

2016年度 修士論文

方向感度を持った暗黒物質探索のための
高圧キセノンガス中での再結合現象の研究

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

石山優貴

平成29年1月26日

概要

宇宙に大量に存在すると言われている暗黒物質には謎が多く、世界中で様々な探索実験が行われている。その一つとして、暗黒物質自身が原子核を反跳する事象を観測する直接探索実験がある。太陽系は銀河の中で白鳥座の方向に進んでいるため、暗黒物質の到来方向にも偏りがあると考えられている。暗黒物質の到来方向に感度のある手法は暗黒物質の強い証拠になりえ、最近では反跳原子核の飛跡を検出する検出器を用いた実験がなされている。しかし、暗黒物質による反跳原子核の飛跡は短いため低圧ガスを用いた TPC (Time Projection Chamber) を用いており、標的の数が少ないのが難点である。

高密度かつ反跳原子核の方向が分かる検出器として、高圧キセノンガス中での柱状再結合を利用した検出器が挙げられる。キセノンは質量数が大きい原子核であるため、スピンの依存しない散乱断面積がとても大きく、高圧にする事で暗黒物質によるより多くの事象が期待できる。また、荷電粒子が電離した電子及びイオンと、印加した電場との角度によって再結合現象の起こる頻度が変わる柱状再結合現象を利用する事で方向を検出する事も期待できる [1]。

飛跡と電場とが平行である場合、加速された電子とイオンとが出会う頻度が上がるため、より多く再結合が起こり、シンチレーション光が増えると考えられる。対して、飛跡が電場と垂直である場合には、電子とイオンとが出会う頻度が下がるため、再結合が少なくなると考えられる。また、電場と平行に磁場を印加した場合、電子が磁場に巻きついて運動し、電子とイオンが近づくために柱状再結合現象が起こりやすくなり、方向感度が向上する事が期待される。

原理の検証実験として、高圧のキセノンガスを封入できるイオンチェンバーと APD (Avalanche Photo Diode) を組み合わせた検出器を製作し、²⁴¹Am 線源からの α 線を用いて測定を行なった。まず、再結合が起きていることを確認するために、電離信号とシンチレーション光の電場依存性を測定した。それによって、ドリフト電場が弱いと電離信号が減り、シンチレーション光が増えるという再結合が起きている事を確認した。再結合の方向依存性については、電離信号の持続時間を利用して解析を行い、柱状再結合現象を調査した。また、ネオジム磁石を入れた場合も測定し、再結合率がどうなるかについても調査した。

目次

1	序論	1
1.1	暗黒物質の存在の発端	1
1.2	暗黒物質の候補	3
1.3	実際に行われている実験	4
2	放射線検出器としてのキセノンガスの性質	10
2.1	放射線による反応	10
2.2	キセノン中での電離電子の伝搬	11
2.3	キセノン中の光の伝搬	15
2.4	再結合現象 (Recombination)	17
2.4.1	再結合現象	17
2.4.2	柱状再結合 (Columnar Recombination)	17
3	測定の概要	19
3.1	全体の概要	19
3.2	電離電子の測定	24
3.3	シンチレーション光の検出	26
3.4	データ取得系	27
4	測定結果	30
4.1	波形解析	30
4.1.1	整形回路	32
4.1.2	弾道欠損	34
4.1.3	スロープ幅の求め方	35
4.2	分布と平均値の取得	38
4.3	信号の時間的变化	41
4.4	メッシュの透過率について	41
4.5	電離電子とシンチレーション光のドリフト電場依存性	42
5	考察	46
5.1	テフロンの反射の考察	46

5.2	再結合	49
5.3	柱状再結合について	52
6	まとめと今後の展望	59
A	SI の散乱断面積と SD の散乱断面積	61
B	不純物のシミュレーションと実験結果	61

第1章 序論

暗黒物質 (dark matter) は、存在が示唆されているものの長い間性質が分かっておらず、謎が多い。ヒッグス粒子が発見され、素粒子の振る舞いを説明する標準模型 (Standard Model) が完成したものの、標準模型には暗黒物質を構成する素粒子は見当たらない。この章では謎の多い暗黒物質の存在の発端及び候補、観測手法について述べる。

1.1 暗黒物質の存在の発端

暗黒物質の存在は 1933 年 F.Zwicky によって最初に指摘されたとされている [2]。彼は Virial 定理を使って速度分散と重力ポテンシャルとの関係を見た。かみのけ座銀河団に属する銀河の運動を調べ、見えている銀河の質量では説明できないほど銀河の速度は速いと分かった。見えている銀河の質量を約 100 倍しない事には説明ができないと結論付けたのである。

1970 年代になると、渦巻銀河の回転速度の測定が進み、回転速度の中心からの距離依存性の調査が行われた。仮に見えている物質の質量のみで考えると、外縁部での回転速度は $r^{-\frac{1}{2}}$ に従い減少していくはずである。なぜなら、銀河中心からの距離 r での回転の速さ $v_c(r)$ 、重力定数 G 、中心から r までに存在する物質の質量 $M(r)$ を用い、ケプラーの第 3 法則は

$$\frac{v_c^2(r)}{r} = G \frac{M(r)}{r^2} \quad (1.1)$$

となるからである。しかし測定の結果、渦巻銀河の外縁部での回転速度はほとんど一定である事が分かった。実際の観測の結果が図 1.1 である [3]。図中の halo が外縁部に見えていないが重力を生み出す物質、つまり暗黒物質であると考えられる。

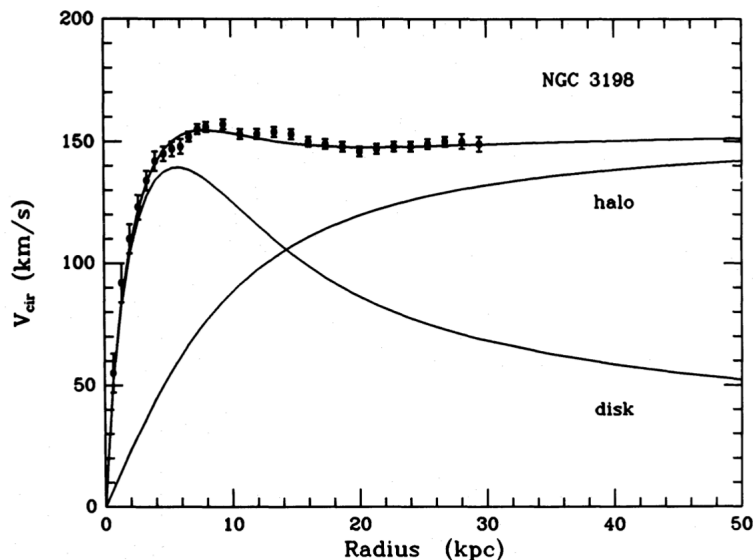


図 1.1: 渦巻銀河 NGC3198 の回転曲線。disk は銀河の外縁の見えている物質で考えた場合。halo は結果を説明する上で必要な曲線。disk と halo を足したものが測定の結果として得られた [3]。

1 序論

暗黒物質の存在を支持する観測結果は他にもあるが、その一つとして弾丸銀河団 (bullet cluster IE0657-57) の観測結果がある。弾丸銀河団は小さな銀河団と大きな銀河団とが衝突したりゅうこつ座に属する銀河団である。X線天文衛星チャンドラでプラズマガスを、可視光望遠鏡マゼランで銀河を観測した結果が図 1.2 である。ハッブル宇宙望遠鏡による弱い重力レンズ効果の解析によって暗黒物質の質量分布は図 1.2 の緑色として得られた。その質量中心は高温のガス付近よりも前方にある事が判明した。暗黒物質を想定しない場合、銀河団の質量の多くはガスによるものであるため、このままでは説明がつかない。暗黒物質が存在すると考えれば、ガスよりも反応性がずっと低い暗黒物質が先行して移動していると解釈でき、この観測結果からも暗黒物質の存在は支持された。

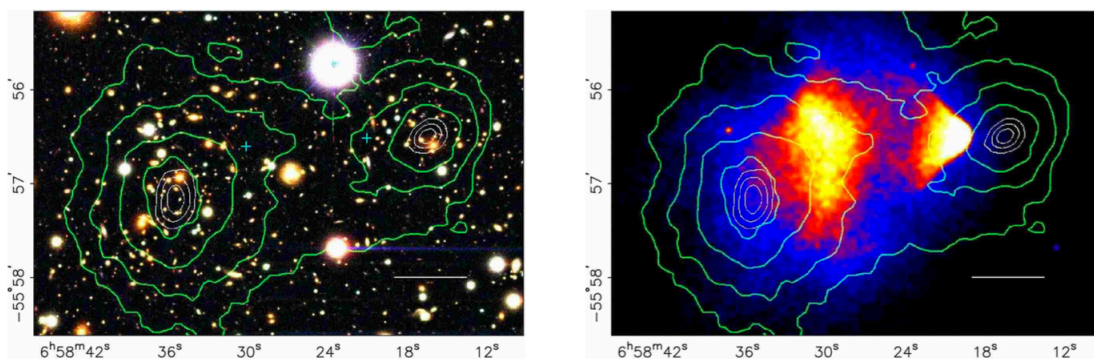


図 1.2: 弾丸銀河団の可視光での観測結果 (左) と X 線での観測結果。白いバーは 200 kpc を表す。どちらの図も緑の線は弱い重力レンズによる暗黒物質の質量分布 [3]。

最近ではプランク衛星が宇宙背景放射 (Cosmic Microwave Background、CMB) を高精度で観測した [5]。CMB はビッグバンが起きて徐々に温度が下がり、電子と陽子が結合し水素原子を発生し始める「宇宙の晴れ上がり」の名残であると考えられている。CMB は基本的には等方であるが、小さな揺らぎを持っている。その揺らぎはザックス・ウォルフ効果 (Sachs Wolfe effect) によって、宇宙論を形作る宇宙論パラメータと密接に関わっている。CMB に見られる温度の揺らぎと理論モデルを使って、宇宙の組成が明らかにされた (図 1.3)。目に見える物質は 5 % 程度しかなく、その約 5 倍も暗黒物質が占めている事が分かった。

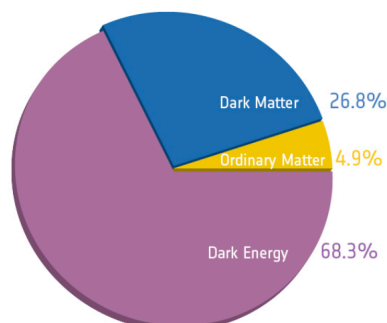


図 1.3: 宇宙の組成

1.2 暗黒物質の候補

暗黒物質が銀河に多く存在する事、また見えていない事を考えると、暗黒物質を構成する素粒子の相互作用は限られてくる。観測では強い相互作用や電磁相互作用をしない事が明らかになっている。ここではいくつかの暗黒物質候補を挙げる。

WIMP (Weakly Interacting Massive Particle)

WIMP は名前が示す通り「相互作用の弱い質量の大きな粒子」である。暗黒物質が安定に宇宙に大量に存在する事から、崩壊しにくい事が要求される。そのため候補として、超対称性理論 (SuperSymmetry, SUSY) の中でも最も軽い粒子 (Lightest Supersymmetric Particle, LSP) とされるニュートラリーノ (neutralino) やユニバーサル余剰次元理論 (Universal Extra Dimension, UED) の中でも最も軽い粒子 (Lightest Kaluza-Klein Particle, LKP) とされるカルツァクライン光子 (Kaluza-Klein Photon) が挙げられる。どちらも各理論の中で最も軽い粒子である事から安定である。

SUSY では標準理論を構成するすべての素粒子に、スピン $\frac{1}{2}$ だけ異なるパートナーが存在し、中性のニュートラリーノが暗黒物質候補として挙げられている。SUSY は標準模型のエネルギースケールの次の段階であるため注目が集まっている。ニュートラリーノ χ と原子番号 A 、質量数 Z の原子核 N の間の弾性散乱断面積はスピン独立な弾性散乱断面積とスピン依存の弾性散乱断面積の和で書ける。散乱の際に運動量移行がない場合、スピン独立 (Spin Independent) な散乱断面積 $\sigma_{\chi,N}^{\text{SI}}$ は、

$$\sigma_{\chi,N}^{\text{SI}} = \sigma_{\chi,p}^{\text{SI}} \frac{\mu_{\chi,N}^2}{\mu_{\chi,p}^2} A^2 \quad (1.2)$$

と表される [19]。ここで、 $\sigma_{\chi,p}^{\text{SI}}$ はニュートラリーノと陽子の SI な散乱断面積、 $\mu_{\chi,N}$ はニュートラリーノと原子核との換算質量、 $\mu_{\chi,p}$ はニュートラリーノと陽子との換算質量である。SI な反応の場合、暗黒物質は原子核とコヒーレントに散乱するため、散乱断面積は A^2 に比例しており、キセノンのように質量数 A の大きい原子核との反応が起こりやすい。一方、スピンに依存する (Spin Dependent) 散乱断面積 $\sigma_{\chi,N}^{\text{SD}}$ は、

$$\sigma_{\chi,N}^{\text{SD}} = \sigma_{\chi,p}^{\text{SD}} \frac{\mu_{\chi,N}^2}{\mu_{\chi,p}^2} \frac{\lambda^2 J(J+1)}{0.75} \quad (1.3)$$

と表される [19]。ここで、 $\sigma_{\chi,p}^{\text{SD}}$ はニュートラリーノと陽子の SD な散乱断面積、 λ は Lande の因子、 J は原子核の全スピンである。スピンに依存するため、 ^{19}F や ^{131}Xe といった核子が奇数個の元素と反応する。SI、SD のどちらの反応も SUSY のパラメータに依存するため、どちらが暗黒物質検出に有利かは分からない。

UED における余剰次元は、空間を $3+n$ 次元に拡張する事で、余剰次元に重力の多くが広がっているとし、重力が電磁力に極めて弱い事を説明し、重力と電磁力を統合する考えとして導入された。Universal の意味するところは標準理論を構成するすべての素粒子が高次元に拡張され、素粒子が作る場が余剰次元の平坦な空間に伝播する事にある。標準模型の素粒子に対応する粒子は

1 序論

カルツァクライン粒子と呼ばれ、SUSY と異なりスピンは一緒である。カルツァクライン光子も暗黒物質の候補として挙げられている。

アクシオン (Axion)

強い相互作用を記述する場の量子論である量子色力学 (Quantum ChromoDynamics, QCD) では、CP 対称性を破る事が可能である。しかし、中性子の電気双極子の測定結果を初めとして CP 対称性を保存する事が分かった。この強い相互作用の CP 対称性の問題を解決するために Peccei Quinn 対称性に伴う擬スカラーボソンとしてアクシオンは提唱された。アクシオンは二つの光子に崩壊するが、その寿命は宇宙の年齢よりも長いとされ、暗黒物質の候補として考えられている。

ステライルニュートリノ (Sterile Neutrino)

存在が確認されている3種類のニュートリノである ν_e 、 ν_μ 、 ν_τ に加え、第四のニュートリノとして存在を予言されているのがステライルニュートリノである。3種類のニュートリノには質量がある事が観測で実証されたが、原子炉における短距離原子炉反ニュートリノ実験における $\bar{\nu}_e$ の消失事象 [7] や、短距離加速器ニュートリノ実験 (MiniBooNE) での $\bar{\nu}_e$ の出現事象 [8]、[9]、などが質量の大きな第四のニュートリノの存在を支持している。この実験事実は、Z ボソンの崩壊幅を測定する実験では、2 から 4 種類のニュートリノそれぞれで測定結果を説明するか調査したところ、3 種類のデータがよく合っていたことと矛盾なく説明が可能であった [6]。第四のニュートリノが Z ボソンよりも重い、Z ボソンに崩壊しない反応性の低いニュートリノであれば良いのである。CMB に関する WMAP のデータから予想される相対論的ニュートリノの数が 3.30 ± 0.27 である事 [10] もその存在を支持している。その反応性の低さと質量の重さから暗黒物質の候補として考えられる。

1.3 実際に行われている実験

暗黒物質を探索するため様々な実験が世界中の各地で行われている。その中でも標準模型の次のエネルギースケールとして注目度の高い WIMP についての実験手法について述べる。実験の手法は様々あり、WIMP を対生成し観測する試みの加速器実験、WIMP が対消滅し放出する光を観測する間接探索実験、WIMP が原子核を反跳する事象を観測する直接探索実験がある。ここでは本研究に関係のある直接探索実験に注目する。直接探索実験では、WIMP の原子核反跳のエネルギーは 10~100 keV であり、低バックグラウンドかつ大質量の標的を用意する事で、WIMP の極稀な事象を観測する事を目的としている。低バックグラウンドを実現するために、検出器を綺麗にするだけでなく、例えば宇宙線といった環境放射線の影響を減らすために地下で実験が行なっている。最近の暗黒物質探索によって求められた、WIMP と SI の散乱断面積、SD の散乱断面積はそれぞれ、図 1.4、図 1.5 のようになる。代表的な直接探索実験を次に示す。

1.3 実際に行われている実験

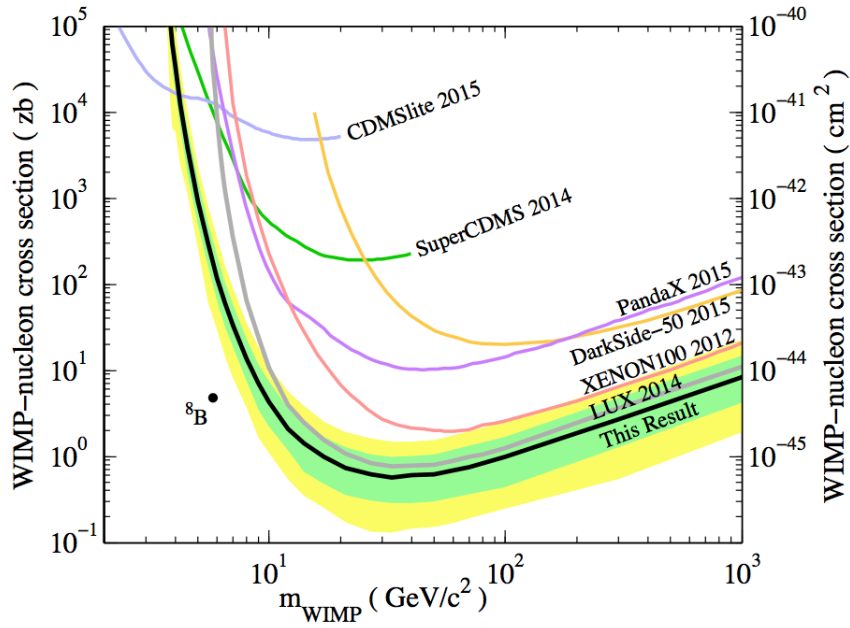


図 1.4: Spin Independent な散乱断面積と WIMP の質量の関係 [12]。This Result とは、LUX の解析結果を指す。

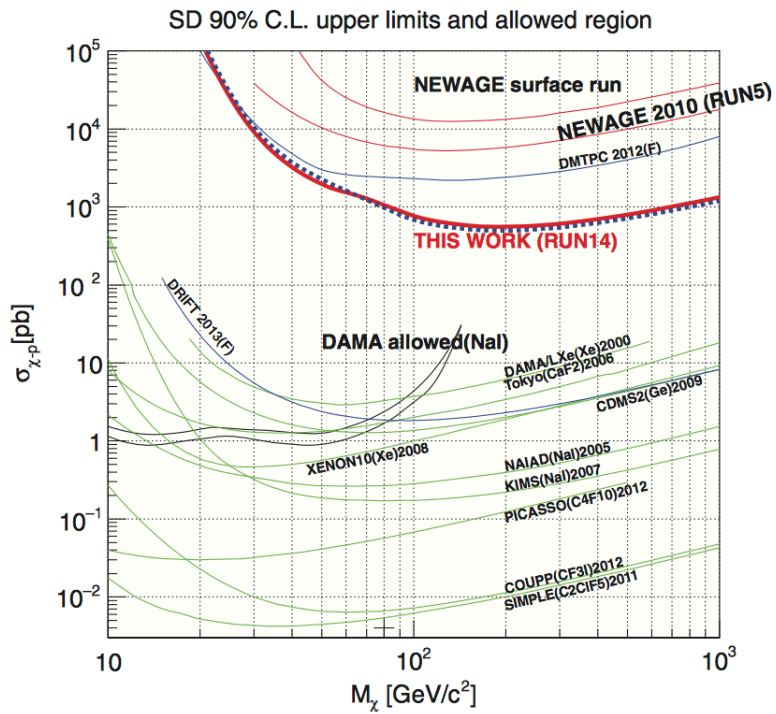


図 1.5: Spin Dependent な散乱断面積と WIMP の質量の関係 [18]。This Work とは、NEWAGE の解析結果を指す。

1 序論

LUX (Large Underground Xenon experiment)

LUX 実験は図 1.6 のようなキセノンの気液二相型の検出器を用い、アメリカのブラックヒルズの地下で実験を行っている。250 kg の液相のキセノンがアクティブな標的であり、大質量であるため WIMP との反応確率が高い。また、キセノンを用いているため SI の反応確率も高い。更に、WIMP が反跳する際に生じる光と電子の両方を測定し、反跳エネルギーと反跳した位置の両方を解析する事で γ 線などのバックグラウンド除去能力を高めている。反跳エネルギーは、シンチレーション光を光検出器で測定し、電子は気相の比例増幅領域で電子の数に比例した光に変換し、光検出器で測定する。反跳した位置の方は、光による信号 (S1) と電子による信号 (S2) の時間幅と、光検出器が光を検出した位置から 3 次元的に解析する事が可能である。LUX の観測結果は 1.4×10^4 kg·day、33 GeV の WIMP 質量に対し 0.6 zb の強い制限を与えた [12]。

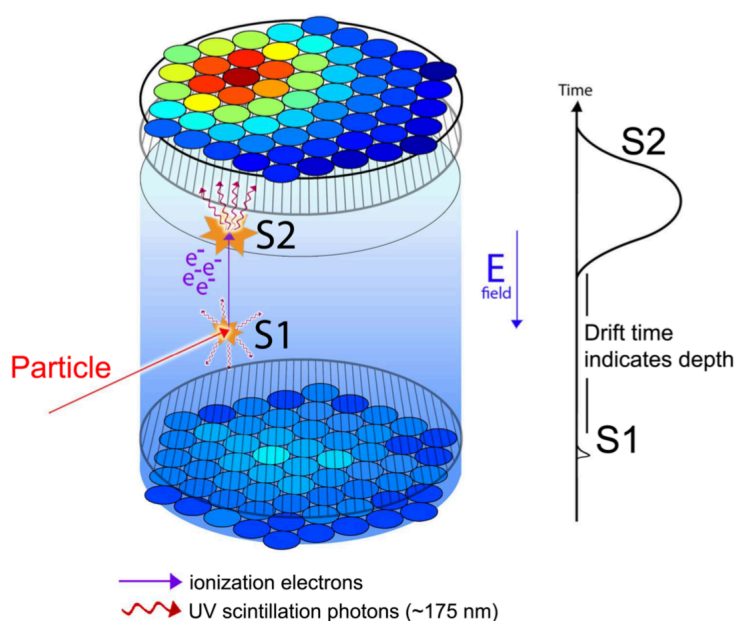


図 1.6: LUX のキセノン気液二相型検出器 [11]。

CDMS-II (Cryogenic Dark Matter Search)

CDMS 実験はアメリカのスーダン鉱山で極低温のゲルマニウム半導体をボロメータとして WIMP の検出を試みた実験である。ゲルマニウム半導体内部で WIMP が原子核反跳を起こすと、極低温に冷やされた半導体は微細な温度変化を感知し、半導体内部の結晶格子振動 (phonon) と電子-ホールペアを発生する。その両方を観測する事で、電子のバックグラウンドを除去する。2011 年からの観測量 612 kg·day を用いて、SI の散乱断面積で 60 GeV の WIMP 質量に対し 1.8×10^{-8} pb の、軽い暗黒物質に対しては 8.6 GeV の WIMP 質量に対し 1.8×10^{-5} pb の制限を与えた [13]。

