

修士論文

高圧キセノンガス TPC における高精細飛跡再構成のため
のキセノンイオン検出効率向上にかかる研究

品川 響

東北大学 理学研究科 物理学専攻 素粒子実験加速器研究室

2022 年 1 月 10 日

概要

標準理論は現代物理学の1つの到達点であるが、すべての現象を説明できてはおらず、完全な理論ではない。宇宙の始まりにおいて同数存在したはずである反粒子が消え、現代の物質優勢の宇宙が形成されたメカニズムは未だ解明されていない。標準理論においてゼロ質量とされたニュートリノは、ニュートリノ振動が観測されたことで質量があることが分かった。また、そのニュートリノの質量が他の粒子に比べ不自然に軽い理由もわかっていない。

これらの問題を説明するために鍵となるのが、ニュートリノのマヨラナ性である。電荷をもたないニュートリノは、粒子と反粒子が同一である、マヨラナ粒子である可能性がある。宇宙の物質優勢の謎やニュートリノの軽い質量の謎は、ニュートリノがマヨラナ粒子である場合に成立する仮説が提唱されている。そのため、ニュートリノのマヨラナ性の実証が、現代の実験物理学の1つの大きな主題となっている。

ニュートリノがマヨラナ粒子であった場合に起こりうる現象として、ニュートリノを放出しない2重ベータ崩壊 ($0\nu\beta\beta$) がある。1つの原子核が同時に2つのベータ崩壊を起こす2重ベータ崩壊は通常、2つの反ニュートリノを放出する ($2\nu\beta\beta$) が、ニュートリノがマヨラナ粒子であれば、その2つの反ニュートリノのうち1つがニュートリノとして振る舞うことで対消滅し、ニュートリノを放出しない2重ベータ崩壊となる可能性がある。この $0\nu\beta\beta$ を観測することが、ニュートリノのマヨラナ性を実証するほとんど唯一の方法となっている。

AXEL 実験は、高圧キセノンガス TPC を用いて $0\nu\beta\beta$ の観測を目指している実験である。非常に稀な現象である $0\nu\beta\beta$ を観測するためには、大質量の崩壊核、低背景事象、高エネルギー分解能という環境が必要である。AXEL 実験では、 ^{136}Xe 崩壊核を高圧で用い、ECLL(Electroluminescence Light Collection Cell) というセル構造の検出器で電離電子による EL 光を検出するとともに、飛跡の再構成によってバックグラウンドと $0\nu\beta\beta$ の識別をすることでこれらの条件を達成している。

放射線により生成した電離電子による飛跡再構成は、 $0\nu\beta\beta$ とバックグラウンドを識別し、低背景事象の環境を実現することに役立っている。しかし実際は、その拡散の小ささから、同時に生成する Xe^+ イオンを用いて飛跡を再構成する方が、より精確な飛跡が得られる。ただ、陽イオン検出の実用は、EL 光発生過程の複雑さなどから、技術的な障壁が高い。本稿では、Xe ガス TPC 中の Xe^+ イオン検出を念頭におき、 Xe^+ イオン検出技術の確立を目指した実験の結果を報告する。

目次

第 1 章	序論	4
1.1	ニュートリノ	4
1.2	ニュートリノを伴わない 2 重ベータ崩壊	4
第 2 章	AXEL 実験	7
2.1	AXEL 実験	7
2.2	ELCC	8
第 3 章	飛跡再構成	10
3.1	飛跡再構成の原理	10
3.2	飛跡の識別	10
3.3	陽イオンによる飛跡再構成	11
3.4	陽イオン検出原理	12
3.5	MgO 薄膜の 2 次電子放出	13
第 4 章	Xe⁺ イオン検出	15
4.1	セットアップ	15
4.2	ワイヤと電場強度	16
4.3	ガス系統	20
4.4	データ取得系	21
4.5	先行実験の結果	22
4.6	W ワイヤ加熱のためのセットアップ変更	23
4.7	加熱試験	27
4.8	解析の流れ	30
4.9	ADC 値からフォトン数への換算	31
第 5 章	加熱用セットアップの結果	33
5.1	測定のコンドィション	33
5.2	先行実験再現のためのラン B の結果	34
5.3	加熱セットアップでのラン A の結果	38

5.4	表面汚染のあるワイヤによるラン C の結果	40
5.5	アルミナブロックを用いたラン D の結果	43
第 6 章	ワイヤの種類や電圧に対する依存性	47
6.1	異なるワイヤでの測定	47
6.2	電場依存性	53
6.3	MgO 薄膜の結果	57
第 7 章	まとめと今後の展望	59
	参考文献	62

第 1 章

序論

1.1 ニュートリノ

ニュートリノは、原子核のベータ崩壊で生ずる電子のエネルギー分布が、2 体崩壊として予測される値とならずに連続した分布となることから、ベータ崩壊では電子とともに中性の粒子が放出されているという予想から存在を提唱された、非常に軽く反応性の低い中性粒子である [1]。その後、原子炉から生じる反電子ニュートリノの逆ベータ崩壊反応が観測されたことで、初めて存在が確認された [2]。

ニュートリノは、その反応性の低さのため、未だに謎の多い粒子である。標準理論においては、ニュートリノは電荷、質量がともに 0 である、3 世代のフレーバーを持つフェルミオンであるが、ニュートリノのフレーバーが変化するニュートリノ振動現象の発見によって、わずかであるが質量を持つことが分かっている [3]。しかし、その質量固有値を測定することはできておらず、他のフェルミオンと比べて不自然に軽い理由も分かっていない。

ニュートリノのマヨラナ性も、解明すべき謎のひとつである。電荷を持たないニュートリノは、粒子と反粒子が同一である、マヨラナ粒子である可能性がある。ニュートリノがマヨラナ粒子である場合、シーソー機構によってニュートリノ質量の不自然な軽さを説明できる可能性がある [4]。更に、宇宙の粒子反粒子の非対称性を説明する仮説のひとつである、レプトジェネシスが成立する [5]。これらのことから、ニュートリノのマヨラナ性の実証は、現代物理学の重要な課題となっている。

1.2 ニュートリノを伴わない 2 重ベータ崩壊

ニュートリノのマヨラナ性を検証する手法として、ニュートリノを伴わない 2 重ベータ崩壊 ($0\nu\beta\beta$) の観測がある。本項では、 $0\nu\beta\beta$ について説明する。

弱い相互作用によって原子核中の中性子が電子と反ニュートリノを放出し、陽子へと崩壊する現象がベータ崩壊である。

$$n \rightarrow p + e^{-} + \bar{\nu}_e \quad (1.1)$$

2重ベータ崩壊では、1つの原子核中で2つのベータ崩壊が同時に発生する。通常の2重ベータ崩壊 ($2\nu\beta\beta$) は、式 (1.1) のとおり、2つの反ニュートリノが放出される。しかしニュートリノがマヨラナ粒子であれば、一方の反ニュートリノがニュートリノとして振る舞い、もう一方の反ニュートリノと対消滅してニュートリノを放出しない2重ベータ崩壊 ($0\nu\beta\beta$) が発生しうる。

$0\nu\beta\beta$ の半減期 $T_{1/2}^{0\nu}$ は以下のように表せる [6]:

$$(T_{1/2}^{0\nu})^{-1} = G^{0\nu} \cdot |M^{0\nu}|^2 \cdot \langle m_{\beta\beta} \rangle^2 \quad (1.2)$$

$G^{0\nu}$ は位相空間因子で、 $M^{0\nu}$ は原子核行列要素と呼ばれる量である。また、 $\langle m_{\beta\beta} \rangle$ はニュートリノの有効質量であり、ニュートリノの混合行列要素 U_{ei} を用いて

$$\langle m_{\beta\beta} \rangle = \left| \sum_i U_{ei}^2 m_i \right| \quad (1.3)$$

である。この式から、 $0\nu\beta\beta$ を観測することで、その半減期からニュートリノの有効質量を求めることができる。現在、 ^{136}Xe による $0\nu\beta\beta$ の崩壊寿命の下限値は KamLAND-Zen 実験により、 $T_{1/2}^{0\nu} = 2.3 \times 10^{26}$ 年 (90% C.L.) と求められており、それに相当する有効質量の上限値は 36~156 meV である [7]。

$2\nu\beta\beta$ では、崩壊エネルギー Q 値を2つの電子と2つのニュートリノが分け合う。したがって観測可能な2つの電子のエネルギー和の分布は、 Q 値からニュートリノが持ち去ったエネルギーが差し引かれるため連続的なスペクトルとなる。一方、 $0\nu\beta\beta$ はほぼ全てのエネルギーを2つの電子が持ち去るため、観測される電子のエネルギー分布は Q 値付近に鋭いピークを持つことになる。このエネルギー分布の特徴によって、原理的に切り分けることのできないバックグラウンドとなる $2\nu\beta\beta$ を $0\nu\beta\beta$ から切り分けることができる。しかし、エネルギー測定の分解能が悪いと、非常に稀な現象である $0\nu\beta\beta$ のピークは $2\nu\beta\beta$ 分布の高エネルギー域に埋もれてしまう。このことから、 $0\nu\beta\beta$ の観測実験では高いエネルギー分解能が要求される。また、環境放射線によるバックグラウンドの識別にも、エネルギー分解能は重要である。

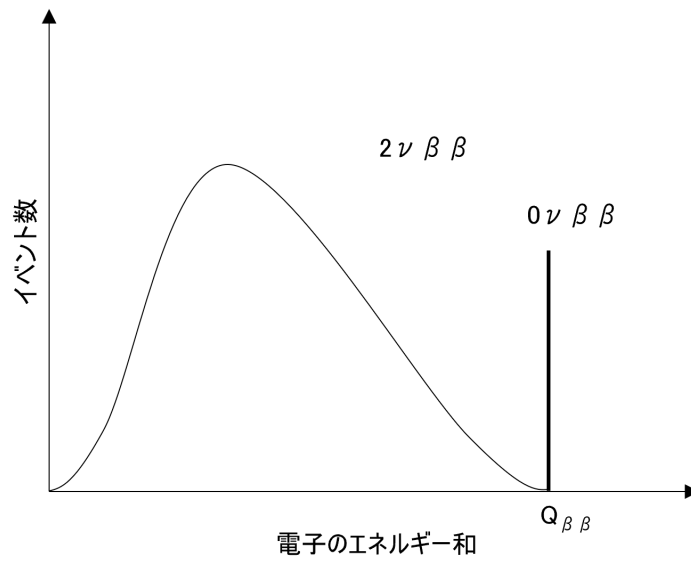


図 1.1 $2\nu\beta\beta$ と $0\nu\beta\beta$ の観測される電子のエネルギー分布の違い

第 2 章

AXEL 実験

2.1 AXEL 実験

AXEL(アクセル) 実験は、高圧キセノンガス Time Projection Chamber(TPC) を用いて $0\nu\beta\beta$ の観測を目指す実験である。 ^{136}Xe を崩壊核かつ検出媒体として高圧で運用し、エレクトロルミネッセンス過程によって信号読み出しをすることで大質量、低背景事象環境、高エネルギー分解能を同時に達成する。

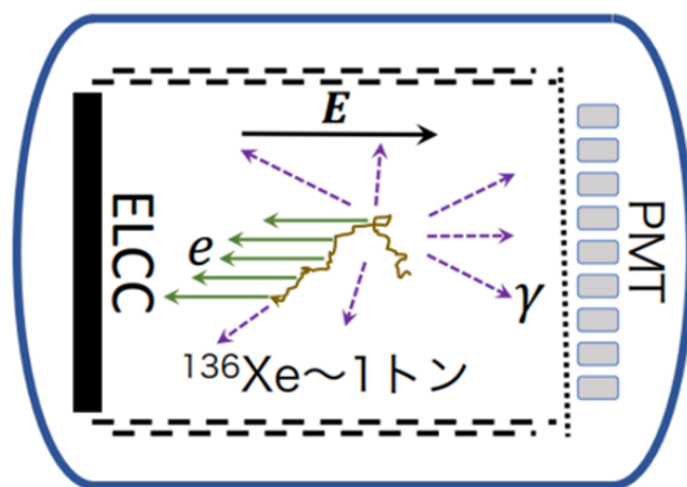


図 2.1 AXEL 検出器の概念図。放射線によって生じたシンチレーション光を PMT で検出し、ドリフト電場によって電離電子を ELCC にドリフトさせる。電子は ELCC のセルに引き込まれ、内部の高電場によって EL 光を起こす。

図 2.1 は、AXEL 検出器の概念図である。検出器内部は約 8 気圧の濃縮 ^{136}Xe ガスが満たされており、 $0\nu\beta\beta$ によるベータ線或いはバックグラウンド (BG) となる放射線の通過があると、その飛跡に沿って Xe 原子が励起・電離される。これによって生じた励起原子は次のような過程を経て、

波長 175nm の真空紫外領域 (VUV) のシンチレーション光を発生し、PMT によって検出される。



Xe^* は励起されたキセノン原子、 Xe_2^* は励起された 2 量体キセノンである。一方、検出領域にドリフト電場をかけておくことで、電離電子はアノード側にある ELCC (electroluminescence light collection cell) と呼ばれる検出面にドリフトする。ELCC はセル状の検出器であり、高電場をセル内部に形成する。そのため、ドリフトされた電子はその高電場によって 2.2 節に述べる EL 過程を起こし VUV 光を発生し、セル内部の MPPC によって検出される。シンチレーション光の発生および検出に要する時間は、電子のドリフト時間に対して十分短く、無視してよい。したがって、電離電子のドリフト前後に検出されるシンチレーション光と EL 光の検出時間差によって、放射線飛跡の縦位置を再現できる。また、EL 光の検出された ELCC のチャンネルの情報から放射線飛跡の横位置を決定することにより、放射線の 3 次元飛跡が再構成される。

エネルギー分解能の原理的な限界は、生成される電離電子の統計的な揺らぎによって決まる。平均電離電子数 N_i の分散 σ は

$$\sigma^2 = F \times N_i \quad (2.3)$$

と書ける。F はファノ因子とよばれ、統計的な揺らぎがポアソン分布から予想される大きさより小さくなることを補正するために導入された因子である。ファノ因子は $0 < F < 1$ の値を取り、キセノンガスにおけるファノ因子は、 $F = 0.13$ である [8]。これとキセノン原子を電離するために要する平均エネルギー $W_i = 22.1 \text{ eV}$ [8] を用いれば、 $0\nu\beta\beta$ の Q 値におけるエネルギー分解能の限界値は半値全幅で

$$2.355 \times \sqrt{\frac{FW_i}{Q_{\beta\beta}}} = 2.355 \times \sqrt{0.13 \cdot 22.1 \text{ eV} / 2.458 \text{ MeV}} = 0.25\% \quad (2.4)$$

となる。

2.2 ELCC

電場が印加されたキセノンガス中の電離電子は、電場から得たエネルギーにより加速されつつ、キセノン原子と衝突しながら電場に沿って運動する。電場がある一定以上の強さであれば、電子はキセノン原子との衝突の合間に、衝突によってキセノン原子を励起するに足るエネルギーを電場から得られるようになり、衝突するごとにキセノン原子を励起するようになる。電子によって励起されたキセノン原子は、前章で説明した発光過程と同様の過程を経て、シンチレーション光を出す。平均的には、電子の一定距離の移動につきこのような過程が 1 回起こるから、初期の電離電子数と、電子の移動距離に比例する量の光子が発生する。このような増幅過程を、エレクトロルミネッセンス過程 (EL 過程) という。EL 過程の単位距離当たりの発生光子数 dN_{ph}/dx (photon/cm) は、ガスの圧力 p (bar) と、 p で規格化した電場 (換算電場) E/p (kV/cm) の関数として実験的に求め

られており、

$$\frac{dN_{ph}}{dx} = (140 \frac{E}{p} - 116)p \quad (2.5)$$

とされている [9]。これより、EL 過程を起こす電場の閾値は $E/p > 0.83 \text{ kV/cm/bar}$ であることが分かる。また、10 気圧、3 kV/cm/bar のもとでは、1 cm あたり 3000 個のフォトンが発生する。

電場がさらに大きくなり、電子がキセノン原子を励起するのみならず、電離するようになれば、その電離によって生じた電子もまたキセノン原子を励起、電離をするようになり、電子のドリフト距離に対し指数関数的に電子が増える雪崩増幅となる。このような増幅の下では、増幅初期の統計的な揺らぎも指数関数的に増幅することになり、線形増幅である EL 過程と比べてエネルギー分解能が悪化してしまう。

ELCC は、EL 光の検出によって高いエネルギー分解能を実現する、AXEL 実験が独自に開発している電子読み出しのための機構である。図 2.2 に、基本的な ELCC の構造を示した。ELCC は VUV 領域で反射率の高い PTFE 素材のボディを持っており、その上下の電極によっておよそ 3 kV/cm/bar の EL 電場を形成する。電場に沿ってドリフトしてきた電子はセルに引き込まれ、セル内部の高電場によって EL 光を発する。EL 光は、各セルに 1 個ずつ配置された光検出器である MPPC(MultiPixel Photon Counter) で検出される。

ELCC は、セル内部に電子を引き込んでから EL 光を発生させるため、検出位置の依存性がエネルギー分解能に影響しない。また、線形増幅である EL 過程を利用している点で、高いエネルギー分解能を実現している。さらに、堅固でデッドスペースのない構造であるため大型化が容易である点でも優れている。

