2 乗の逆数に相当する。図の場合、 $\sigma = 1/\sqrt{49.10} = 142.7\mu\text{m}$ となる。

この関係を用いて位置分解能を決定した (図 4.12)。直線 fit 関数の傾き $\alpha = 1/\sigma^2$ (図 4.12 の P2) から σ を導出した。ここで位置分解能の誤差 $\delta\sigma$ は誤差の伝搬から以下の式で与えられる。

$$\delta = \frac{1}{2} \frac{\delta\alpha}{\alpha} \sigma \quad (4.6)$$

以上の 1. ~ 4. のようにして各測定データについて位置分解能を求めた。その結果をそれぞれ表 4.1、4.2、4.3、4.4 に示す。

$-V_{thre}[\text{V}]$	$-V_p = -V_c[\text{V}]$	$\sigma_X[\mu\text{m}]$	$\sigma_Y[\mu\text{m}]$	$\sigma_r[\mu\text{m}]$
1.0	1700	254.2 ± 2.5	248.9 ± 2.4	251.6 ± 2.5
1.0	1800	226.1 ± 2.3	224.7 ± 2.5	225.4 ± 2.4
1.0	1900	218.4 ± 2.1	211.9 ± 2.1	210.5 ± 1.8

表 4.1: 線による位置分解能測定の結果 ($V_p = V_c$ の場合)。ただし、 σ_r は X 面、Y 面の位置分解能の平均二乗誤差である。ポテンシャルワイヤおよびカソード膜への印加電圧を等しくし、efficiency curve が plateau になる印加電圧 (-1700,-1800,-1900 V) について調べた。

$-V_{thre}[\text{V}]$	$-V_p[\text{V}]$	$\sigma_X[\mu\text{m}]$	$\sigma_Y[\mu\text{m}]$	$\sigma_r[\mu\text{m}]$
1.5	1700	213.1±1.7	197.0±1.7	205.2±1.7
1.5	1800	161.4±1.3	142.2±1.2	152.1± 1.3
1.5	1900	142.7±1.2	121.7±1.1	132.6± 1.2
1.0	1700	187.2±1.7	172.5±1.5	180.0±1.6
1.0	1800	156.3±1.3	134.4±1.2	145.76±1.3
1.0	1900	140.0±1.4	117.7±1.2	129.33±1.3

表 4.2: 宇宙線による位置分解能測定の結果 ($V_p = V_c$ の場合)。ただし、 σ_r は X 面、Y 面の位置分解能の平均二乗誤差である。 $V_{thre} = -1.5, -1.0$ V それぞれについて、ポテンシャルワイヤおよびカソード膜への印加電圧を等しくし、efficiency curve が plateau になる印加電圧 (-1700,-1800,-1900 V) について調べた。

$-V_p[\text{V}]$	$-V_c[\text{V}]$	$\sigma_X[\mu\text{m}]$	$\sigma_Y[\mu\text{m}]$	$\sigma_r[\mu\text{m}]$
1700	1900	223.4±2.0	212.4±1.8	218.0±1.9
1800	1900	217.7±2.2	214.7±2.1	216.2±2.2
1700	2000	217.6±2.0	205.5±2.0	211.6±2.0
1800	2000	216.2±1.8	204.7±1.8	210.5±1.8
1900	2000	213.9±2.1	205.5±2.1	209.7±2.1

表 4.3: 線による位置分解能測定の結果 ($|V_p||V_c|$ の場合)。ただし、 σ_r は X 面、Y 面の位置分解能の平均二乗誤差である。ポテンシャルワイヤおよびカソード膜への印加電圧を変えた。カソード膜の高印加電圧を固定し、ポテンシャルワイヤの印加電圧を-1700,-1800,-1900 V と変化させた場合について調べた。

$-V_p[\text{V}]$	$-V_c[\text{V}]$	$\sigma_X[\mu\text{m}]$	$\sigma_Y[\mu\text{m}]$	$\sigma_r[\mu\text{m}]$
1700	1900	174.7±1.5	160.2±1.3	167.6±1.4
1800	1900	145.1±1.1	125.0±1.0	135.4±1.1

表 4.4: 宇宙線による位置分解能測定の結果 ($|V_p||V_c|$ の場合)。ただし、 σ_r は X 面、Y 面の位置分解能の平均二乗誤差である。ポテンシャルワイヤおよびカソード膜への印加電圧を変えた。カソード膜を-1900 V に固定し、ポテンシャルワイヤの印加電圧を-1700,-1800 V と変化させた場合について調べた。

4.2.3 考察

線および宇宙線測定それぞれについて、 $V_p = V_c$ の場合の位置分解能の印加電圧依存性を図 4.13 および 4.14 に示す。線、宇宙線測定とも同じ傾向が見られ、印加電圧の増加に伴い位置分解能が小さくなっている。これは印加電圧を上げていくと、アノードワイヤで検出されるパルスの立上りが全体的に急になり、ロジック信号に変換する際の時間のばらつきが小さくなるためだと考えられる。また、図 4.14 から高印加電圧 ($|V| \geq 1800$ V) の下では、threshold による位置分解能の差位は見られなくなる。宇宙線測定の方が線測定よりも全体的に位置分解能が小さいのは、宇宙線の方が直進性に優れ、クーロン多重散乱の影響が小さいためである。

線および宇宙線測定それぞれについて、 $|V_p| \leq |V_c|$ の場合の位置分解能の V_p 依存性を図 4.15 および 4.16 に示す。線、宇宙線測定ともに $V_c = -1900$ V の場合、 $|V_p|$ の減少に伴い位置分解能は大きくなる傾向が見られるが、 $|V_p| \geq 1800$ V においてはあまり差が見られない。 $V_c = -2000$ V の場合、位置分解能の V_p 依存性は見られない。

以上から、位置分解能は主にカソード膜の印加電圧 V_c に依存していることが分かる。この要因は、カソード膜の表面積がポテンシャルワイヤの表面積よりも大きいからだと考えられる。

図 4.15 にプロットされている印加電圧の組合せの TDC スペクトルを図 4.18 に示す。高電圧を印加すると本来の TDC スペクトルの裾 (2200 ~ 2600 ch の範囲) にコブができる。この現象は、図 4.17(a) に示すように、宇宙線測定でも確認された。原因はまだ調査中であるが、図 4.17(b) に示すように、 $V_{thre} = -1.5$ [V] では見られなかったことと、TDC スペクトルの本体の裾から立ち上がっていることを踏まえると、plus height が小さかつセルの端のからア