1.3 実際に行われている実験

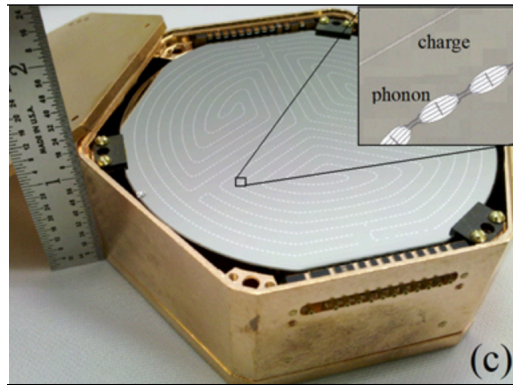


図 1.7: CDMS のゲルマニウム半導体検出器 [14]。

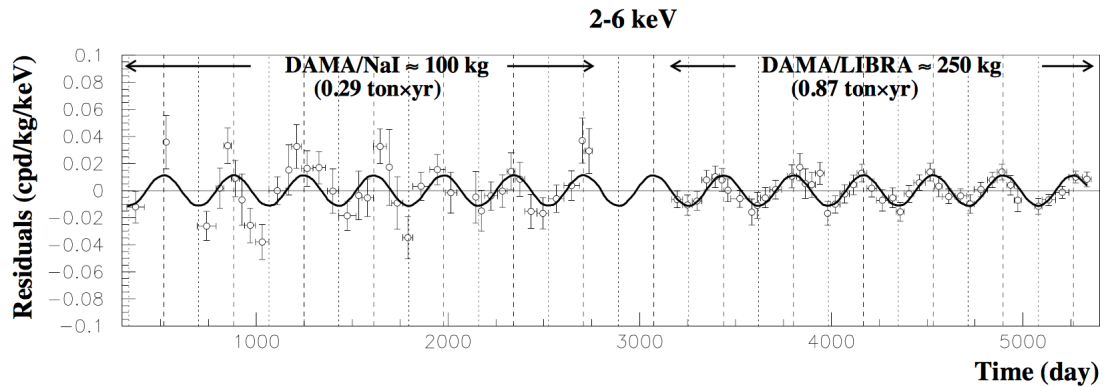


図 1.8: DAMA による季節変動の観測結果 [15]。

DAMA

DAMA 実験はイタリアのグラン・サツソで 100 kg の NaI (Tl) を用いた実験で、1998 年から 2005 年の間という長期間の観測の結果から、季節変動を観測したために暗黒物質を発見したと報告した事で知られる。NaI (Tl) は独自の開発手法によって、純度が高く、バックグラウンドが抑えられている。DAMA/LIBRA として 250 kg の NaI (Tl) を用いた実験も行っており、図 1.8 に示すイベントレートの季節変動を観測している。暗黒物質の付随する銀河系において、地球は太陽の周りを公転しながら運動しているため、暗黒物質との相対速度は 1 年を通して変動し、イベントレートも季節変動すると考えられている。6 月は暗黒物質に向かっていく方向であり、12 月は暗黒物質から遠ざかっていく方向である。観測量は前身の DAMA で 7 年間の間に 0.29 ton·year、DAMA/LIBRA で 6 年間に 0.87 ton·year の合計 13 年間に 1.17 ton·year である。DAMA の観測した季節変動は暗黒物質の検出を示唆するものであるが、LUX や CDMS の未発見という結果と矛盾しており、季節変動以外のより確度の高い手法での暗黒物質探索が必要である。

1 序論

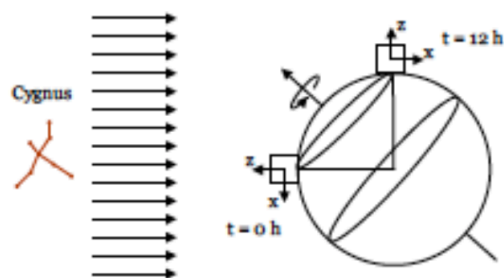


図 1.9: 太陽系の運動方向と暗黒物質の到来方向 [1]

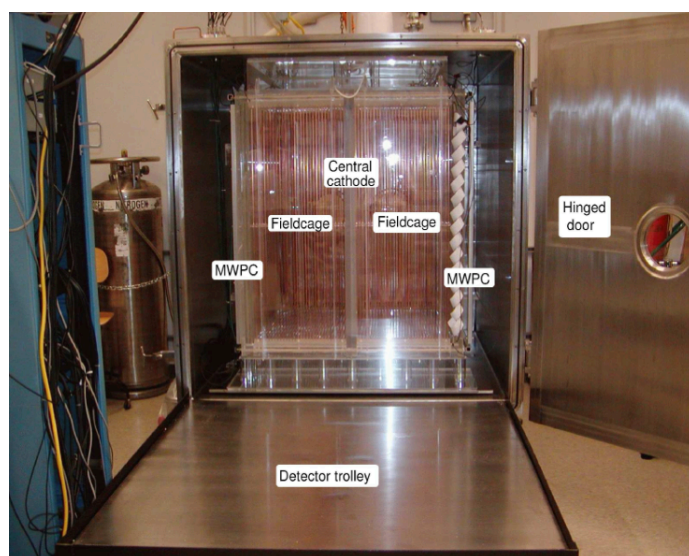


図 1.10: DRIFT のドリフトチェンバーの概念図 [17]

DRIFT (Directional Recoil Identification From Tracks)

DRIFT 実験はイギリスのボールビー地下研究所で 2001 年からガス検出器を用いた方向感度のある暗黒物質探索実験である。図 1.9 のように太陽系は銀河系の中を白鳥座の方向に移動しているため、暗黒物質の到来方向には異方性があると考えられており、方向感度のある実験は暗黒物質の強い証拠となりうる。最近では CS_2 を封入した TPC (Time Projection Chamber) に酸素を加え、少し違う速度のイオンを多数発生させる事で電子のドリフト方向の位置決定精度を上げた。その結果 WIMP の質量 100 GeV に対し、1.1 pb の制限を課した [16]。

NEWAGE

NEWAGE 実験は日本の岐阜県神岡の地下で行われている低圧の CF_4 ガスの検出器を用いた方向に感度を持つ暗黒物質探索実験である。図 1.11 のような構成をしており、読み出しは $\mu\text{-PIC}$ という 0.4 mm 間隔に置いた微細な構造をしているため、反跳原子核によって生じる電子を二次元的に細かく読む事ができる。残るもう一次元はドリフトした時間から算出され、三次元的な電

1.3 実際に行われている実験

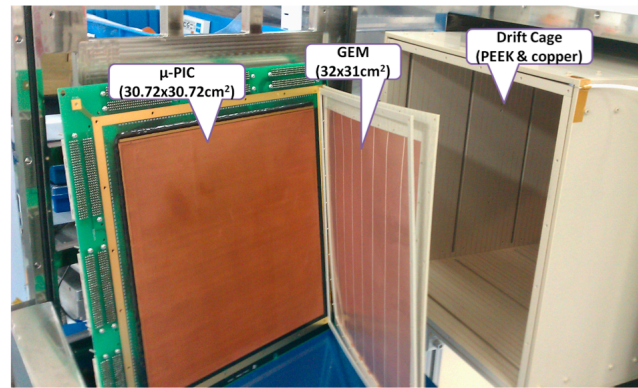


図 1.11: NEWAGE のドリフトチェンバー [19]

子の飛跡を求める事ができる。観測量は $0.327 \text{ kg}\cdot\text{days}$ で、WIMP の質量 200 GeV に対し、 557 pb の制限を課した [18]。

第2章 放射線検出器としてのキセノンガスの性質

キセノンには放射線検出器として優れた特性を持ち、様々な実験に使われている。この章では、電離電子の生成や伝達など、放射線検出器としてのキセノンについて [22] を参考にして説明する。

2.1 放射線による反応

放射線が原子に当たると、イオン化されるか励起されるかのどちらかの反応を起こす。放射線 R がキセノンガス中で飛ぶと、放射線のエネルギーの一部をキセノンが貰うことで、キセノンは励起状態 Xe^* になることがある (式 (2.1))。



この時、基底状態よりも高く不安定なエネルギー準位にいることになり、すぐに光子を放出しながら基底状態に戻る (式 (2.2))。 h 、 ν はそれぞれプランク定数、光の振動数)。ここで放出される光子のエネルギー $h\nu_a$ はキセノンの励起状態と基底状態のギャップのエネルギーに対応している。キセノンガスの密度 (数密度 10^{19} cm^{-3} 、標準状態での体積と温度での圧力換算で 0.37 atm) が高くなると、励起したキセノンと基底状態のキセノンとの衝突が高くなり二原子分子の励起状態を経て、脱励起光を放出する。(式 (2.4))。



ここで、 $h\nu_m$ は連続的に分布している。結果的にキセノンの発光スペクトルは図 2.1 のようになっている。この時の光はシンチレーション光と呼ばれる。

イオン化では電離電子 e^- とキセノニオン Xe^+ が生じる (式 (2.5))。



電離電子が十分大きな運動エネルギーを持っている場合、二次的に他のキセノンをイオン化あるいは励起させる。励起したキセノンは前述の通りシンチレーション光を放出し、基底状態に戻る。出来たキセノニオンは電子と再び結合することがある。それを再結合 (recombination) という。再結合の際にも脱励起光が放出される。再結合については 2.4 章で詳しく記述する。

電場がない場合、ほぼ全てのイオンが再結合するため、放射線によって生じる光子数 N_{sci} は、イオン化由来の光子数 N_i と励起由来の光子数 N_{ex} を用いて、

$$N_{sci} = N_i + N_{ex} = N_i \left(1 + \frac{N_{ex}}{N_i} \right) \quad (2.6)$$

と書ける。放射線のエネルギーを E とした場合、シンチレーション光を担う光子一個が生じるエネルギーのことを W_{sci} 値といい、

$$W_{sci} = \frac{E}{N_{sci}} \quad (2.7)$$

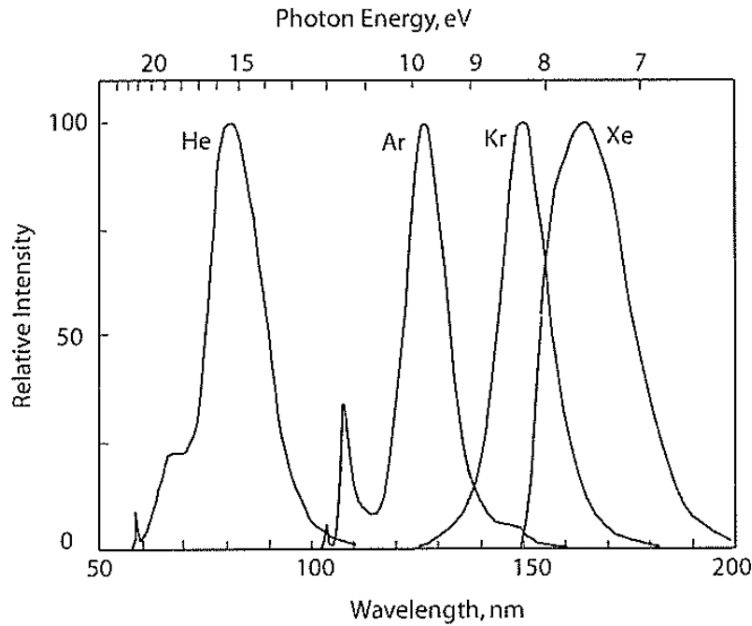


図 2.1: 希ガスの発光スペクトル [22]。キセノンは 170 nm ほどにピークを持ち、150~200 nm まで連続に分布している。

と定義される。この値は、外部電場の下では、電場が強くなればなるほど再結合現象によるシンチレーション光に向かう光子数が減少するため大きな値になっていく。同様に、イオン化が一回起こるエネルギーの事を W_i といい、

$$W_i = \frac{E}{N_i} \quad (2.8)$$

と定義される。 W_{sci} 、 W_i について典型的な値をここに示す。

表 2.1: 標準状態で電場がない時のキセノンガスの W 値 [22]

W_{sci} [eV]	W_i [eV]
28	22.1

2.2 キセノン中での電離電子の伝搬

キセノン中で電離した電子を電場を用いて集めることで、放射線のエネルギーや飛跡といった情報を取得することができる。電子がガス中を移動する際、考慮すべき現象について述べる。

ドリフトと拡散

電子やイオンは電場の下では、電場に沿って加速する。定性的には加速してはガスと衝突し、運動エネルギーを失ってはまた電場に沿って加速するというプロセスを繰り返す。この時、ガス

2 放射線検出器としてのキセノンガスの性質

中を電子やイオンといった荷電粒子が走行する時の速度の時間平均をドリフト速度といい、特に電場が十分小さい場合は、ドリフト速度 v_d は電場 E と比例関係になる。

$$v_d = \mu E \quad (2.9)$$

この比例係数 μ を易動度 (mobility) という。

加えてガスとの相互作用によって電離電子の集団は拡散 (diffusion) していく。電離電子の密度を n とすれば、電離電子の流れ j は、

$$j = -D\nabla n + nv_d \quad (2.10)$$

と書ける。この時の D を拡散係数といい、電子の拡散の度合いを表す。拡散の仕方は電離電子の進行方向 (longitudinal) にも垂直の方向 (transverse) にもあり、それぞれ D_L 、 D_T で表される。電場が大きくなるにつれ、式 (2.9) からはずれが生じ、ドリフト速度は電場に比例しなくなっていく。ドリフト速度は電子の分布に強く依存し、電子のエネルギーが ϵ の時の分布関数を $F(\epsilon)$ とすると、ドリフト速度 v_d 及び拡散係数 D はそれぞれ、

$$v_d(E) = -\frac{2eE}{3m_e} \int \epsilon \lambda(\epsilon) \frac{d}{d\epsilon} \left(\frac{F(\epsilon)}{u(\epsilon)} \right) d\epsilon \quad (2.11)$$

$$D(E) = \int \frac{1}{3} u \lambda(\epsilon) F(\epsilon) d\epsilon \quad (2.12)$$

と書ける [27]、[28]。ここで、 $u(\epsilon) = \sqrt{\frac{2\epsilon}{m_e}}$ 、 $\lambda(\epsilon) = \frac{1}{n\sigma(\epsilon)}$ であり、それぞれエネルギー ϵ の時の電子の速度、エネルギー ϵ の時の平均自由行程を表す。この時の $\sigma(\epsilon)$ は電子とガスとの散乱断面積のことであり、ガスの種類や混合率によって異なる。 H_2 や He 、 CH_4 がキセノンガスに混ざっていた場合、ドリフト速度が大きくなることが知られている。各電場に対する電子のドリフト速度や拡散係数 D_L 、 D_T について Garfield++ [23] を用いたシミュレーションの結果を図 2.2 にまとめる。式 (2.10) から分かるように D は $[cm^2]$ の次元を持っている。シミュレーションでは、1 cm ドリフトする際の標準偏差の値を用いており、 $\sigma = \sqrt{2D \times \frac{1}{v_d}} [cm/\sqrt{cm}]$ で計算している。

アタッチメント (Attachment)

放射線の電離作用によって生じた電離電子は、電子親和力の高い不純物に吸収されてしまうことがある (式 (2.13))。



この現象をアタッチメントという。例えば、酸素がアタッチメントをよく起こす。ドリフト距離が伸びるにつれてアタッチメントが起こる頻度も上がっていく。

磁場

荷電粒子は磁場の影響を受け、磁力線にまわりつくように螺旋運動をする。その結果、磁場とは垂直な方向 (横方向) の拡散は減ると予想される。

2.2 キセノン中での電離電子の伝搬

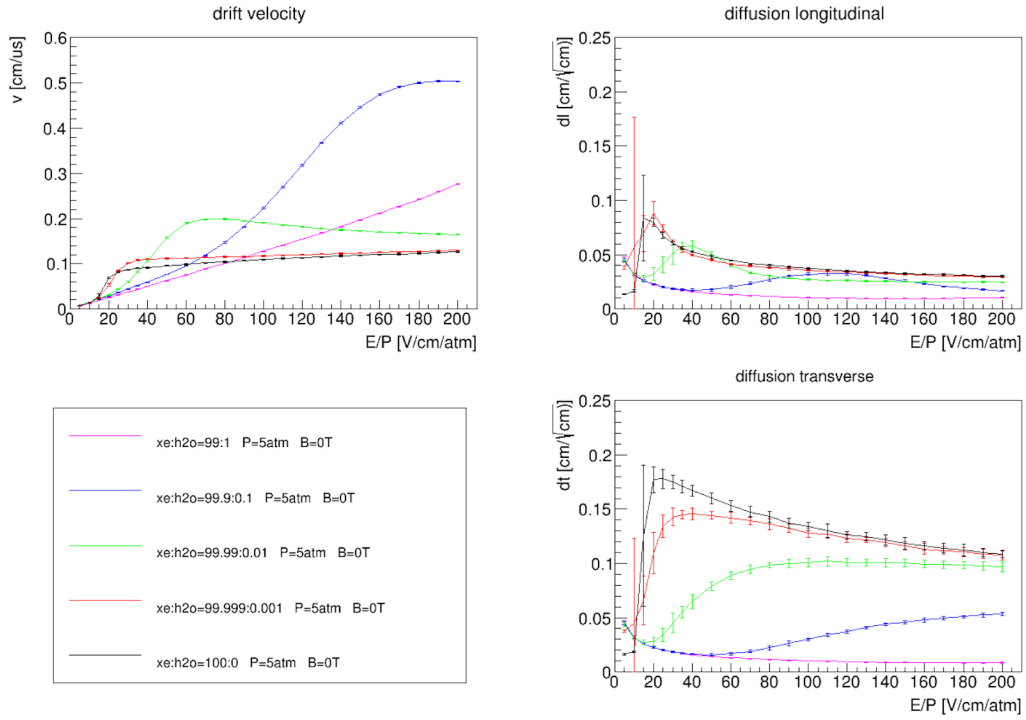


図 2.2: Garfield++によるドリフト速度及び拡散係数と電場依存性のシミュレーション。横軸は圧力で規格化した電場強度である。黒が純キセノンに対応している。

ドリフト速度を出す際は電子一個に注目し、計算する [29]。電子の速度を \mathbf{v} 、ガスと電子との相互作用による力を $-K\mathbf{v}$ とすると、

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = -e(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) - K\mathbf{v} \quad (2.14)$$

この相互作用項目は P.Langevin によって導入され、ドリフトした荷電粒子のランダムな衝突の統計的平均によるものと解釈されている。特徴的パラメータとして $\tau = \frac{m}{K}$ が導入できる。 $\frac{d\mathbf{v}}{dt} = 0$ の時の定常状態に対して、式 (2.14) は、

$$\frac{1}{\tau} \mathbf{v} + \frac{e}{m} (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) = -\frac{e}{m} \mathbf{E} \quad (2.15)$$

これを \mathbf{v} について解けば良い。式 (2.15) の両辺に \mathbf{B} との外積を取る事で、

$$\frac{1}{\tau} \mathbf{v} \times \mathbf{B} + \frac{e}{m} (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} = -\frac{e}{m} \mathbf{E} \times \mathbf{B} \quad (2.16)$$

$$\frac{1}{\tau} \mathbf{v} \times \mathbf{B} + \frac{e}{m} [-(\mathbf{B} \cdot \mathbf{B})\mathbf{v} + (\mathbf{B} \cdot \mathbf{v})\mathbf{B}] = -\frac{e}{m} \mathbf{E} \times \mathbf{B} \quad (2.17)$$

を得る。式 (2.15) の両辺に \mathbf{B} との内積を取る事で、

$$\frac{1}{\tau} \mathbf{v} \cdot \mathbf{B} + \frac{e}{m} (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \cdot \mathbf{B} = -\frac{e}{m} \mathbf{E} \cdot \mathbf{B} \quad (2.18)$$

$$(2.19)$$

2 放射線検出器としてのキセノンガスの性質

第二項目は $\mathbf{0}$ であるから、

$$\mathbf{v} \cdot \mathbf{B} = -\frac{e\tau}{m} \mathbf{E} \cdot \mathbf{B} \quad (2.20)$$

である。これと式 (2.15)、(2.17)、(2.20) から $\mathbf{v} \cdot \mathbf{B}$, $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ を消去すると、

$$\frac{1}{\tau} \left(-\mathbf{E} - \frac{1}{\tau} \frac{m}{e} \mathbf{v} \right) + \frac{e}{m} [-(\mathbf{B} \cdot \mathbf{B})\mathbf{v} - \frac{e\tau}{m} (\mathbf{B} \cdot \mathbf{E})\mathbf{B}] = -\frac{e}{m} \mathbf{E} \times \mathbf{B} \quad (2.21)$$

$$-\frac{m}{e\tau^2} \left[1 + \left(\frac{e|\mathbf{B}|\tau}{m} \right)^2 \right] \mathbf{v} = \frac{1}{\tau} \mathbf{E} - \frac{e}{m} \mathbf{E} \times \mathbf{B} + \left(\frac{e}{m} \right)^2 \tau (\mathbf{B} \cdot \mathbf{E}) \mathbf{B} \quad (2.22)$$

と求められる。サイクロトロン周波数 $\omega = \frac{e|\mathbf{B}|}{m}$ 、 $\mathbf{B} = |\mathbf{B}|\hat{\mathbf{B}}$ 、 $\mathbf{E} = |\mathbf{E}|\hat{\mathbf{E}}$ を使うと、

$$\mathbf{v} = -\frac{e}{m} \tau |\mathbf{E}| \frac{1}{1 + \omega^2 \tau^2} \left[\hat{\mathbf{E}} - \omega \tau \hat{\mathbf{E}} \times \hat{\mathbf{B}} + \omega^2 \tau^2 (\hat{\mathbf{B}} \cdot \hat{\mathbf{E}}) \hat{\mathbf{B}} \right] \quad (2.23)$$

磁場がない場合は、 $\omega\tau = 0$ であり、 $\mathbf{v} = -\frac{e}{m} \tau \mathbf{E}$ 、 $\mu = \frac{e}{m} \tau$ の関係にある。 z 方向に磁場、電場が平行に印加されている場合、 $\hat{\mathbf{E}} \times \hat{\mathbf{B}} = \mathbf{0}$ 、 $\hat{\mathbf{E}} \cdot \hat{\mathbf{B}} = 1$ 、 $\hat{\mathbf{B}} = \hat{\mathbf{E}}$ であるから、

$$\mathbf{v}(\mathbf{B}) = -\frac{e}{m} \tau |\mathbf{E}| \frac{1}{1 + \omega^2 \tau^2} \hat{\mathbf{E}} (1 + \omega^2 \tau^2) = -\frac{e}{m} \tau \mathbf{E} \quad (2.24)$$

であり、磁場がない場合と同じドリフト速度になる。

拡散について電場がある時の拡散係数が、さらに磁場を加えた時にどうなるかを見る。磁場 z 軸に平行に掛ける時を考える。半径 $r = \frac{\omega}{v_d} \sin \theta$ の回転を xy 平面上では行う。軌跡の長さ l を用いて、

$$x(l) = r \left[\sin \left(\frac{\omega l}{v_d} - \phi \right) + \sin \phi \right] \quad (2.25)$$

$$y(l) = r \left[\cos \left(\frac{\omega l}{v_d} - \phi \right) + \cos \phi \right] \quad (2.26)$$

$$z(l) = l \cos \theta \quad (2.27)$$

ここで、 ϕ は開始時刻の xy 平面上の位置である。ところで、 l だけ電子が移動する間の分布関数は、平均自由行程を λ_0 を用いて、

$$g(l) dl = \frac{1}{\lambda_0} e^{-\frac{l}{\lambda_0}} dl \quad (2.28)$$

であるから、

$$\langle x^2 \rangle = \frac{1}{\lambda_0} \int x^2 e^{-\frac{l}{\lambda_0}} dl d\phi d\cos \theta \quad (2.29)$$

$$(2.30)$$

と書ける。これから

$$\langle x^2 \rangle = \langle y^2 \rangle = \frac{2}{3} \frac{\lambda_0^2}{1 + \omega \lambda_0^2 / v} = \frac{2}{3} \frac{\lambda_0^2}{1 + \omega^2 \tau^2} \quad (2.31)$$

$$\langle z^2 \rangle = \frac{2}{3} \lambda_0^2 \quad (2.32)$$

と求められ、拡散係数は縦方向、横方向それぞれ、

$$\frac{D_T(\omega)}{D_T(0)} = \frac{1}{1 + \omega^2 \tau^2} \quad (2.33)$$

$$D_L(\omega) = D_L(0) \quad (2.34)$$

と書ける。このことから、磁場は横方向の拡散を抑える事が分かる。

2.3 キセノン中の光の伝搬

図 2.1 で見たように、キセノンは 150 nm~200 nm の真空紫外領域 (Vacuum Ultra Violet、VUV) に発光スペクトルがあり、ピークは 170 nm である。その紫外領域に十分な反射率を持ち、ガスの純度を悪くしない物質の候補としてテフロンが挙げられる。ここでは、テフロン及び電極としてよく使われる銅についての反射について記述する。

銅

銅の電子配置は $[\text{Ar}]3d^{10}4s^1$ であり、3d のバンドに電子が強く束縛されており、4s は弱く束縛されている。図 2.3 のように 3d のバンドと 4s のバンドが交差し、4s のバンドに電子が入る余地があるため、光子が銅に当たると、光子を吸収することで 3d に束縛された電子は 4s のバンドに遷移できる。3d と 4s のバンドギャップは 2.2 eV であり、波長 560 nm の青色に相当する。青色の光を吸収するので、銅は赤色に見える。ピークは 170 nm である。2.2 eV 以上で反射率が下がるのはこのためである。銅の反射率は図 2.4 のようになっており、キセノンのピーク 170 nm に対応するエネルギーは 7.3 eV^1 だから、キセノンのシンチレーション光に対する反射率は約 20 % となる。銅が VUV に有限な反射率を持つのは、銅の持つ自由電子が振動する限界の値であるプラズマ振動数が 10.8 eV ほどに相当しているためである。

テフロン

テフロンの反射率は、参考文献 [24] によって測定されており、実験セットアップは図 2.5 に示す通りである。キセノンを封入した比例計数管の中で ^{241}Am からの α 線によってシンチレーション光が発生する。pin-hole でシンチレーション光をコリメートされ、テフロン表面で反射が起きる。PMT (PhotoMultiplier Tube、光電子増倍管) を円周に動かす事で、反射角ごとのデータを取得している。テフロンの成形の仕方 (表面そのままの型成形、表面を磨いた型成形、引き伸ばし、切削、押し出し) によって、表面状態が異なるため反射率が異なる。図 2.6 のようにテフロンはキセノンのシンチレーション波長に対し、約 60 % の反射率が見込める [24]。