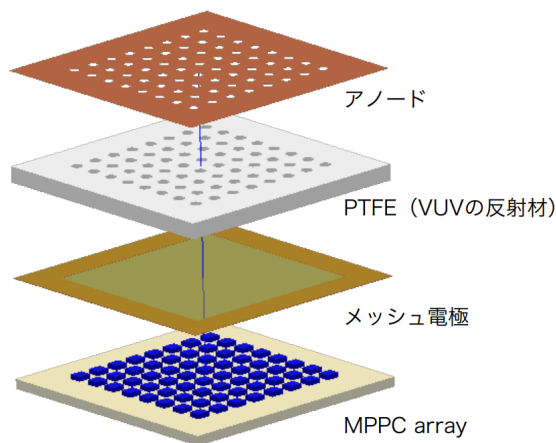


図 2.2 ELCC の構造。アノードとメッシュ電極によってセル内部の電場を形成する。

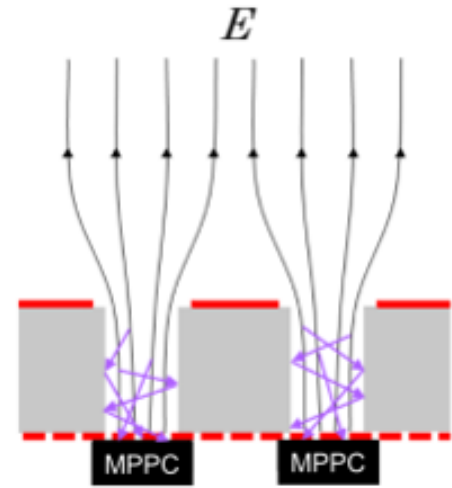


図 2.3 ELCC の近くの電場と EL 光のモデル。電子はセル内部に引き込まれ、高電場下で EL 光を出す。

第 3 章

飛跡再構成

3.1 飛跡再構成の原理

非常に稀な現象である $0\nu\beta\beta$ を観測するためには、背景事象環の除去が重要である。 ^{136}Xe の $0\nu\beta\beta$ のエネルギーは 2.458 MeV であるが、ウラン系列に属する ^{214}Bi の γ 線は 2.447 MeV と非常に近いエネルギーを持っており、エネルギーカットではすべて取り除けないバックグラウンドとなる。AXEL 実験の最終目標である 1ton スケールの検出器では、エネルギーカット後も ~ 100 events/yr 程信号に混入すると見積られている。AXEL 実験では、エネルギーカットの他に、観測した放射線の飛跡を再構成し識別することで、バックグラウンドの低減を図っている。

飛跡の縦位置は、Xe 電離時のシンチレーション光と、その時に発生した電離電子のドリフト後の ELCC セル内部での EL 光の検出時間差によって再構成される。また、飛跡の横位置は、EL 光を検出した ELCC のチャンネルが再現する。

3.2 飛跡の識別

図 3.1 が、シミュレーションによって再現した $0\nu\beta\beta$ と、 γ 線の飛跡である。荷電粒子は、静止点間際で大きなエネルギー損失を起こす。このため AXEL 検出器では、電子の飛跡の静止点周りに塊、“blob” が観測される。 $0\nu\beta\beta$ は同時に 2 つの電子を放出することから、2 つの blob を持つ特徴的な飛跡を持つ。これにより、1 つしか blob を持たない γ 線と識別できる。飛跡の識別は、機械学習による画像識別技術が行う。シミュレーションによると、機械学習によって飛跡を識別することで、 ^{214}Bi 由来の B バックグラウンドを 1 event/yr まで低減できることが分かった。

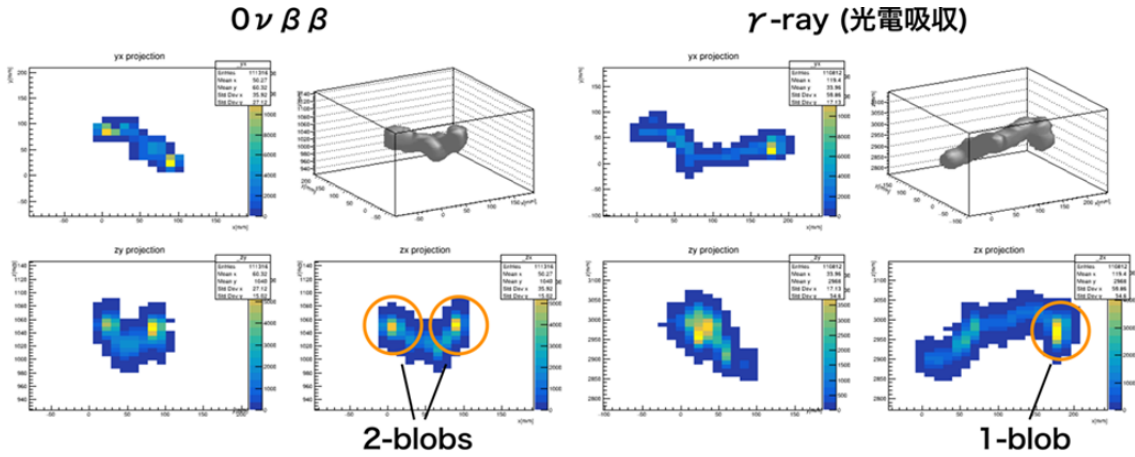


図 3.1 シミュレーションで再現した $0\nu\beta\beta$ と γ 線の飛跡

3.3 陽イオンによる飛跡再構成

電場が印加されたガス中において、電子は媒質ガス原子と衝突を繰り返しながら移動することによって、電場に沿って一定の速度でドリフトする。一方、ドリフト中、電子はブラウン運動に基づいて拡散する。キャリアが媒質ガスと熱平衡にあり、マクスウェル分布に従うとき、ガス中のキャリアのドリフト速度は次のように書ける [8]。

$$v = \frac{eE}{3N} \left(\frac{2}{m}\right)^{\frac{1}{3}} \cdot \int_0^{\infty} \frac{\epsilon}{qt(\epsilon)} \cdot \frac{\partial F(\epsilon)}{\partial(\epsilon)} d\epsilon \quad (3.1)$$

- v : キャリアのドリフト速度
- E : 電場
- N : 気体密度
- m : キャリア質量
- ϵ : キャリアのエネルギー
- $F(\epsilon)$: エネルギー分布関数
- $qt(\epsilon)$: キャリアの輸送断面積

これより、キャリアのドリフト速度 v は、気体密度により規格化した電場 E/N に比例する。その比例係数 μ を移動度と呼ぶ。一方、アインシュタインの関係式から、

$$\mu = \frac{eD}{k_B T} \quad (3.2)$$

と書けるため、キャリアの拡散係数は質量に対し、

$$D \sim \mu \sim m^{-\frac{1}{3}} \quad (3.3)$$

の関係がある。また、拡散係数 D に対する実際の拡散の大きさ σ は、ドリフト時間を t として

$$\sigma = \sqrt{2Dt} \quad (3.4)$$

である。

AXEL 実験では、Xe 電離時に発生する電子により放射線の飛跡を再構成している。一方で、Xe⁺ イオンを検出することができれば、ドリフト電場を逆にかけることで、同時に発生する Xe⁺ イオンを用いて同様の原理で飛跡再構成ができる。Xe⁺ イオンの質量は電子質量のおよそ 10⁵ 倍であるから、拡散係数は Xe⁺ イオンの方がおよそ 2 桁小さくなる。したがって、陽イオンで再構成することで、電子で再構成した飛跡より精確な飛跡が得られる。図 3.2 は、シミュレーションを用いて、生の飛跡と電子で再構成した飛跡、陽イオンで再構成した飛跡の比較をした図である。イオンによる飛跡は電子によるものに比べ生の飛跡を良く再現していることが分かる。

このため、AXEL 実験では陽イオンによる飛跡再構成を目指している。しかし陽イオンの検出は技術的な障壁が高い。そのため、飛跡再構成の手段として実用化するには、安定して検出できる技術の確立が必要である。本研究では、Xe⁺ イオン検出効率の向上を目指し、様々なセットアップで実験を行った。

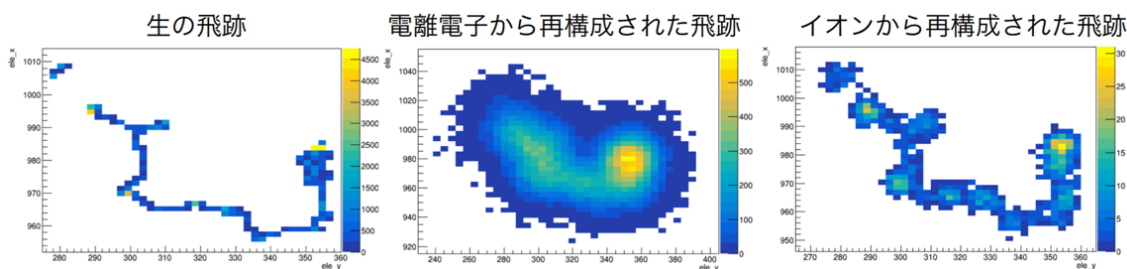


図 3.2 シミュレーションにより比較した電子による飛跡と陽イオンによる飛跡の違い

3.4 陽イオン検出原理

電離電子の場合は、電離電子を電場で加速することで EL 光を発生させる。しかし陽イオンの場合は、陽イオンが重いため、原子を励起させるほどに加速させることはできない。そこで本研究では、陽イオンのイオン化エネルギーによって固体から叩き出された 2 次電子が EL 光を発生させる。

陽イオンの衝突による固体表面からの 2 次電子放出過程は主に、キネティック放出とポテンシャル放出の 2 つに大別される。キネティック放出は、イオンの運動エネルギーが固体中の電子に移行することで電子が放出する過程であり、2 次電子放出係数がイオンの運動エネルギーに比例する [10]。キネティック放出は、典型的には keV スケールの、イオンの運動エネルギーが比較的大きい時に起こる。イオンの運動エネルギーが十分小さい時は、以下に説明する、イオンのイオン化エネルギーによって 2 次電子が放出されるポテンシャル放出が起こる。

固体表面での陽イオンの中和には、共鳴中和 (resonance neutralization, RN)、オージェ中和 (auger neutralization, AN) の 2 つの過程がある。共鳴中和とは、接近するイオンのエネルギー準位のひとつが固体の価電子帯の準位のひとつと共鳴している場合に、固体からイオンへ 1 つの電子

がトンネルする過程である。この過程では、直接には2次電子放出は発生しない。イオンの励起状態へトンネルする場合、中和された原子の脱励起と同時に表面から2次電子放出することがある。これをオージェ脱励起 (auger de-excitation, AD) という。一方、オージェ中和とは、固体表面の1つの電子がイオンの基底状態までトンネルすると同時に、固体表面の2つ目の電子にエネルギーと運動量が移動し、励起されるという過程である。オージェ中和では電子のうち1つはイオンの中和に使用されるため、EL光を発生する2次電子が存在するには、固体の仕事関数に次のような条件が必要である。

$$E_i - 2\phi > 0 \quad (3.5)$$

E_i は陽イオンのイオン化エネルギー、 ϕ は固体の仕事関数である。図 3.3 は、様々な希ガスとタングステン (W)、モリブデン (Mo) の $E_i - 2\phi$ と2次電子の放出確率の関係である。 $E_i - 2\phi$ の値が大きいほど、2次電子の放出確率が上昇している。本実験で標的としている Xe^+ イオンのイオン化エネルギーは 12.13 eV であり、2次電子放出源には W、Mo を用いた。W、Mo の仕事関数はそれぞれ 4.5 eV、4.3 eV であり、上の式を満たしている。W、Mo においては、AN が唯一の中和過程である。

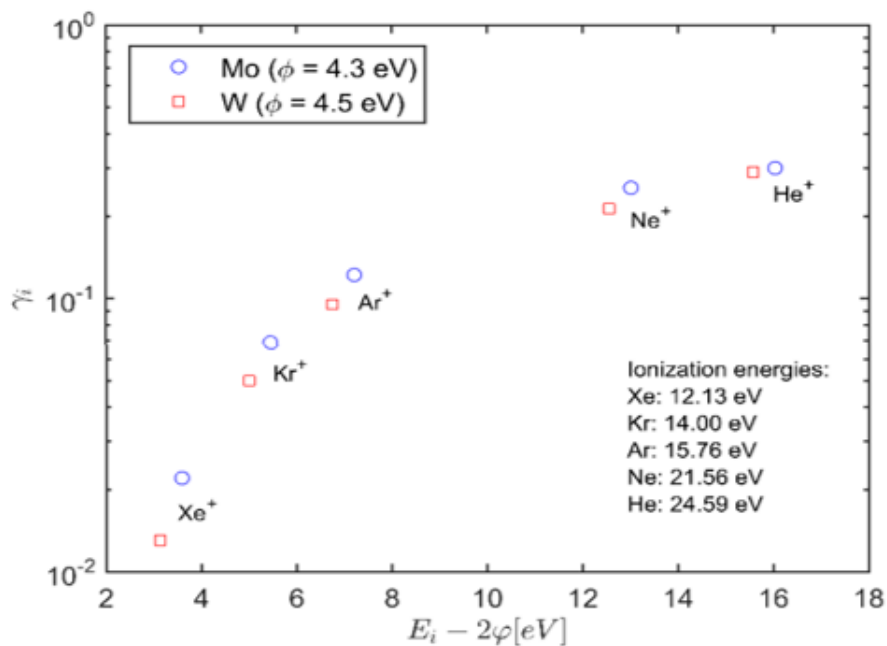


図 3.3 $E_i - 2\phi$ と 2 次電子収集効率 ([11])

3.5 MgO 薄膜の 2 次電子放出

陽イオン検出の検出効率を向上するためには、2次電子放出確率を向上しなければならない。2次電子放出を向上する方法としては、1つに、より小さな仕事関数の物質をワイヤとして採用する

ことが挙げられる。しかし、仕事関数の小さい物質は一般に化学的に不安定であることが多く、検出器として取扱が難しい。また、仕事関数が極端に小さい場合、バックグラウンドとなる熱的電子放出を起こしやすい。[11]によると、Mo 表面に数 nm～数十 nm の MgO 薄膜を形成すると、2 次電子放出が向上したという報告がある。しかし、MgO の仕事関数は、そのバンドギャップと電子親和力の和から、 $E_g + \chi = 6.8 + 0.85 = 7.65$ eV であり、W、Mo と比較しても高く、Xe⁺ イオンのイオン化エネルギーの 12.13 eV の半分よりも大きい。MgO が 2 次電子を放出し正に帯電することで、ワイヤからの電子放出を促進するという説明もあるが、イオン化エネルギーによる中和以外のプロセスが働いている可能性があり、詳細なメカニズムは解明されていない。

MgO 薄膜は化学的に安定であり、仕事関数は小さくないため熱的電子放出は小さいと予想され、検出器として好ましい。また、ワイヤに加熱が必要である場合も対応可能である。本研究では、京都薄膜材料研究所に依頼し、真空蒸着により 15 nm の MgO 薄膜を形成した W、Mo ワイヤを制作し、Xe⁺ イオン検出効率向上を測るという実験を行った。

第 4 章

Xe⁺ イオン検出

4.1 セットアップ

本研究で用いる Xe⁺ イオン検出の基本的なセットアップを説明する。本研究では容積およそ 3L のステンレス製の円筒型気密容器に検出器を入れ、キセノンガス 1 気圧の下で実験を行った。図 4.1 が、検出器の概略図である。5.4 MeV の α 線を放出する ²⁴¹Am が蒸着された小板を直径 1 mm の穴のある PTFE の円筒状のブロックに埋め、その穴によりコリメートされた α 線を円筒内部の検出領域に照射する。Xe⁺ イオンをドリフトする領域は PTFE の円筒状のブロックを積み重ねて作られており、コリメータのあるブロックの位置を他のブロックと入れ替えることで、ドリフト距離を変更できる。検出領域には上部の銅板電極と下部のワイヤに電位を与えることでドリフト電場を形成する。 α 線によって発生した Xe⁺ イオンをワイヤにドリフトさせる。ワイヤ付近に到達した陽イオンは、ある確率でワイヤから 2 次電子を叩き出す。ワイヤ付近では電場が集約され高電場となっているため、2 次電子は EL 光を発生させる。この EL 光をワイヤ下部にある光電子増倍管 (PMT) で観測することで陽イオンを検出するのである。図には示されていないが、ワイヤの両サイド (図では紙面前後) には電場の一様性を保つために、ワイヤと同電位になるサイド電極を配置している。

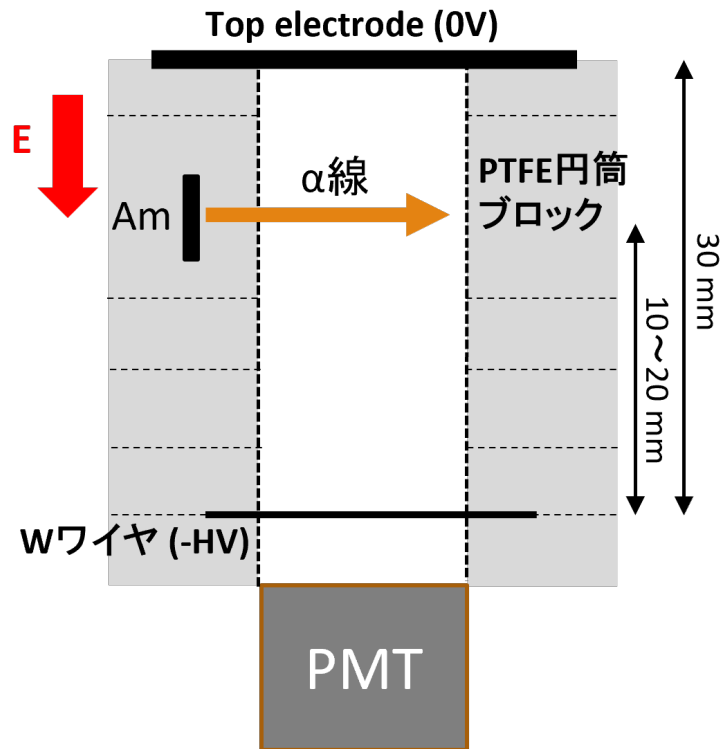


図 4.1 陽イオン検出測定の設定アップ

W ワイヤを用いた場合の Xe^+ イオンの信号数を見積る。使用している α 線のエネルギーが 5.4 MeV であり、コリメータの穴の中で落とすエネルギーを考慮すると、有感領域に落とすエネルギーは 4.6 MeV である。キセノンの W 値が 22.1 eV であるから、1 イベントあたりの Xe^+ イオンの生成数はおよそ 2.1×10^5 個である。図 3.3 によると、 Xe^+ と W の場合、理想的な 2 次電子の放出確率は 1 % であるから、 2.1×10^3 個の陽イオンが、1 つの 2 次電子を放出する。よって、 Xe^+ イオン由来の EL 光パルスは 1 イベントあたり 2.1×10^3 個と期待される。