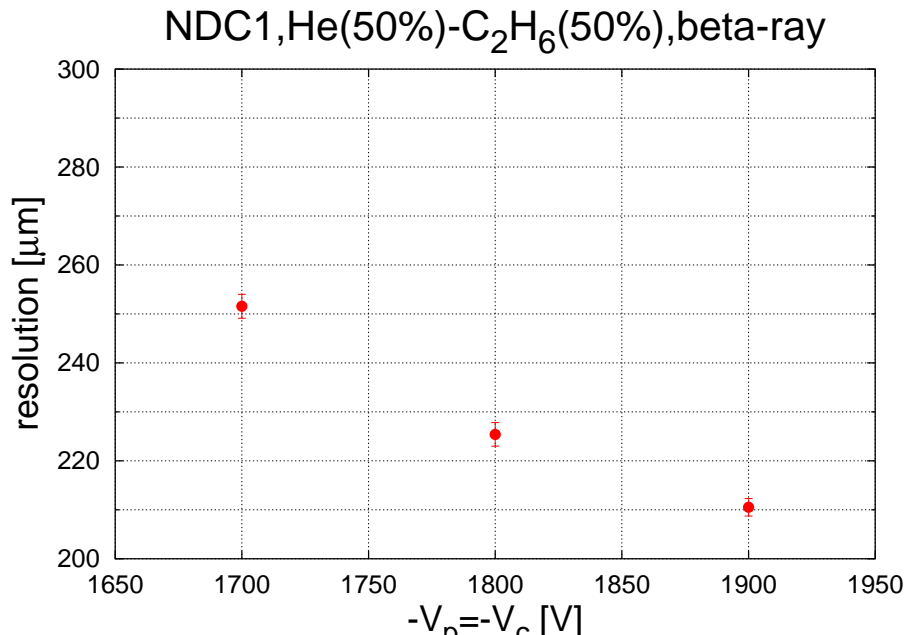


図 4.13: 線測定での位置分解能の印加電圧依存性 ($V_p = V_c$ の場合)。横軸がポテンシャルワイヤおよびカソード膜への印加電圧 [V] で、縦軸が位置分解能 [μm] である。位置分解能の値には X 面、Y 面の平均二乗誤差を用いた。

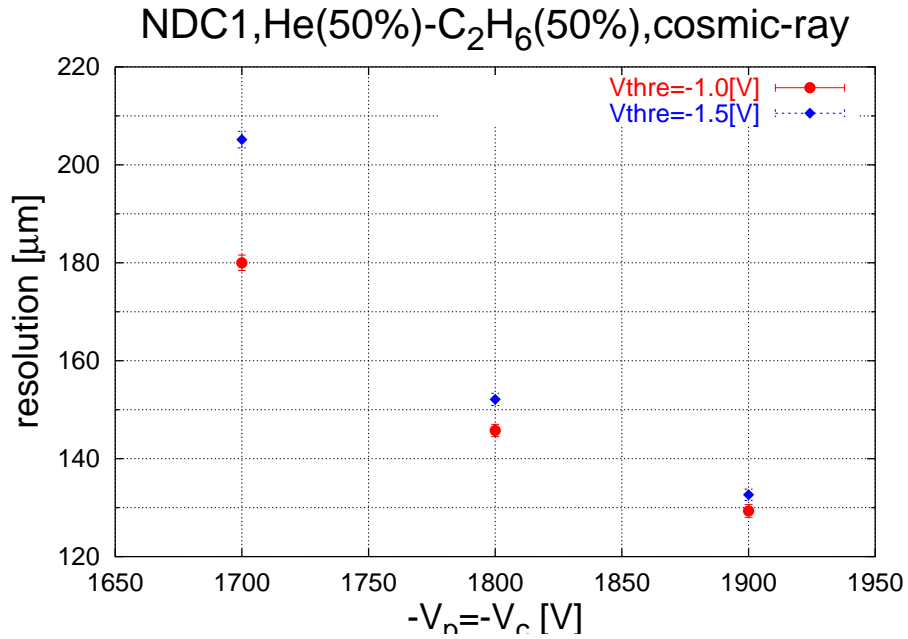


図 4.14: 宇宙線測定での位置分解能の印加電圧依存性 ($V_p = V_c$ の場合)。横軸がポテンシャルワイヤおよびカソード膜への印加電圧 [V] で、縦軸が位置分解能 [μm] である。位置分解能の値には X 面、Y 面の平均二乗誤差を用いた。

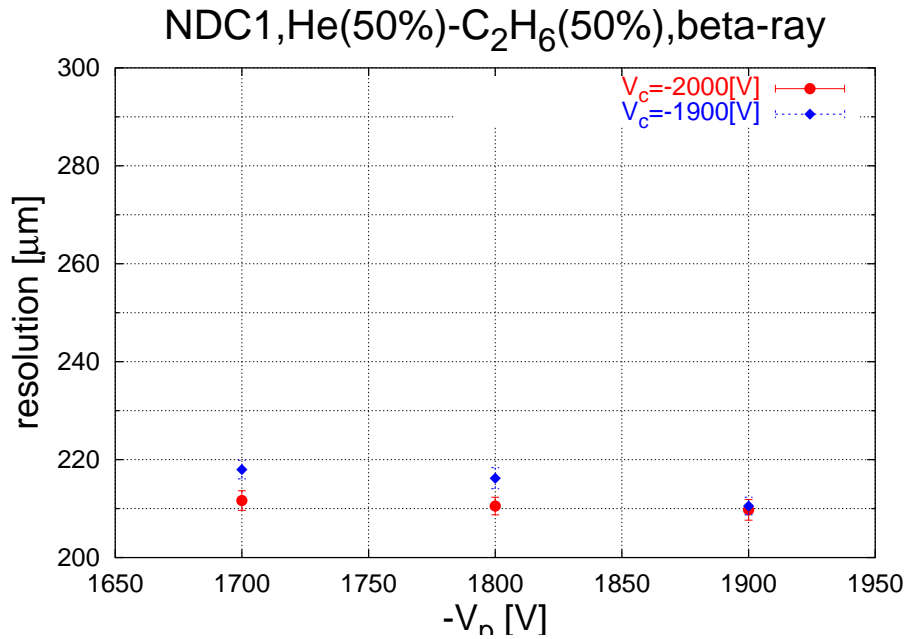


図 4.15: 線測定での位置分解能の印加電圧依存性 ($|V_p| \leq |V_c|$ の場合)。横軸がポテンシャルワイヤへの印加電圧 [V] で、縦軸が位置分解能 [μm] である。位置分解能の値には X 面、Y 面の平均二乗誤差を用いた。カソード膜の印加電圧を -1900, -2000 V の場合について測定した。