¹ $E[\text{eV}] = \frac{\hbar\omega}{e} = \frac{2\pi\hbar c}{e\lambda} = \frac{1240}{\lambda[\text{nm}]}$ 。ここで $\hbar \equiv \frac{h}{2\pi}$ 、 h, c, e はそれぞれプランク定数、光速、電気素量。

2 放射線検出器としてのキセノンガスの性質

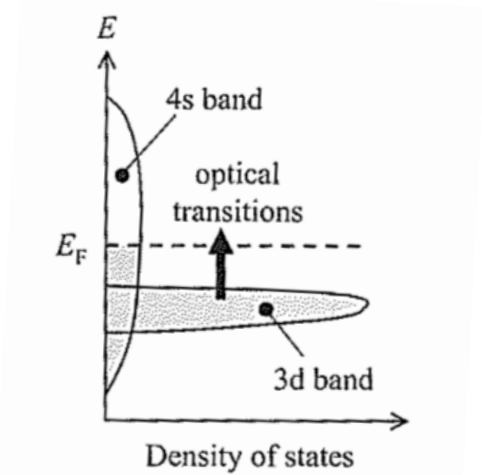


図 2.3: 銅のバンド構造 [31]

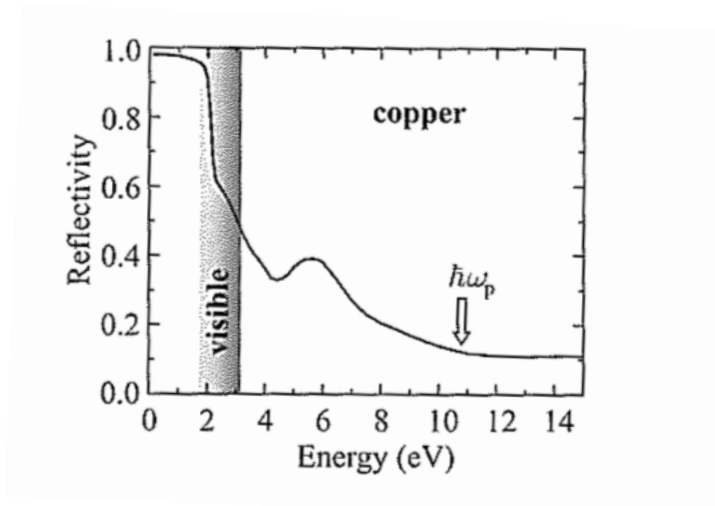


図 2.4: 銅の反射率 [31]

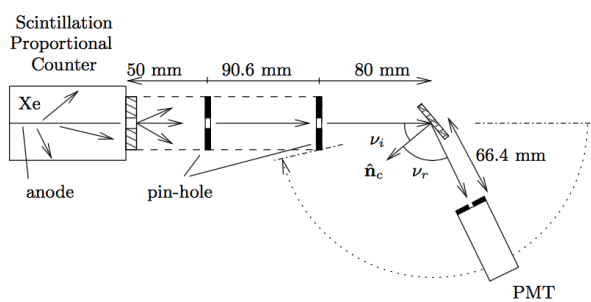


図 2.5: テフロン反射率の測定実験 [24]。キセノン内の ^{241}Am の α 線が生じたシンチレーション光は pin-hole でコリメートされ、テフロンで反射する。 ν_i 、 ν_r はそれぞれ入射角、反射角という意味合いを持つ。

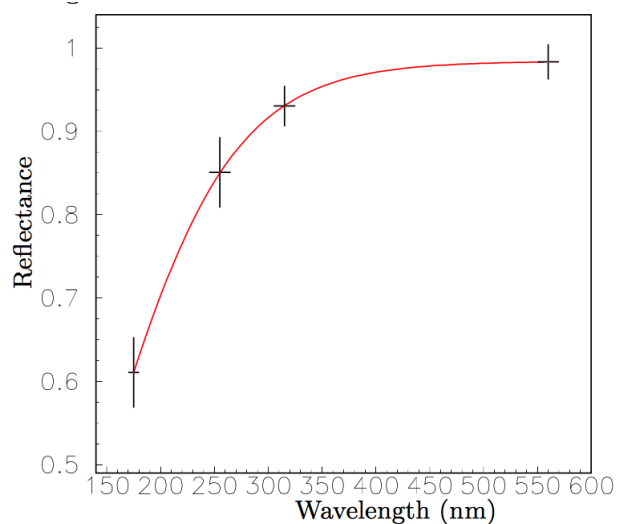


図 2.6: 成形状態が表面そのままの型成形のテフロンの波長毎の反射率。[24] キセノンのシンチレーション光の波長 170 nm 付近の反射率は約 60 % と分かる。

2.4 再結合現象 (Recombination)

2.4.1 再結合現象

電離電子がイオンと再び結合する現象を再結合現象という。特に印加電場がない場合は電離電子は最終的には全て次の過程を辿る事で再結合に向かう [22]。



再結合をする際、電子の運動エネルギー E とクーロンエネルギーが釣り合っている。つまり、

$$E = \frac{1}{4\pi\epsilon_r\epsilon} \frac{e^2}{r_O} \quad (2.39)$$

$$r_O = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_r\epsilon E} \quad (2.40)$$

と書ける。再結合に対するこの考え方はオンサーガ (Onsager) によるものであり、 r_O をオンサーガ半径という。印加電場がない場合、電子は熱平衡に達するため、 $E = k_B T$ である。オンサーガ半径は、気体のキセノンで 70 nm である。電場が大きくなるにつれ、電子のエネルギーが大きくなりオンサーガ半径になる電子の数が減るため、再結合の割合が減っていく。

2.4.2 柱状再結合 (Columnar Recombination)

荷電粒子はガスとの相互作用をしている内にエネルギーを損失し、やがて止まる。その際、放射線の軌跡に沿って、ガスと放射線の相互作用の結果として生じた電離電子やガスの陽イオンが柱状になって存在している。この電子やイオンは印加電場の影響を受け、電場に沿って互いに運動を始める。この時、柱状になった電子イオン対と印加電場との角度によって、再結合の頻度が変わるといのが、柱状再結合である。2013年、D.R.Nygrenはこの現象を方向感度を持った暗黒物質探索に応用する事を提唱した [1]。図 2.7 のように、荷電粒子の飛跡と電場が揃っている場合、電子が陽イオンに出会う頻度が上がり、多くの再結合をする。それに対し、図 2.8 のように荷電粒子の飛跡と電場の向きが垂直である場合は、相互作用をする頻度が下がり、再結合の割合は少なくなる。

キセノンによる原子核反跳の距離を d_{recoil} とし、

$$C = \frac{d_{\text{recoil}}}{r_O} \quad (2.41)$$

この C は Columnarity といい、これが 1 よりも大きければ、方向感度が期待できる。

電離で発生した電子が、イオンの分布から離れてしまうと柱状再結合が起こらない。我々は、電場と平行に磁場を印加し、電子が電場及び磁場と垂直な方向への動きを抑える事で、柱状再結合を増やす事ができないか検証する。

2 放射線検出器としてのキセノンガスの性質

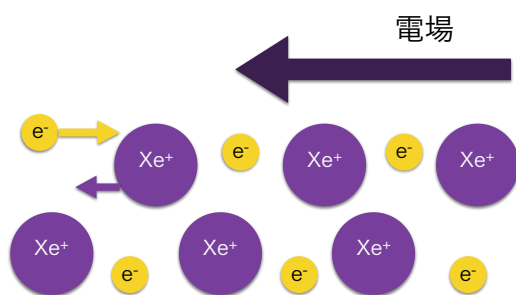


図 2.7: イオン柱と電場が平行で再結合大

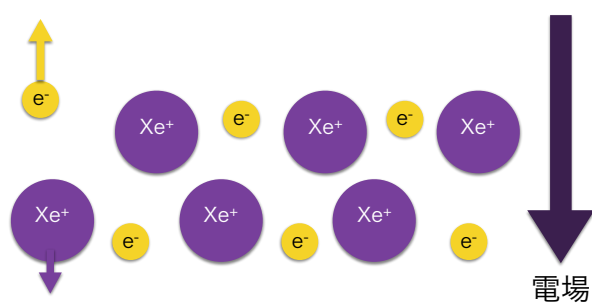


図 2.8: イオン柱と電場が垂直で再結合小

第3章 測定の概要

柱状再結合現象を調べるために、検出器を製作した。この検出器に対する要求は、大きく分けて、電離電子とシンチレーション光を同時に測定ができること、電子の飛跡の角度を電離電子の信号の時間幅から類推できること、磁場を印加可能であること、の3点である。この章では、実験装置のセットアップやデータ取得系について記述する。

3.1 全体の概要

図3.1は検出器を設置したチェンバーの外側を写したものである。右側にある圧力計（長野計器型番：ZT67-14E）でイオンチェンバー内部の気圧を検出することができる。圧力容器とフィードスルーは10 atmまで耐えることができる。

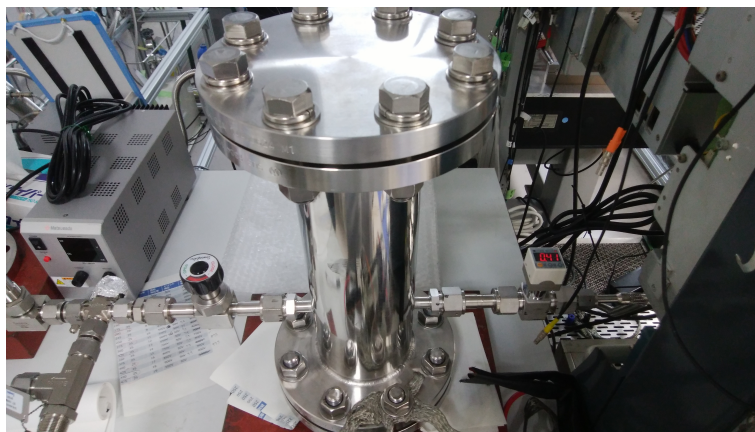


図 3.1: 圧力容器

チェンバーを開けると、図3.2のようになっている。容器内部はアウトガスを抑えるため電解研磨を施している。これを模式図化したのが図3.3である。図3.3を上から順に説明すると、磁石を入れられるスペース（図3.4）、陰極（カソード）（図3.5）、誘起信号を検出する際にイオンの動きを遮蔽するためのメッシュ（図3.6）、陽極（アノード）（図3.7）、APDガードのためのグラウンドの電位のメッシュ、APD（Avalanche Photo Diode、3.3章参照）となっている。メッシュの電場構造の章3.2章で詳しく述べる。カソードに取り付けてある放射線源 ^{241}Am による α 線により、カソードとメッシュの間で生じた電離電子がメッシュを透過し、アノードに移動する際に誘起される電位を測定することにより、電離電子を検出している。電離電子による信号を得ている。APDでは α 線由来のシンチレーション光を見ており、シンチレーション光と電離電子の相関はを調べることができる。以降、カソードとメッシュの間の領域をドリフト領域、メッシュとアノードの領域を誘起領域と呼ぶことにする。4章に記述するように、当初ドリフト領域は電極とPEEK（Poly Ether Ether Ketone、アウトガスを放出しにくい樹脂）の構造体が剥き出しになっていたが、後から光量を増やすために図3.8に示すように側面にテフロンを挿入した。

3 測定の概要



図 3.2: 検出器内部

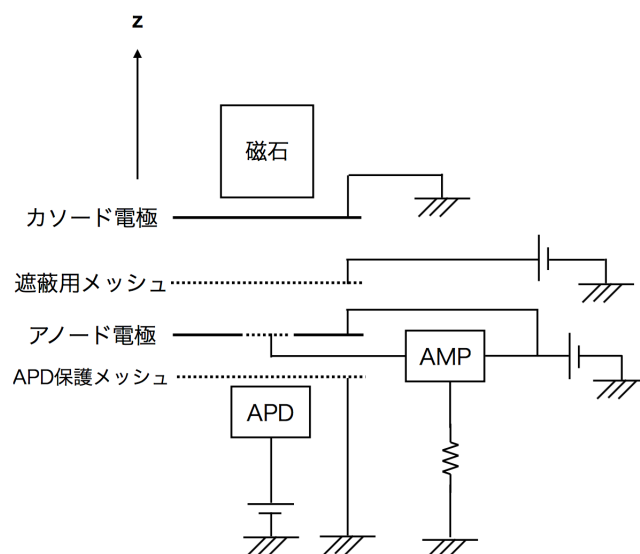


図 3.3: 検出器内部模式図と電気回路図。アノードの中央部分の破線はメッシュであり、電位が誘起される部分。アノードに繋がっている AMP には CLEAR-PULSE の 581K 型を、APD には CLEAR-PULSE の 580K 型の AMP を使用している。

ガス系

キセノンガスは高価なため、使用しては回収し、次に使用する際にはマイクロトル (Saes Pure Gas, Inc 型番: MC1-902FV)、ゲッター (API 型番: AG-100 Xe, He) を通すなどしてガスを綺麗にした上でチェンバー内に封入するガス系が必要になる。不純物はドリフト速度や拡散係数を変化させ、シンチレーション光を減らしてしまう。そのため、図 3.9 に示すようなガス系で測定を行った。測定の際には、スクロールポンプ (Osaka Vacuum, LTD 型番: RPCO3)、ターボポンプ (Osaka Vacuum, Ltd 型番: ST350FC) で事前に真空引きした上で、ゲッターを 1 時間ほど加熱してからガスを入れるようにしている。測定後は、液体窒素 (Liquid Nitrogen, LN₂) に満たされたデュワー (TAILOR-WHARTON 型番: 25LDB) 内にあるキセノン回収容器に入れ、再利用ができるようにしている。

放射線源

放射線源にはネプツニウム系列の ²⁴¹Am を使用した。²⁴¹Am は式 (3.1) のように崩壊し、半減期 432.2 年の約 5.5 MeV の α 線源として用いることができる。

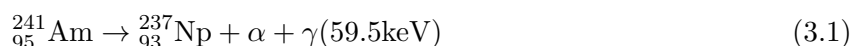


図 3.10 のように 2 mm 角の ²⁴¹Am を、カソードに取り付けた。図 3.11 の SRIM[32] の計算結果によれば、5 atm のキセノンガス中での 5.5 MeV の α 線の飛程は 4.27 mm ほどであるため、α 線がドリフト領域内で止まるよう、ドリフト領域の長さを 6 mm にした。

3.1 全体の概要

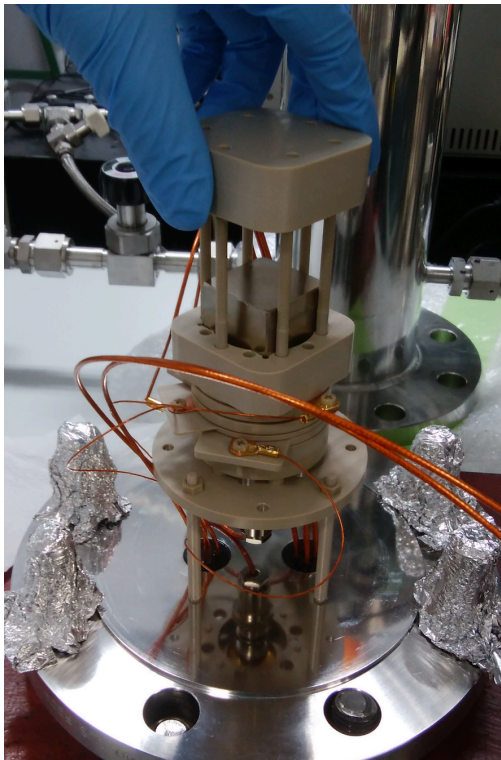


図 3.4: 検出器内部：磁石スペース

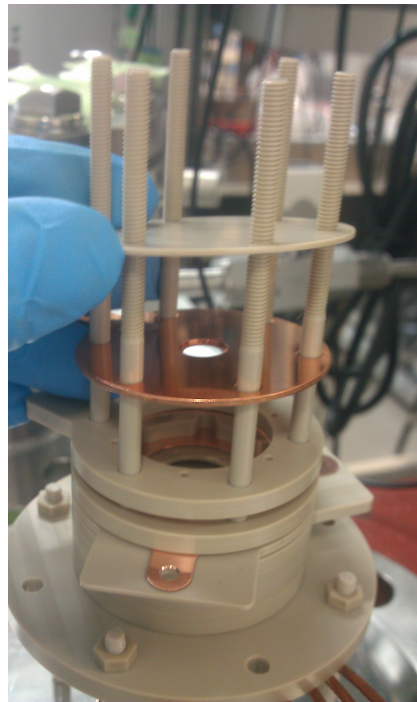


図 3.5: 検出器内部：カソード

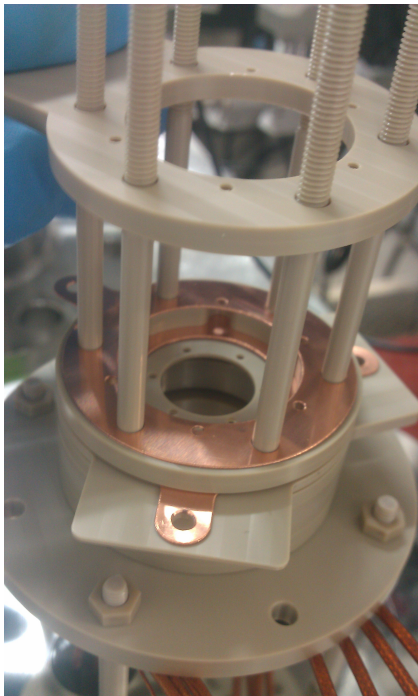


図 3.6: 検出器内部：図 3.5 の下にはメッシュとアノードがある。

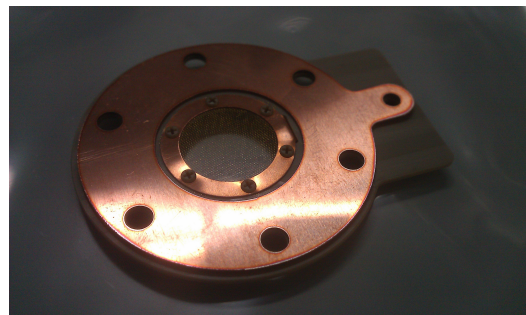


図 3.7: 検出器内部：APD ガードのメッシュとアノード。二層のリングに分けるているのは、静電容量 C を小さくする事で小さな方のリングで電離電子の信号 V を取得しやすくするためである ($V = Q/C$)。

3 測定の概要

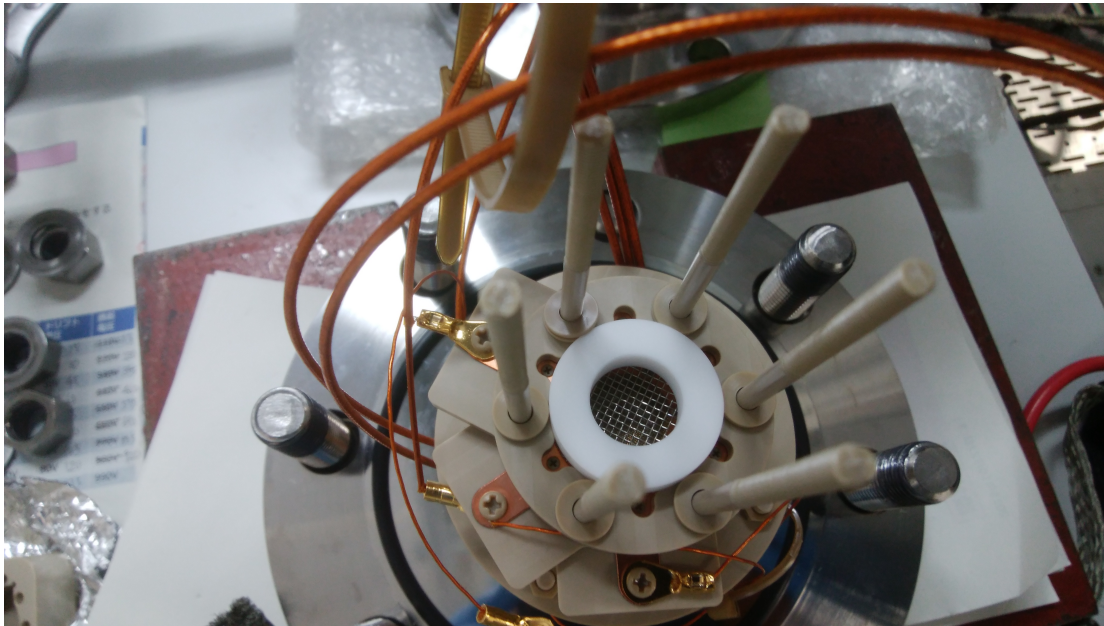


図 3.8: 検出器内部：テフロンとメッシュ。この時には、図 3.6 と図 3.7 に見える細かい金メッキのメッシュではなく、荒いメッシュを使用（3.2 章参照）。

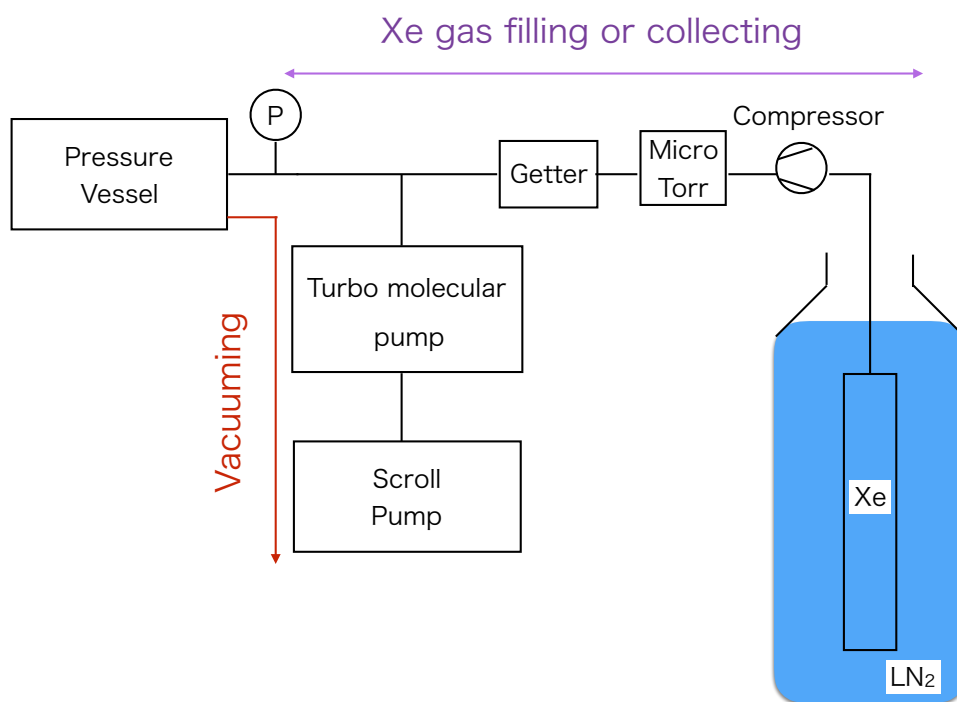


図 3.9: ガス配管図。赤線は真空引きのライン、紫線はキセノンガスの封入または回収のラインを表す。



図 3.10: 線源とカソード。中心にあるのが ^{241}Am である。

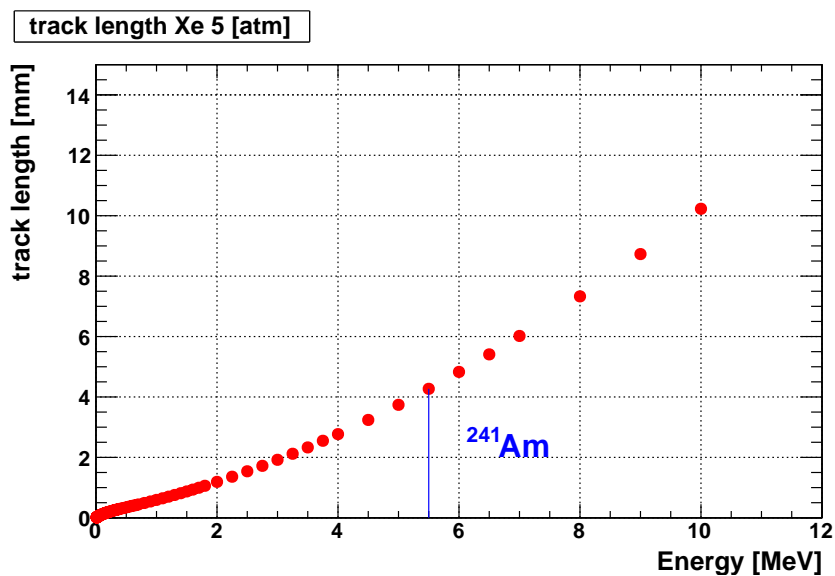


図 3.11: SRIM[32] によるキセノンガス 5 atm 中での α 線のエネルギーと飛程の関係。青線が今回測定に使用する ^{241}Am による 5.5 MeV α 線の飛程である。