4.2 ワイヤと電場強度

陽イオン検出の設定アップにおいて、EL 光の発生場所となるワイヤの選定は重要である。まず、陽イオンが到達した時にイオン化エネルギーと仕事関数の差がエネルギーとして与えられることによって 2 次電子を放出するため、低仕事関数の物質である必要がある。ワイヤから 2 次電子が発生したとき、一定の確率で後方散乱が起これ、2 次電子がワイヤの外に放出されないということがある。後方散乱の確率は電子の運動エネルギーと電場強度による。このため、電場強度が大きいることが必要であり、線径の小さい極細線が望ましい。また、バックグラウンドとなる熱的電子放出が小さく、化学的安定性が高いこと、そして、詳細は後述するが、表面汚染物質の除去のための加熱に適した高融点素材であることも重要である。

本実験ではこのような条件を達成する物質として、タングステン (W) のほかに、モリブデン

(Mo) も採用した。これらの物質は強度も強く、 $\phi 20 \mu\text{m}$ や $\phi 30 \mu\text{m}$ などの極細線も一般に流通している。また、3.5 節で述べた MgO 薄膜を形成したワイヤでの測定も行った。

2.2 章における単位長さあたりの EL 増幅率の式から、2 次電子 1 個で発生する EL 光子数を見積る。本実験のセットアップをワイヤ中心を中心とした円筒に近似すると、上部の GND 電極とワイヤの間の電場と、それを電極間距離を積分区間として積分することによるワイヤの電位は、

$$E = \frac{\lambda}{2\pi\epsilon_0} \frac{1}{x} \quad (4.1)$$

$$V = \int_R^r E dr = \frac{\lambda}{2\pi\epsilon_0} \ln \frac{r}{R} \quad (4.2)$$

λ : ワイヤ線電荷密度

ϵ_0 : 真空の誘電率

r : ワイヤ半径

R : ワイヤ中心から GND 電極までの距離 (ドリフト距離)

である。ワイヤ電位は、測定条件として電極間距離とワイヤ半径、線電荷密度 (設定電圧) を与えることで完全に決定できるため、検出領域にかかる電場はワイヤからの距離の関数として、

$$E = \frac{V}{\ln \frac{r}{R}} \frac{1}{x} \quad (4.3)$$

と表せる。一方、単位長さあたりの EL 増幅率の式は、

$$\frac{dN}{dx} = 140 * E - 116 * p \quad (4.4)$$

N : EL 光子数 (個)

E : kV/cm

である。これを、電場が EL 過程を起こす電場の閾値となる地点 x_t からワイヤ表面まで x で積分すれば、設定した測定条件における EL 光子数は、

$$N = \int_{x_t}^r 140 * \frac{V}{\ln \frac{r}{R}} \frac{1}{x} - 116 * p dx = 140 * \frac{V}{\ln \frac{r}{R}} \ln \frac{x_t}{r} - 116p(r - x_t) \quad (4.5)$$

$$x_t = \frac{V}{\ln \frac{r}{R}} \frac{140}{116 * p} \quad (4.6)$$

となる。いま測定条件としてワイヤ半径 $r = 0.001 \text{ cm}$ 、ドリフト距離 $R = 3 \text{ cm}$ 、ドリフト電圧 $V = -1.5 \text{ kV}$ 、圧力 $p = 1 \text{ bar}$ とすると、 $N \simeq 168$ 個となった。一方、ワイヤ半径を $r = 0.0015 \text{ cm}$ とすると、 $N \simeq 167$ 個であり、EL 光子数、パルスの光量はほとんど変化しないことが分かった。

ワイヤ近傍の電場強度によっては、2 次電子がキセノン原子を電離してアバランシェ増幅が発生している可能性がある。式 (4.3) から、ワイヤ半径 $r = 0.001 \text{ cm}$ のワイヤ表面における電場は 187 kV/cm である。電子 1 個が微小距離 dx 進むあいだに生じる電子数は、第一電離係数 α を用いて αdx である。 α は

$$\frac{\alpha}{p} = A e^{-\frac{Bp}{E}} \quad (4.7)$$

で表される。ただし、 p は気体の圧力、 E は電場、 A 、 B は気体の物質によって決まっている係数で、キセノンの場合はそれぞれ 26 Torr/cm、350 V/cm · Torr である [12]。電子数密度を n 、初期電子数密度を n_0 とすると

$$dn = \alpha n dx \quad (4.8)$$

$$n = n_0 \exp(\alpha x) \quad (4.9)$$

となる。これより、電子の増幅率 M は

$$M = \frac{n}{n_0} = e^{\alpha x} \quad (4.10)$$

である。電場が一様でないとき、 α は x の関数として表される。ワイヤ半径 $r = 0.001$ cm、ドリフト距離 $R = 3$ cm、ドリフト電圧 $V = -1.5$ kV、圧力 $p = 1$ bar であるとき、

$$\begin{aligned} M &= \exp \int_{x_1}^{x_2} p A e^{-\frac{Bp}{E}} dx \\ &= \exp \int_r^\infty p A e^{-Cx} dx \\ &= \exp \left[-\frac{pA}{C} e^{Cx} \right]_r^\infty \\ &= \exp \left[\frac{pA}{C} e^{Cr} \right] \\ &= \exp \left[\frac{26 \times 760}{1.4 \times 10^3} e^{-1.4 \times 10^3 \times 0.001} \right] \\ &\simeq 32 \end{aligned} \quad (4.11)$$

である。ただし、 $Cx = Bp/E$ とした。よって、2次電子が1個生じたとき、平均して32個の電子が生じることが分かる。また、ワイヤ半径を $r = 0.0015$ cm とすると、 $M \simeq 7$ である。

式 (4.3) は、ワイヤ近傍における近似式であり、ドリフト領域における一様な電場を表していない。一様となる部分の電場強度が正確に分かっていれば、測定結果から Xe^+ イオンのドリフト速度を見積ることができる。本研究では、ジオメトリ作製ツールである Elmer と電場シミュレーションのライブラリである Garfield++ を用いて、本セットアップにおける電場分布のシミュレーションを行った。図 4.2 が、本実験のセットアップにおいてワイヤ径 $\phi 20 \mu\text{m}$ 、印加電圧 $V = -1500$ V を与えた時の、検出器の電場分布である。原点にワイヤの断面が、 $y = 3$ cm の位置に GND 電極が位置している。ワイヤ近傍で急激に電場が大きくなり、その他の大部分でほぼ一様であることが分かる。図 4.3 に、図 4.2 の $x = 0$ の結果によるワイヤと GND 電極間の電場分布と、式 (4.3) による電場分布を示した。シミュレーションでは、 $400 \mu\text{m}$ の細かさでデータが存在する。これは、電場が急激に変化するワイヤ近傍では粗く、正確な値が算出できていないと考えられる。したがって、ワイヤ近傍の電場は式 (4.3) を用い、ワイヤからある程度離れた一様な電場はシミュレーションの結果を用いた。この図から、電場がほぼ一様と考えられる 0.5 cm \sim 3 cm における電場強度の平均値を計算すると、 $E \simeq 258$ V/cm であった。

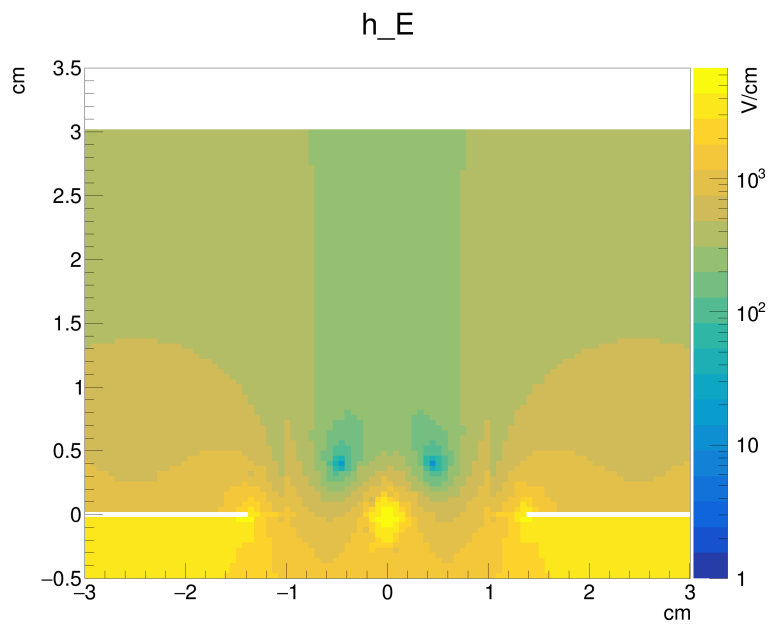


図 4.2 本実験の検出器中の電場分布。

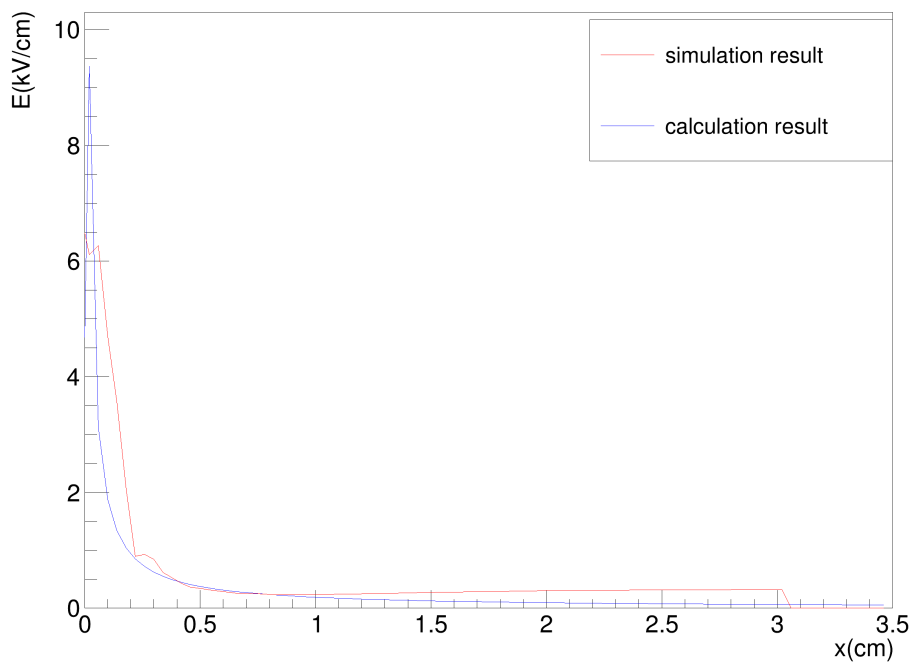


図 4.3 ドリフト領域におけるワイヤと GND 電極間の電場分布。プロットの粗さの関係でワイヤ表面の電場は正確ではない。

4.3 ガス系統

本項では、本研究で使用したガス系統の説明を行う。図 4.4 に、ガス系統の配管図を示した。HP180L と書かれたチェンバーが AXEL 現行 180L 試作機、MiniCham(ミニチェンバー) と書かれているチェンバーが、本研究で使用した測定容器である。

ガス系統は、2つのチェンバーに隣接して2つの真空ポンプが備えてある。チェンバーにキセノンを導入する前には、キセノンが導入される経路がすべて真空引きされる。測定容器を真空引きする際は、容器自身と配管の合計体積およそ 4.5 L が測定容器に隣接された真空ポンプで真空引きされる。典型的な到達真空度は 1.5×10^{-3} Pa である。測定容器にキセノンを導入する際は、液体窒素によって冷却され液体状態で保存しているキセノンを導入する。図における Liq.Xe と書かれた容器が、液体キセノンを保存している容積 500 mL の小型ボンベである。図において CC-V3 と書かれたダイヤフラムバルブを閉じ、小型ボンベを液体窒素から引き抜けば、黄色で示した経路から、循環/昇圧ポンプを用いて、赤色の循環経路へキセノンを送り込むことができる。その際、測定容器の圧力は P_MiniCham と書かれたデジタル圧力計でモニタされており、この圧力計が、経験的に設定した目標値である 1.2 bar に到達したところで小型ボンベを液体窒素に戻してキセノン導入を終了する。キセノン導入後は、CC-V3 のバルブを開くことでキセノンのガス循環を開始できる。その際、バルブの開閉の具合を調整することでガス流量を調整し、測定容器の圧力が 1 bar となるように調整する。

本研究では、キセノンガス純度を保つために、測定中にキセノンをモレキュラーシーブに通して純化している。モレキュラーシーブは、特定のガスから不純物を除去する装置である。内部の精製剤によって除去できる不純物が決まり、本研究で用いたモレキュラーシーブは H₂O、CO、CO₂、H₂、O₂、メタンを除いた炭化水素を標的としている。モレキュラーシーブは、使用を続けることで徐々に不純物除去性能が低下する。その場合、モレキュラーシーブの加熱真空引きにより精製剤の再生処理が必要である。ガス純度は、循環/昇圧ポンプの上流の露点計でモニターしている。

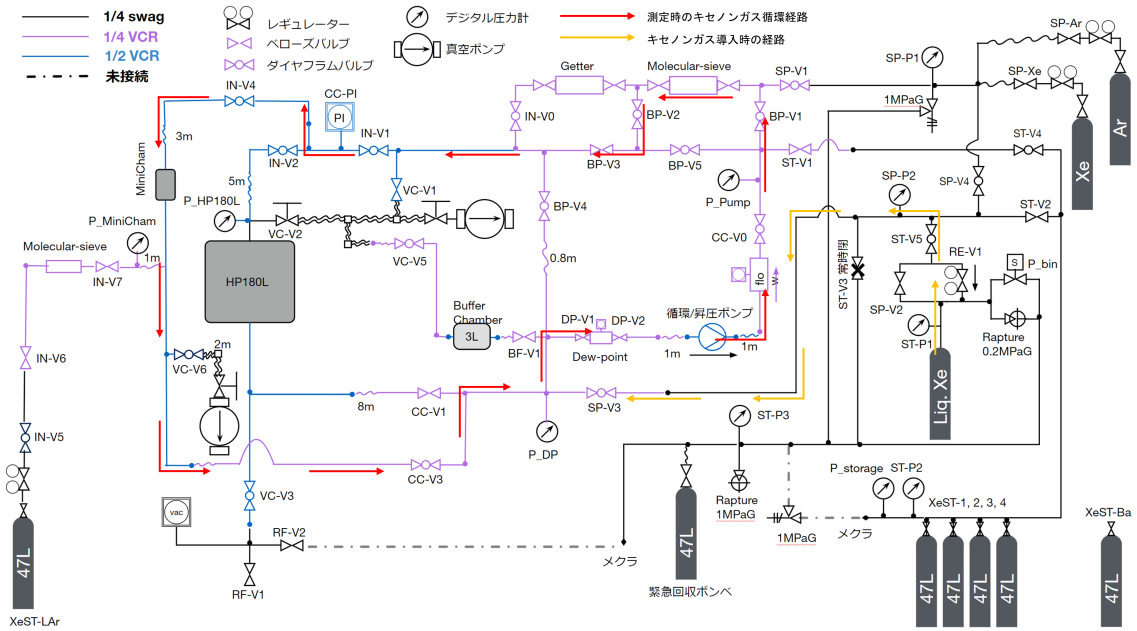


図 4.4 本研究で使したガスシステムの配管図。左上の MiniCham と記されている部分が本研究で用いた気密容器である。

4.4 データ取得系

Xe^+ イオンのドリフト速度は、電子のドリフト速度に比べて非常に遅い。 Xe^+ イオンの移動度は

$$\mu_0 = 0.8 \times 10^{-4} \text{ m}^2/\text{Vsec} \quad (4.12)$$

であり [8]、260 V/cm の電場のもとでは、 $v = 208 \text{ cm/sec}$ となる。ドリフト距離を 20 mm とした場合、シンチレーション光と EL 光の時間差であるドリフト時間はおよそ 9.6 msec となる。一方、シンチレーション光の幅はおよそ 400 nsec、EL 光パルスの幅はおよそ 300 nsec である。9.6 msec の間、100 ns の分解能で波形データを取り続けるとデータ量が膨大になる。そのため本実験では、データ取得系を工夫し、それぞれのパルスを別々のイベントとして記録して解析で実際の 1 イベントを再構成するという手法を取っている。

図 4.5 が、本実験で使用したデータ取得系である。高い閾値に設定したディスクリミネータ (Discri.H) がシンチレーション光を検知し、低い閾値に設定したディスクリミネータ (Discri.L) がそれぞれの 2 次電子が生成する EL 光を検知する。PMT が Discri.H の閾値を超える、シンチレーション光と思われる信号を検出すると、Discri.H がトリガーを生成するとともに、再構成する 1 イベントの時間幅を決めている GATE が生成され、GATE が開いている間、GATE の \bar{out} によって veto されていた Discri.L が信号を出力するようになる。その間、イベントのオーバーラップを防ぐため GATE は自身を VETO し、新たな GATE を開かなくなる。このようにして Discri.H、L が生成した信号をトリガーとして、シンチレーション光と EL 光はサンプリング・デジタイザー

で別々のイベントとして波形取得される。

Discr.H の閾値は、テストランにおいてシンチレーション光と思われる分布を見て決定した。Discr.L の閾値は、オシロスコープで波形を観察し、PMT のダークカレントと思える波形を取得しない範囲で出来るだけ低く設定した。また、GATE の幅は、Xe⁺ イオンのドリフト速度の理論値と先行実験の結果から、十分に EL 光のパルスが確認できる幅に設定した。具体的には、Discr.H の閾値を-100 mV、Discr.L の閾値を-40 mV、GATE 幅を 60 ms としている。ただし、PMT の信号に対しそれぞれ、Discr.H はディバイダー、Discr.L はディバイダーと 10 倍アンプを通した後の信号であるため、PMT の信号としてはそれぞれ、-200 mV、-8 mV に相当する。