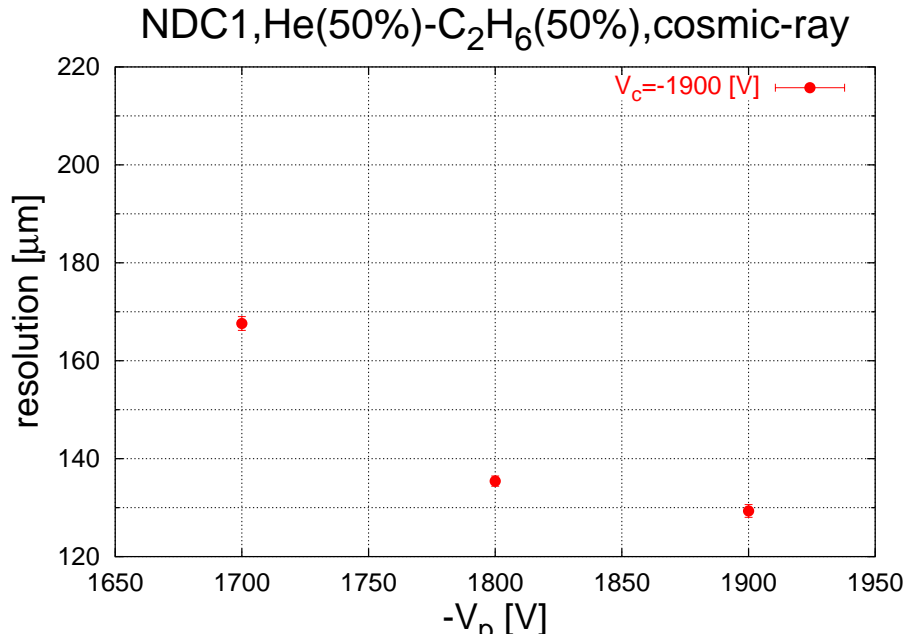


図 4.16: 宇宙線測定での位置分解能の V_p 依存性 ($|V_p| \leq |V_c|$ の場合)。横軸がポテンシャルワイヤへの印加電圧 [V] で、縦軸が位置分解能 [μm] である。位置分解能の値には X 面、Y 面の平均二乗誤差を用いた。カソード膜の印加電圧を -1900 V の場合について測定した。

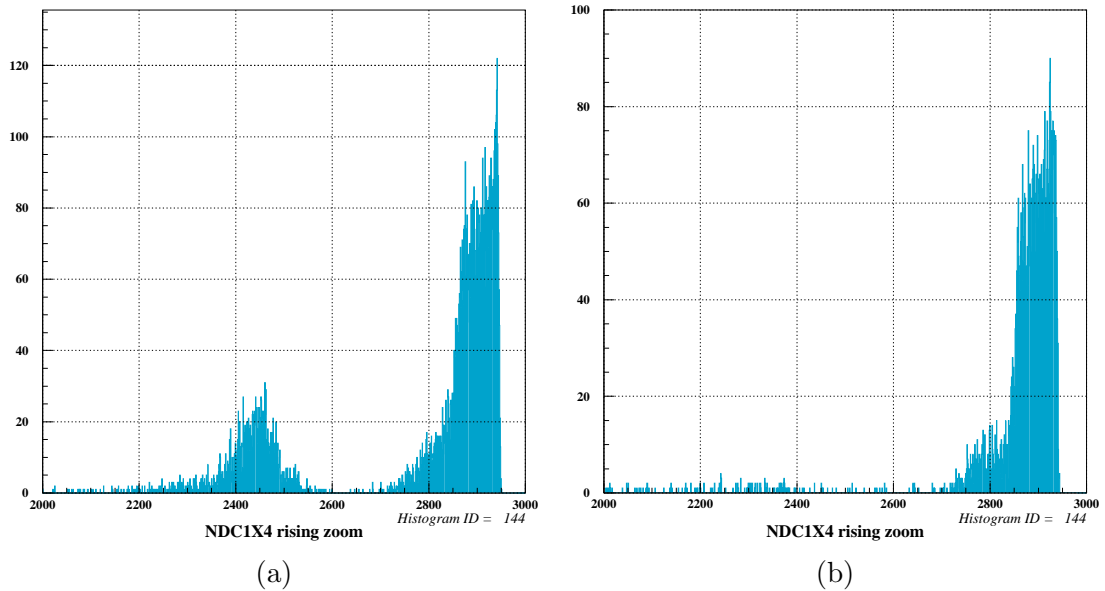


図 4.17: 高電圧のもとで TDC スペクトルに見られるコブに関して調べた結果。(a) $V_p = V_c = -1900$ V での宇宙線測定におけるコブ。高電圧のもとでは線測定と同様に 2200 ~ 2600 ch の範囲にコブが現れる。(b) 線測定での $V_{thre} = -1.50$ V における TDC スペクトル。 $V_p = V_c = -1900$ V の高電圧を印加しているが、コブは見られない。