3 測定の概要

磁場

磁場による柱状再結合への影響を調べるために、図 3.13 のような一辺 30 mm の立方体型のネオジム磁石を用意した（マグファイン：型番 NS0103）。一般に直方体の磁石の場合、表面の中心を $z = 0$ とし、中心軸から距離 z だけ離れた時の磁束密度 $B(z)$ は次のように書ける [33]。

$$B(z) = \frac{B_r}{\pi} \left[\arctan \left(\frac{LW}{2z\sqrt{4z^2 + L^2 + W^2}} \right) - \arctan \left(\frac{LW}{2(D+z)\sqrt{4(D^2 + z^2) + L^2 + W^2}} \right) \right] \quad (3.2)$$

ここで、 B_r は残留磁束密度（remanence field）、 L 、 W は磁場に対して横方向の二辺の長さ、 D は磁場に対して縦方向の辺の長さ、 z は磁石の中心からの距離である。残留磁束密度は磁石の形状に依らない材質由来の磁束密度である。テスラメータ（図 3.12）のピークホールド機能を使い、磁場の距離依存性を測定した。式 (3.2) において、 $L = W = D = 30$ mm としフィットした結果が図 3.14 である。ドリフト領域は磁石から 5.2 mm の距離にあるため、320 mT の磁場がかかっている事になる。



図 3.12: テスラメータ GV-400



図 3.13: ネオジム磁石

3.2 電離電子の測定

メッシュの電場構造

イオンチェンバーは電離電子を電場でドリフトさせる時の動きを、電気誘導によって取得する検出器である。増幅過程を伴わないので、低ノイズを実現できればエネルギー分解能の良い検出器である。この時、2枚の電極を平行に配置するだけでなく、間にワイヤー電極を挟み、ワイヤー上部を検出領域、ワイヤー下部を誘導領域とすると、検出領域での電子やイオンの運動による誘起信号はワイヤーによって遮蔽されているため、誘導領域を移動する電子の信号のみを取得する

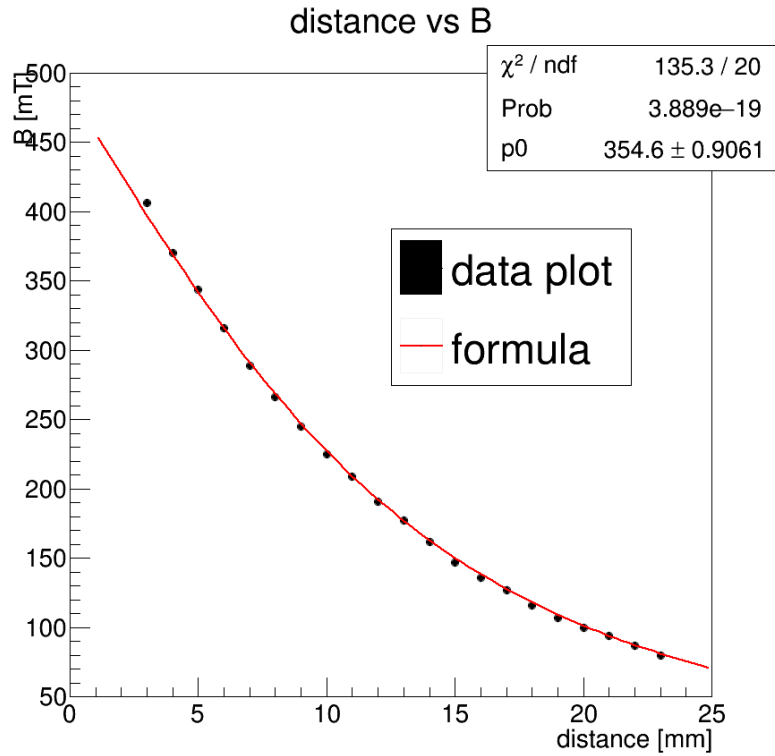


図 3.14: 磁場の距離依存性。赤線は式 (3.2) を用いてフィットした結果である。

事ができ、エネルギーを正しく測定する事ができる。このワイヤー電極は O.R.Frisch がデザインしたことにちなんで Frisch ワイヤーと呼ばれる。今回作成したイオンチェンバーは、この遮蔽用の電極にメッシュを用いた。

電気力線の透過率

電子は概ね電気力線に沿って移動するため、検出器領域の電気力線が遮蔽用の電極を透過するようにしなければならない。Frisch ワイヤーを通過する電気力線の本数については、ワイヤーの形状によって決まっている [34]。ワイヤーの半径を r 、ワイヤー同士の間隔を d とすると、

$$\rho = \frac{2\pi r}{d} \quad (3.3)$$

で表される ρ を用いて、ワイヤーに電気力線が吸収される割合 λ は、アノード側からワイヤーへの電場を E_Q 、ワイヤーからカソード側への電場を E_P とし、

$$\lambda = \frac{\Delta U}{E_Q d} = \frac{E_P - E_Q}{\pi E_Q} \left(\sqrt{\left(\frac{E_P + E_Q}{E_P - E_Q} \rho \right)^2 - 1} - \arccos \left(\frac{E_P + E_Q}{E_P - E_Q} \frac{1}{\rho} \right) \right) \quad (3.4)$$

と書ける。 $1 - \lambda$ がワイヤーを透過する電気力線の割合と考えられる。図 3.7 に見える金メッキのメッシュは 100 mesh であり、図 3.8 に見えるステンレスのメッシュは 20 mesh である。メッシュ

3 測定の概要

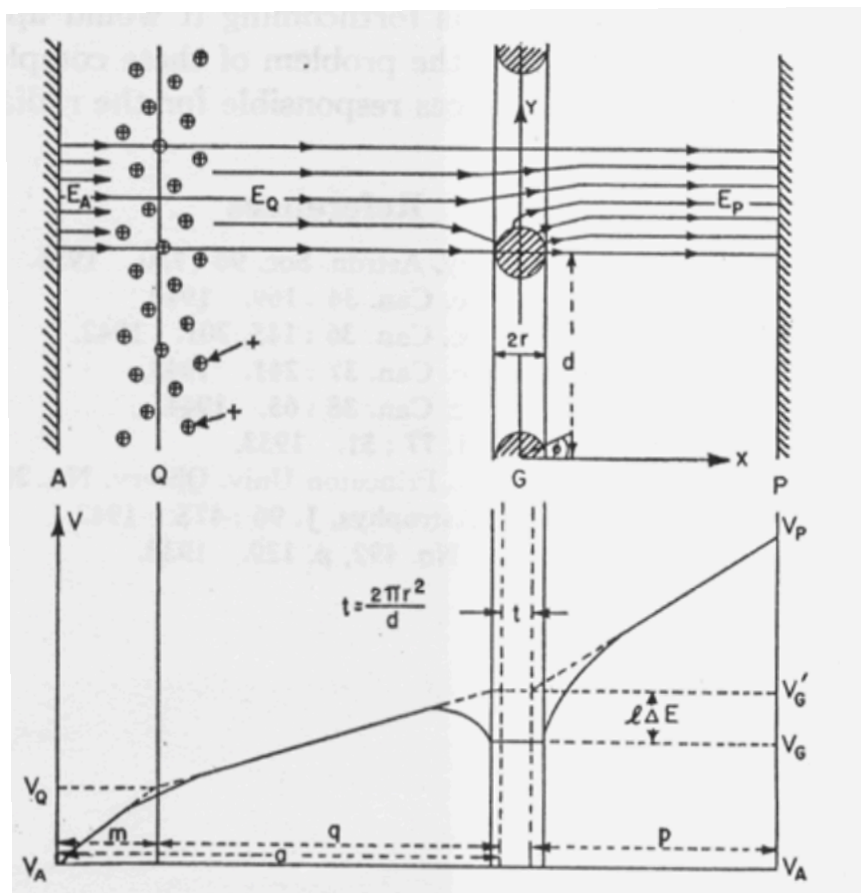


図 3.15: Frisch ワイヤーと電場構造 [34]

の開口率を変えた場合のシミュレーションの結果から荒い方の透過率が良いと分かったので、今回はステンレスの荒いメッシュを用い、測定を行なった。

3.3 シンチレーション光の検出

キセノンのシンチレーション光は VUV であることから、紫外領域に感度を持つ光検出器が必要になる。また、磁場をかけるためには、PMT のような磁場に影響を受けてしまう内部構造を持っていない光検出器が必要になる。そこで今回使用したのは、VUV に感度のある半導体検出器 APD (Luna Optoelectronics 型番: SD 630-70-75-500) である。図 3.16 のような APD を用いた。

APD の模式図は図 3.17 に示した通りである。n 型半導体と p 型半導体からなっており、p 側からバンドギャップ以上のエネルギーの光が入射すると、光電子によって、空乏層内に電子-ホールペアが生じる。pn 接合部に逆バイアス電圧が掛かっていると、電子は n^+ 側に、ホールは p^- 側にドリフトしていく。逆バイアス電圧を上げていくと、ある電圧までは比例してキャリアのドリフト速度は上がるが、ある電圧を超えると、キャリアと結晶格子との衝突頻度が高くなり、ある一定のドリフト速度に飽和していく。さらに電圧をかけると、エネルギーの高いキャリアが生まれ、結晶格子をイオン化する。イオン化で生じたキャリアが同様のプロセスを経て、高いエネ

ルギーをもち、結晶格子をイオン化していくという現象が連鎖的に起こる。結果的に最初に生じた電子の何倍にも増幅される。このように連鎖的に増幅する過程をアバランシェ増幅という。アバランシェ増幅が起こり始める逆バイアス電圧のことをブレイクダウン電圧といい、 V_{bd} で表す。動作が保証される電圧はオペレーティング電圧と呼び、 V_{op} で表す。

このような機構により光を電子に変換し検出するので、磁場からの影響を受けない。また、光電素子の前にガラスがあると、ガラスによって VUV が減衰してしまうが、SD630-70-75-500 はガラスをつけていないため、VUV を検出する事ができる。



図 3.16: APD の外観 [36]。

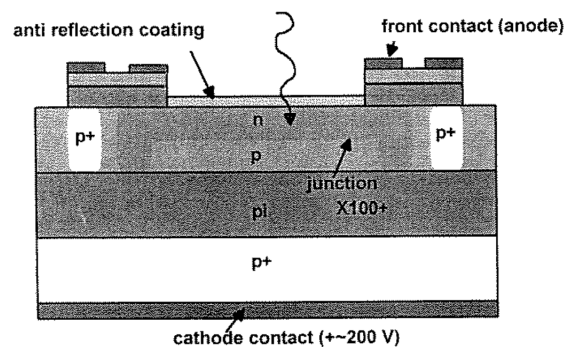


図 3.17: APD の模式図 [36]。

表 3.1: APD SD630-70-75-500 の性能 [36]

有効領域	ゲイン	V_{op}	応答性	応答時間	スペクトル域
16 mm ϕ	最大 250	1.7~ 2.0 kV	30 A/W @160 nm	15 ns	350~1050 nm

APD の気圧耐性

キセノンガスを 8 atm 封入した場合の測定を 2 回試みたが、今回使用するタイプの APD は 8 atm に耐える事が難しい事が分かった。2 回とも APD のアウトプットが 1 V ほどに大きく触れた。1 回目に外的破損は見られなかったが、2 回目にはチェンバーを開けた時点で光電素子の部分が破損しているのを確認した (図 3.18)。APD の保護のためにも 5 atm で測定を行なった。

3.4 データ取得系

図 3.20 のような構成でデータを取得した。 α 線によって励起されたキセノンから生じるシンチレーション光はすぐに APD に到達し、図 3.19 の黄色に示すような信号を出す。放射線で生じる電離電子は、印加電場の大きさによって速さを変え、シンチレーション光よりは当然遅く²アノードに収集され、図 3.19 に青色に示すような信号を出す。APD、電離信号共に、まず電荷増幅器

²電場により異なるが、電場が強いと 3 μ s ほど、電場が弱いと 15 μ s ほど。

3 測定の概要

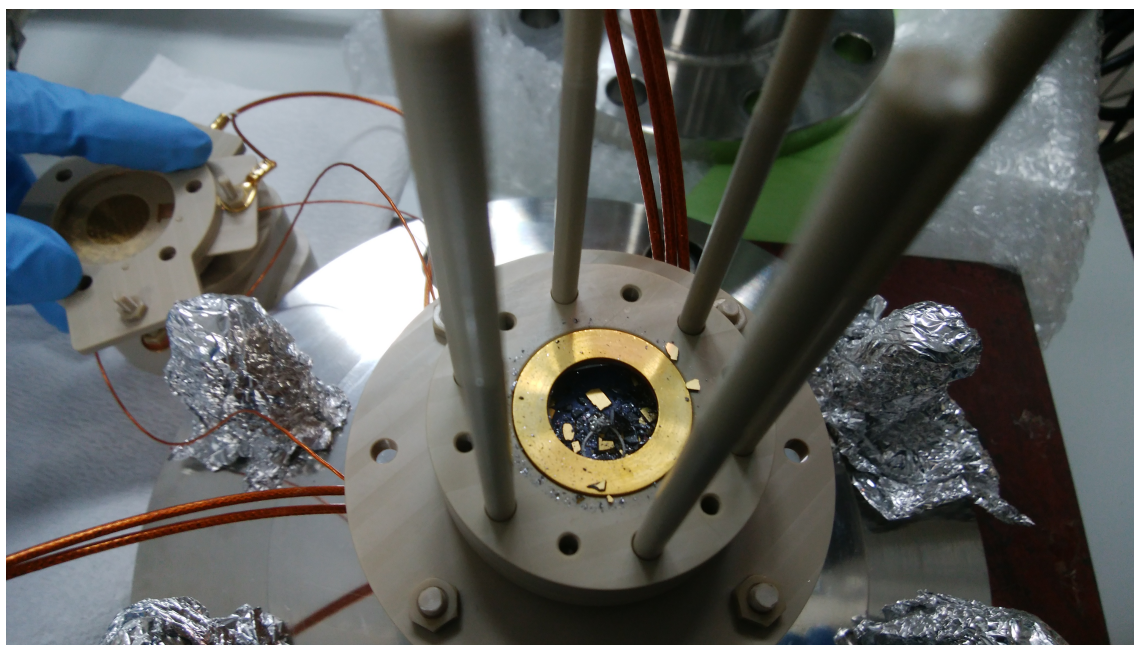


図 3.18: 8 atm により光電素子が破損した APD

で電荷を電圧に変換する。シンチレーション光が信号の開始時刻となるので、APD の信号をトリガーとして信号取得を行なった。まず APD から検出される電気信号をアンプで 10 倍に増幅し、divider で信号を分け、一つは FADC (CAEN 型番:v1720、性能は表 3.2) に入れ、データを取得した。もう一方はシンチレーション光の立ち上がりを検出する整形回路 (ORTEC 型番: 572、shaping time:0.5 μ s、shaper) に通す。その整形回路からのアウトプットを discriminator (型番: 1300) で threshold を課してトリガーにする事で、同じ放射線由来のシンチレーション光と電離電子のデータを取得した。各測定に応じてノイズレベルが異なったため、threshold は磁場なしテフロンなしでは 50 mV、他では 65 mV にして測定した。電離信号の方でも、アノードからの電気信号をアンプで 10 倍に増幅し、divider で信号を分け、オシロスコープ (Tektronix 型番: TDS3014B) で信号をモニターしながらデータを取得した。シンチレーション光と電離電子の両方とも信号があるという条件を解析する際に課す事で、検出器内での放射線事象を選出した。

表 3.2: FADC v1720 の性能

bit 数	サンプリング数	測定レンジ	time window
12	250 MS/s	2 Vpp	70 μ s

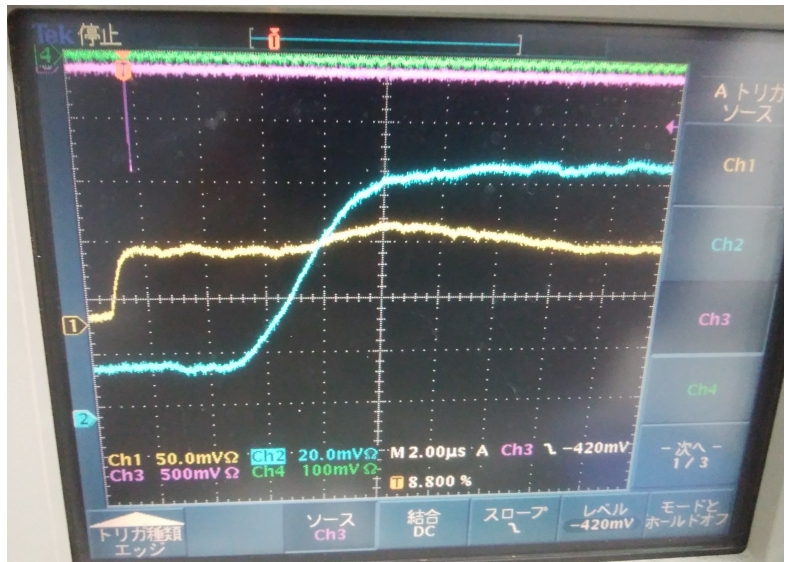


図 3.19: APD (黄) と誘導電流 (青) の信号。トリガーは整形回路からのアウトプット (紫) である。

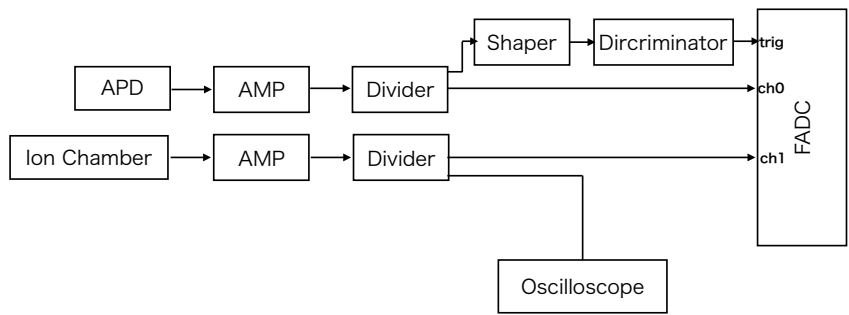


図 3.20: データ取得系

第4章 測定結果

3章の測定装置に5 atmのキセノンガスを封入し、ドリフト領域側間のテフロンありなし、磁場ありなしで測定を行なった。電離電子の収集効率の電場比依存性を調べるために、ドリフト電場を25 V/cm/atmに固定した上で誘起電場を50~450 V/cm/atmの範囲で変化させて測定を行なった。また、再結合はドリフト電場に依存するが、その影響を確かめるために、誘起電場を50~400 V/cm/atm、ドリフト電場を10~40 V/cm/atmの範囲で、二つの電場の比を $r_{\text{field}} = \frac{E_{\text{ind}}}{E_{\text{drift}}} = 10$ に固定して測定を行なった。

表 4.1: 測定条件

(a) 誘起電場 E_{ind} とドリフト電場 E_{drift}

E_{ind} [V/cm/atm]	E_{drift} [V/cm/atm]
50	25
75	25
125	25
200	25
250	25
275	25
325	25
400	25
450	25
100	10
150	15
200	20
250	25
300	30
350	35
400	40

(b) 磁場テフロンの有無と事前の真空引きの日数

磁場	テフロン	真空引き [days]
なし	なし	1
なし	あり	7
あり	あり	4

4.1 波形解析

測定して得られた波形は図 4.1 のようになっている。図 4.2 のように電離電子による誘起電荷の立ち上がり幅（スロープ幅）は、 α 線の電場に対する角度に対応すると考えられるので、正確に見積もる必要がある。波形の高さは発生した電離電子や光子の量を表すので、これも正確に解析する必要がある。そこで、スロープ幅を求めるために、実験データをオフラインでソフトウェア的に整形回路に通すことで、スロープの上がり始め、上がり終わりを求めた。また、波高を求めるために、スロープ幅の結果を使って、整形回路で生じる弾道欠損の補正を行った。真の波高値を h_0 、整形回路を通して得られた波高値を h_{shape} 、整形回路による減衰を C_{shape} 、弾道欠損に

よる減衰を C_{bd} とすると、

$$h_{\text{shape}} = C_{\text{shape}} C_{\text{bd}} h_0 \quad (4.1)$$

の関係にある。この章では、 $C_{\text{shape}} = \frac{1}{e}$ である事、 C_{bd} はフィッティングで得られ、整形回路の時定数 τ_{shape} と電離電子の信号のスロープ幅 t_{slope} の関数で表せる事を示す。

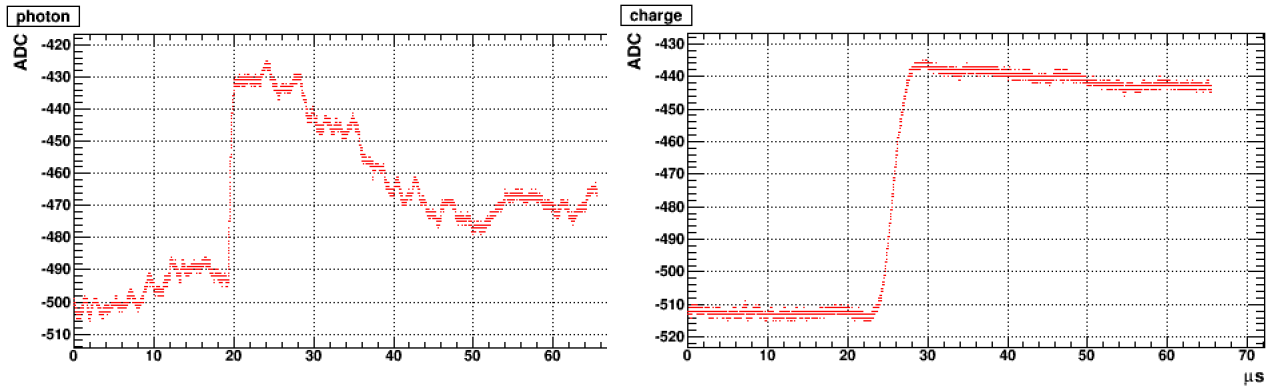


図 4.1: APD で測定されたシンチレーション光の波形（左）と電離電子による誘導電荷の波形（右）

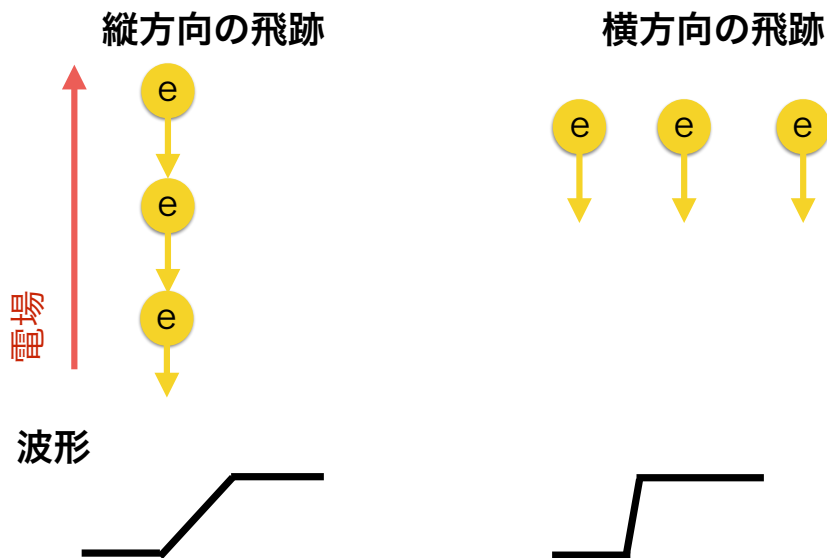


図 4.2: α 線の飛跡と電離電子による信号のスロープ幅の関係。

4 測定結果

4.1.1 整形回路

図 4.3 に整形回路の等価回路図を示す。時定数を揃えた CR 微分回路と、RC 積分回路を直列で繋いだ整形回路である。この時定数を特に、整形時定数 (shaping time constant) という。まず CR 微分回路、RC 積分回路それぞれの伝達関数を見る事で、出力がどうなるのかを見る。

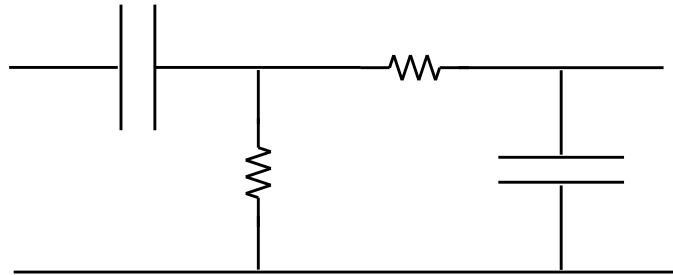


図 4.3: 整形回路の等価回路図。左からインプットがあり、CR 微分回路を通り、RC 積分回路を通る。

微分回路

微分回路は図 4.4 の左のようになっているので、入力 V_{in} 、出力 V_{out} 、コンデンサー C 、抵抗 R 、電流 i とすると、

$$V_{out} = Ri \quad (4.2)$$

$$V_{in} = \frac{\int i dt}{C} + V_{out} \quad (4.3)$$

$$(4.4)$$

である。1 式目を 2 式目に代入し、ラプラス変換を行うと、

$$V_{in}(s) = \frac{V_{out}(s)}{sRC} + V_{out}(s) \quad (4.5)$$

$$V_{out}(s) = \frac{sRC}{1 + sRC} V_{in}(s) \quad (4.6)$$

であるから、微分回路の時定数を $\tau = RC$ とすると、微分回路の伝達関数は $T_d(s) \equiv \frac{V_{out}(s)}{V_{in}(s)} = \frac{s\tau}{1 + s\tau}$ である。