また、本実験で用いたサンプリング・デジタイザーは、CAEN の V1720 で、サンプリングレートは 250 MS/sec である。1 パルス分のデータ取得の時間幅は、1000 クロックすなわち 4 μ sec に設定している。

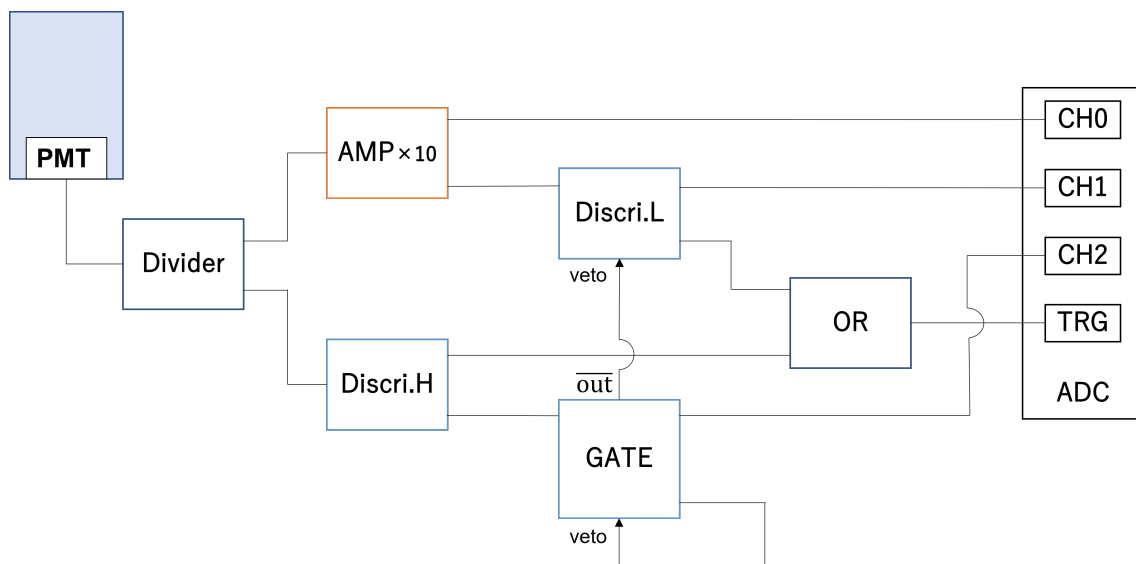


図 4.5 α 線により生成した Xe⁺ イオンを検出するためのデータ取得系。 α 線放出の 1 イベントをパルスごとに別々のイベントとして取得する。

4.5 先行実験の結果

本項では、2019 年に実施された先行実験の結果を説明する。先行実験では、 $\phi 20 \mu\text{m}$ の W ワイヤに-1500 V の電圧を印加し、ドリフト電場およそ 300 V/cm/bar の条件の下で行われた。図 4.6 は、ドリフト距離 10 mm としたときの、GATE の立ち上がりから 1 ms 以降に到達したパルスのタイミングのヒストグラムである。11 ms 付近に Xe⁺ イオンによる EL 光とみられるピークが見られる。

この測定では、イベント数 1348 個に対して、検出されたパルス数が 10536 個であった。1 イベ

ントあたりのパルス数は

$$10536/1348 \simeq 7.8 \text{ pulse/event} \quad (4.13)$$

である。これは、Xe⁺ イオンの理想的な 2 次電子の放出確率から計算した、2100 個と比べて、非常に少ない。

検出効率を下げる原因として、以下のようなことが考えられる。まず、測定時のディスクリミネータの閾値で落としている可能性がある。先行実験では、EL 光を取得する Discr.L の閾値を -80 mV としていた。しかし、実際の EL 光の大きさがどれくらいのレベルであるかは分かっておらず、これより小さいレベルである可能性がある。次に、解析の閾値で落としていることも考えられる。先行実験では、50 ADC 値以上のパルスを解析対象としていたが、これによってパルス数はおよそ 1/3 となっていたようである。

また、文献 [11] によると、ワイヤ表面の気体分子の吸着などによる汚染によって、2 次電子の放出確率が小さくなるという報告がある。これは、ワイヤ中の電子が不純物と結合して、ワイヤ表面の実質の仕事関数が上昇するためであると考えられる。[11] によると、Xe⁺ イオンの、ワイヤ表面の N₂ 単層による 2 次電子放出の抑制係数は 6.5 である。また、N₂、CO による電子放出の低減は、表面を 2000 K に加熱することで回復している。これは、不純物が除去されるためだと考えられる。

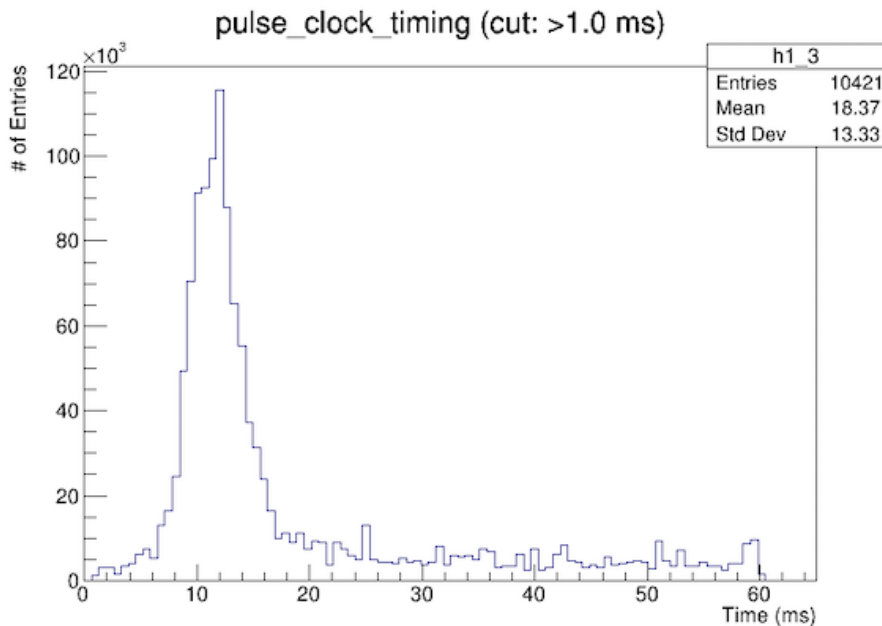


図 4.6 先行実験におけるパルスのタイミングのヒストグラム

4.6 W ワイヤ加熱のためのセットアップ変更

文献 [11] では、ワイヤを 2000 K に加熱することで、表面の不純物によって抑制された 2 次電子放出が改善した。そこで本研究では、測定前に電流印加によってワイヤ表面を加熱することで、ワ

ワイヤ表面の不純物を除去することを試みた。本項では、2000 K に加熱するためのセットアップの変更内容を説明する。

加熱実験において、ワイヤは $\phi 20 \mu\text{m}$ の W ワイヤを用いている。これは、Mo に比べ高融点であることと、強度が強いためより細い線径のワイヤにしやすく印加する電力を抑えることができるためである。

ワイヤを加熱するにあたり、各部分の耐熱と、放熱経路を考えることが重要である。セットアップの中で問題となりえる部分の耐熱温度を表 4.1 にまとめた。

表 4.1 検出器の中で問題となりえる部分の耐熱温度とアルミナの耐熱温度

	耐熱温度 (K)
銅電極・導線	1200
PTFE ブロック	600
導線被膜	500
フィードスルー	420
アルミナ	1800
タングステン	3700
モリブデン	2900

図 4.7、4.8 は、アップデートした検出器のワイヤ周辺の配線模式図と、その写真である。ワイヤを抑えていた銅板電極が高温にさらされるのを保護する目的で、W ワイヤの両端に $\phi 0.3 \text{ mm}$ の Mo ワイヤを溶接し、さらにその Mo ワイヤと銅板電極を溶接した。溶接は、近藤テック社製の超小型スポット溶接装置 KTH-MWS を用いて溶接した。銅板には温度をモニタできるように 1000Ω の白金抵抗温度計を実装した。また、ワイヤ上下の PTFE ブロックはより耐熱性のあるアルミナに変更した。このアルミナ円筒ブロックは Mo ワイヤとも触れないように深さ 2 mm の溝を掘ってある。HV 線は電場の一様性を保つためのワイヤ両側の電極から引き込むよう変更し、加熱用導線をワイヤの両端に繋いだ。加熱用導線は周囲から絶縁するためにセラミックスリーブとカプトンシートで保護してある。加熱用導線は容器外部ではソースメジャーユニット (SMU) に接続されており、定電流を与えながら電圧モニタしている。加熱用導線は測定時にワイヤと同じ電位になるため、加熱後、陽イオン検出測定前に SMU から外される。最後に、検出器全体をカプトンシートで覆い、チェンバー内壁との放電を対策した。

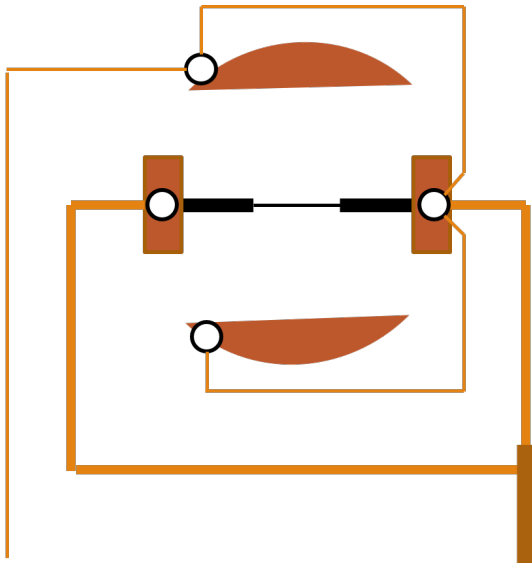


図 4.7 加熱用セットアップのワイヤ周辺の配線模式図

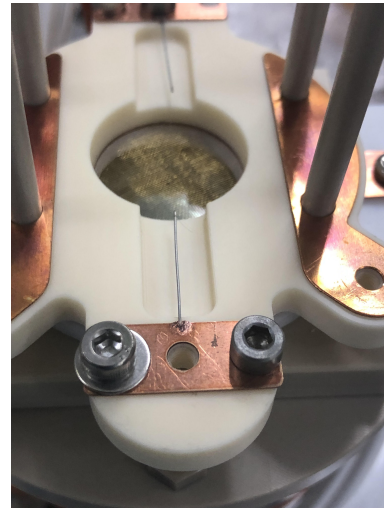


図 4.8 加熱用セットアップのワイヤ近辺写真

上記のセットアップで、代表的な放熱経路を考慮し、W ワイヤが 2000 K で平衡状態となった時の各部分の温度を見積った。考慮した放熱経路は、W ワイヤ→ Mo ワイヤ→ Cu 電極→加熱用導線→外気 (フィードスルー) と、W ワイヤ/Mo ワイヤ/銅板電極から Xe ガスへの放熱である。拘束条件を W ワイヤが 2000 K、外気/Xe ガスが 300 K で一定であるとして、物質中の温度勾配と熱流速の関係を表す熱伝導方程式 (4.14) と、流体と物体間の熱移動を表す熱伝達の式 (4.15) を各部分に適用して連立した。ただし、見積りの難しい気体・固体間の熱伝達係数は、典型的に $100 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$ とした。

$$\frac{Q}{A} = -k \frac{dT}{dx} \quad (4.14)$$

$$\frac{Q}{A} = h(T_w - T_\infty) \quad (4.15)$$

- Q: 熱量 (W)
- A: 断面積 (m^2)
- k: 熱伝導率 ($\text{W}/\text{m} \cdot \text{K}$)
- T: 温度 (K)
- x: ワイヤ長さ (m)
- h: 熱伝達係数 ($\text{W}/\text{m}^2 \cdot \text{K}$)
- T_w : 物体表面温度 (K)
- T_∞ : 流体温度 (K)

図 4.9 は、計算の結果による各部分の温度である。Cu 電極部分で 387 K と、Cu 耐熱温度に十分におさまると考えられる。また、算出された熱量から加熱に必要な電流値を見積ることができ

る。表 4.2 は、それぞれの放熱経路へ流れる熱量である。印加する電力 W_k は電流 I (A) と、W の抵抗 R (Ω) から $W_k = RI^2$ で計算できる。W の抵抗率は典型的に 2000 K における抵抗率 $\rho = 56 \mu\Omega\text{cm}$ を採用し、

$$W_k = \rho \frac{L}{A} I^2 \quad (4.16)$$

$$I = \sqrt{\frac{W_k A}{\rho L}} = \sqrt{\frac{2.274 \times 3.14 \times 10^{-6}}{56 \times 10^{-6} \times 2}} = 0.252 \text{ A} \quad (4.17)$$

である。ただし、

L: W ワイヤ長さで 2 cm

A: W ワイヤ断面積で $3.14 \times 10^{-6} \text{ cm}^2$

である。

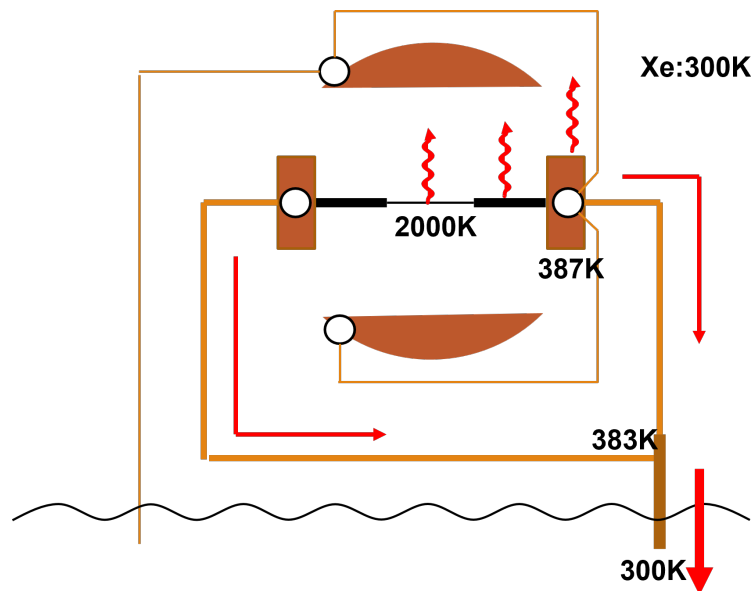


図 4.9 放熱計算により計算した放熱経路と各部分の温度

表 4.2 各放熱経路の移動熱量の計算結果

経路	熱量 (W)
W → Xe	0.214
Mo → Xe	1.347
Mo → Cu 電極 → Xe	0.695
Mo → Cu 電極 → 加熱用導線	0.017
計	2.274

4.7 加熱試験

実際には、気体の熱伝達係数が正確に見積れていないことや、ボディやサイド電極から Xe ガスへの放熱といった計算に組み込めない複雑な経路などの不確定要素が存在する。特に、表 4.2 において計算に組み込めている放熱経路の熱量の内訳を見ても、ほとんどが Xe を介して放熱しているため、熱伝達係数のもたらす不確定要素は大きい。これを解消するため、アルゴン (Ar)1 気圧中で加熱試験を行った。Xe ガス中で行わなかった理由としては、試験の実施時期に Xe 用ガスシステムが使用できなかったためである。Xe ガスは Ar ガスに比べ熱伝導率が小さいため、Ar 中で試験では実際のセットアップより各部分が低い温度になることが予想される。計算に組み込めなかった放熱経路はすべて最終的にガスへと放熱しているため、試験の結果に見合う気体の熱伝達係数を逆算すれば、それがこの系の実質の熱伝達係数として決定できる。

Ar 中での加熱試験は、実際の測定前の加熱と同様、SMU で定電流を印加しながら電圧を測定している。その値から W ワイヤの抵抗を計算し、W の温度抵抗特性から W ワイヤの温度を算出した。同時に、テスターで白金抵抗温度計の抵抗値を測り、同様に温度抵抗特性から温度を算出した。W の温度抵抗曲線は、[14] を参照し、

$$y = 297.86x^{0.8084} \quad (4.18)$$

x W 相対抵抗 R/R_{300} (R : W 抵抗、 R_{300} : 300K での W 抵抗)

y W 温度

を採用した。

白金は温度抵抗特性が広い温度領域で線形であるため、測温抵抗体として用いられることが多い。白金の温度係数は、

$$\alpha = \frac{1}{R_0} \frac{\Delta R}{\Delta T} = 0.00385 \quad (4.19)$$

α 温度係数 ($\Omega/\Omega/^\circ\text{C}$)

R_0 0°C における白金の抵抗

ΔR 抵抗変化

ΔT 温度変化

である。今回用いた白金抵抗は 0°C において 1000Ω であるから、抵抗と温度の関係は

$$R = 3.85T + 1000 \quad (4.20)$$

$$\Rightarrow T = \frac{R - 1.2 - 1000}{3.85} \quad (4.21)$$

となる。白金の抵抗値は計測値から導線抵抗の 1.2Ω を差し引いて求めた。

表 4.3 が、加熱試験の結果を抜粋したものである。また、図 4.10 に W ワイヤと白金抵抗の温度変化をグラフにした。加熱の間、系がどれだけの時間で熱平衡に達するかは定かではない。その

ため、電流値を変化させたあと電力の大きさに応じて3~15分様子を見たのちの温度を記録している。

表 4.3 加熱試験の結果

印加電流 (mA)	電圧 (V)	電力 (W)	ワイヤ温度 (K)	Pt 温度 (K)
40	0.238	0.010	317.41	301.94
60	0.378	0.023	332.14	301.94
80	0.550	0.044	356.90	301.94
100	0.777	0.078	393.84	302.20
120	1.089	0.131	446.50	302.46
140	1.545	0.216	523.06	302.72
160	2.240	0.358	633.92	304.02
180	3.245	0.584	777.69	305.84
200	4.880	0.976	993.27	308.69
210	5.630	1.182	1071.84	310.77
215	6.165	1.325	1131.73	312.59
220	6.73	1.481	1192.49	313.89
225	7.63	1.717	1296.08	315.71
230				