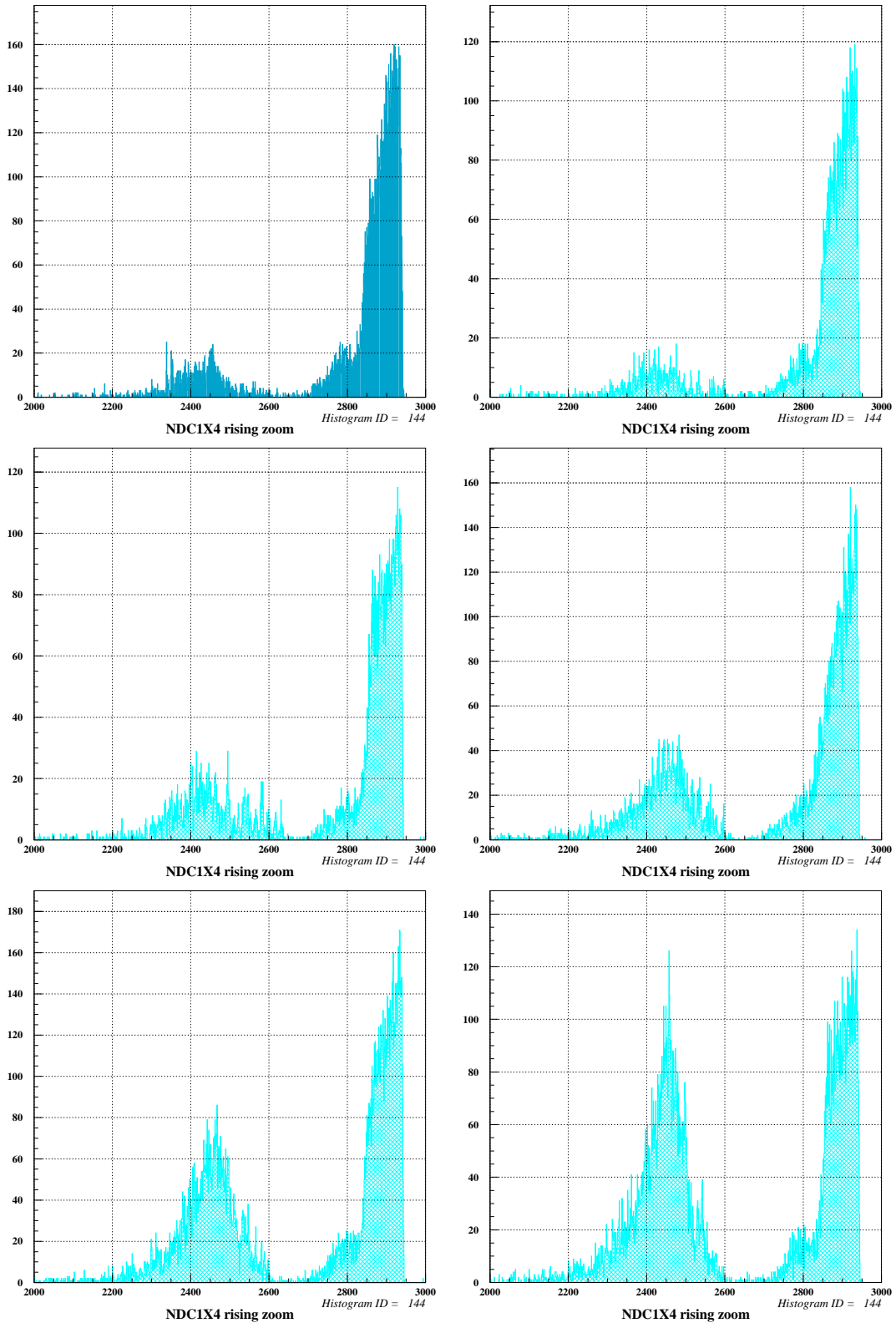


図 4.18: 線測定の中で位置分解能の良かった印加電圧の TDC スペクトル。
 1 段目; [左図] $(V_c, V_p) = (-1900V, -1700V)$ の場合。[右図] $(V_c, V_p) = (-1900, -1800)$ の場合。
 2 段目; [左図] $(V_p, V_c) = (-1900V, -1900V)$ の場合。[右図] $(V_c, V_p) = (-2000V, -1700V)$ の場合。
 3 段目; [左図] $(V_p, V_c) = (-2000V, -1800V)$ の場合。[右図] $(V_c, V_p) = (-2000V, -1900V)$ の場合。

$-V_c$ [V]	$-V_p$ [V]	全検出効率 [%]	M1 検出効率 [%]	M2 検出効率 [%]	I_p [nA]	$N/(N+N')$ [%]
1900	1700	97.22	85.84	10.53	130	86.42
1900	1800	96.80	85.46	10.65	130 ~ 150	86.13
1900	1900	97.44	82.82	10.13	100	73.39
2000	1700	96.43	84.38	10.59	120 ~ 150	66.82
2000	1800	96.58	83.73	11.38	120 ~ 150	57.32
2000	1900	96.41	82.94	11.73	120	45.88

表 4.5: 最適動作電圧の評価指標。位置分解能がほぼ等しい各印加電圧の組合せに対して、それぞれ M1(multiplicity=1) および M2(multiplicity=2) の検出効率、ポテンシャルワイヤのリーク電流 I_p 、TDC スペクトル本体の割合 (スペクトル本体のカウント数を N コブのカウント数を N' とした) を示す。検出効率および $N/N + N'$ は、コブが顕著に現れていた X4 面の情報を用いた。

ノードワイヤに到着する時間以降に発生する電子に起因することが分かる。このことから、アノードワイヤ付近での電子雪崩の際に生じる紫外光による新たな電離電子などが原因ではないかと考えている。

ポテンシャルワイヤの印加電圧によって位置分解能に差が見られないことから、各印加電圧の組合せに対して位置分解能以外の評価基準を設定して最適動作電圧を決定する。今回は、(1)リーク電流が少なく安定にオペレートできる、(2)multiplicity が少ない、(3)TDC スペクトル本体のカウント数 N がコブのカウント数 N' に比べて大きい、の 3 点を指標として評価する。各印加電圧の組合せに対するこれらの指標に基づいた評価を表 4.5 に示す。

表より検出効率についてはどの印加電圧の組合せにも大きな違いは見られないが、 $N/(N + N')$ については $(V_c, V_p) = (-1900 \text{ V}, -1800 \text{ V}), (-1900 \text{ V}, 1700 \text{ V})$ の組合せが良い。また、リーク電流については、さほど差はないが $(V_c, V_p) = (-1900 \text{ V}, -1900 \text{ V})$ の組合せが良いと考えられる。しかし、宇宙線測定における $(V_c, V_p) = (-1900 \text{ V}, -1800 \text{ V}), (-1900 \text{ V}, -1700 \text{ V})$ の組合せでは、ポテンシャルワイヤのリーク電流 $I_p = 0 \text{ nA}$ と安定してオペレートできた。以上を踏まえると、 $(V_c, V_p) = (-1900 \text{ V}, -1800 \text{ V}), (-1900 \text{ V}, -1700 \text{ V})$ の組合せが良いと考えられる。この 2 つの組合せにおいて表 4.5 の評価に差は見られないが、図 4.16 における宇宙線測定での位置分解能を考慮に入れると、 $(V_c, V_p) = (-1900 \text{ V}, -1800 \text{ V})$ が最も良い組合せだと考えられる。

以上の評価から、今回のテスト実験における NDC の最適動作電圧は、 $(V_c, V_p) = (-1900 \text{ V}, -1800 \text{ V})$ であると結論づけられる。

4.3 ²⁴O 探索実験への評価

4.3.1 設定電圧の評価

²⁴O 探索実験では、入射粒子の電荷 ($Z=8$) および運動エネルギー (核子あたり 72 MeV) がテスト実験で用いた線および宇宙線と大きく異なるため、チェンバー内の検出ガス中でのエネルギー損失は大きく異なる。したがって、²⁴O 探索実験での最適動作電圧を決定するにあたり、本測定で得られた最適動作電圧について NDC からの signal の pulse height が等しくなるよう換算する必要がある。

図 4.19 に広いエネルギー範囲にわたる異なる 6 種類の荷電粒子に対する空気中の比エネルギー損失の変化を示す。この図から、各荷電粒子の最小電離エネルギーはほぼ一定の値を取ることが分かる。今回の測定で用いた線は最大エネルギー 2.28 MeV の最小電離粒子であるから、そのエネルギー損失は陽子のそれとほぼ等しい。

ここで、荷電粒子が物質中で損失するエネルギーは Bethe-Bloch の式によって表される [6]。

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e \gamma^2 v^2 W_{max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 - \delta - 2\frac{C}{Z} \right] \quad (4.7)$$

ここで、各パラメータは以下の通りである。

r_e : 古典電子半径= 2.817×10^{-13} cm	z : 入射粒子の電荷
m_e : 電子の質量	$\beta = v/c$ (入射粒子の速度)
N_A : アボガドロ数	$\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$
I : 平均イオン化エネルギー	δ 密度補正
Z : 吸収体の原子番号	C : shell correction
A : 吸収体の質量数	W_{max} maximum energy transfer in a single collision
ρ : 吸収体の密度	

図 4.20 に、式 4.7 を用いて陽子および ²⁴O における He(50 %)-C₂H₆(50 %) 混合ガス中でのエネルギー損失の計算結果を示す。この結果から、陽子の最小電離エネルギーは 1.61×10^{-3} MeV/cm となり、核子あたり 70 [MeV] の ²⁴O ビームは、 4.89×10^{-1} [MeV/cm] となる。

以上から、電子の最小エネルギーも 1.61×10^{-3} [MeV/cm] であると考えられ、²⁴O ビームの signal の pulse height は、測定で用いた線の pulse height の 304 倍程度であると見積もられる。

§4.1 の efficiency 測定で得た図 4.4 を見ると、efficiency curve は検出効率が 50 % 付近で傾きが大きくなっていることが分かる。よって、この印加電圧において、検出パルスの大きさが threshold の電圧値 V_{thre} とほぼ等しくなっていると考えられる。