積分回路

積分回路は図 4.4 の右のようになっているので、

$$\frac{dV_{out}}{dt} = -\frac{i}{C} \quad (4.7)$$

$$V_{out} = V_{in} + Ri \quad (4.8)$$

である。1式目を2式目に代入し、ラプラス変換を行うと、

$$V_{\text{out}}(s) = V_{\text{in}}(s) - RCsV_{\text{out}} \quad (4.9)$$

$$V_{\text{out}}(s) = \frac{1}{1 + sRC} V_{\text{in}}(s) \quad (4.10)$$

であるから、積分回路の時定数を τ とすると、積分回路の伝達関数は $T_i(s) \equiv \frac{V_{\text{out}}(s)}{V_{\text{in}}(s)} = \frac{1}{1 + s\tau}$ である。

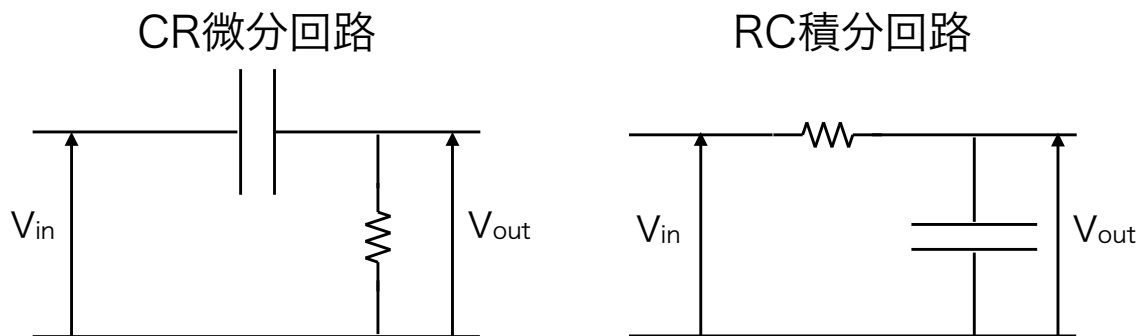


図 4.4: CR 微分回路 (左) と RC 積分回路 (右)。

整形回路

微分回路の時定数 τ_1 、積分回路の時定数 τ_2 とすると、高さ V_{in} のステップ関数 $\frac{V_{\text{in}}}{s}$ に対する応答 $V_{\text{out}}(s)$ は、

$$V_{\text{out}}(s) = T_d(s)T_i(s)\frac{V_{\text{in}}}{s} \quad (4.11)$$

$$= V_{\text{in}} \frac{\tau_1}{1 + s\tau_1} \frac{1}{1 + s\tau_2} \quad (4.12)$$

$$= V_{\text{in}} \frac{1}{s + 1/\tau_1} \frac{1/\tau_2}{s + 1/\tau_2} \quad (4.13)$$

$$= V_{\text{in}} \frac{\tau_1}{\tau_1 - \tau_2} \left(\frac{1}{s + 1/\tau_1} - \frac{1}{s + 1/\tau_2} \right) \quad (4.14)$$

これを逆ラプラス変換すれば良いので、結局、

$$V_{\text{out}}(t) = V_{\text{in}} \frac{\tau_1}{\tau_1 - \tau_2} (e^{-\frac{t}{\tau_1}} - e^{-\frac{t}{\tau_2}}) \quad (4.15)$$

$$(4.16)$$

4 測定結果

である。特に、 $\tau_1 = \tau_2 = \tau$ の時は、 $\lim_{\tau_1 \rightarrow \tau_2} \frac{1}{\tau_1 - \tau_2} \left(e^{-\frac{t}{\tau_1}} - e^{-\frac{t}{\tau_2}} \right) = \frac{\partial}{\partial \tau} e^{-\frac{t}{\tau}} = \frac{t}{\tau^2} e^{-\frac{t}{\tau}}$ に注意すれば、

$$V_{\text{out}} = V_{\text{in}} \frac{t}{\tau} e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (4.17)$$

と書ける [35]。時定数 τ_1 、 τ_2 をそれぞれ動かしたものを図 4.5 にまとめる。 $\tau_1 = \tau_2$ である限りは、最大値は $\frac{V_{\text{out}}}{V_{\text{in}}} = C_{\text{shape}} = \frac{1}{e}$ になっている事がわかる。³そのため、整形回路を通した後のピークを e 倍したものが元の波高値になると考えられる。

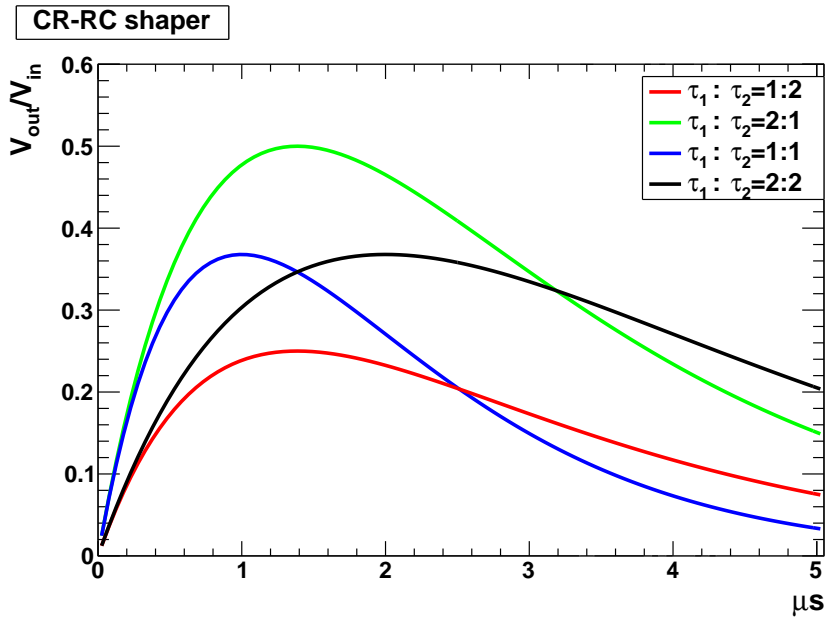


図 4.5: 高さ 1 のステップ関数に整形回路を通した時の波形。横軸は $\tau_1=1 \mu\text{s}$ としている。色の違いは微分回路と積分回路の時定数の比の違いを表す。

4.1.2 弾道欠損

信号の時間幅に対して長めに整形回路の時定数を設定しない場合、信号の大きさは本来の値よりも小さくなってしまふ。この現象のことを弾道欠損という [35]。今回は、図 4.6 のようにスロープを持ったテストパルスを与え、整形回路の時定数とスロープ幅の違いで、どれほどの弾道欠損が起こるかを調べた。それぞれについて補正関数でフィットを行い、スロープ幅に対する弾道欠損補正の関数 $C_{\text{bd}}(\tau_{\text{shape}}, t_{\text{slope}})$ を求めた結果が図 4.7 である。ここで、 x をスロープ幅として補正関数には $1 - ax^b$ を用いた。整形回路の時定数が長いほど、また信号波形の時間幅が短いほど弾道欠損は小さい。実際の信号にはノイズが乗っているため、整形回路の時定数は単に長ければ良いわけではなく、信号の時間幅より少し長いくらいがちょうど良いと考えた。今回の波高解析には $\tau = 10 \mu\text{s}$ を典型的な時定数として用いている。

³式 (4.17) を t で微分すれば $t = \tau$ の時 $C_{\text{shape}} = \frac{1}{e}$ 。

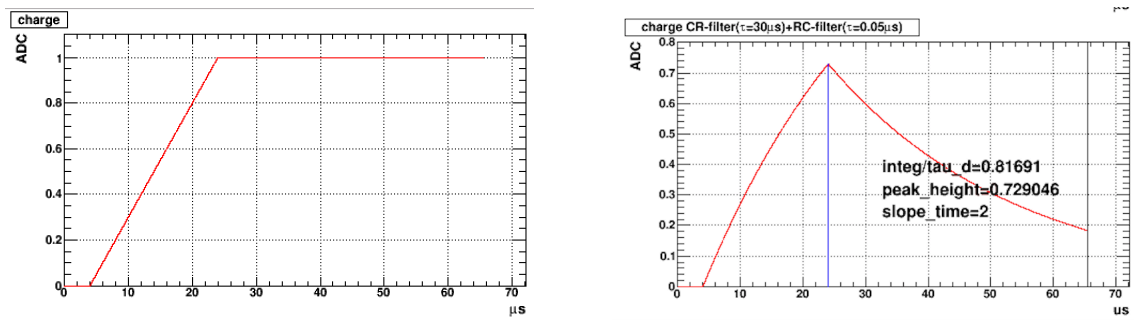


図 4.6: スロープ幅 $30 \mu\text{s}$ のテストパルス (左) と、時定数 $\tau = 30 \mu\text{s}$ の整形回路を通した後の波形 (右)

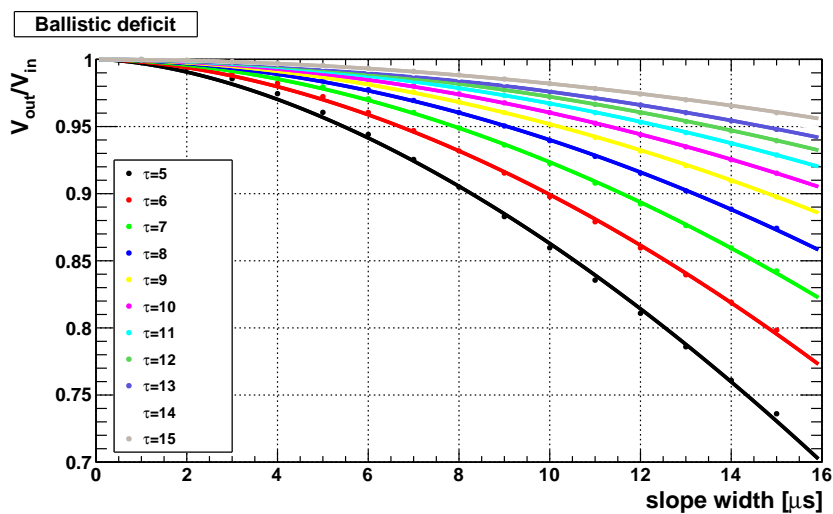


図 4.7: 信号のスロープ幅に対する弾道欠損の計算値。補正関数には $1 - ax^b$ を用いている。色ごとに整形回路の時定数が異なる。

4.1.3 スロープ幅の求め方

スロープ幅 t_{slope} の求め方はスロープの信号の立ち上がりの時間を t_{rise} 、立ち上がり切った時間を t_{top} とすれば、

$$t_{\text{slope}} = t_{\text{top}} - t_{\text{rise}} \quad (4.18)$$

である (図 4.8)。光始めてから立ち上がるまでの時間 t_{total} も重要である。 α 線の飛跡は常にカソード上の線源から始まっているため、最後の電離電子がグラウンド電極に到達する時間はほぼ一定である。したがって、 t_{total} もほとんど一定であると考えられ、それを確かめるのも重要である。電離電子の信号はノイズの影響を受けやすいため、スロープの立ち上がりの時間を求める時には解析によって得られた波形を確認しながら、注意して解析を行った。 t_{top} の求め方と t_{rise} の求め方は類似しているが、それぞれ順に説明する。いずれの場合も、オフラインで実装した整形回路を使って求めている。

4 測定結果

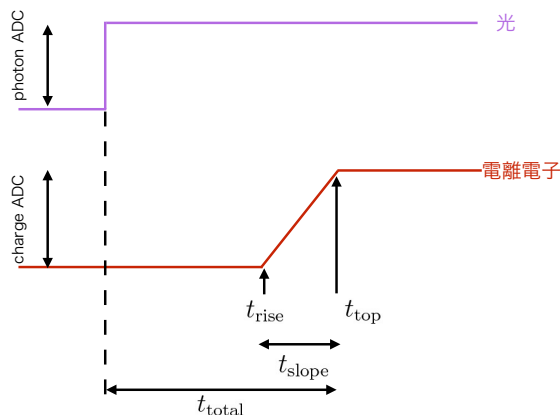


図 4.8: 信号波形と解析によって求めるパラメータ (APD 波高値、電荷波高値、 t_{total} 、 t_{rise} 、 t_{top} 、 t_{slope} の概念図。)

t_{top} の求め方

整形回路を構成する時定数 τ_1 の CR 微分回路が 1 個、時定数 τ_2 の RC 積分回路が 1 個ある時、その出力のピークになる時間 t'_{top} は、 $k = \frac{\tau_2}{\tau_1}$ として、

$$t'_{top} = t_{top} + \frac{\tau_2}{k-1} \ln k \quad (4.19)$$

として表される⁴。これはステップ関数を入れた時の出力が最大値となる時の時間の値だけ遅れると考えられるためである。積分回路の時定数を十分小さく取り、弾道欠損の観点から微分回路の時定数を信号のスロープ幅より大きめに取る事で、 t_{top} をほとんどずらすことなく求める事ができる。例えば、 $\tau_1 = 30 \mu\text{s}$ 、 $\tau_2 = 0.05 \mu\text{s}$ とすれば、 $k = 1.67 \times 10^{-3}$ であり、 $0.32 \mu\text{s}$ 遅れるだけで済むことが分かる。これで、整形回路を通し、ノイズを減らした上でピークサーチを行うことで、ノイズの影響を抑えて t_{top} を求める事ができる。図 4.9 は図 4.1 の波形を整形回路に通した結果である。シンチレーション光に対する典型的な微分回路の時定数は $0.5 \mu\text{s}$ 、積分回路の時定数は $0.5 \mu\text{s}$ である。電離電子に対する典型的な微分回路の時定数は $30 \mu\text{s}$ 、積分回路の時定数は $0.05 \mu\text{s}$ である。

t_{rise} の求め方

t_{rise} を求める際にも t_{top} を求めた時と同様の方法を適用しようと考え、図 4.10 のように時間を反転させ、信号を上下させ、その上で整形回路に通してピークサーチを行えば良い。整形回路に用いた時定数は t_{top} の時と同じである。こうしてスロープ幅解析及び整形回路の補正、弾道欠損の補正を行い、波高値を求めた図が図 4.11 である。

⁴式 (4.16) の最大値を取る時の値。 $t = \frac{\tau_1 \tau_2}{\tau_2 - \tau_1} \ln \frac{\tau_1}{\tau_2}$ 。

4.1 波形解析

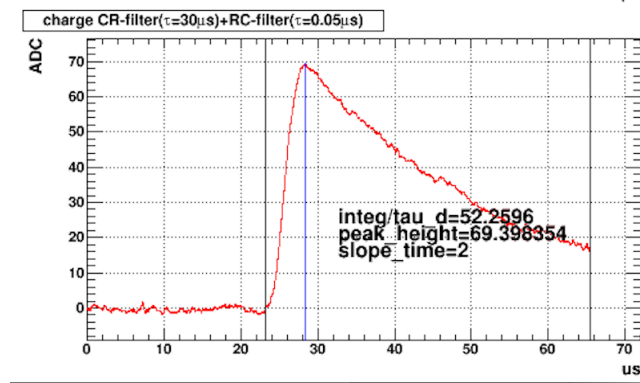


図 4.9: ソフトウェア的に図 4.1 の波形を整形回路に通した後の電離電子の信号波形（赤線）。青色が t_{top} に対応する。

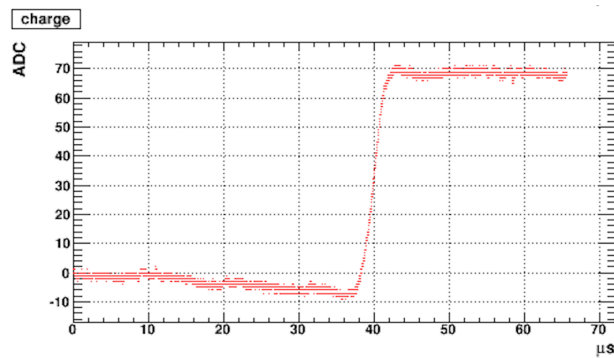


図 4.10: 図 4.1 を時間反転、信号反転した後の波形

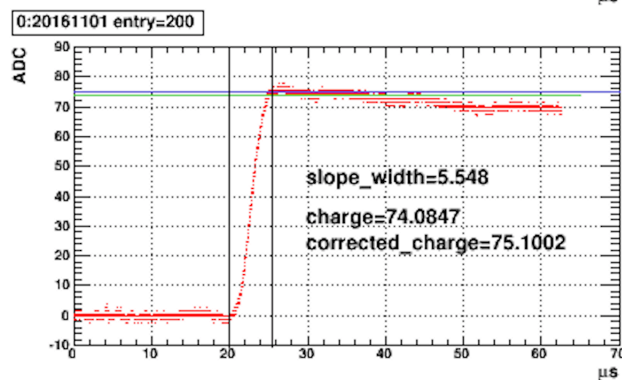


図 4.11: 求めた波高値、 t_{rise} 、 t_{top} と、実際の波形との妥当性チェック。charge（緑）は弾道欠損補正の前、corrected charge（青）は補正後。縦の黒線は左から t_{rise} 、 t_{top} を表しており、その差をスロープ幅として弾道欠損補正に使用している。

4 測定結果

4.2 分布と平均値の取得

前述の方法で求めた光子や電離電子による信号の高さ、スロープ幅の分布をそれぞれ、図 4.12、4.13、4.14 に示す。また、図 4.15 はシンチレーション光の始めから電離電子が回収しきるまでのトータル時間の分布である。これらは磁場なしテフロンありのデータである。電離電荷量に閾値を設ける事で、ノイズを除去した上で光量や電離電荷量、トータル時間の分布をガウス分布でフィットした平均値を各測定点での値とした。スロープ幅の分布に関しては、 α 線の角度に応じてある程度の幅を持つことが期待されており、分布が広がっている事を確認した。また、トータル時間はカソード間際で発生した電子がアノードに到達するのに要した時間に相当するため、アルファ線の角度によらず一定値になることが期待されており、分布がピーク状になっていることを確認した。

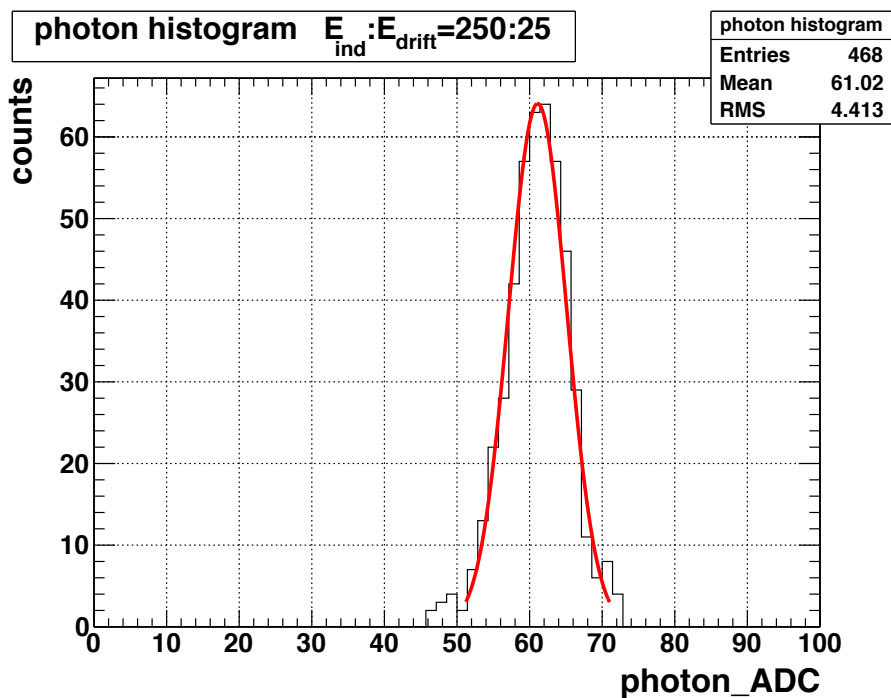


図 4.12: シンチレーション光の分布

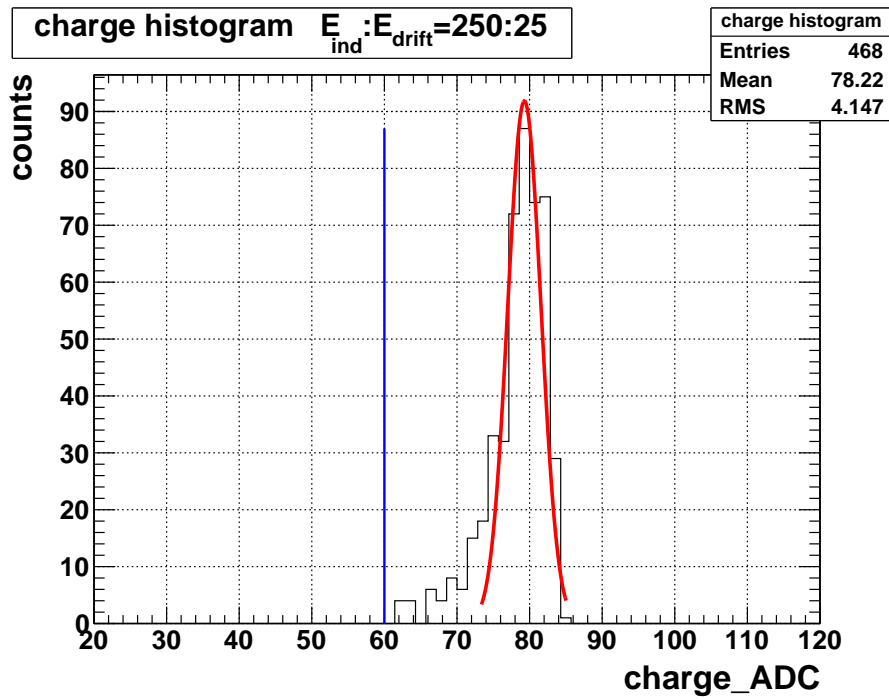


図 4.13: 電離信号の分布。青色の線は閾値であり、それ以下のノイズを除いた。

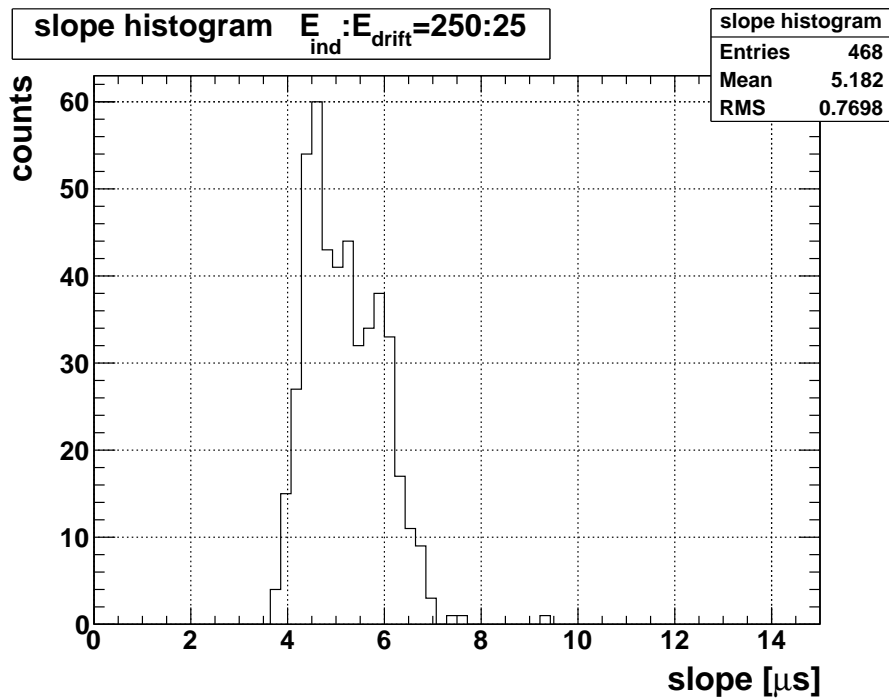


図 4.14: スロープ幅の分布

4 測定結果

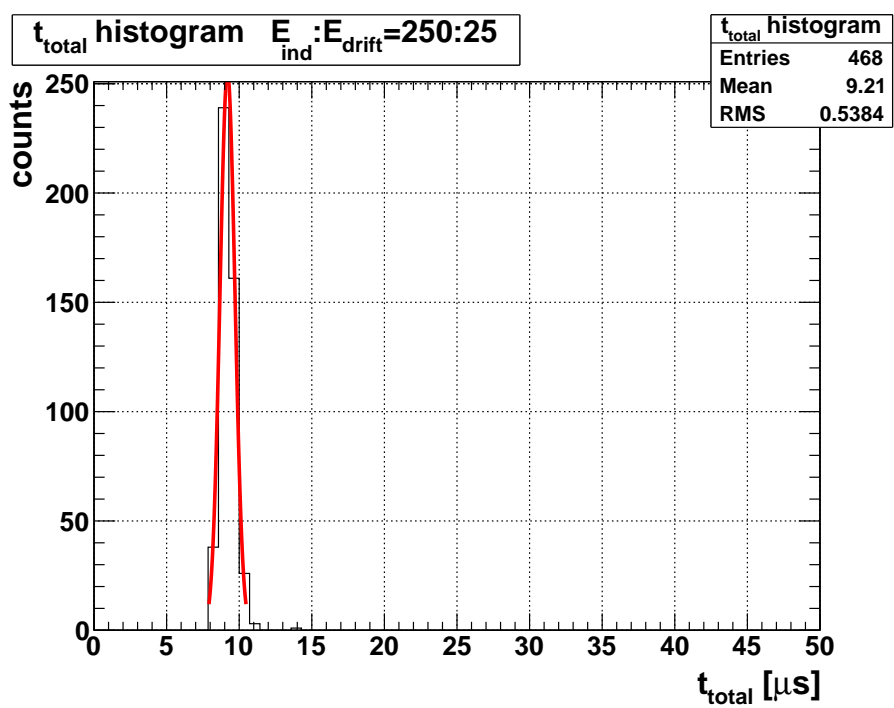


図 4.15: トータル時間 t_{total} の分布

4.3 信号の時間的变化

キセノンガスを密閉していても、測定に使用している検出器の構成要素からのアウトガスによってガスが汚れ、信号が小さくなってしまふ事がある。シンチレーション光や電離電子が不純物に吸収されてしまうからである。そのため測定に時間をかけすぎず、同じ条件で測定をし再現性を確かめた上で更に時間的補正を行った。図 4.16、4.17 にある通り、始めに収集効率を固定しドリフト電場を変えた測定を二回行い、次にドリフト電場を固定し収集効率を変えた測定を二回行っている。二回の測定点を線形フィッティングし、それぞれの測定で基準となる時間を設け、その時間での光量、電荷量を求めた。テフロンの有無、磁場の有無のそれぞれの測定で同様の時間補正を行っており、図 4.16、4.17 には最も時間変化が見えていた時のデータ（磁場なしテフロンなし）を示した。