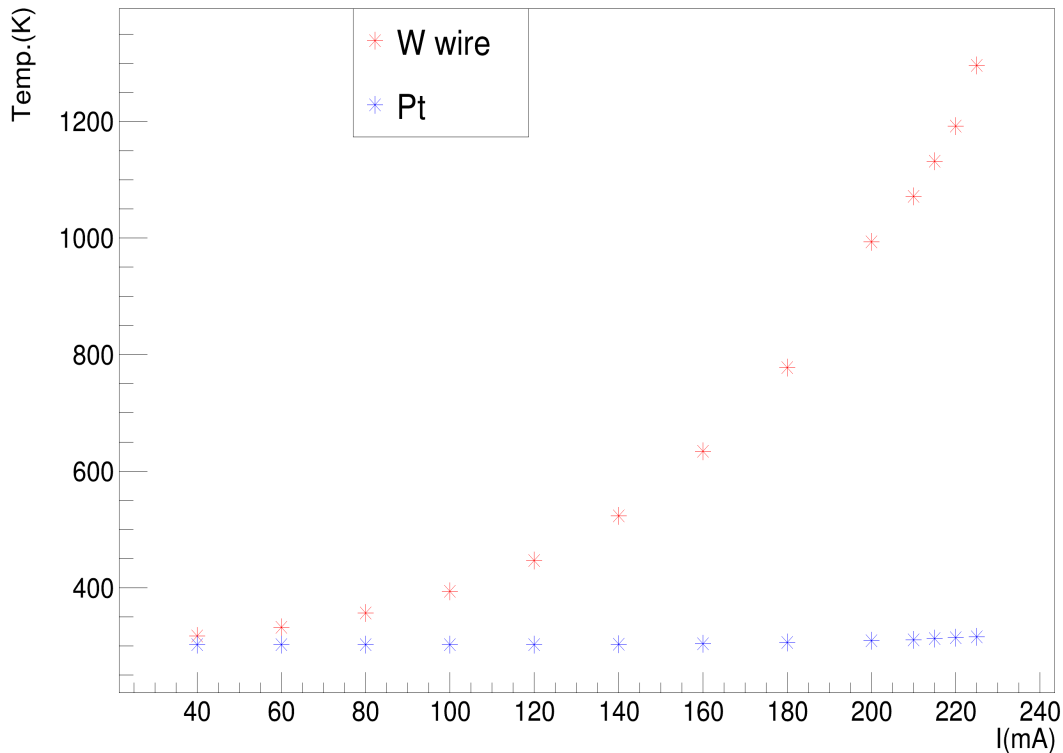


図 4.10 加熱試験における W ワイヤと白金抵抗の温度変化。それぞれ赤が W ワイヤ、青が白金抵抗の温度。

230 mA を印加したところで、測定している電圧値が 10 秒程度の中に急激に上昇し SMU の測定電圧の上限に達するという現象が見られた。以降、電流を下げてでも測定電圧の上限に掛かり続けることから、ワイヤが切断されたことが分かった。加熱温度の実績としては、1296 K で 15 分の保持に成功した。容器を開けて切断箇所を確認したところ、溶接部ではなくワイヤの途中で切断されていることが分かった。

ワイヤが切断したことの原因としては、W の再結晶による脆化が考えられる。純 W は 1300 K で一次再結晶を起こし、脆化する。更に、1800 K 付近で二次再結晶を起こし、更に脆化する。一次再結晶温度は切断された温度と一致する。W に関する一般的な記述によると、一次再結晶後であっても加工が可能である。そのため、一次再結晶が直接的にワイヤを切断しなかった可能性がある。しかしその場合でも、一次再結晶によって構造的に抵抗が上昇することで発熱量が増し、二次再結晶温度を超えることで切断されたことが考えられる。このように、W の再結晶が原因であれば、 $\phi 20 \mu\text{m}$ の W ワイヤを用いる限り、到達可能な最高温度は 1300 K であることが分かる。

加熱試験の本来の目的に戻って、本セットアップの放熱計算の結果との整合性を確認する。式 (4.14), (4.15) において W ワイヤが 1296 K とすると、白金抵抗を取り付けた Cu 電極は 351 K となる。実際には W ワイヤが 1296 K であるとき、白金抵抗の温度は 315 K であった。気体の熱伝達係数や計算に組み込めていない放熱経路は温度を下げる方向に効いていることが分かった。したがって各構成部品の温度は耐熱温度以下に抑えられることが分かった。

4.8 解析の流れ

本項では、Xe⁺ イオン測定実験で行った解析の基本的な手順を説明する。解析では、CERN の開発した ROOT というアプリケーションを用いた [13]。4.4 章で述べたように、Xe⁺ イオンの EL 光の検出では、各パルスを、データ取得においては長さ 1000 クロックの別々のイベントとして取得している。これを DAQ イベントと呼ぶことにする。

DAQ イベントは 1000 クロックのうち 500 クロックをプリトリガーとして持っている。波形の再構成において、各イベントのベースラインは、最初のパルスの初めの 200 クロックの平均値とした。これは、同一イベント内でのパルスごとのベースの揺らぎが小さかったためである。図 4.11 は、再構成した 1 イベントの波形である。パルスの検出タイミングは、4.4 章で説明したデータ取得系で、ADC の内部クロックを用いて、波形と同時に記録されている、イベントトリガーである GATE 信号と Discri,L 信号のタイミングから取得した。

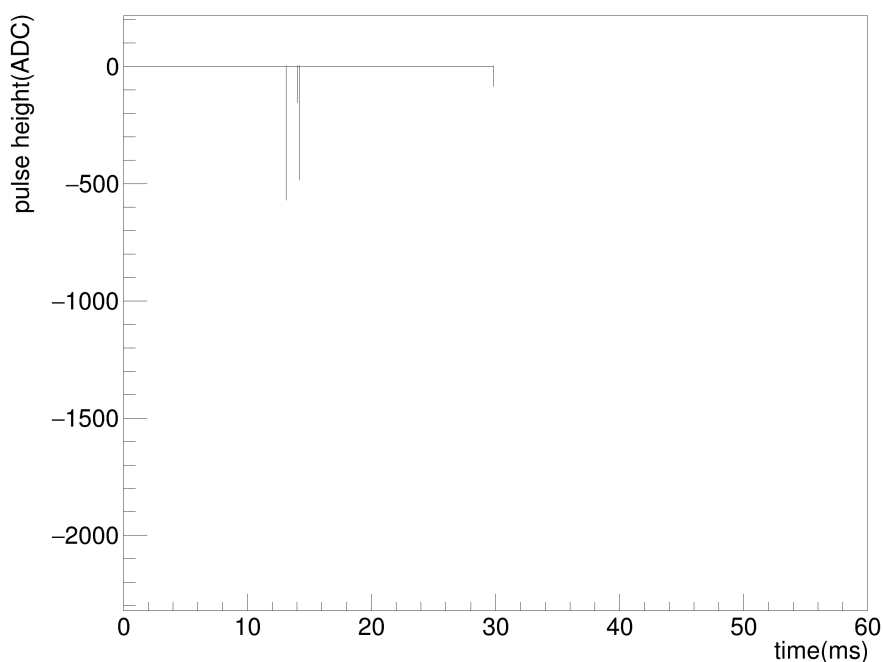


図 4.11 再構成した 1 イベントの波形の例

α 線による Xe のシンチレーション光は一定の光量を持ち、減衰時間は 400 nsec 程度である。そのため、イベントの最初のパルスの積分値が所定の条件を満たすものを選択する。さらに、Xe⁺ イオンによる EL 光が発生するイベントを選び出すために、イベント内に複数のパルスを含むものを選択する。

解析の最終目的は Xe⁺ イオンの検出効率を求めることである。そのためには、Xe⁺ イオンによる EL 光のパルスと BG パルスを識別する必要がある。Xe⁺ イオンによる EL 光のパルスの場合、

Xe⁺ イオンのドリフト後に発生するため、シンチレーション光から一定の時間差で観測される。このことから、パルスの検出タイミングが所定の範囲にあるパルスを Xe⁺ イオンによる EL 光のパルスであるとする。BG パルスは、60 msec のイベントウィンドウ内にまんべんなく分布していると考えられる。そのため、Xe⁺ イオンによる EL 光のパルスの選択範囲外で単位時間当たりの BG パルス数や積分値を計算し、信号のパルス数・積分値から差し引く。

4.9 ADC 値からフォトン数への換算

シンチレーション光や EL 光の光量を ADC 値と対応づけるために、LED を使用し、測定に用いた PMT の 1 フォトンの測定を同じ ADC モジュールを用いて行った。図 4.12 が、1 フォトンの測定に用いたデータ取得系である。LED の駆動にはファンクションジェネレータ (FG) の幅 1 μsec の矩形波を用い、FG から同期して出力される TTL 信号を ADC のトリガーとした。PMT の信号は、陽イオン検出測定と同様の増倍率となるように、同じディバイダーとアンプを通してある。

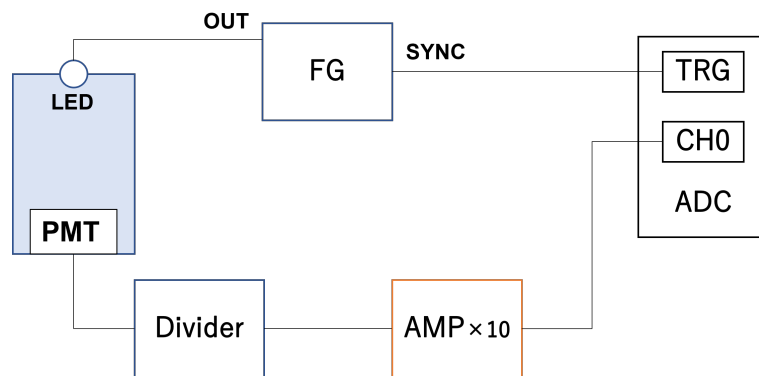


図 4.12 1 フォトンの測定の測定回路

一定時間 T の間に検出される光子数は、LED の駆動条件が一定であれば、式 (4.22) に記すポアソン分布に従う。したがって、フォトンが観測されない確率 $P(0)$ が分かれば、式 (4.23) から、設定の入射光強度における平均光子数 λ が計算できる。平均光子数が分かれば、ADC による測定結果の平均値を平均光子数 λ で割ることで 1 フォトンあたりの ADC 値がわかる。

$$P(x = k) = \frac{e^{-\lambda} \cdot \lambda^k}{k!} \quad (4.22)$$

$$P(x = 0) = e^{-\lambda} \quad (4.23)$$

この測定で重要なのは、1 フォトンが観測されるイベントとフォトンが観測されないイベントを含むように入射光強度を調整することである。例えば、平均光量が 1 フォトンとなる強度であった場合、 $P(0) = e^{-\lambda} = 0.368$ である。測定ではオシロスコープで FG の TTL 信号をトリガーとし、フォトンが観測されないイベントが半分程度となるように FG の出力を設定した。

図 4.13、4.14 は、測定結果の光量分布を 2 つのガウシアンでフィッティングした場合と、3 つのガウシアンでフィッティングした場合である。イベントの光量は、プリトリガーでベースラインを計算し、イベント内で最大波高となったクロックを中心として 20 クロック (80 ns) 幅を積分した。式 (4.24) が 3 関数のフィット関数である。2 フォトンのピークは 1 フォトンのピークの 2 倍の位置にあるという条件 (4.25) を課している。2 関数でフィッティングした場合と比較して、3 関数でフィッティングした場合の方がよくフィットしていることから、2 フォトンのピークが含まれていることが分かる。

$$f(x) = a_0 \exp\left(-\frac{(x-x_0)^2}{2\sigma_0^2}\right) + a_1 \exp\left(-\frac{(x-x_1)^2}{2\sigma_1^2}\right) + a_2 \exp\left(-\frac{(x-x_2)^2}{2\sigma_2^2}\right) \quad (4.24)$$

$$x_2 - x_1 = x_1 - x_0 \quad (4.25)$$

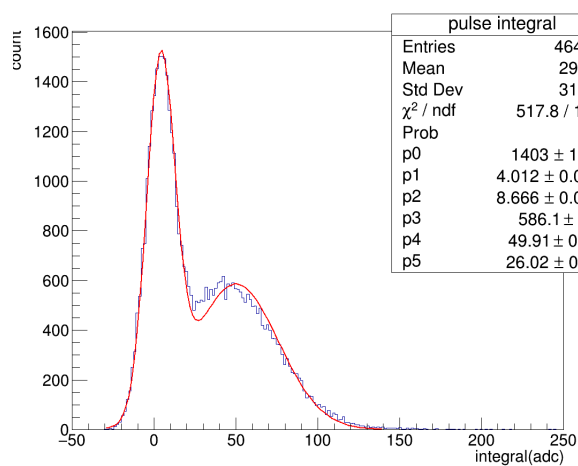


図 4.13 1 フォトン測定で得られた光量分布。ガウシアン 2 つでフィッティングした結果を重ねている。

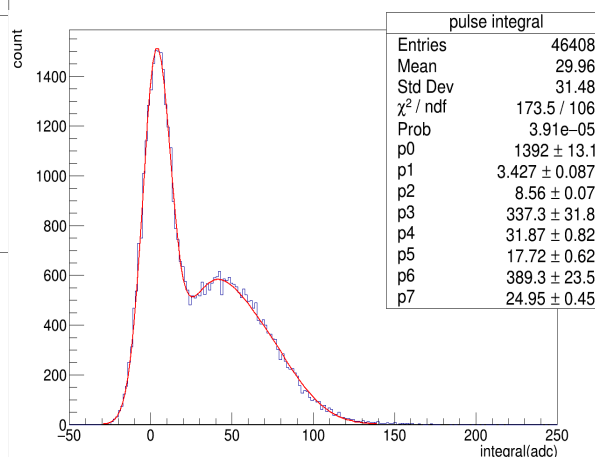


図 4.14 4.13 と同じ。ただしフィットにガウシアン 3 つを用いている。

ガウシアン 3 つでフィッティングした結果から、総イベント数 46408 のうちフォトンが観測されなかったイベント数は 29868 ± 2.30 であった。よって、

$$P(0) = e^{-\lambda} = 29868/46408 = 0.644 \pm 0.5 \times 10^{-4} \quad (4.26)$$

$$\lambda = -\ln P(0) = 0.441 \pm 0.001 \quad (4.27)$$

であり、1 フォトンあたりの ADC 値は全イベントの平均 ADC 値を平均光子数で割って、 $29.96 - 3.43/0.441 = 60.16 \pm 0.34$ である。ただし、平均 ADC 値は、0 フォトンの中心値を差し引いている。

第 5 章

加熱用セットアップの結果

本項では、測定前にワイヤを加熱して検出効率の向上を図ったセットアップでの解析結果を説明する。しかし、結論から述べると、加熱を行う以前に EL 光と思われるパルスが観測されなくなり、加熱による検出効率の向上を測定することはできなかった。そのため、信号を検出できなくなった原因を特定するための測定の結果を説明する。結果を説明するにあたり、EL 光が確認される場合を先に示す方が分かりやすい。したがって、原因特定のために行った先行実験と同様のセットアップの解析を先に説明して、解析において Xe^+ イオンがどのように確認されるかを示すことにする。

5.1 測定のコンドィション

表 5.1 が、原因特定のために行った測定の各ランのコンドィションである。A が加熱用セットアップの非加熱時のラン、B が先行実験と同様のセットアップのランである。EL 光が観測されなくなった原因の候補としては、主な変更点である加熱導線、ワイヤの取扱い、アルミナブロックが考えられる。特に加熱導線は、4.6 節で述べたカプトンシートによる放電対策をするまで、放電が頻発し、BG の増加や電圧降下を引き起こしていた。対策後も BG 増加の傾向が続いていたため、B~D の全てのランで除いている。また、ワイヤの溶接も原因の候補と考えられる。溶接は、Cu 電極と Mo ワイヤ間、Mo ワイヤと W ワイヤ間の計 4 ヶ所をスポット溶接している。通常、Xe を導入する部分に触れる時はゴム手袋を使用して汚染を防いでいるが、極細線同士の溶接はハンドリングが難しく、素手での作業が必要である。このためワイヤの汚染によって 2 次電子の放出を阻害している可能性がある。また、Cu 電極には、溶接時の昇温による酸化のものと思われる変色が見られた。W ワイヤも酸化被膜を形成している可能性があり、酸化被膜が信号の検出を阻害する原因となっている可能性もある。さらに、アルミナブロックが何らかの影響を与えている可能性もある。先行実験において、ドリフト距離が 10 mm の時の方が、20 mm の時よりも EL 信号のパルス数が多く検出されていたため、B~D のランではドリフト距離を 10 mm に設定した。ドリフト距離の設定のための検出器の構造的な事情により、アルミナボディの影響を調べるラン D ではラン A の 2 枚に対し 1 枚のみアルミナブロックを用いた。

表 5.1 加熱のためのセットアップ (A) で信号を検出しなくなった原因特定のための測定のコンディション

run ラベル	アルミナブロック枚数 (枚)	加熱導線	ワイヤ	ドリフト距離 (mm)	測定時間 (sec)
A	2	あり	溶接	20	62400
B	0	なし	非溶接	10	58140
C	0	なし	溶接	10	64020
D	1	なし	非溶接	10	88200