以上の議論から、線測定において検出効率が 50 % となる印加電圧の値 V_{50} を各 V_{thre} ごとに求めることにより、pulse height の印加電圧依存性を調べることができる。

この考えを基にして図 4.21 に pulse height の印加電圧依存性を表すグラフを作成した。その作成手順は以下の通りである。まず、それぞれの V_{thre} (-0.75, -1.00, -1.50, -2.00, -2.43 V) に対して、各面の V_{50} を直線近似により求め、 $V_{thre} = -1.00$ V を基準に取ってその電圧差を求め

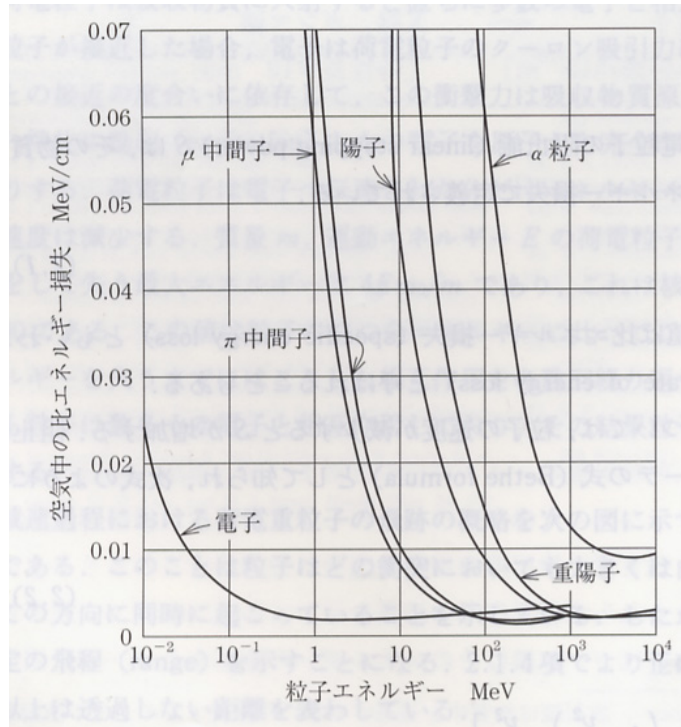


図 4.19: 6 種類の荷電粒子に対する空気中の比エネルギー損失の変化 (文献 [7] より引用)

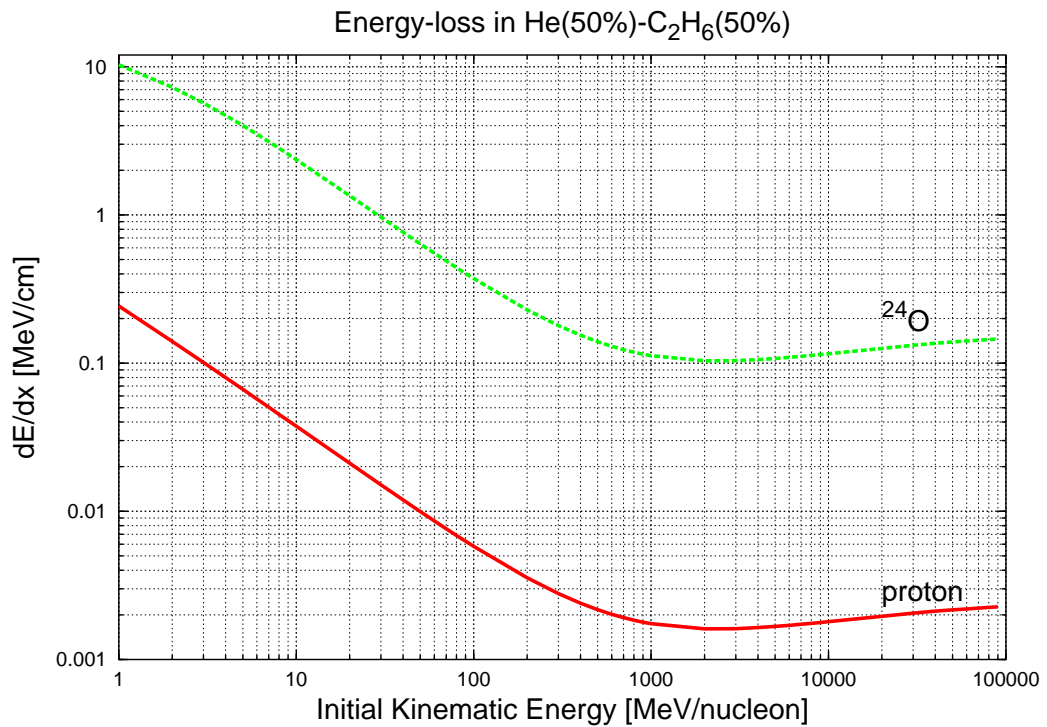


図 4.20: He(50 %)-C₂H₆(50 %) 混合ガス中での陽子および ²⁴O のエネルギー損失

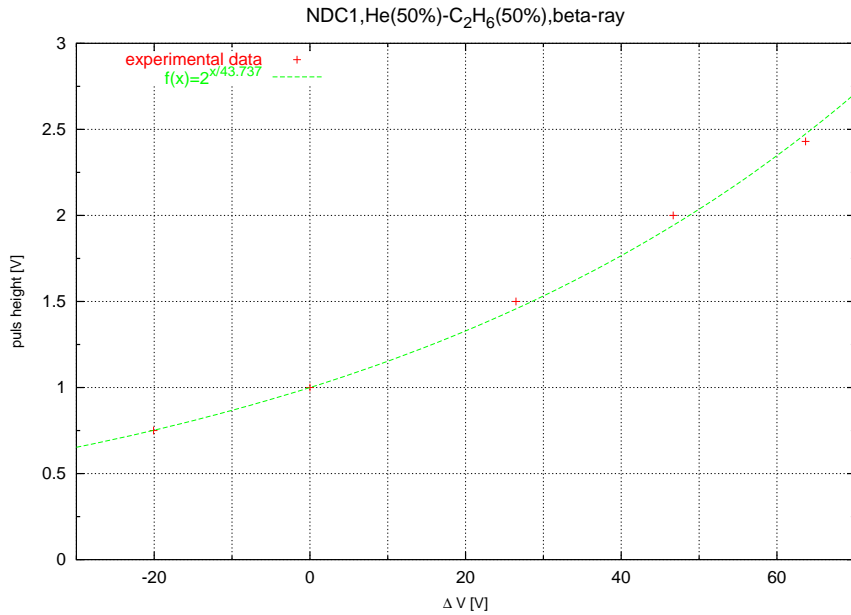


図 4.21: pulse height の印加電圧依存性。横軸は $V_{thre}=1.00$ V を基準としたときの印加電圧の増加量 [V] であり、縦軸は pulse height[V] である。グラフ中の点は実験データで、曲線はデータを $f(x) = 2^{x/a}$ の関数でフィットしたものを表す。

る。次に、得られた電圧差に対して V_{thre} ごとに面平均を取り、これを印加電圧の基準点からの増加量 ΔV とした。この ΔV を横軸に、それに対応する V_{thre} (pulse height) を縦軸にして plot することで、図 4.21 が得られた。