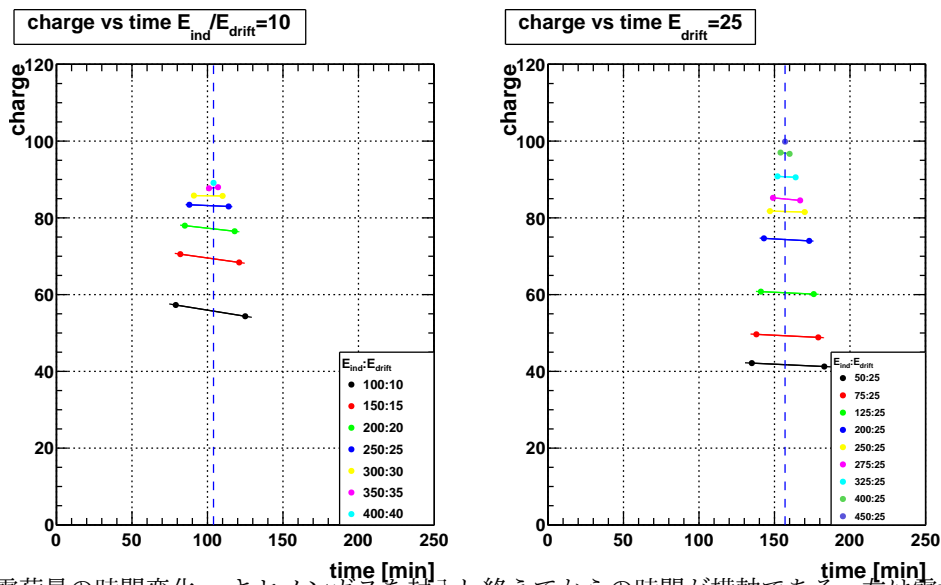


図 4.16: 電荷量の時間変化。キセノンガスを封入し終えてからの時間が横軸である。左は電場比固定、右はドリフト電場固定の図である。青色の破線は基準の時間を表し、交点をそれぞれの測定の電荷量とする。測定間隔が短いため、変化は少ない。

4.4 メッシュの透過率について

誘起電場とドリフト電場の比 $r_{\text{field}} = \frac{E_{\text{ind}}}{E_{\text{drift}}}$ が大きくなるにつれて、電子がメッシュを通過する際どれくらい透過するのかを調べた。ドリフト電場を 25 V/cm/atm に固定し、誘起電場を 25～450 V/cm/atm の範囲で動かし、各測定の条件下において誘起信号の r_{field} 依存性として図 4.18 を得た。図 4.18 を見ると、どの図でもほとんど同じ割合で r_{field} が上がるにつれて電離電子も増加していくのが分かる。この傾向自体はシミュレーションによる結果である図 4.19 と矛盾ないが、シミュレーションよりも大きな電場比で一定値になると考えられる。磁場の有無テフロンの有無に拘らず、電離電子の透過量はほとんど変わらない事が分かるので、イオンチェンバーは正常に動作している事が確認できた。

4 測定結果

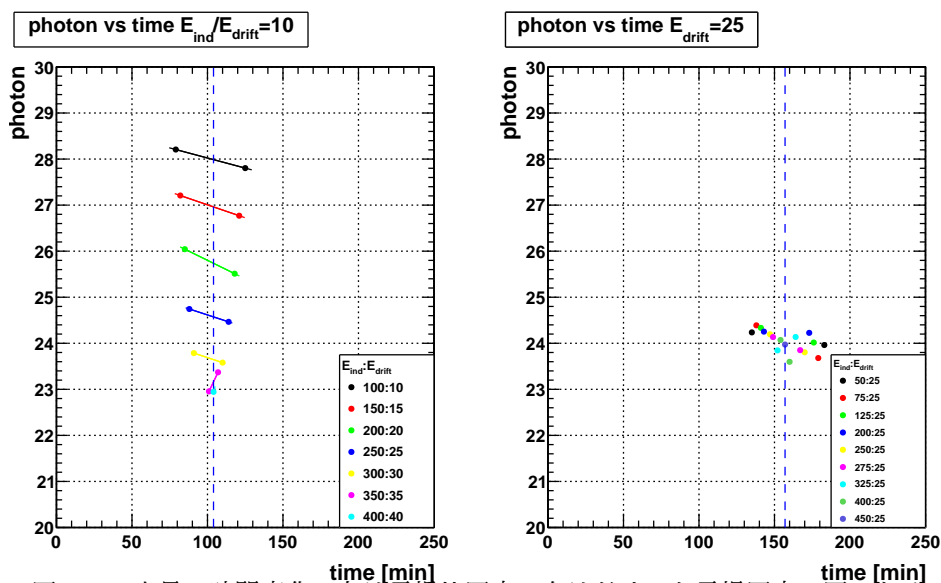
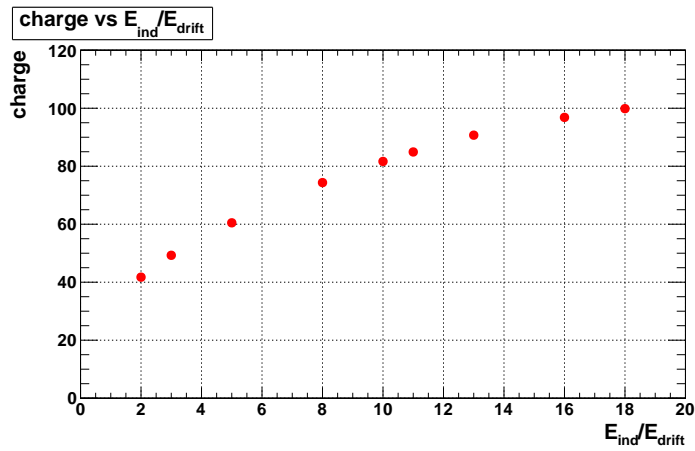


図 4.17: 光量の時間変化。左は電場比固定、右はドリフト電場固定の図である。

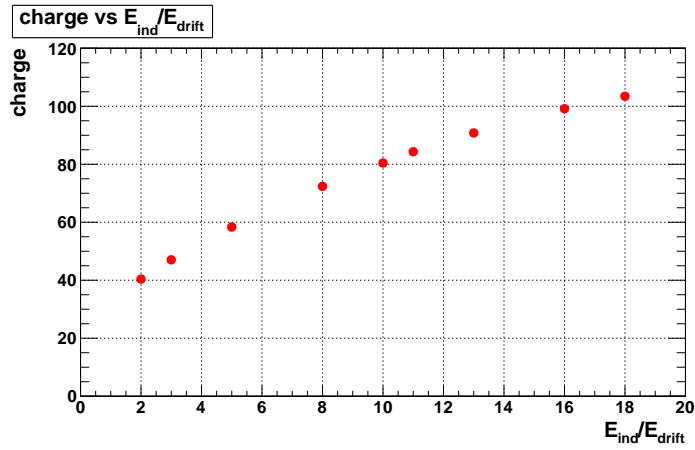
4.5 電離電子とシンチレーション光のドリフト電場依存性

電離電子のメッシュに対する透過率を一定に保ちつつ、ドリフト領域の電場を変化させることで、電離電子とシンチレーション光の関係、つまり再結合が起きているかどうかを調べることができる。 $r_{field} = \frac{E_{ind}}{E_{drift}} = 10$ として固定し、シンチレーション光、電離電荷量を求めた結果が図 4.20 である。どの場合でもドリフト電場が低いところ、つまり再結合が起りやすいところでは電離電子が低くなっており、シンチレーション光が増加している事が分かる。メッシュを通過する際に電離電子がメッシュに吸われてしまう比率は $r_{field} = 10$ に固定しているため、どの場合も同じであることを考えると、電離電子がドリフト電場の低い所では再結合に使われているために、シンチレーション光が増加していると考えられる。磁場なしテフロンなしの場合は電離電荷量が急激に変化しているにも拘らず、シンチレーション光の変化は緩やかである。検出したシンチレーションの光量は、磁場を印加すると少し減少している。磁場を印加しない測定に比べて真空引きの期間が短かったことによる不純物の影響や、磁場により APD の検出効率が低下していた可能性が考えられる。

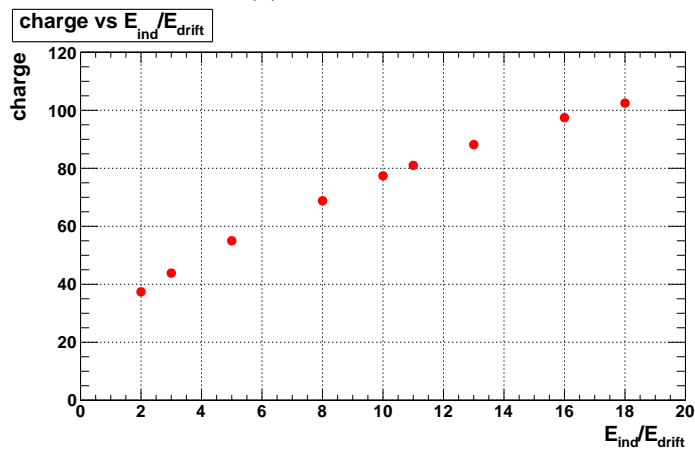
4.5 電離電子とシンチレーション光のドリフト電場依存性



(a) 磁場なしテフロンなし



(b) 磁場なしテフロンあり



(c) 磁場ありテフロンあり

図 4.18: 誘起電場とドリフト電場の比を変えていった時の電離信号の大きさ

4 測定結果

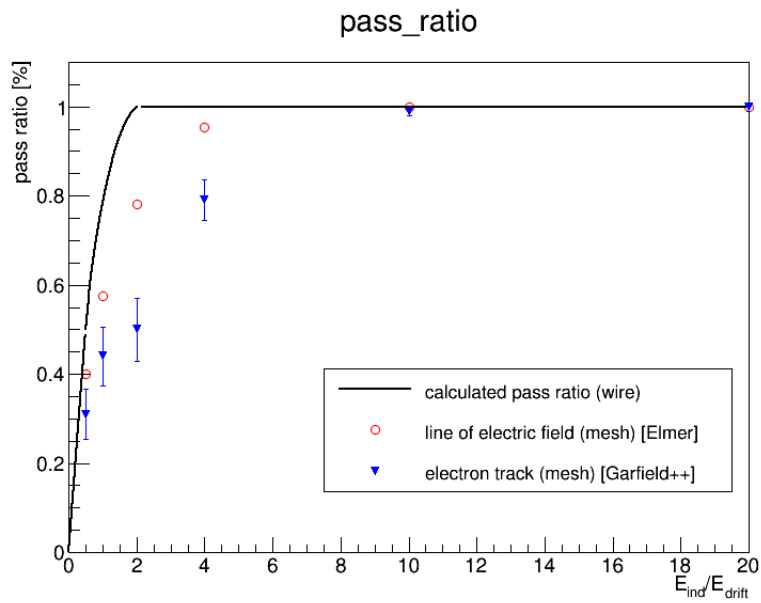
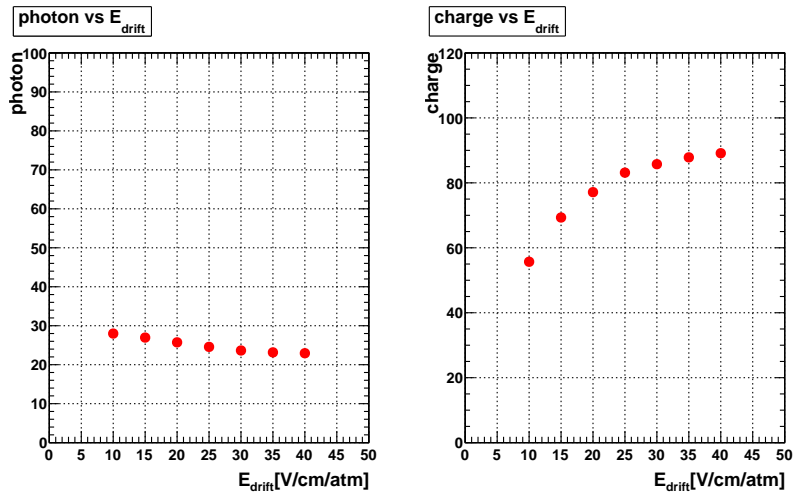
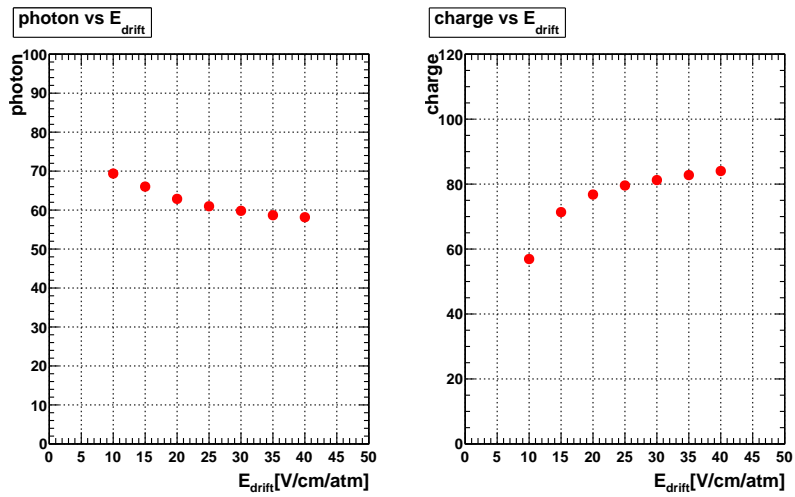


図 4.19: シミュレーションによる電場比と電離電子のメッシュに対する透過率。メッシュはワイヤーを二次元的に並べたものと考えられるため、ワイヤーよりも電子が吸収されやすい。メッシュ電極については、有限要素法 Elmer による電場計算の結果と、さらにその電場を用いて Garfield++により電子の動きをシミュレーションした結果を示している。

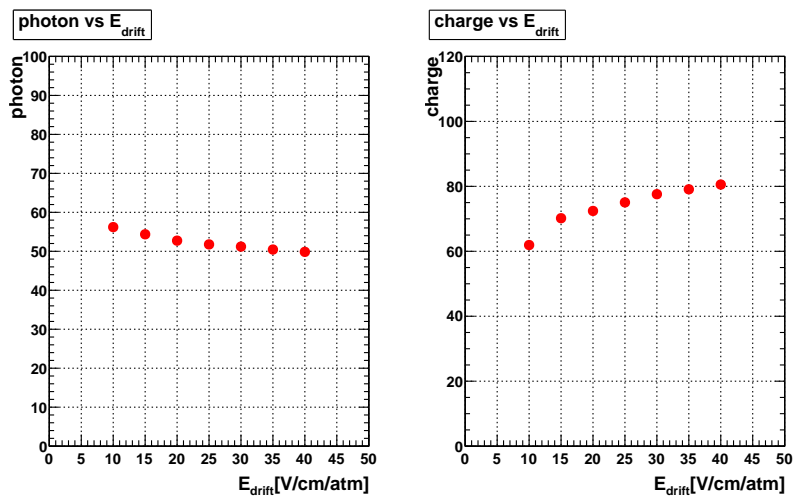
4.5 電離電子とシンチレーション光のドリフト電場依存性



(a) 磁場なしテフロンなし



(b) 磁場なしテフロンあり



(c) 磁場ありテフロンあり

図 4.20: シンチレーション光（上）と電離電子信号（下）のドリフト電場依存性

第5章 考察

この章では、まずテフロンを入れる事により、柱状再結合の方向依存性がより観測しやすくなる事を述べる。次に、それぞれの実験データで再結合が起きている事を確認する。最後に柱状再結合が起きているかどうかを議論する。

5.1 テフロンの反射の考察

テフロンがない場合、反射するものがないために光が領域外に出てしまうが、テフロンによる反射があると本来有効領域外に出ていた光も収集できるため、シンチレーション光が増加する事が期待できる。そこでモンテカルロシミュレーションによってテフロンの反射による増加がどれだけ見込めるかを調べ、検出器に対する光の割合を α 線の角度ごとに示したのが図5.1である。上図がテフロンの反射がない場合、下図はテフロンの反射がある場合に対応し、銅の反射率を20%、テフロンの反射率を66%としシミュレーションを行った。その結果、テフロンを導入することにより約1.6倍ほどの光量の増加が期待できる。また、図中の緑線に示すように直接APDに入る光の量を見ると、 $\cos\theta = 1$ 、つまり縦方向に飛んできた場合が大きい。これは、 α 線の飛跡が縦方向である場合、APDに近づき立体角が大きくなるためであると考えられる(図5.2)。図中の青線は反射してAPDに到達する光量であり、 α 線の角度に依存しない事が分かる。したがって、テフロンを入れる事により、飛跡の方向による光量の依存性を緩和する事ができる。この立体角による光量の変化を抑えることは、この後の5.3章で光量の角度依存性が柱状再結合によるものかどうかの調査における不定性を減らすことに繋がる。

実際に、シンチレーション光がテフロンによって増加するのか否かを調べるために、磁場のない条件下でテフロンありなしの測定結果で比較したのが図5.3である。テフロンを入れるとシンチレーション光が2.5倍になる事が分かる。シミュレーションの結果では1.6倍の増加が見込めるに止まっていた事を考えると、考えられるのは以下の二点である。一つは、シミュレーションにおけるテフロンの反射率は、2.3章でも少し触れたが、成形過程で差異が生じる。そのため、シミュレーションはテフロンの効果を過小評価している可能性がある。もう一つとしては、テフロンなしの方の光量が不純物によって過小評価されている可能性である。テフロンなしの方は事前の真空引きの期間が短いため、シンチレーション光が不純物に吸収されたために、 α 線で生じた光量を測りきれない可能性が考えられる。

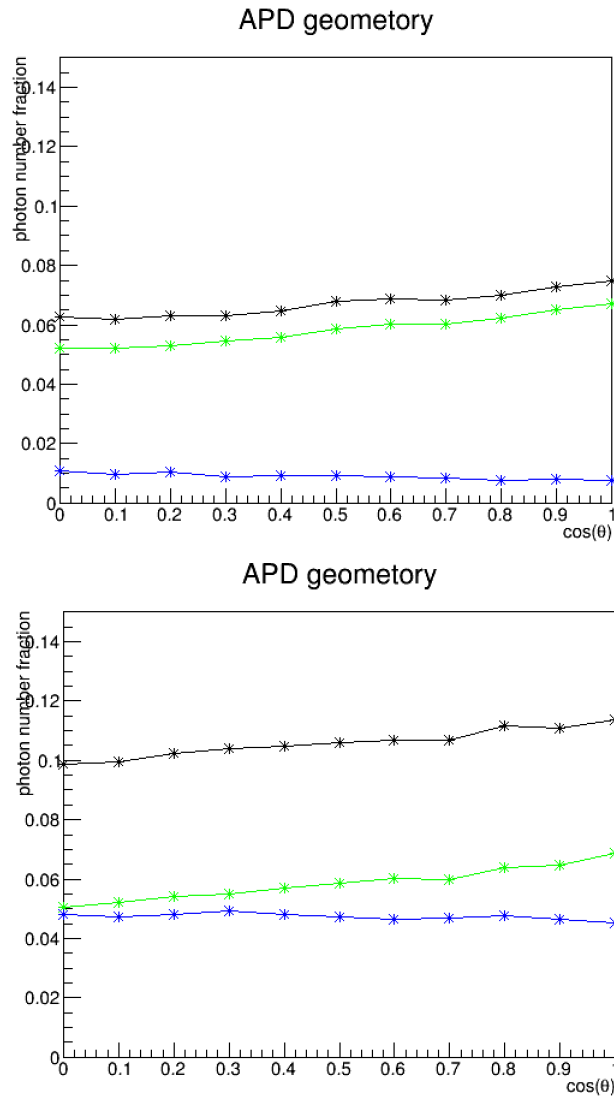


図 5.1: 銅の反射率 20 %としテフロンの有無でシミュレーションした図。上がテフロンがない場合、下がテフロンありの反射率を 66 %としている。緑が APD に直接入る光、青が APD に反射して入る光、黒は緑と青の和である。横軸は縦方向の時は $\cos \theta = 1$ 、横方向の時は $\cos \theta = 0$ に対応している。

5 考察

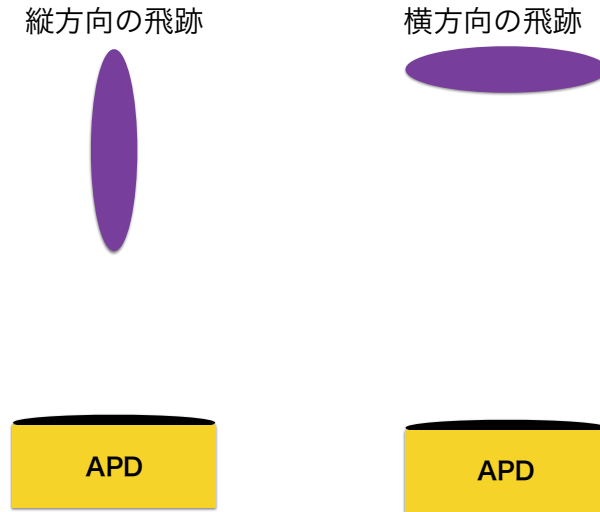


図 5.2: α 線の飛跡と APD の関係。縦方向の方がより多くの立体角が期待される。

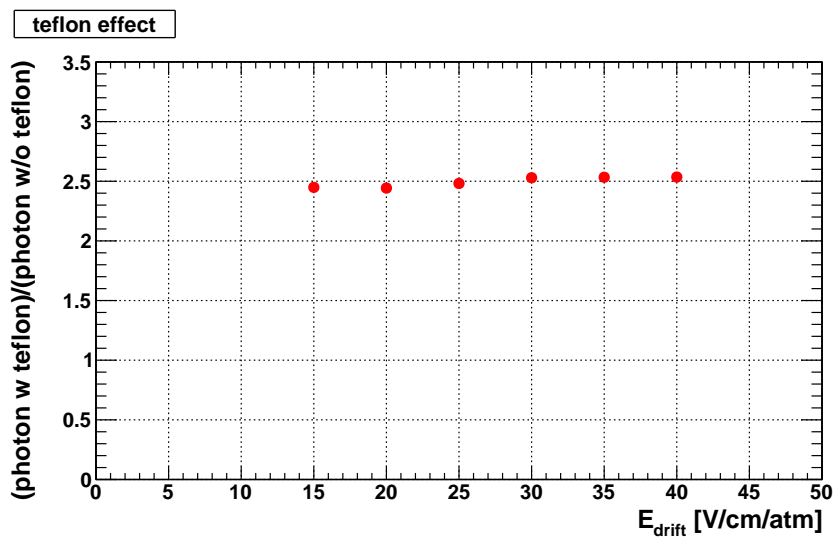


図 5.3: 磁場なしテフロンありと磁場なしテフロンなしの光量の比較。 E_{drift} に関わらず 2.5 倍ほどに落ち着いている。

5.2 再結合

再結合現象が起きているのかを確認するため、十分ドリフト電場 E_{drift} が高いところを基準にして、どれほどの電離電荷量が光量に変化したのかを見る。十分ドリフト電場が高いところでは、再結合がほとんど起こらず、シンチレーション光 S も電離電荷量 I も一定になると考えられる。つまり、

$$\lim_{E_{\text{drift}} \rightarrow \infty} S(E_{\text{drift}}) = S_0 \quad (5.1)$$

$$\lim_{E_{\text{drift}} \rightarrow \infty} I(E_{\text{drift}}) = I_0 \quad (5.2)$$