5.2 先行実験再現のためのラン B の結果

先行実験と同様のセットアップであるラン B の解析結果を説明する。図 5.1、5.2 が、イベントトリガーである Discri.H の閾値に掛かった最初のパルス (トリガーパルス) の光量分布と、その拡大図である。100 フォトン付近と、1200、8000 付近にピークが見られる。このうち Xe⁺ イオンの発生した信号イベントの領域を決定するために、イベントに含まれるパルス数、すなわち Discri.L の閾値にかかったパルス数との 2 次元ヒストグラムを図 5.3 に示した。光量 100 フォトン付近のイベントはほとんどが 1 パルス (トリガーパルス自身) しか持っていないのに対し、1200 付近のイベントはパルス数が多いことが分かる。このピークが EL 光を発生する Xe シンチレーション光であると考えられるため、光量 1200 フォトンのピーク内の 3σ に相当する 1209 イベントを信号イベントとした。光量 8000 のピークは、積分範囲にわたってほとんどサチレートしていたパルスである。減衰時間や光量から、 α 線によるシンチレーション光ではないと判断し、バックグラウンドとした。

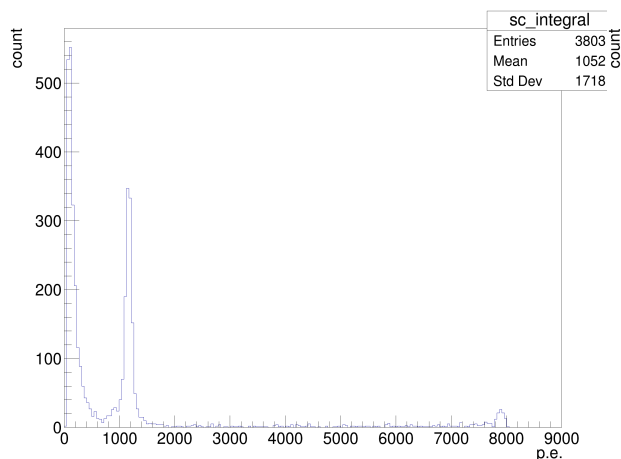


図 5.1 B のランのトリガーパルスの光量分布

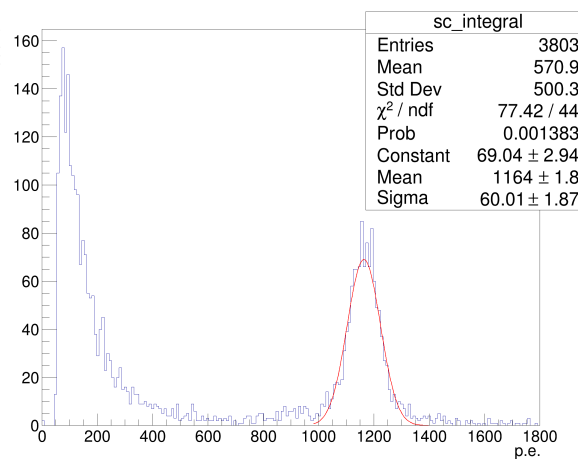


図 5.2 図 5.1 の拡大図

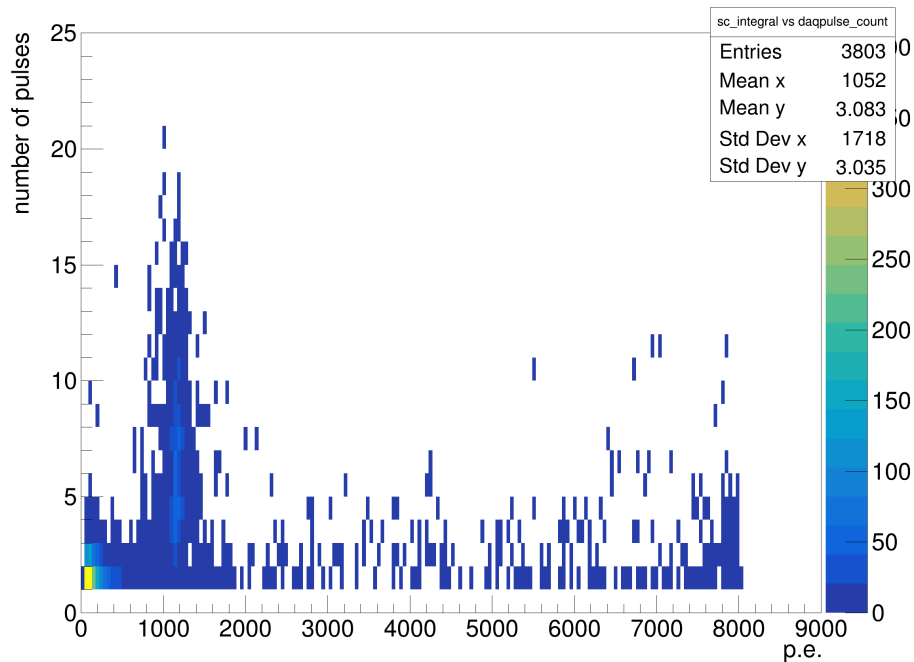


図 5.3 B のランのトリガーパルスの光量 vs イベント内のパルス数

EL 光のパルスを解析するうえで、1つのパルスをどのように数えるかは重要である。もっとも簡単なのは、データ取得系の Discr.L の閾値を超えたパルスを 1 パルスとする方法である。しかし、実際の 1 パルスが 1000 クロックの間におさまっているとは限らず、データ取得系における 2 イベントにまたがっている可能性がある。これを確認するため、データ取得系における 1 パルスの最大波高のクロックをパルスのタイミングとして、トリガーパルスを除いた各パルスの時間差の分布を図 5.4、その拡大図を図 5.5 に示す。図 5.5 は、1000 クロック ($4\mu\text{sec}$)/bin に調整して表示している。問題となる可能性があるのは、パルスの時間差がデータ取得系における 1 イベントの時間幅である 1000 クロック以内となっているものである。時間差が 1000 クロック以内となる最初の bin には 8 entry しか存在しなかった。これは全 entry 数 = 5078 に対して、0.1% 以下の割合である。これは十分に無視できる数であるから、以下の解析では Discr.L における 1 イベントを 1 パルスとする。また、以降の他のランでも同じように確認を行っているが、同様に無視できる結果であるため記載を省略する。

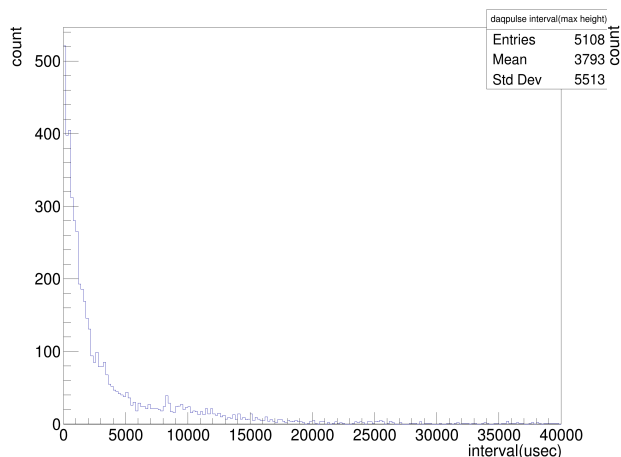


図 5.4 パルスの時間差の分布

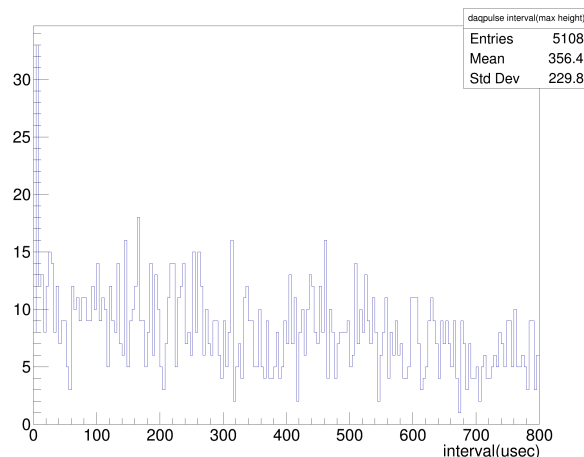


図 5.5 5.4 の拡大図

図 5.6 は、信号イベントのトリガーパルスを除いたパルスの検出タイミングのヒストグラムである。横軸は $60 \text{ msec} = 1.5 \times 10^7$ クロックのイベントウィンドウを 300 bin、50000 クロック/bin に区切っている。15 msec 付近に EL 信号のものと思われるピークが見られる。このピークの 3σ に相当する部分を信号が存在する EL ウィンドウとし、パルス数や光量を見積る。図 5.7 は EL ウィンドウ内のパルスの光量分布である。ただし、バックグラウンドのパルスは EL ウィンドウを含めイベントウィンドウ内に一様に分布していると考えられる。そのため、イベントウィンドウの後半 1/4(BG ウィンドウ)としてバックグラウンドのパルス数と光量を計算し、EL ウィンドウ内の時間幅に換算し差し引くことで純粋な EL 光のそれを見積った。

表 5.2 が、各ウィンドウ内のパルス数と光量の総和である。これらの値から、純粋な EL 光のパルス数は、バックグラウンドのパルス数を差し引いて、

$$5271 - \left(93 * \frac{127 - 20}{75}\right) \simeq 5138 \quad (5.1)$$

である。これは、イベントウィンドウ内の全パルス数に対して、 $5138/6269 = 82\%$ の割合である。また、1 イベントあたりの EL 光のパルス数は、イベント数で割って、 $5138/1209 = 4.25$ となる。先行実験においては、イベントあたりのパルス数は、バックグラウンドを除外せずに計算していた。バックグラウンドのパルス数を差し引かずと同様に計算すると、 $6269/1209 = 5.19$ である。先行実験においてイベントあたりのパルス数は 7.8 であった。減少した原因としては、Xe ガス純度の低下が考えられる。Xe のガス純度は、測定中、モレキュラーシーブを通すことで純度を保っている。また、露点計で露点温度を計測し水分量を測ることでおよその純度をモニターしている。先行実験の測定時は水分量がおおよそ 5.0 ppm であるのに対し、このランでの水分量は 22 ppm であった。

EL 光の光量においても同様に、BG ウィンドウから換算した BG の光量を差し引いて計算する。

光量の総和を EL 光のパルス数で割ることで、EL 光 1 パルスあたりの光量を計算できる。

$$1.31 \times 10^6 - (6.02 \times 10^3 * \frac{107}{75}) \simeq 1.30 \times 10^6 \text{ photon} \quad (5.2)$$

$$\frac{1.30 \times 10^6}{5138} \simeq 253 \text{ photon} \quad (5.3)$$

Xe シンチレーション光の検出タイミングと EL 光のパルスの検出タイミングから、Xe⁺ イオンのドリフト速度を見積ることができる。図 5.6 のフィッティング結果から、EL 光のピークはシンチレーション光のタイミングから 14.7 msec の時間差で検出されている。ドリフト距離は 10 mm であるから、Xe⁺ のドリフト速度は 68 cm/sec となる。これは、4.4 章で述べた、本セットアップにおける Xe⁺ イオンのドリフト速度の理論値に比べて 1/3 と非常に遅い。シンチレーション光と EL 光の検出タイミングから見積った Xe⁺ イオンのドリフト速度が理論値と比べて小さくなる現象は、先行実験においても確認されていた。先行実験においては、ドリフト距離を変化させて測定した 2 つのランの EL 光の検出タイミングの差からも Xe⁺ イオンのドリフト速度を計算しており、その値は理論値に近い値が確認されている。前者の場合、Xe⁺ イオンの加速の初期段階や、ワイヤ近傍の様な電場中のドリフト、2 次電子放出の時間を計算に含めている。一方後者は、ドリフト距離を延長した部分の、ほぼ様な電場中の平衡状態でのドリフト時間のみを計算している。このことから、具体的な原因は不明であるが、Xe⁺ イオンの速度が平衡状態に達するまでの、あるいはワイヤ近傍における何らかの現象が Xe⁺ イオンのドリフト速度の理論値との差を生み出していると考えられる。このためドリフト速度を測定する際は、ドリフト距離を変えることによる EL 光の検出時間差を用いて測定することが必要であるが、本研究においては、検出効率の向上を図ることが主目的であるため、ドリフト距離の変えた測定は行わなかった。

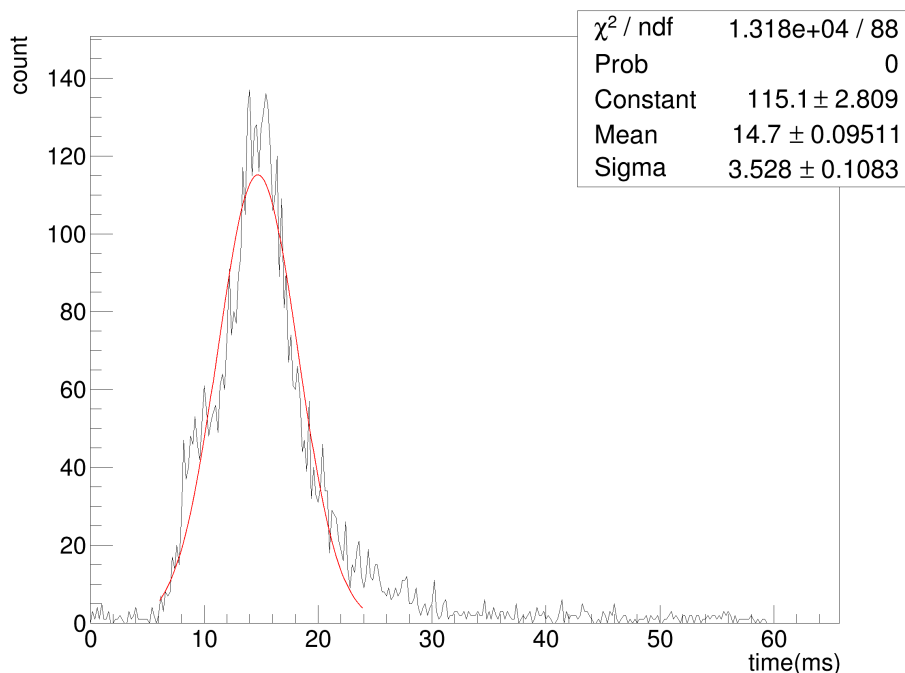


図 5.6 パルスの検出タイミングのヒストグラム

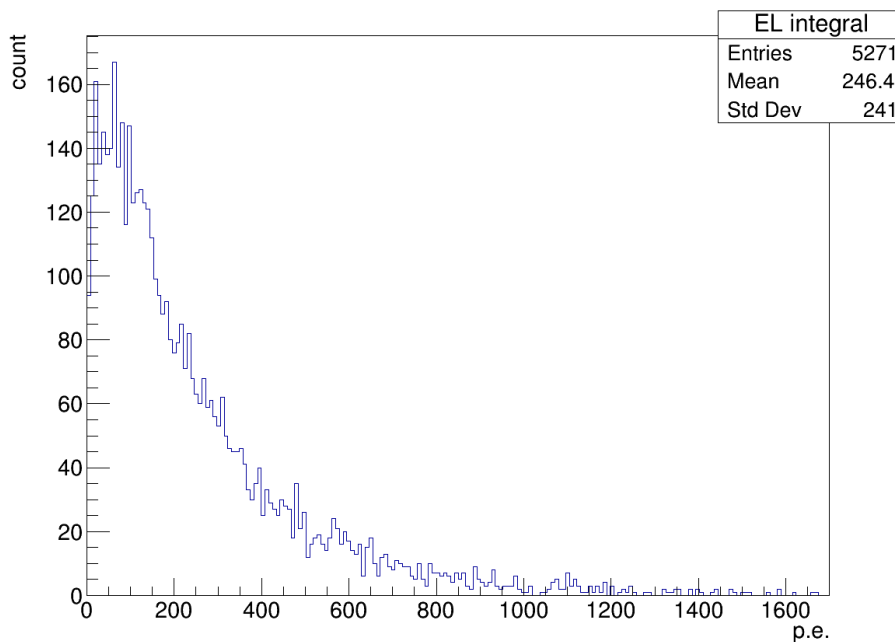


図 5.7 EL ウィンドウ内のパルスの光量分布

表 5.2 ラン B における各ウィンドウ内のパルス数と光量の総和

	パルス数 (個)	光量 (フォトン)
イベントウィンドウ	6269	1.54×10^6
EL ウィンドウ	5271	1.31×10^6
BG ウィンドウ	93	6.02×10^3

5.3 加熱セットアップでのラン A の結果

図 5.8、5.9 がトリガーパルスの光量分布である。ラン B のトリガーパルスの光量分布と比較して、ピークが 2 つ増えていることが分かる。光量からは、600 フォトン、或いは 1700 フォトンのピークが Xe シンチレーション光のピークである推測される。図 5.10 がトリガーパルスの光量とイベントに含まれるパルス数の 2 次元ヒストグラムである。B のランと比較して全てのイベントでパルス数が増加していることが分かる。しかし、それぞれのピークでパルス数に明確な差が見られなかった。

図 5.11、5.12 はそれぞれ、図 5.9 における光量 500~670 フォトンでカットをかけた場合と、1200~2500 フォトンでカットをかけた場合のパルスの検出タイミングのヒストグラムである。いずれの場合もパルスがほぼ一様に分布しており、 α 線により生成された Xe^+ イオン由来の信号 EL 光と思われるピークは見られなかった。BG ウィンドウからイベントあたりのバックグラウンドパルス数を計算すると、それぞれ 15、16 であった。

A と B、2つのランの解析結果を比較してみる。2つのランのイベント数を取得時間で割りイベントレートを計算すると、

- A : 0.0971 Hz
- B : 0.0654 Hz

と、Discri.Hにより取得されるバックグラウンドがラン A で増加していることが分かる。これは、図 5.8 にあるように、ラン B のトリガーパルスの光量分布と比較して新たにピークが見えるという観測と一致する。さらに、パルスの検出タイミングのヒストグラムを見比べれば、Discri.Lにより取得されたパルス数が大きく増加していることが分かる。しかし、BGが増加していることを考慮しても、イベントあたりのパルス数を比較すれば、およそ3パルスのうち1パルスは信号 EL 光のパルスである計算であり、EL 光のピークが見られなくなったことは奇妙である。この段階では、バックグラウンドの増加の原因や EL 光が観測されなくなったように見える原因について、様々な憶測が立てられる。加熱用の導線が主な発生源である放電や、ワイヤの汚染、アルミナボディ、ドリフト距離の違いなどが考えられる。残る C、D のランの結果を見ることで考察を深めていく。