図より、pulse height の印加電圧依存は指数関数で良いフィッティングが得られた。ここで前述の通り、²⁴O ビームでの puls height は、線測定における puls height の 304 倍程度と見積もることができるから、この関数を用いると $V_p = V_c$ の場合の設定電圧は今回のテスト実験の最適動作電圧よりも 402 V だけ低く設定すれば良いことが分かる。

以上より、 $V_p = V_c$ の場合の ²⁴O 探索実験での最適動作電圧は、1498 V と見積もられる。

$V_p \leq V_c$ の場合の ²⁴O 探索実験での設定電圧も、同様に V_p と V_c の比を一定にして efficiency curve を取ることで評価することができる。

4.3.2 角度分解能の評価

^{24}O 探索実験では高い角度分解能が必要であり、入射角度の測定には Lab 系で 1 [mrad] 程度の角度分解能が求められている。図 4.22 に、 ^{24}O 探索実験で予定している NDC のセットアップを示す。角度分解能は、検出器の位置分解能とクーロン多重散乱の効果によって決まる。クーロン多重散乱の平均散乱角度 θ_{av} は、

$$\theta_{av} = \frac{13.6[\text{MeV}]}{\beta cp} Z \sqrt{\frac{x}{X_0}} \left\{ 1 + 0.038 \ln \frac{x}{X_0} \right\} \quad (4.8)$$

で表される [8]。ここで、

である。クーロン多重散乱による角度分布は散乱角度が小さいところでは半値幅 θ_{av} を持つ

- | | |
|-----------------------|-------------------------|
| c: 光速 | $\beta = v/c$ (入射粒子の速度) |
| p: 入射荷電粒子の運動量 [MeV/c] | Z: 入射荷電粒子の電荷 |
| L: 通過した物質の厚さ | X_0 通過した物質の放射長 |

た Gauss 分布で表せる。したがって、この式を用いるとクーロン多重散乱による寄与 σ_{colomb} は、 θ_{av} は、0.78 [mrad] と見積もられる (詳細な記述は東京工業大学理工学研究科基礎物理学専攻の中山佳晃氏の修士論文 [9] を参照)。

また、NDC1 と NDC2 間の距離を l とし、NDC1 および 2 で測定された位置座標をそれぞれ (x_1, y_1) 、 (x_2, y_2) とすると、入射角度は以下のように表される。

$$\theta \cong \tan \theta = \frac{\sqrt{(x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2}}{l}$$

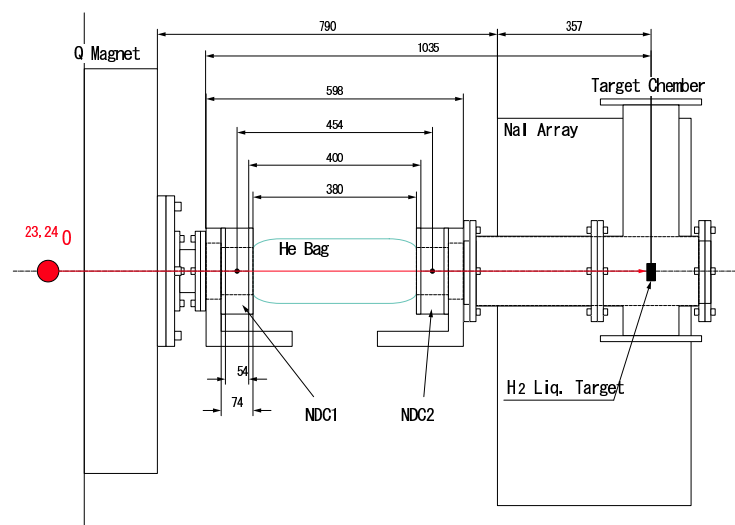


図 4.22: ^{24}O 探索実験での NDC のセットアップ。クーロン多重散乱を抑えるために He バックを用いる。図に記されている寸法は全て mm 単位である。

ここで、X面、Y面の位置分解能が等しいと仮定すると ($\sigma_X = \sigma_Y = \sigma$)、誤差の伝搬則より NDC の位置分解能の角度分解能への寄与 $\sigma_{resolution}$ は、

$$\sigma_{resolution} = \frac{\sqrt{2}\sigma}{l} \quad (4.9)$$

と表せる。したがって、式 4.9 に $(V_c, V_p) = (-1900 \text{ V}, -1800 \text{ V})$ の宇宙線測定的位置分解能の結果 $135.4 \mu\text{m}$ を当てはめると、 $\sigma_{resolution} = 0.41 \text{ mrad}$ となる。

以上から、 ^{24}O 探索実験での角度分解能 σ_θ は、 $0.88 \text{ mrad}(0.050^\circ)$ と評価できる。これは十分に要求を満たす。

第5章 まとめと展望

^{24}O の陽子非散乱実験に向け入射粒子の精密飛跡測定を実現するため、多線線式ドリフトチェンバー (通称 NDC) を開発し、その性能評価を行なった。主に検出効率および位置分解能の印加電圧依存性について評価した。線を用いた検出効率の印加電圧依存性の測定から NDC の線での動作印加電圧の大きさは 1700 V 以上と決定した。また、線および宇宙線を用いた測定から、それぞれ位置分解能の印加電圧依存性を調べた。特に、カソード膜に高電圧を印加した条件下での位置分解能のポテンシャルワイヤ印加電圧依存性を調べた結果、位置分解能は主にカソード膜の印加電圧に依存することが分かった。位置分解能以外にも評価基準を設定し、ポテンシャルワイヤに -1800 V、カソード膜に -1900 V の印加電圧の組合せを最適動作電圧と決定し、このときの位置分解能は $135.4 \pm 1.1 \mu\text{m}$ である。

さらに、これらの結果から、 ^{24}O 探索実験において、ポテンシャルワイヤとカソード膜への印加電圧が等しい場合の最適動作電圧を 1498 V と見積もった。また、 ^{24}O 探索実験での角度分解能をクーロン多重散乱の効果を考慮に入れて評価し、実験室系で 0.88 mrad (0.050 °) と十分な値を得た。

今後の課題および展望としては以下の 5 点が挙げられる。(1) ^{24}O 探索実験での NDC のオペレーション、(2)garfield を用いたシミュレーション結果との比較、(3) 高印加電圧のもとで現れる TDC スペクトルのコブに関する原因の追求、(4) X1 面および X2 面の、ノイズの原因および multiplicity=1 の検出効率の急激な低下の原因の追求、(5) NDC を用いた宇宙線の飛跡解析による補正を加えた中性子検出器 NEUT の位置分解能の導出、の 5 点である。特に (5) の中性子検出器については、今後広く用いられる検出器でありその位置分解能の測定は大変有用なテーマとなるだろう。

付録A APPENDIX

A.1 微分散乱断面積の散乱角度分布の近似計算

微分散乱断面積 $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ は、第一ボルン近似のもとで球ベッセル関数 j_l の絶対値の自乗に比例する [10]。

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \sim |j_l(qR)|^2 \quad (\text{A.1})$$