である。実際、図 4.20 でも E_{drift} が上がるにつれて光量も電離電荷量も変化が少なくなっている。 $E_{\text{drift}} = 40 \text{ V/cm/atm}$ では平坦になってきている事を考え、 $I_0 = I(E_{\text{drift}} = 40 \text{ V/cm/atm})$ 、 $S_0 = S(E_{\text{drift}} = 40 \text{ V/cm/atm})$ と考える。そこから見た、他の測定点の比率 $\frac{S(E_{\text{drift}})}{S_0}$ 及び $\frac{I(E_{\text{drift}})}{I_0}$ は、再結合が起きているのなら、傾きが負の一次関数に乗ると考えられる。これをプロットしたのが図 5.4 である。この図から磁場ありテフロンありを除いて最も左側の測定点、つまり $E_{\text{drift}} = 10 \text{ V/cm/atm}$ が直線に乗らない事が分かる。これはシンチレーション光が低めに出ているか、電離電荷量が低めに出ているかのどちらかであると考えられる。ドリフト電場が低い事を考えると、電子のアタッチメントが大きいのではないかと考えられ、これは後述する Jaffe モデルを使った結果との解釈と矛盾しない。

Jaffe の再結合モデルによる解析

Jaffe (1913) のモデルによれば、観測された電離電荷量を Q 、最初の電荷量 Q_0 、掛かっている電場 E とすると、

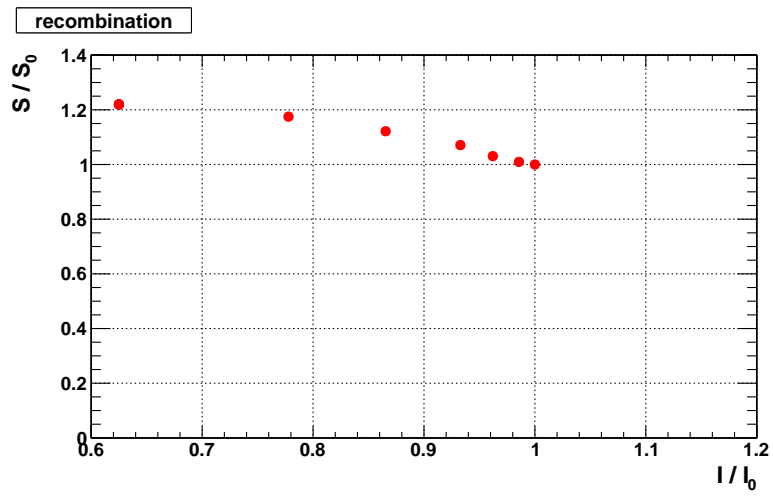
$$\frac{1}{Q} = \frac{1}{Q_0} \left(1 + \frac{K}{E} \right) \quad (5.3)$$

ここで、 K は再結合係数 (recombination coefficient) と呼ばれる [25]、[22]。再結合が大きいと最初の電荷量は再結合に使われ減少するので、再結合係数 K が大きいほど、再結合率が高い事になる。これをプロットし、フィッティングした結果が図 5.5 である。磁場ありテフロンありでは再結合率が下がっている事がわかる。また、 $E_{\text{drift}} = 10 \text{ V/cm/atm}$ の点が他の点だけで直線でフィットした時より大きめに出ているように見える。この事は、 $E_{\text{drift}} = 10 \text{ V/cm/atm}$ の点は電場が弱く、電離電子がアタッチメントで本来の値より小さく出ていると考え、図 5.4 と同じ傾向にあると言える。

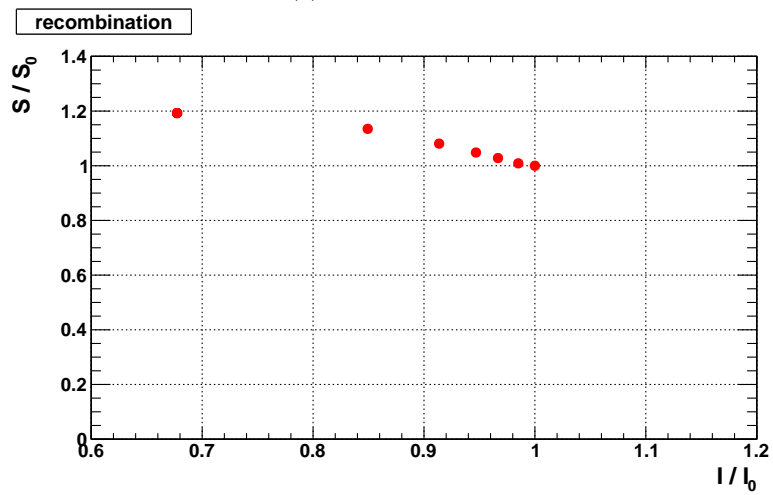
NEXT 実験との比較

この実験結果と NEXT グループによる実験結果を同じグラフ上にプロットしたものが図 5.6 である。NEXT による結果は [26] のプロットを利用している。参考論文では $E_{\text{drift}} < 0.2 \text{ kV/cm}$ の領域の測定点がないため、補完した値を使用している。図 5.6 の縦軸は $E_{\text{drift}} = 0.2 \text{ kV/cm}$ のと

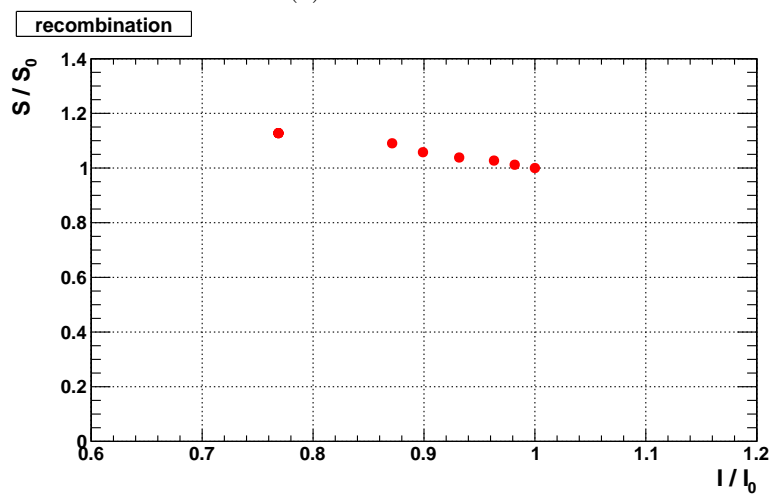
5 考察



(a) 磁場なしテフロンなし

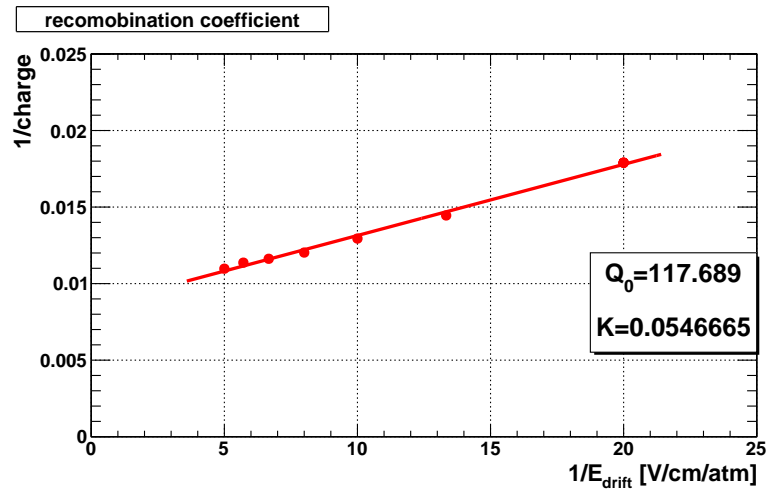


(b) 磁場なしテフロンあり

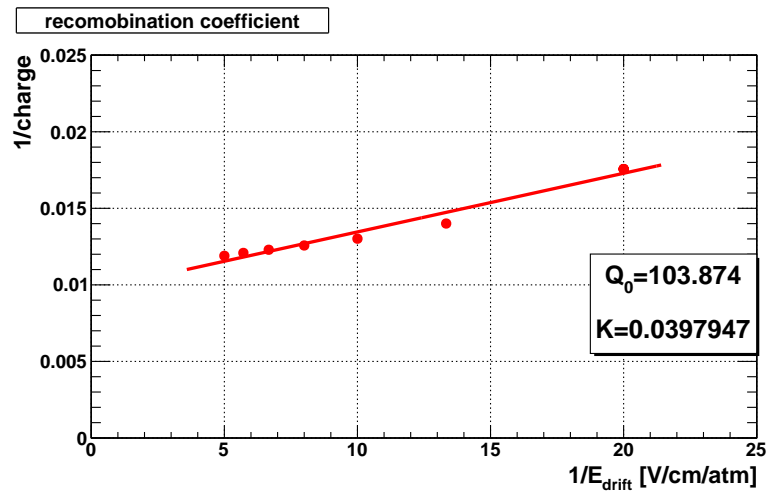


(c) 磁場ありテフロンあり

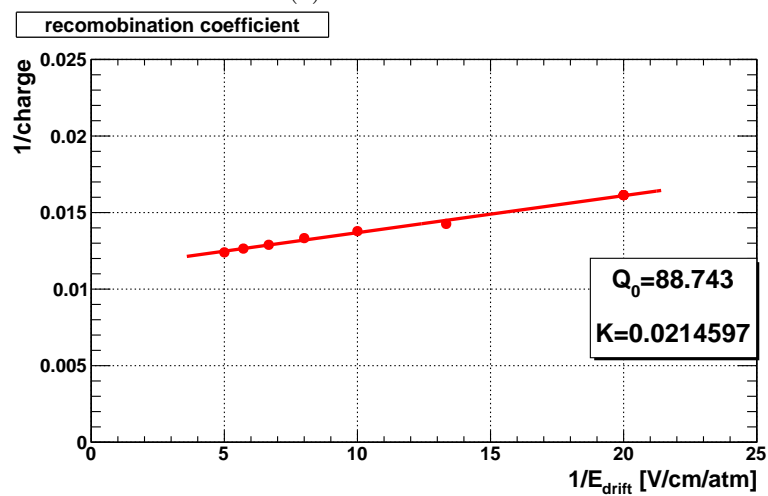
図 5.4: 光信号と電離信号が保存していることを確認する図。横軸と縦軸はそれぞれ規格化した電離信号と光信号である。概ね傾きが負の直線上に乗るが、 $E_{\text{drift}} = 10 \text{ V/cm/atm}$ の時のデータ点は他のデータ点に比べて信号が小さくなっている。



(a) 磁場なしテフロンなし



(b) 磁場なしテフロンあり



(c) 磁場ありテフロンあり

図 5.5: Jaffe モデルによる電離電荷とドリフト電場の関係

5 考察

きの電離電荷量、光量が我々の測定値と一致するように規格化している。どの場合も E_{drift} が上がるにつれ、電離電子もシンチレーション光も緩やかに変化しているのがわかる。

5.3 柱状再結合について

柱状再結合の効果があるかどうかについては、2.4.2の章で述べた通り、放射線の飛跡の角度と再結合の割合の関係が重要になる。放射線の飛跡の角度というのは4.1の章で述べたように、電離電子の信号のスロープ幅に対応すると考えられる。そこで、電離電子の信号のスロープ幅と光量、電離電荷量の関係を見る。5.1で議論したように、反射光を増やすことでシンチレーション光の信号の立体角が α 線の角度によって変わってしまう影響を減らすため、ドリフト領域の側面にはテフロンを入れたデータを用いた。また、磁場ありなしで比較し、磁石の効果が柱状再結合にどれだけ寄与するのかを見る。5.2の章で見たように、原理的には再結合の効果がもっとも高いであろう $E_{\text{drift}} = 10 \text{ V/cm/atm}$ は電子のアタッチメントの影響を受けている可能性がある。そこで、 $E_{\text{drift}} = 10 \text{ V/cm/atm}$ 及び $E_{\text{drift}} = 15 \text{ V/cm/atm}$ の場合を見ていく。

光量と方向依存性

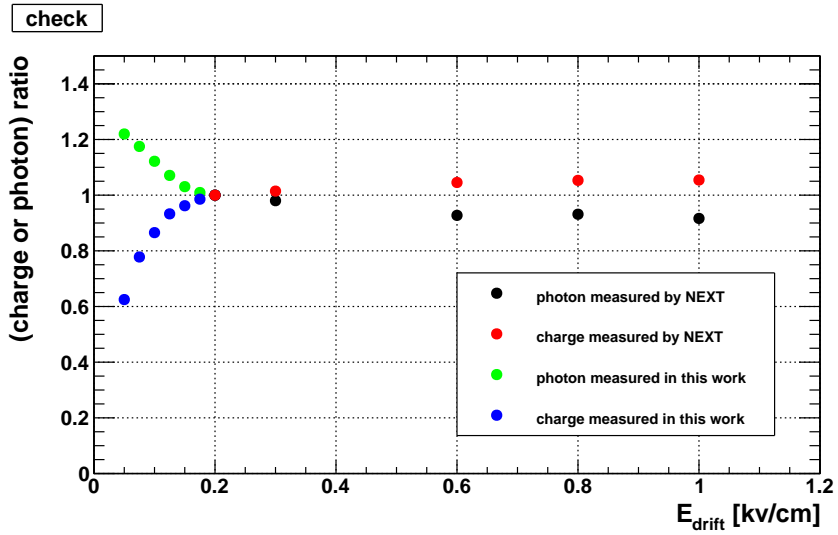
イベント毎に光量とスロープ幅をプロットしたものが図5.7である。柱状再結合が起こっているならば、縦方向の飛跡の場合、つまりスロープ幅が長い場合、再結合の割合が増えてシンチレーション光が増えると期待されるので、横軸にスロープ幅、縦軸に光量を取った二次元プロットは正相関を示すと考えられる。磁場ありなしに拘らず正相関に見える。磁場なしの方が正の相関が強いのが見て取れる。

電離電荷量の方向依存性

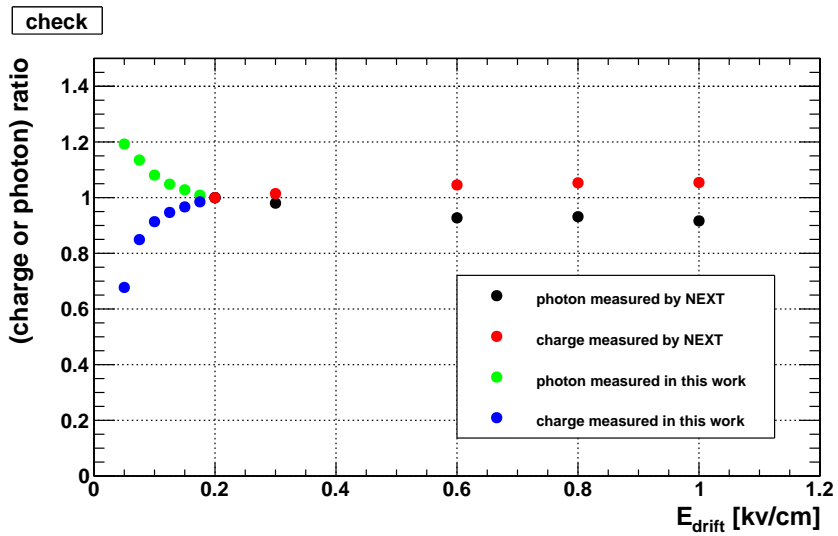
電離電荷量とスロープ幅の関係をプロットしたものが図5.8である。柱状再結合が起こっているならば、縦方向の飛跡の場合に再結合の割合が増えるので、横軸にスロープ幅、縦軸に電離電荷量を取った二次元プロットは逆相関を示す事が期待されるが、そのような結果は観測されなかった。

光量と電離電荷量

α 線の方向はイベント毎に異なるため、イベント毎に光量と電離電荷量を見る必要がある。縦軸に光量、横軸に電離電荷量を取り、図5.10を得た。柱状再結合が起こっているならば、縦方向の飛跡の場合に再結合の割合が増え、電離電子は再結合に使われ減少し、光量は増加するので、逆相関を示すと考えられる。しかし、磁場ありなしのどちらも無相関であるように見える。



(a) 磁場なしテフロンなし



(b) 磁場なしテフロンあり

図 5.6: NEXT の測定結果との比較。NEXT が測定したシンチレーション光は黒、電離電子は赤。本研究で測定したシンチレーション光は青、電離電子は黄緑である。

5 考察

光量/電離電荷量の方向依存性

電離電荷量とスロープ幅の関係を見ても逆相関になっている様子が見られなかった。この原因として、 ^{241}Am 線源には厚みがあるため、飛跡の方向に応じて線源から出てくるエネルギーが異なる事が考えられる。角度が浅い、横方向のイベントほど線源の中を長く走り、 $\frac{dE}{dx}$ に従いエネルギー損失が多く、線源から出た直後のエネルギーが縦方向に比べ小さくなっていると思われる。

さて、シンチレーション光と電離電子は、その生成過程を考えれば線源から出た直後の放射線のエネルギーを使って発生する。そのため、イベント毎に見れば、光量と電離電荷量とともに、線源の中でどれだけエネルギーを損失したかといった情報を同じだけ持っていると考えられる。よって、線源から出た直後のエネルギーの角度依存性を打ち消すためには、イベント毎にシンチレーション光と電離電子の比を取れば良い。これをプロットしたのが図 5.11 である。柱状再結合が起こっているならば、縦方向の時、つまりスロープ幅が長い時に再結合の割合が増え、光量は増え、電離電荷量は減るので、光量/電離電荷量は、スロープ幅と正相関になると考えられる。

磁場なしの方に正の相関が見られ、磁場ありの方には無相関が見られる。また磁場なしの方の $E_{\text{drift}} = 10 \text{ V/cm/atm}$ には正の相関が見られ、 $E_{\text{drift}} = 15 \text{ V/cm/atm}$ には弱い正の相関が見られる。予想された相関が見え、比較的強い正の相関が見えている磁場なしの方の $E_{\text{drift}} = 10 \text{ V/cm/atm}$ に注目する。これが柱状再結合による効果なのかを考えるにあたり注意すべき現象は、電子のアタッチメントと光量のジオメトリの効果による変動である。まず電子のアタッチメントについて考えると、電子がガス中を長い距離移動する場合にアタッチメントが大きくなると考えられる。そのため、横方向の飛跡の場合、つまりスロープ幅が小さい時アタッチメントの効果が強く、電離電子が減少すると考えられる。したがって、アタッチメントの効果は二次元プロットでは逆相関の方向であり、今回はアタッチメントの効果で正の相関が見えているという事にはならない。次に、光量のジオメトリによる効果であるが、例えば縦方向の飛跡の場合、つまりスロープ幅が大きい時 α 線の飛跡の終端は APD から見て近くなってしまい、光量を多く観測してしまう。二次元プロットでは正の相関を強めてしまう事になり、定性的に柱状再結合と切り分ける事が難しい。図 5.11a から 20 %ほどの寄与が見られるが、それが全て光量のジオメトリの効果によると仮定する。テフロンで行ったシミュレーションの結果である図 5.1 によれば、ジオメトリの効果は最大 10 %増加して見える。20 %の寄与までは与えない事を考えると、柱状再結合の効果が見えていると考えられる。

5.3 柱状再結合について

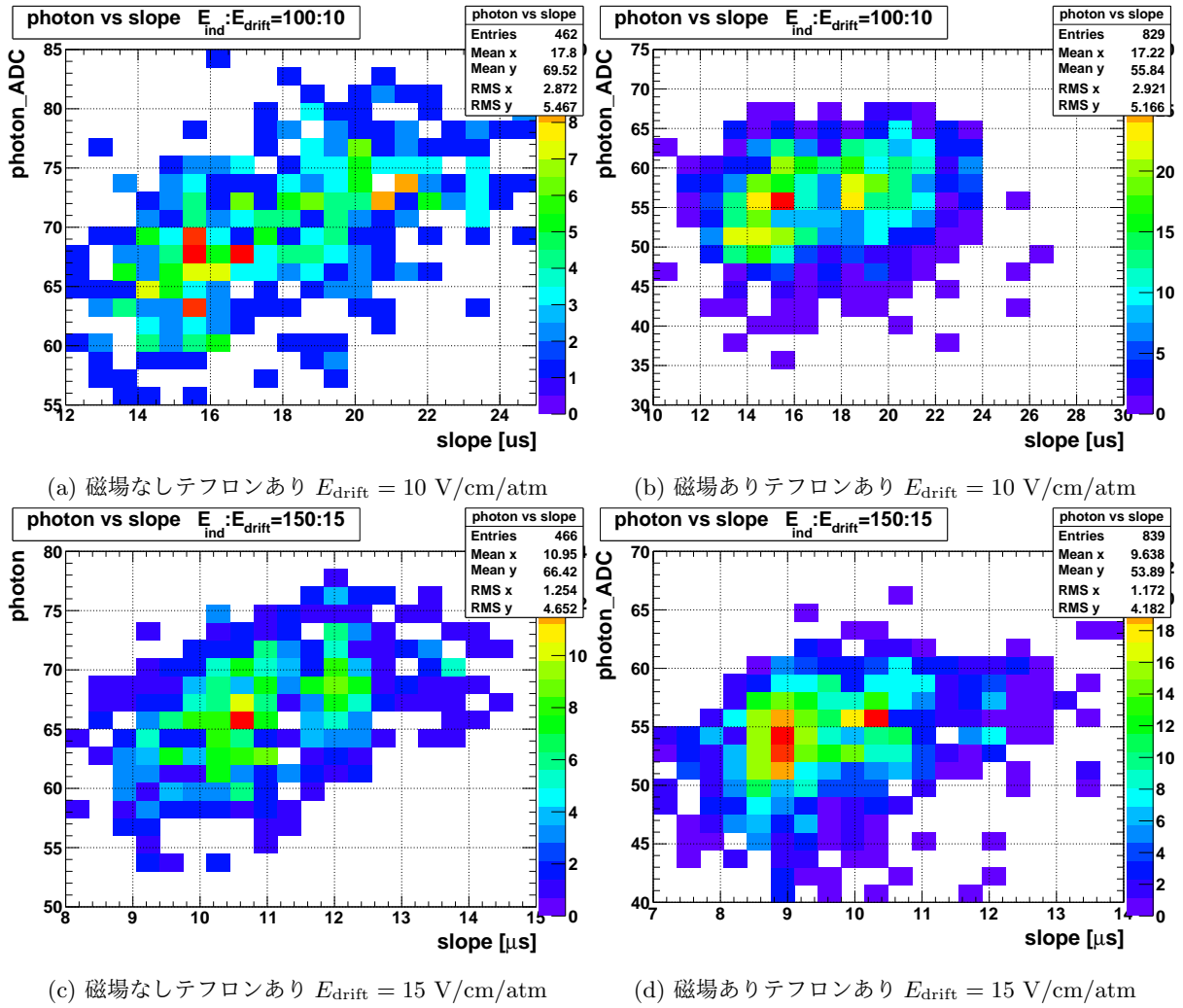


図 5.7: 光量の方向依存性。磁場なしの方が正の相関が強いが、どちらも正の相関に見える。

5 考察

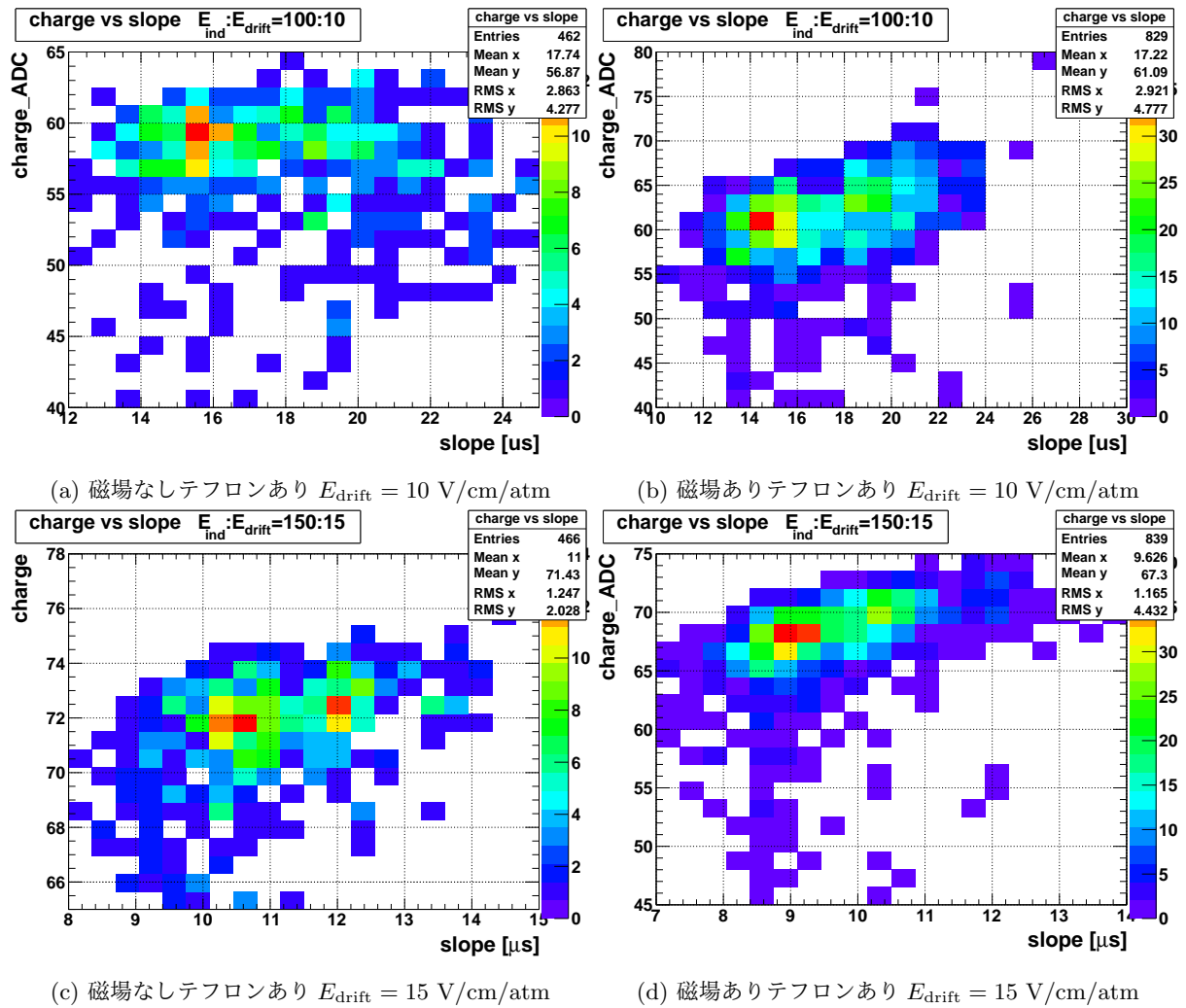


図 5.8: 電離電荷量の方向依存性。磁場なしの方の $E_{\text{drift}} = 10 \text{ V/cm/atm}$ では相関があまり見られず、 $E_{\text{drift}} = 15 \text{ V/cm/atm}$ には弱い正の相関が見られる。磁場ありの方は強い正の相関に見える。