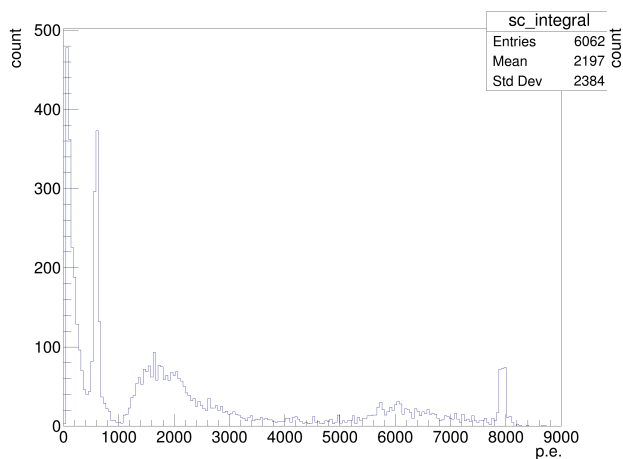


図 5.8 ラン A のトリガーパルスの光量分布

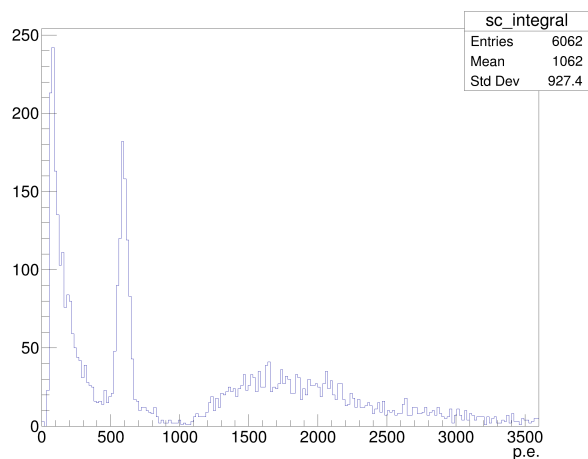


図 5.9 図 5.1 の拡大図

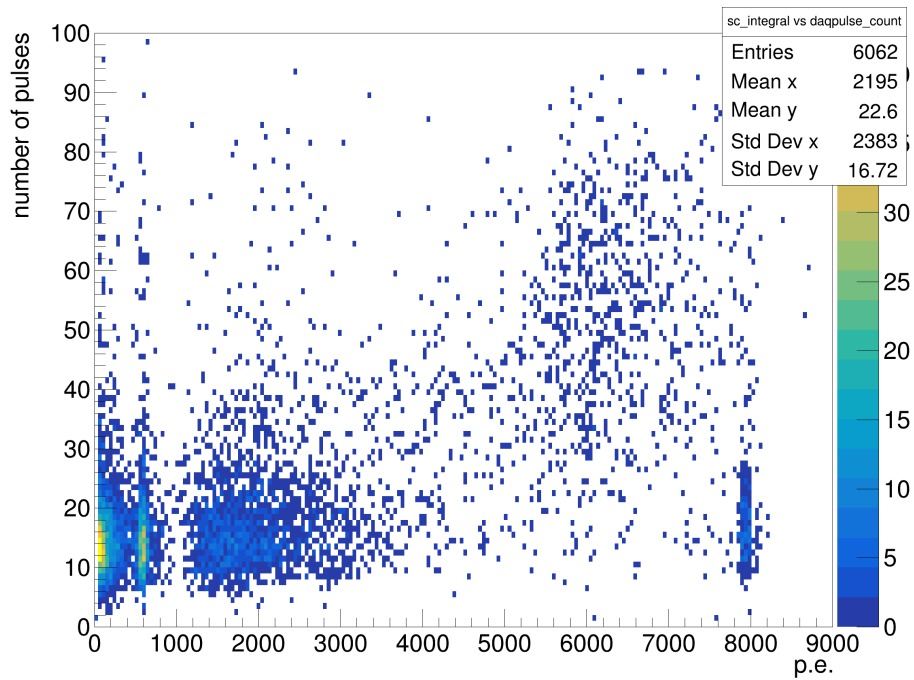


図 5.10 ラン A のトリガーパルスの光量とイベント内のパルス数の 2 次元ヒストグラム

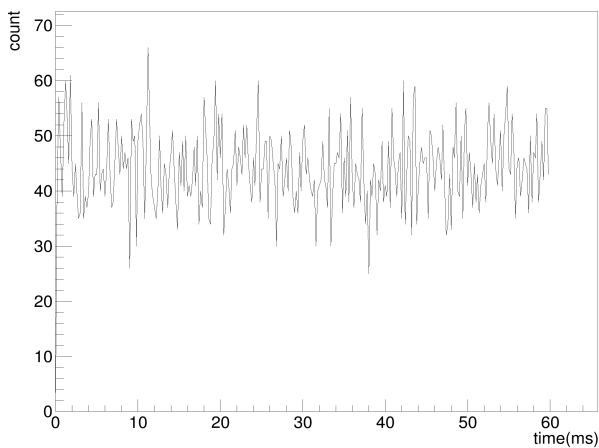


図 5.11 トリガーパルスの光量 500~670 フォトンでカットをかけた場合のパルスの検出タイミングのヒストグラム

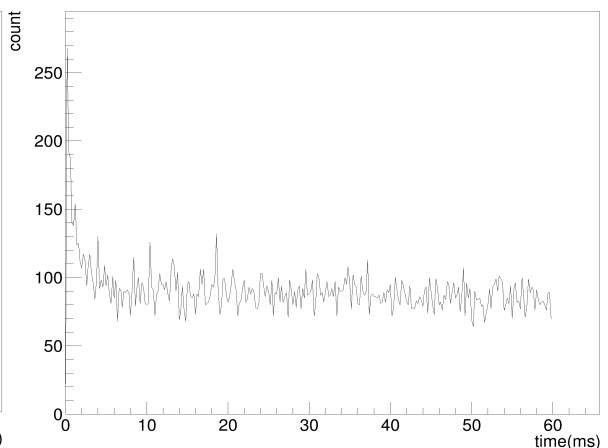


図 5.12 トリガーパルスの光量 1200~2500 フォトンでカットをかけた場合のパルスの検出タイミングのヒストグラム

5.4 表面汚染のあるワイヤによるラン C の結果

次に、ラン A と同一の、溶接を施し、素手での作業を経験したワイヤを用いた表 5.1 におけるラン C の解析結果を説明する。図 5.13、5.14 が、トリガーパルスの光量分布とその拡大図である。

ラン B におけるそれ (図 5.1、5.2) と非常に似通っていることがわかる。また、図 5.15 は、トリガーパルスの光量分布とイベントに含まれるパルス数の 2 次元ヒストグラムである。ラン B における図 5.3 と比較すると、光量 1200 フォトン付近のピークのパルス数が特に減少している。しかし、他のピークと比較すると依然多いことが分かるため、このピーク内の 1368 イベントを信号イベントとする。

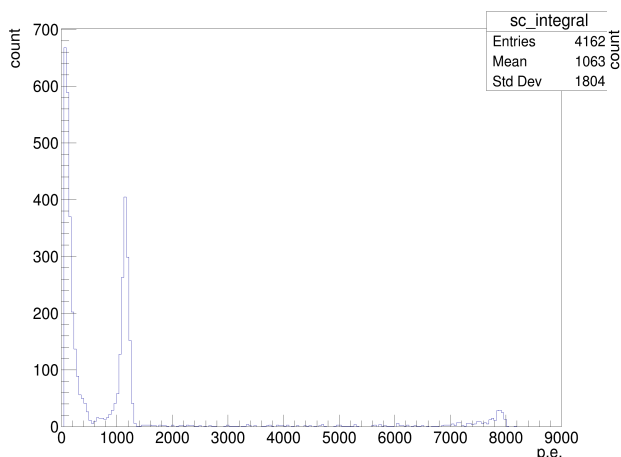


図 5.13 ラン C のトリガーパルスの光量分布

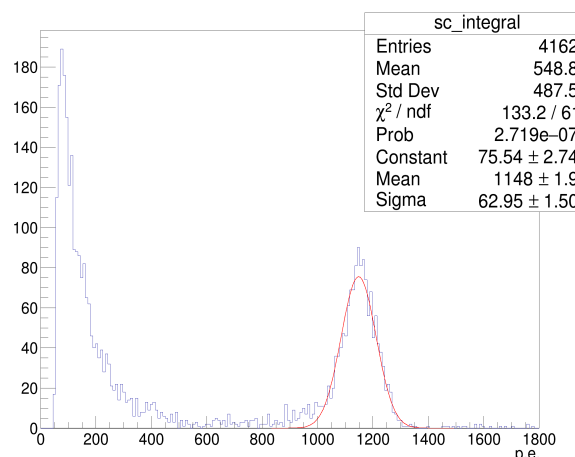


図 5.14 図 5.13 の拡大図

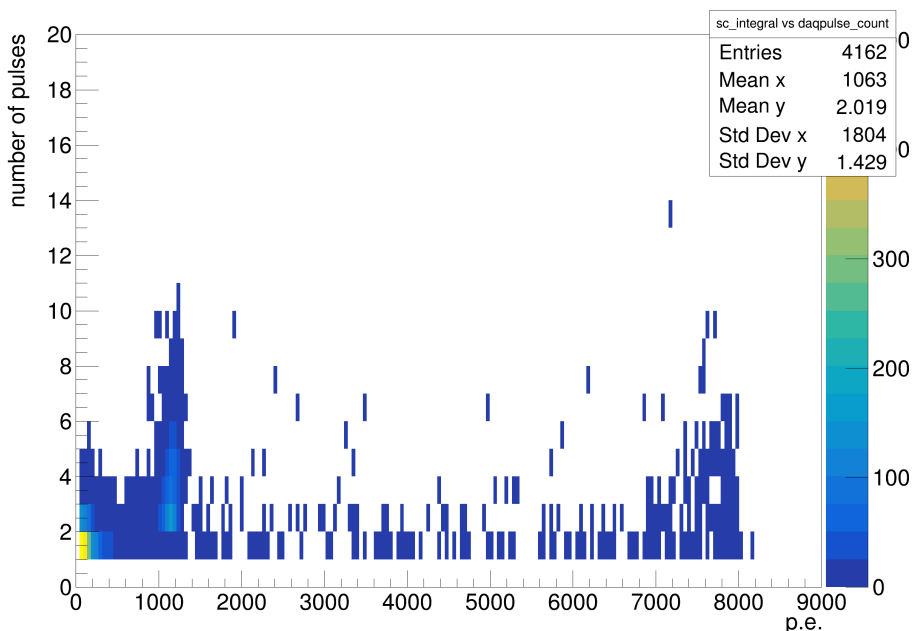


図 5.15 ラン C のトリガーパルスの光量分布とイベントに含まれるパルス数の 2 次元ヒストグラム

図 5.16 は、信号イベントのトリガーパルスを除いたパルスの検出タイミングのヒストグラムである。ラン B と同様に、10 msec 付近に、EL 光と思われるピークが存在する。これをもとに設

定した EL ウィンドウ、イベントウィンドウの後半 1/4 の BG ウィンドウを用いて、ラン B と同様に EL 光のパルス数と光量を見積った結果が表 5.3 である。これより、EL 光のパルス数と光量をラン B と同様に計算した。バックグラウンドパルス数を引いた EL パルス数は 1417 であった。これは、イベントウィンドウ内の全パルス数に対し $1417/3054 = 46\%$ の割合である。一方、BG ウィンドウからラン B と C のイベント当たりのバックグラウンドパルス数を計算すると、

$$B : 93 * \frac{300}{75} * \frac{1}{1209} \simeq 0.31 \text{ pulse/ev} \quad (5.4)$$

$$C : 86 * \frac{300}{75} * \frac{1}{1368} \simeq 0.25 \text{ pulse/ev} \quad (5.5)$$

であり、バックグラウンドパルスも減少している。また、イベントあたりの EL 光パルス数は 1.04、EL 光 1 パルスあたりの光量は 143 フォトンであった。一方、ラン B でのイベント当たりの EL 光パルス数は 4.25、1 パルスあたりの光量は 253 フォトンであった。

この結果から、ワイヤ表面の汚染状態が EL 光の光量、検出パルス数を減少させることが分かる。これは、ワイヤ表面の不純物によって 2 次電子放出が妨げられているためだと考えられる。しかし、ラン C ではバックグラウンドパルス数も共に減少していたことから、ワイヤ表面の汚染はラン A におけるバックグラウンド増加の原因ではないと考えられる。さらに、図 5.16 のピークがおおよそ 50 カウントの高さを持っていることを考えると、図 5.11、5.12 において 50、90 カウントのペDESTAL に埋もれることは考えにくい。したがってワイヤ表面の汚染は、ラン A において EL 光の検出されなくなった主要な原因ではないと考えられる。

図 5.6、5.16 のフィッティング結果を比較すると、ピークを中心地が 14.7 msec から 10.4 msec と変化していることから、汚染されたワイヤの方が 4.3 msec だけ早くドリフトしていることがわかる。一般に、希ガス中の電子のドリフト速度は N_2 、 H_2 などの不純物によって増加することが知られている。[8] によると、イオンは極性を持った不純物分子があるとそれがイオンに引き寄せられドリフトを阻害するため、イオンの移動度が下がるという。しかし、陽イオンのドリフトにおいても、非極性の不純物がドリフト速度を増加する可能性を示していると考えられる。

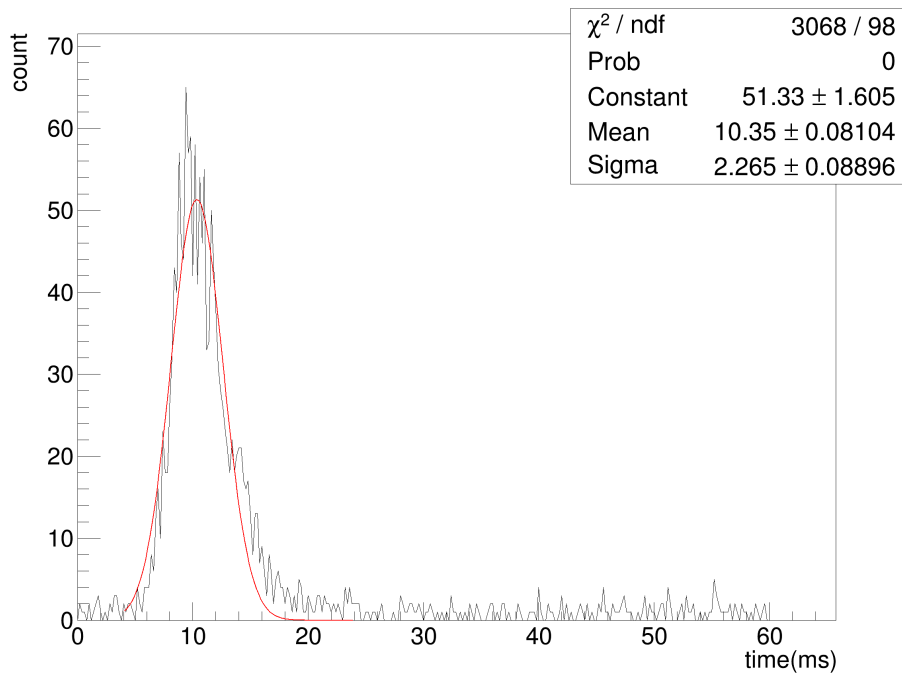


図 5.16 パルスの検出タイミングのヒストグラム

表 5.3 ラン C における各ウィンドウ内のパルス数と光量の総和

	パルス数 (個)	光量 (フォトン)
イベントウィンドウ	3054	4.62×10^5
EL ウィンドウ	1495	2.05×10^5
BG ウィンドウ	86	3.0×10^3

5.5 アルミナブロックを用いたラン D の結果

最後に、表面を汚染されていないワイヤとアルミナブロック 1 枚を用いた D のランの解析結果を説明する。図 5.17~??が、トリガーパルスの光量分布と、トリガーパルスの光量とイベントに含まれるパルス数との 2 次元ヒストグラムである。光量やパルス数から、光量 1200 フォトン付近のピークが Xe シンチレーション光のピークであると予想できるが、図 5.1 のピークと比較すると、右に長いテールを持っている点が異なる。これは、ラン A においてシンチレーション光のピークの可能性があると考えられた、2 つのピークが重なっている可能性がある (図 5.8)。ここでは、テールを含めずにカットをかけた場合と、テールを含めてカットをかけた場合のそれぞれについて、パルスの検出タイミングのヒストグラムを作成した (図 5.20、5.21)。いずれの場合でも、EL 光と思われるピークは見られなかった。また、BG ウィンドウからイベント当たりのバックグラウンドパルス数を計算すると、それぞれ 1.1、2.0 である。