ここで、 R は散乱核の半径、 l は角運動量である。また、 q は移行運動量を表し、入射核および散乱核の波数ベクトルの絶対値がほとんど変わらないとすると（その値を k とする）、以下のように書ける。

$$q = 2k \sin \frac{\theta_{CM}}{2}$$

以上から、 $p(^{24}\text{O}, ^{24}\text{O}^*)p'$ の場合、微分散乱断面積の散乱角度分布は、図 A.1 のようになると考えられる。

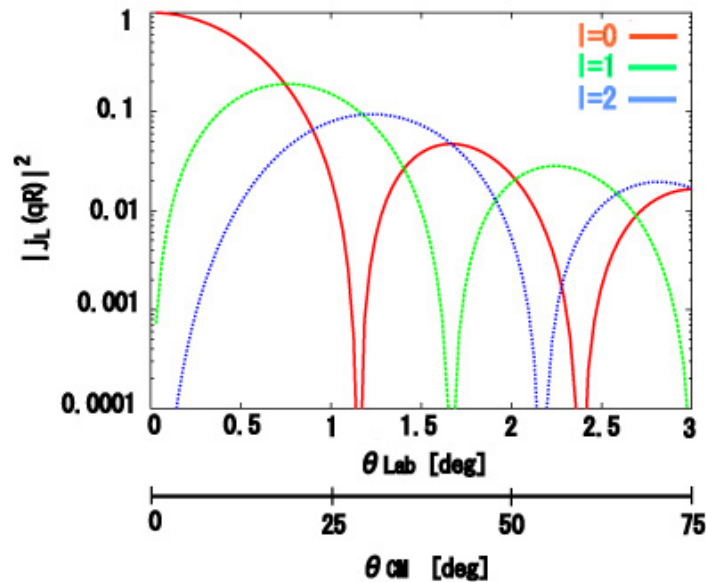


図 A.1: 励起準位の軌道角運動量 l ごとの微分散乱断面積の散乱角度分布

A.2 宇宙線とは

宇宙空間から降り注ぐ高エネルギー放射線を宇宙線と呼ぶ。そのうち地球の大気外から入射する宇宙線を一次宇宙線と呼び、一次宇宙線と地球の大気との相互作用によって生成される粒子を二次宇宙線と呼ぶ。一次宇宙線は銀河系あるいは太陽系を起源とするが、図 A.2 の左図に示すように、これらは極めて高い運動エネルギーの陽子を主成分とし、これにヘリウム原子核と重イオンが加わる。そして、大気に入射すると大気中の原子核と相互作用し、パイオン、ミュオン、電子、陽子、中性子、および光子などの多種の高エネルギーの2次粒子を生成する。生じた2次粒子もエネルギーが高いため、さらに粒子を生成する。このような反応が連鎖的に生じ、大気中で大量の2次粒子が発生する。この現象を空気シャワーと呼ぶ(図 A.2 の右図)。大気を進むにつれて空気シャワーは発達し、シャワー中の粒子数が増加するが、それに伴って、1粒子当たりのエネルギーは低くなっていく。やがて、エネルギーの低くなった粒子は新たに粒子を生成出来なくなり、空気シャワーは減衰する。生成された粒子のうち、寿命の短いものは崩壊し、残ったガンマ線、電子、ミュオン、核子などの粒子が地表に複数同時に到来する。その中でもミュオンが主成分となっており、全体の75%を占める(図 A.3)。地上でのミュオンの強度はおおよそ1個/cm²/minである。

また、宇宙線は各粒子のエネルギーにより分類され、ミュオン(>0.22 GeV)、パイオン(>0.4 GeV)、陽子(>3 GeV)、中性子(>0.3 GeV)を硬成分として、電子、ミュオン(<0.22 GeV)、陽子(<3 GeV)を軟成分とされている。宇宙線の強度Jは、天頂角分布で表して日本の地上ではおおよそ以下の式のようなになる [8]。

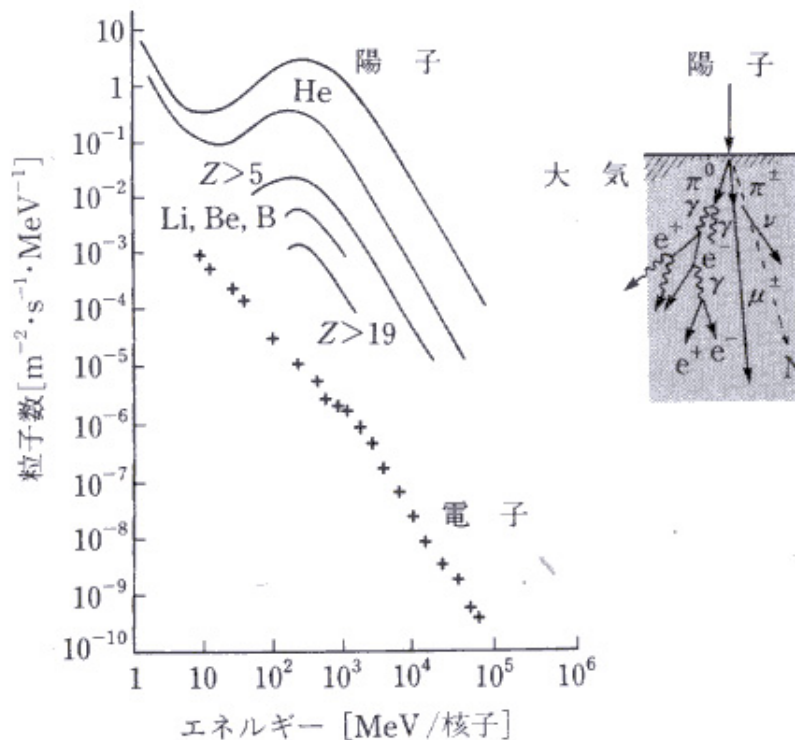


図 A.2: 一次宇宙線強度と一次宇宙線の空気シャワーの概念図 (文献 [8] より引用)

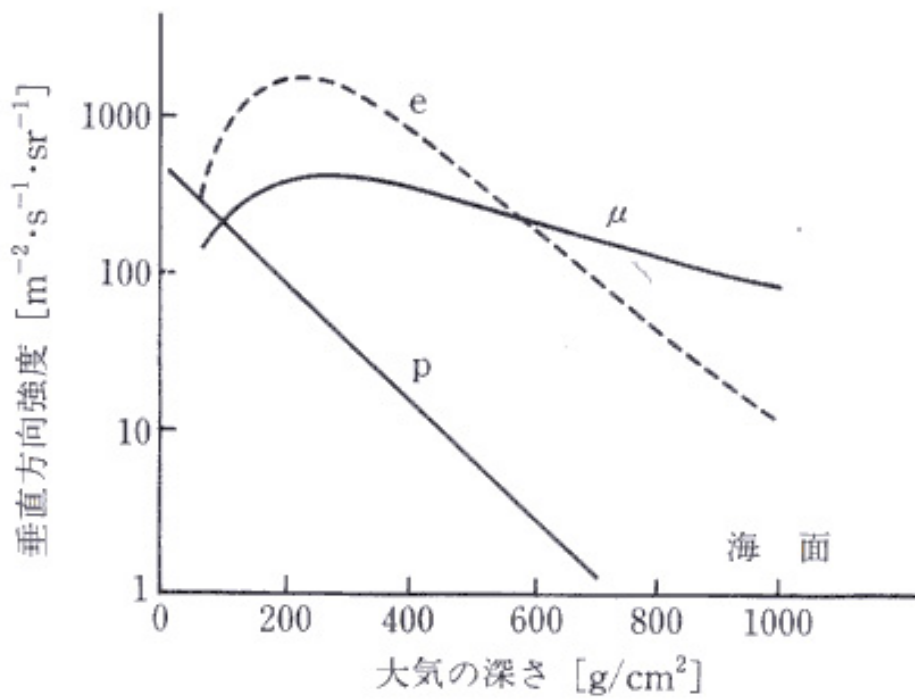


図 A.3: 大気中における宇宙線諸成分の垂直方向強度 (文献 [8] より引用)