5.3 柱状再結合について

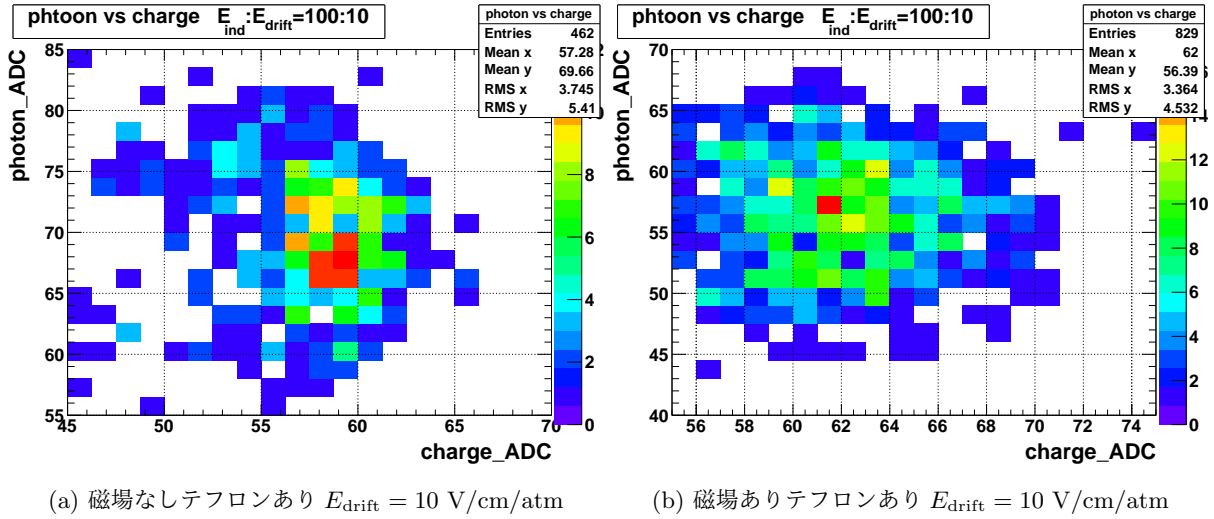


図 5.9: 光量と電離電荷量の関係。無相関に見える。

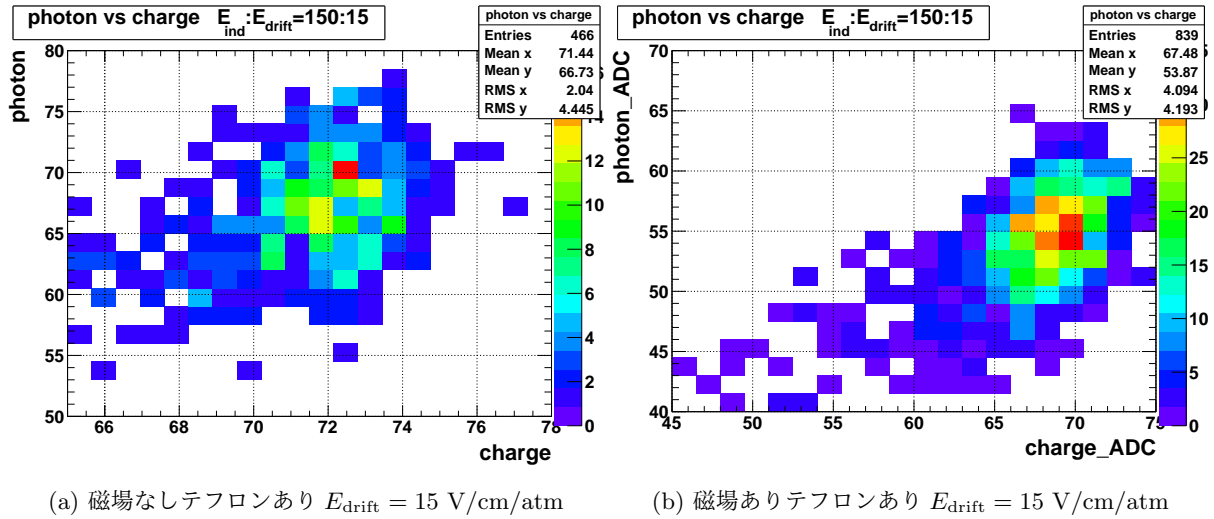


図 5.10: 光量と電離電荷量の関係。無相関に見える。

5 考察

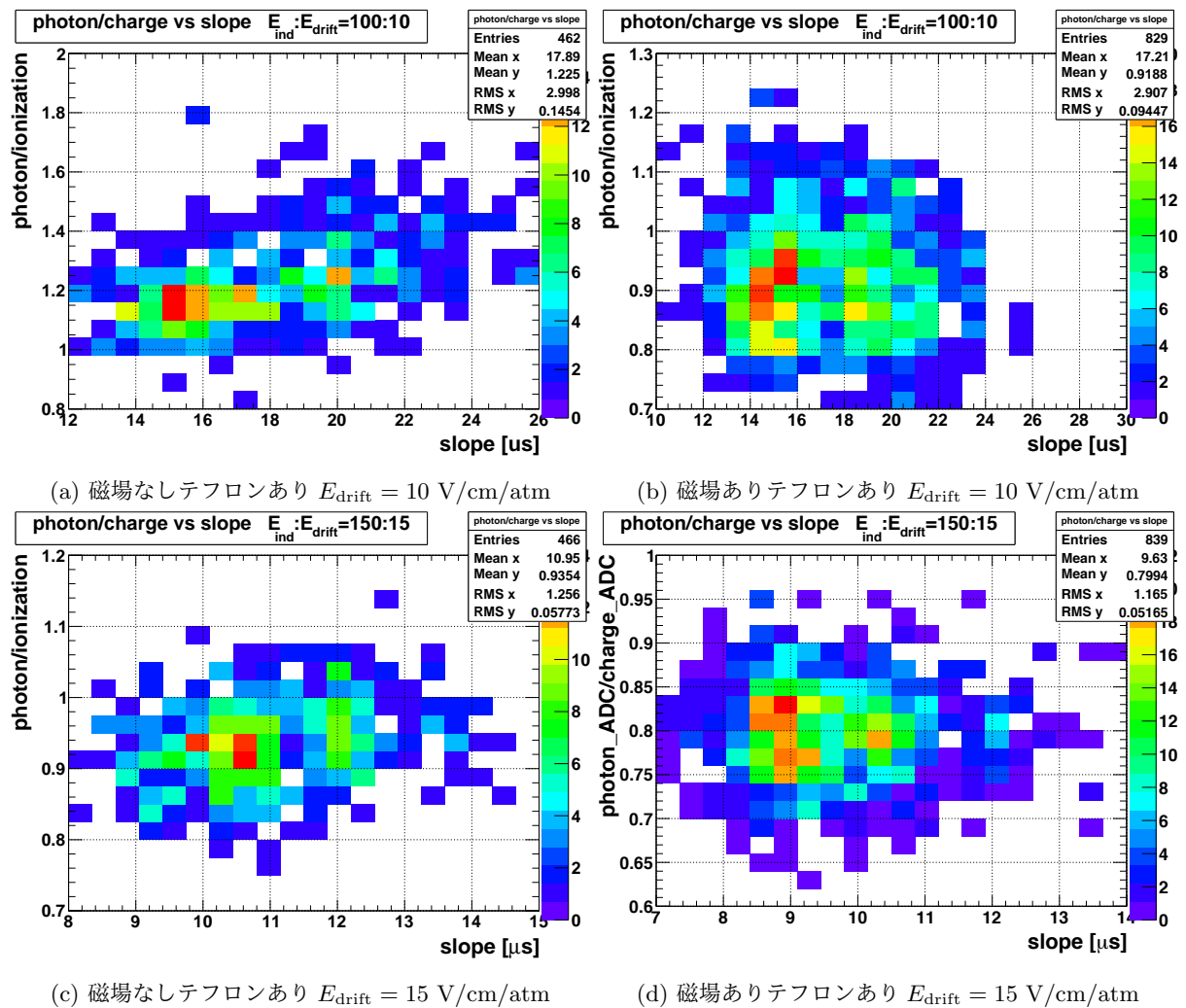


図 5.11: 磁場ありなしでの光量/電離電荷量の方向依存性。磁場なしの方は弱い正の相関が見えているが、磁場ありの方は無相関に見える。

第6章 まとめと今後の展望

暗黒物質の候補を決定する事は、素粒子物理学においても宇宙物理学においても非常に興味深い問題であり、それを決定付ける実験の手法の開発は、ますます重要になっている。その一つの方法として、方向感度の上昇が見込める高圧キセノンガスを利用した柱状再結合現象の研究がある。本研究は、その原理検証及び磁場を印可する事で、更なる方向感度の上昇を目標に行った。まず、5 atmのキセノンガスを封入し、 ^{241}Am の約5.5 MeVの α 線に対しイオンチェンバーが正常に動作する事を確認した。次に電気力線のメッシュに対する透過率を固定する事で、テフロンによる光量増加の確認と、再結合現象の測定を行なった。その結果の一つとして、テフロンによる反射によって、2.5倍の光量の増加を確認した。もう一つは、テフロンを入れた場合も磁場を入れた場合も再結合現象が発生している事を確認した。最後に、柱状再結合について、磁場がない場合は肯定的な傾向であるが、磁場がある場合は肯定的な傾向は見られないという結論を得た。

磁場がある場合、柱状再結合の起こる頻度が上昇するという結果は予想に反している。そのため、今後の課題として挙げられるのは、この結果をうまく説明する事ができる物理過程の研究である。現時点では、物理過程が不明なままであるが、一つの解決策としてキセノンガスの気圧を上げる事ができれば、柱状再結合を起こしうる電離電子やイオンの数が増えるため、より鮮明に傾向を見る事ができる可能性がある。今回使用したAPDには気密性があるためか、8気圧の圧力には耐えられなかった事を考えると、高気圧対応のVUVに感度を持つPMTなどで、テフロンを入れた状態で磁場ありなしの測定を行うのが良いと考えられる。また、不純物の影響を抑えるためにもガス循環システムを導入する事が重要であると考えられる。

謝辞

修士課程を振り返ってみると様々な経験をする事ができたと思います。物理の研究はどのように進んでいっているのかも勿論の事、研究者の生活はどういったものなのかも見る事ができました。これからの人生に修士課程での経験が少しでも活かせたらと思います。

中家剛教授には的確な指摘や意見を頂き非常に感謝しています。また、物理学会での鋭い質問、日常の会話でも情報の回りが早いことにいつも驚かされていました。市川温子准教授には、研究での方向性で迷っている時には的確に意見をして頂いただけでなく、普段の生活に対するアドバイスも頂き、本当に感謝しています。立ち止まっていた自分にもう一度歩き出す機会を作って頂き、ありがとうございます。中村輝石さんには、研究も趣味も全力で楽しんでいて両立させている姿がとても輝いていて、強く尊敬の念を抱いております。実験やプログラム、解析で迷った時はいつもアドバイスをして頂き感謝しています。マイペースに進んでいた自分でしたが、それでも親切にして頂きありがとうございました。修論が出来上がったのも中村さんのお陰と言っても過言ではありません。

研究室の方々と研究の話をしただけでなく、色々な所に行って時間を共にできた事は掛け替えのないものです。とても感謝しております。気にかけてくれた秋山さんや廣田さんもありありがとうございました。差し入れや話しかけてくれた中桐くんもありありがとうございました。同期だった皆さんも以前と変わらず接して頂きありがとうございました。

両親、Y.K.さん、友人、バイト先の方々には自分の精神的な部分を支えて頂きました。この支えがなかったら歩き始める発想すらなかったかもしれません。本当に感謝の気持ちでいっぱいです。

長いようで短い研究生活でしたが、とても楽しく過ごせました。

付録 A SI の散乱断面積と SD の散乱断面積

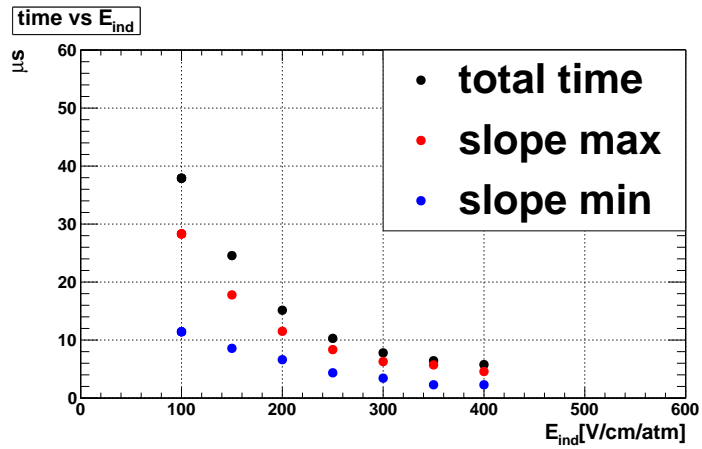
SUSY によると、ニュートラリーノと原子核の散乱の際の有効ラグランジアンは、

$$\mathcal{L}_{\text{eff}} = \bar{\chi}\gamma^\mu\gamma^5\chi\bar{q}_i\gamma_\mu(\alpha_{1i} + \alpha_{2i}\gamma^5)q_i + \alpha_{3i}\bar{\chi}\chi\bar{q}_i q_i + \alpha_{4i}\bar{\chi}\gamma^5\chi\bar{q}_i\gamma^5 q_i + \alpha_{5i}\bar{\chi}\chi\bar{q}_i\gamma^5 q_i + \alpha_{6i}\bar{\chi}\gamma^5\chi\bar{q}_i q_i$$

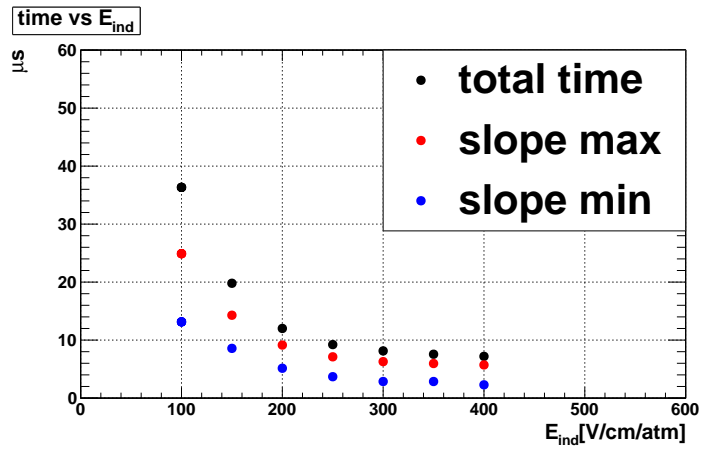
と書ける。 χ 、 q はそれぞれニュートラリーノ及びクォークを表している。インデックス i は原子核内のクォークの種類でアップクォークとダウンクォークである。 α_{3i} は SI の散乱断面積に、 α_{2i} は SD の散乱断面積に現れ、SUSY のモデルに依存するパラメータである [19]。

付録 B 不純物のシミュレーションと実験結果

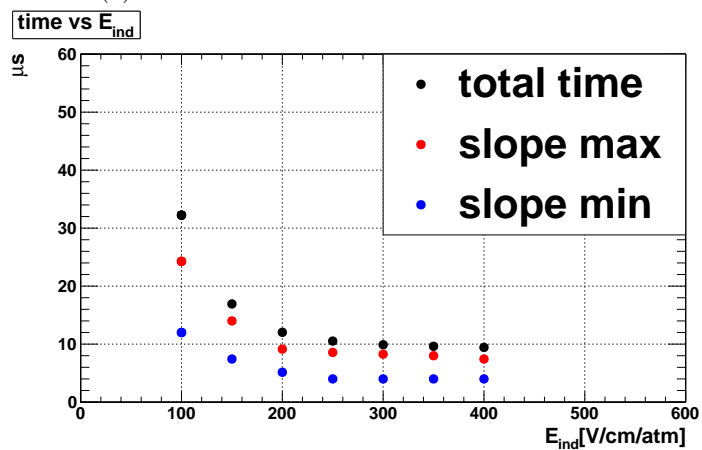
ガスに不純物が混ざっている場合、アタッチメントによる電離電子の減少やシンチレーション光が吸収を受ける。また、ガスの不純物はその量と組成によってドリフト速度や拡散係数を変化させる。そこで、誘起信号の波形のシミュレーションにより不純物の割合を見積もる事ができれば、より現象を理解できると考えられる。今回は不純物として水、窒素、酸素を仮定した。いずれの場合も実験データをよく再現するシミュレーションは得られなかったが、実験データとともに付記する。実際には不純物は 1 種類のみではなくいくつか混ざっていると考えられるため、今後そのようなシミュレーションも必要である。ここで定義した total time は本文中でも述べてある t_{total} 、slope max は、スロープ分布の連続的な広がり最大の値、つまり電離電子の方向でいう縦方向に飛んだ時の値である。slope min は横方向に飛んだ時の値として記述してある。



(a) 磁場なしテフロンなしの実験データ

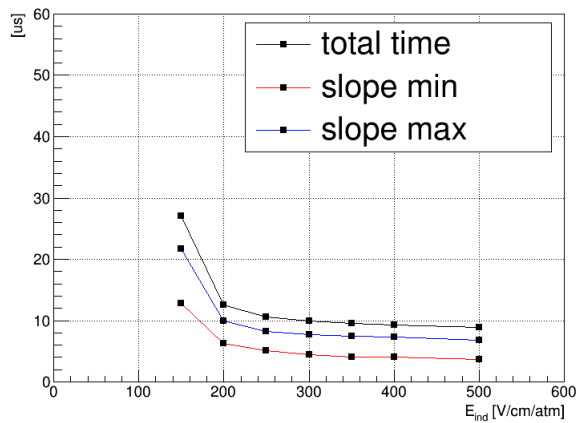


(b) 磁場なしテフロンありの実験データ

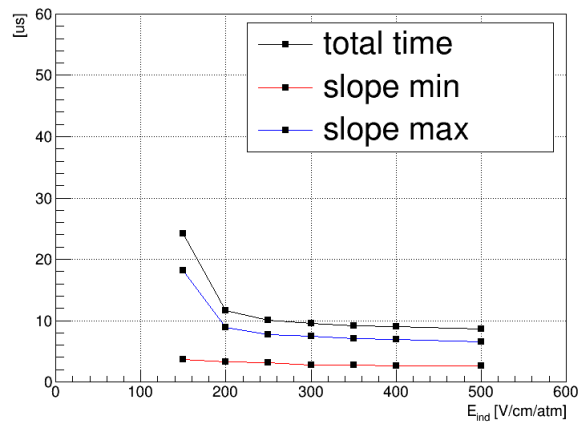


(c) 磁場ありテフロンありの実験データ

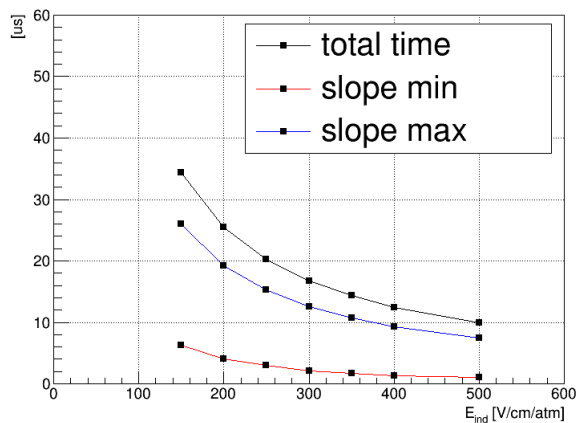
図 B.1: 測定された t_{total} 、スロープ幅の最大値、スロープ幅の最小値の電場依存性



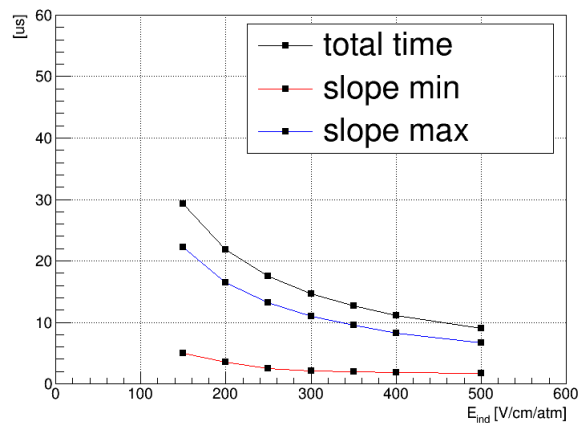
(a) キセノン 100 %拡散あり



(b) キセノン 100 %拡散なし



(c) キセノン 99 %水 1 %



(d) キセノン 99.9 %水 0.1 %

図 B.2: シミュレーションによる t_{total} 、スロープ幅の最大値、スロープ幅の最小値の電場依存性

参考文献

- [1] D.R.Nygren, J. Phys. Conf. Ser. 460, 012006 (2013)
- [2] F.Zwicky, Helvetica Physica Acta, 6, 110127 (1933)
- [3] V.Albada et al,Astrophysical Journal, 295, 395-313 (1985)
- [4] J.D.Lewin, P.F.Smith, Astroparticle Phisics, 6, 87-112 (1996)
- [5] P.A.R.Ade et al., Astron.Astrophys. 594, A13 (2016)
- [6] The ALEPH Collaborazione et al., Phys.Rept.427:257-454, (2006)
- [7] G. Mention et al., Phys. Rev. D 83, 073006 (2011).
- [8] A. Aguilar et al., Phys. Rev. D 64, 112007 (2001).
- [9] A. A. Aguilar-Arevalo et al., Phys. Rev. Lett. 110, 161801 (2013).
- [10] P. A. R. Ade et al., *arXiv:1303.5076v2* (2013).
- [11] D. S. Akerib et al., *arXiv:1108.1836* (2011)
- [12] D. S. Akerib et al., Phys.Rev.Lett.116, 1631301 (2016)
- [13] R.Agnese et al., Phys. Rev. D 92, 072003 (2015)
- [14] <https://www.slac.stanford.edu/exp/cdms/>
<https://www.slac.stanford.edu/exp/cdms/>
- [15] R. Bernabei et al., *arXiv:1306.1411v2* (2013)
- [16] J. B. R. Battat et al., *arXiv:1410.7821v3* (2014)
- [17] G.J.Alner et al., NIM A 555 173 (2005)
- [18] k.Nakamura et al., Prog. Theor. Exp. Phys. 2015, 043F01 (2015)
- [19] Kiseki Nakamura, Doctor thesis, Kyoto University, 2014
- [20] 山田作衛ほか 素粒子物理学ハンドブック、朝倉書店、初版 (2010)
- [21] Kiseki Nakamura, Master thesis, Kyoto University, 2011
- [22] E.Aprile,A.E.Bolotnikov,A.I.Bolozdynya,T.Doke,*Noble Gas Detectors*,WILEY-VCH
- [23] <http://garfieldpp.web.cern.ch/garfieldpp/>
- [24] C.Silva et al., *arXiv:0910.1056v1* (2009)
- [25] G.Jaffe,Ann.der.Phys. 42, 303 (1913)

- [26] L.Serra et al., *arXiv:1412.3573v2*
- [27] F.Sauli, *Principles of Operation of Multiwire Proportional and Drift Chambers*, 3 May 1977
- [28] V.Palladino, B.Sadoulet LBL-3013
- [29] W.Blum, W.Riegler, L.Rolandi, *Particle Detection with Drift Chambers*, Springer
- [30] http://www.kayelaby.npl.co.uk/atomic_and_nuclear_physics/4_4/4_4_2.html
- [31] Mark Fox, *Optical Properties of Solids*
- [32] <http://www.srim.org>
- [33] <https://www.supermagnete.de/eng/faq/How-do-you-calculate-the-magnetic-flux-density>
- [34] O.Bunemann, T.E. Cranshaw, J.A.Harvey, *Design of Grid Ionization Chambers*
- [35] G.F.Knoll, *Radiation Detection and Measurement*, Wiley
- [36] <http://lunainc.com>