$$J(\theta) = J_0 \cos^n \theta \tag{A.2}$$

$$\begin{cases} \text{硬成分} & n = 2 & J_0 = 0.82 \times 10^{-2} / \text{cm}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{sr} \\ \text{軟成分} & n = 3 & J_0 = 0.31 \times 10^{-2} / \text{cm}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{sr} \end{cases}$$

この式から分かるように宇宙線の多くは鉛直方向から飛来している。

A.3 STC で用いた fit 関数

STC で用いた fit 関数は TDC のチャンネルを $t(\text{ch})$ とすると、

$$x(t) = \begin{cases} 0 & (t \leq 0) \\ \frac{P_7}{1+\exp(S)} & (0 \leq t < 120) \\ P_7 & (120 \leq t) \end{cases} \quad (\text{A.3})$$

ただし、 S は、

$$S = \sum_{i \neq 7} P_i t^i$$

と表し、6~7 次の t の多項式を用いた。実際に fit した例を図 A.4 に示す。

STC 関数として用いるときには、半セルサイズに規格化した。

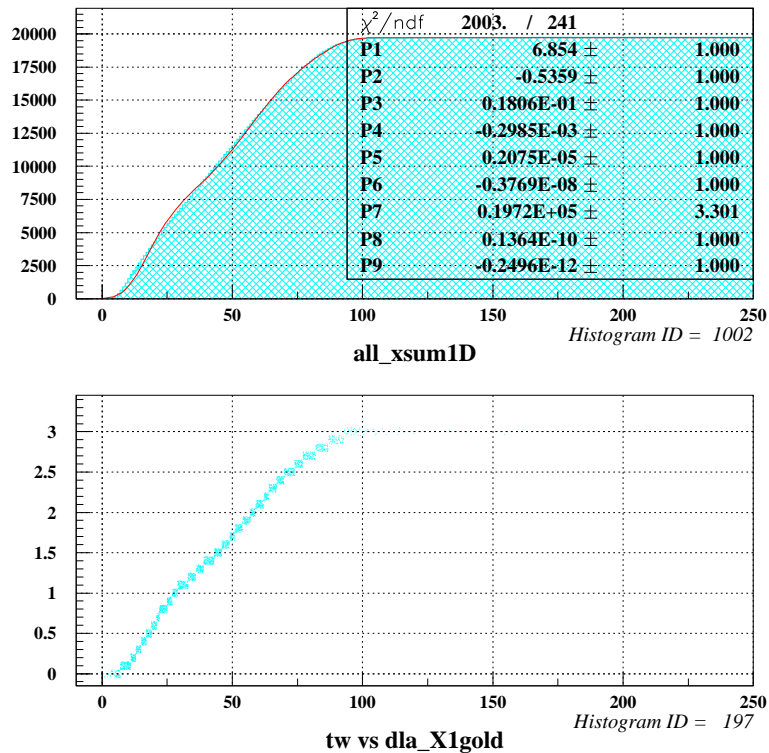


図 A.4: STC の fit 関数の例。 $V_{\text{thre}}=-1.50[\text{V}]$, $V_p=V_c=-1900[\text{V}]$ の宇宙線測定での例を示す。(上図) fit の関数とパラメータ。(下図) 実際に fit 関数を用いて時間情報を位置情報に変換した図。横軸はドリフト時間 $t[\text{ch}]$ 、縦軸はドリフト距離 $x[\text{mm}]$ を表す。

A.4 STC補正で用いた fit 関数

アノードワイヤからの距離を x [mm] と表すと、STC 補正の際に残差 dl を fitting した関数は、セルの端とアノードワイヤの位置でゼロになるような束縛条件を加えた多項式として

$$dx(x(t)) = (x - 0)(x - 3.0)(P_1 + P_2 \times x + P_3 \times x^2 + P_4 \times x^3 + P_5 \times x^4 + P_6 \times x^5) \quad (\text{A.4})$$

を用いた。

参考文献

- [1] T.Motobayashi, et al. Large deformation of the very neutron-rich nucleus ^{32}Mg from intermediate-energy coulomb excitation. *Phys. Lett. B*, Vol. **346**, p. 9, (1995).
- [2] A.Ozawa, et al. New magic number, $n = 16$, near the neutron drip line. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. **84**, p. 5493, (2000).
- [3] M.Stanoi, et al. $N=14$ and 16 shell gap in neutron-rich oxygen isotopes. *Phys. Rev. C*, Vol. **69**, p. 034312, (2004).
- [4] 渡辺極之. 六角セル型ドリフトチェンバーとそのガステ性の研究. Master's thesis, 東北大学大学院理学研究科物理学専攻原子核物理, (2002).
- [5] 篠原督和. 低圧力 hrbdc の開発と動作特性の評価. Master's thesis, 東北大学大学院理学研究科物理学専攻原子核物理, (2004).
- [6] W.R.Leo. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*. Springer-Verlag, (1994).
- [7] Glenn.F.Knoll. 放射線計測ハンドブック. 日刊工業新聞社, (2001). 木村逸郎、坂井英次訳.
- [8] 加藤貞幸. 放射線計測. 培風館, (1994).
- [9] 中山晃. 不安定核反応実験のための入射粒子飛跡検出器の開発. Master's thesis, 東京工業大学大学院理工学研究科基礎物理学専攻, (2009).
- [10] S.S.M.Wong. *INTRODUCTION NUCLEAR PHYSICS*. Prentice Hall, (1990).

謝 辞

本研究を行うにあたり様々な方からのご指導、ご協力を頂きました。指導教官である中村隆司教授には測定の方針を進める上での確なアドバイスをして頂き、さらに論文の書き方もご教授頂きました。また、佐藤義輝助教授には実験の基礎から取り組む姿勢まで御指導頂き、また文章の書き方など様々な面で教えて頂きました。そして、中山佳晃氏にはDCの基礎から応用までご教授頂きました。中村研究室の小林信之氏には解析環境の設置をはじめ、コンピューターの使い方から設定まで教えて頂きました。最後に、経済的支援および精神的に支えていただいた家族への感謝をもって本研究の謝辞と致します。