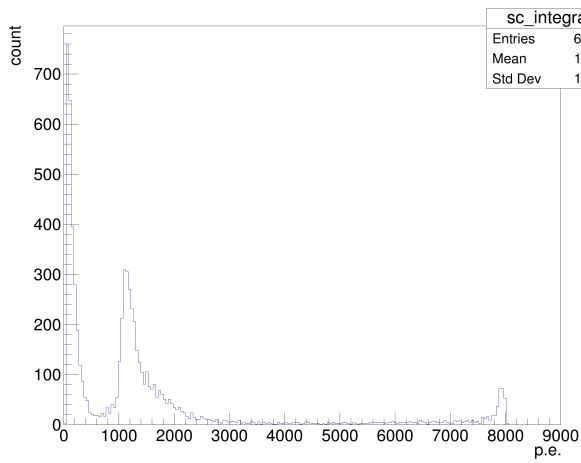


図 5.17 ラン D におけるトリガーパルスの光量分布

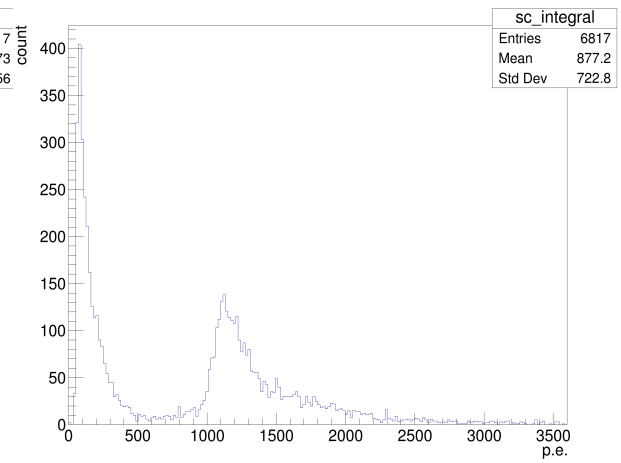


図 5.18 図 5.17 の拡大図

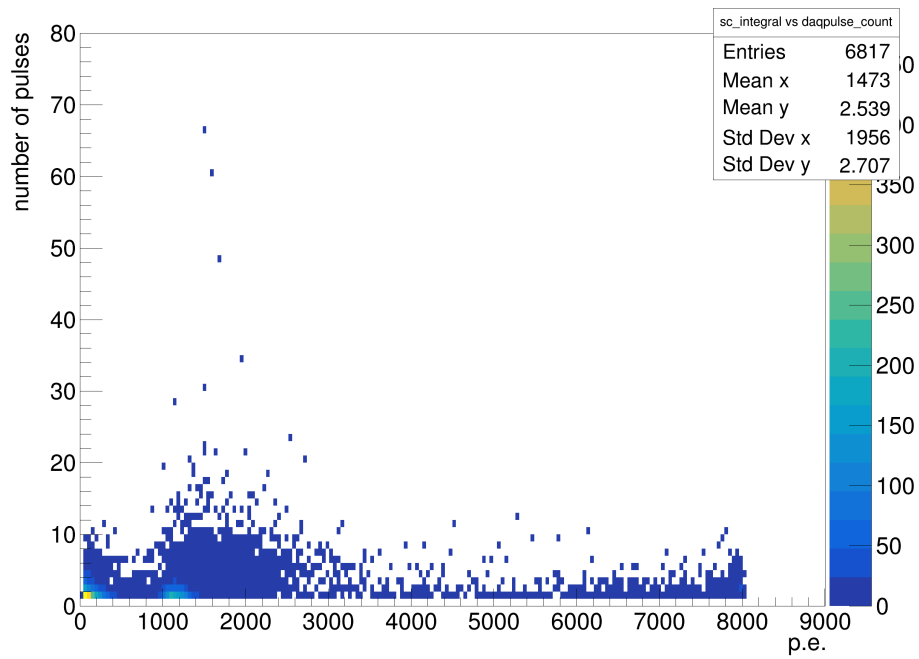


図 5.19 ラン D におけるトリガーパルスの光量分布とパルス数の 2 次元ヒストグラム

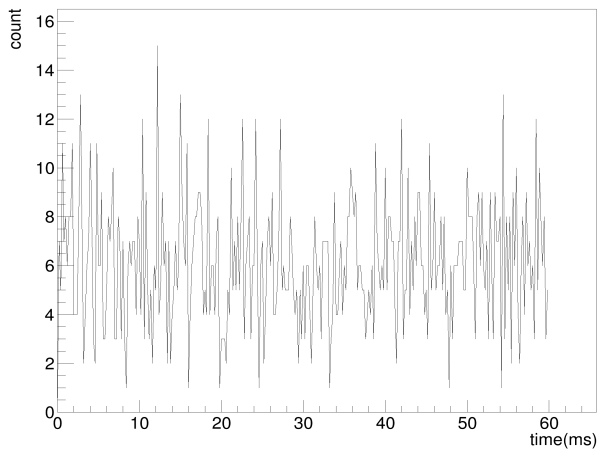


図 5.20 テールを含めずにカットをかけた場合
のパルスの検出タイミングのヒストグラム

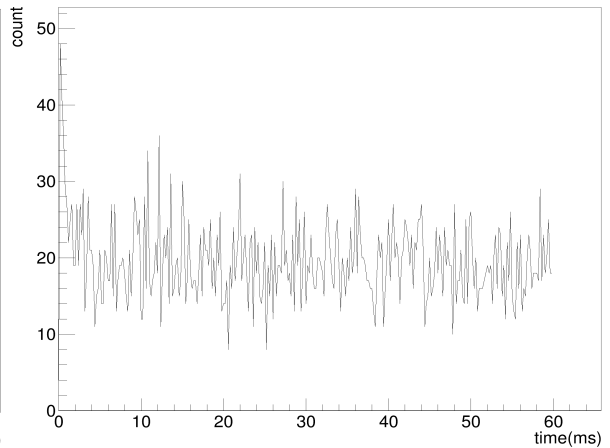


図 5.21 テールを含めてカットをかけた場合の
パルスの検出タイミングのヒストグラム

表 5.4 に、以上の 4 つのランを比較した結果をまとめた。イベントレートに関しては、ラン B、C がほぼ一致しているのに対し、D、A で上昇している。これは、アルミナブロックの枚数による違いの可能性があるほか、A においては加熱用導線が実装されており、放電が観測されている可能性もある。また、陽イオンの EL 光に関しては、汚染されたワイヤを用いたラン C で観測されていたのに対し、A、D では信号が消失していた。これは、バックグラウンドレートの上昇とともに、アルミナが寄与していると考えられる。アルミナは放射線などの入射によって発光する特性を持っているという。混合物の含有率や、結晶構造にもよるが、 γ 線や 1 個の荷電粒子でも発光し、照射量によっては非常に長い時間発光し続けることが知られている。本実験においても、アルミナから何らかの放射があった可能性がある。また、アルミナは 2 次電子放出の多い物質であることが知られている。[16] によると、広い範囲の入射電子エネルギーで 2 次電子放出係数は 1 を超えており、特に 7 keV 以下の入射エネルギーでは非常に大きくなっている。また、電場によって、電子の電界放出が発生している可能性もある。これらの理由でアルミナが電子を大量に検出器内に放出すれば、電子がドリフト電場によってアノード側にドリフトしていき、 Xe^+ イオンをワイヤ近傍に到達する前に中和することで EL 光を発生しないことが考えられる。

アルミナが本実験の環境下でどのような挙動をしているかを正確に知るには、さらなる実験と調査が必要である。いずれにせよ、アルミナが Xe^+ イオンの EL 光の検出を阻害していることが分かった。

表 5.4 4つのランの解析結果。BG レートの括弧内はパルスのタイミングでのカットを別の範囲で行ったもの

	イベントレート (Hz)	EL 光レート (pulse/ev)	EL 光光量 (photon/ev)	BG レート (pulse/ev)
A	0.0971	-	-	15(16)
B	0.0654	4.25	253	0.31
C	0.0650	1.04	143	0.25
D	0.0773	-	-	1.1(2)

第 6 章

ワイヤの種類や電圧に対する依存性

6.1 異なるワイヤでの測定

ワイヤの候補として W、Mo が挙げられる中で、加熱用のセットアップにおいては、Mo に比べ高融点であることと、印加する電力を抑えるためにより細い線径が取得可能な W ワイヤを用いていた。しかし、仕事関数の違いをみると、W よりも Mo の方が 2 次電子放出量に関して有利である。また、4.2 節で述べたように、ワイヤの線径はワイヤ近傍の電場強度に影響し、EL 光の増幅率やワイヤの 2 次電子放出確率に影響を与える。この点で見ると小さい線径の方が有利であるが、極細線は切れやすく、ハンドリングが非常に難しい。加熱試験においては、 $\phi 20 \mu\text{m}$ の W ワイヤは 1300 K を超えたところで断線した。Xe⁺ イオンの検出効率を向上するにあたり加熱が必要となった場合、線径が大きい方が断線しにくく、より高温での加熱が可能となるだろう。EL 増幅率に関しては、4.2 節で述べたように、検出器を簡略化したモデルにおいてはワイヤ線径はほとんど影響がないことが分かっている。ただ、シミュレーションで示したように完全に一様ではないため、測定によって検証することが重要である。また、ワイヤ近傍の電場強度とワイヤの 2 次電子放出確率については理論的な予測が難しく、検証が必要である。本章では、 $\phi 30 \mu\text{m}$ の W ワイヤ、Mo ワイヤを用いてそれぞれ Xe⁺ イオン検出測定を行い、前章でのラン B、 $\phi 20 \mu\text{m}$ の W ワイヤの測定結果と比較することでこれらを検証した。

表 6.1 に、3 つのランのコンディションをまとめた。ラン a が 5 章におけるラン B である。各ランのセットアップの違いはワイヤであるが、このほかに測定結果に大きな影響を与える環境条件として、ガス純度の違いがある。前章で行っていたラン a の測定と、b、c の測定との間にガス循環系のモレキュラーシーブをベーキングして再生処理を行っていた。この処理の前後で露点が大きく改善し、ガス純度が高くなった。ガス純度は、Xe⁺ イオンのドリフト速度やパルスの光量に影響を与えると考えられる。表 6.1 には測定開始時の露点から計算した水分量を示している。

表 6.1 異なるワイヤによる測定のランのコンディション

run	ワイヤ	ドリフト距離 (mm)	測定時間 (sec)	水分量 (ppm)
a	W- $\phi 20\mu\text{m}$	10	58140	22
b	W- $\phi 30\mu\text{m}$	10	234000	0.90
c	Mo- $\phi 30\mu\text{m}$	10	154800	0.69

ラン a の測定については、5 章のラン B の解析を参照されたい。

$\phi 30\mu\text{m}$ の W ワイヤを用いた、ラン b の測定結果を説明する。図 6.1~6.3 に、トリガーパルスの光量と、トリガーパルスの光量分布とイベントに含まれるパルス数の 2 次元ヒストグラムをまとめた。Xe のシンチレーション光と思われる、光量 1600 フォトン付近のピークに属する 5023 イベントを信号イベントとする。

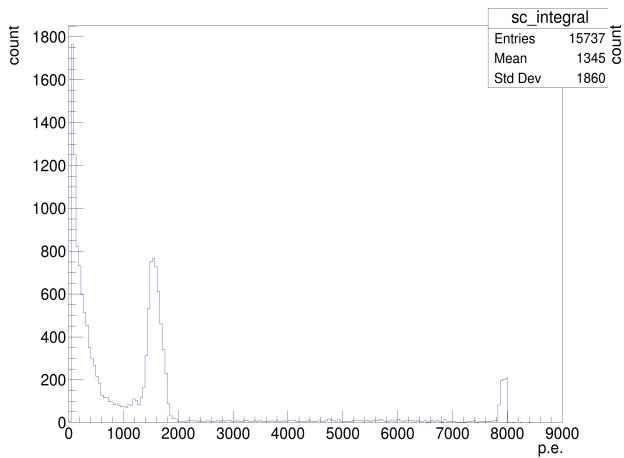


図 6.1 ラン b のトリガーパルスの光量分布

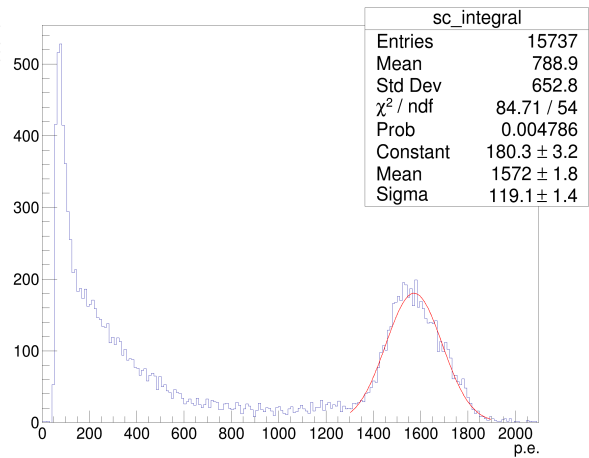


図 6.2 図 6.1 の拡大図

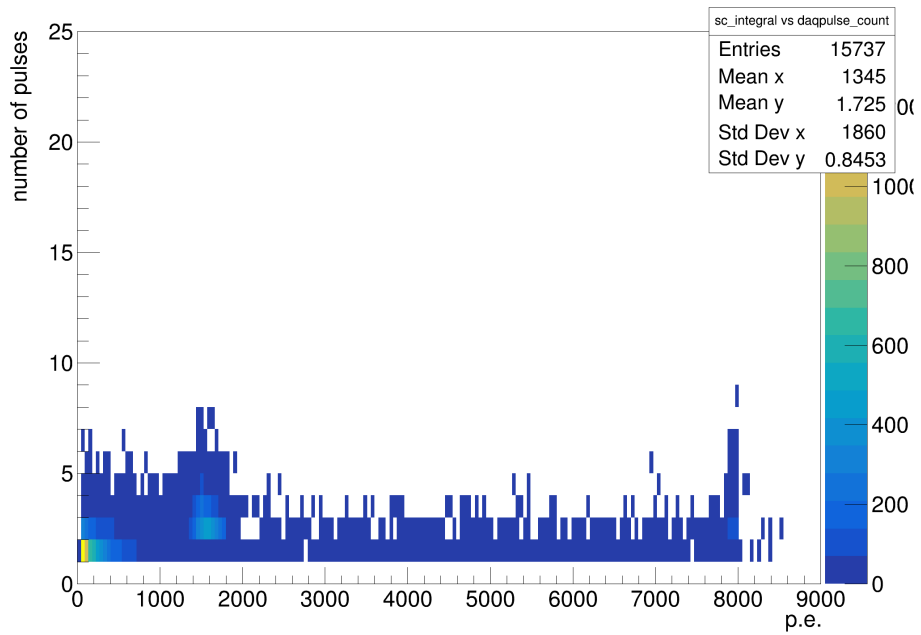


図 6.3 ラン b のトリガーパルスの光量とパルス数の 2 次元分布

図 6.4 が、信号イベントに含まれるパルスの検出タイミングのヒストグラムである。9 msec 付近に Xe^+ イオン由来の EL 光と思われるピークが見える。この図から、ラン a と同様の手法でパルス数や光量を見積った。また、図 6.5 が、EL ウィンドウ内のパルスの光量分布である。

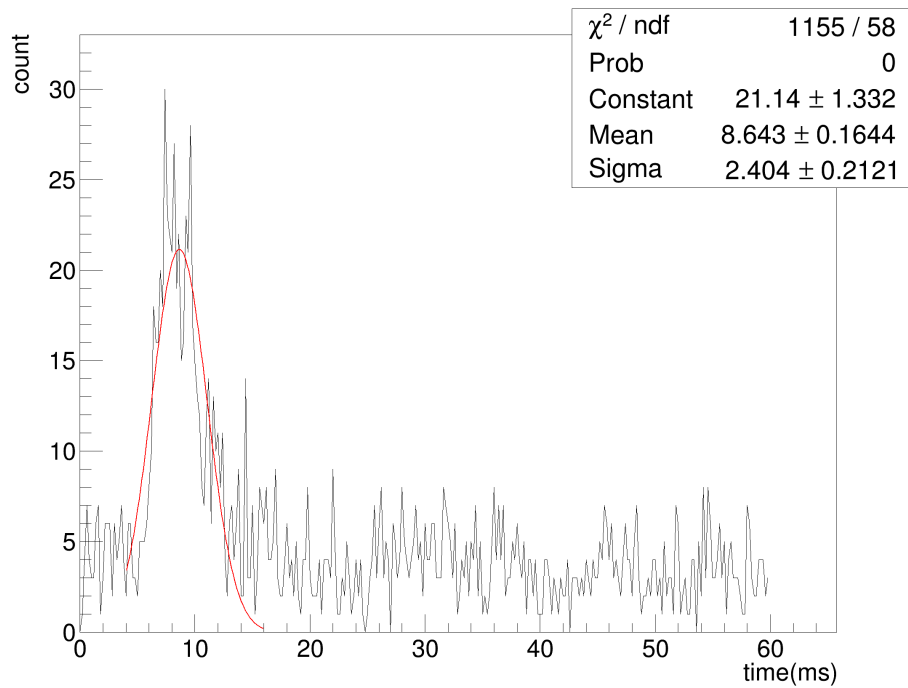


図 6.4 ラン b の信号イベントに含まれるパルスの検出タイミングのヒストグラム

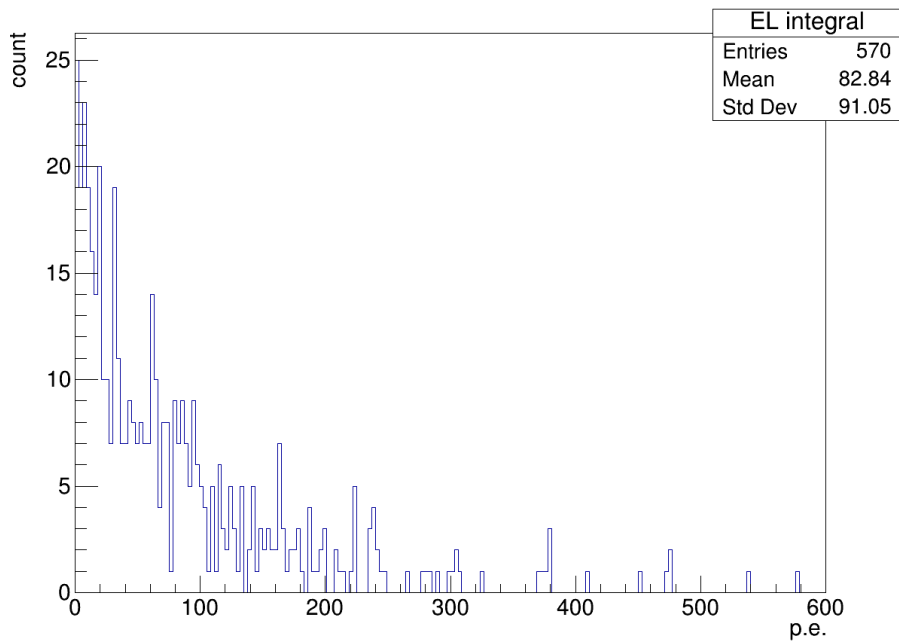
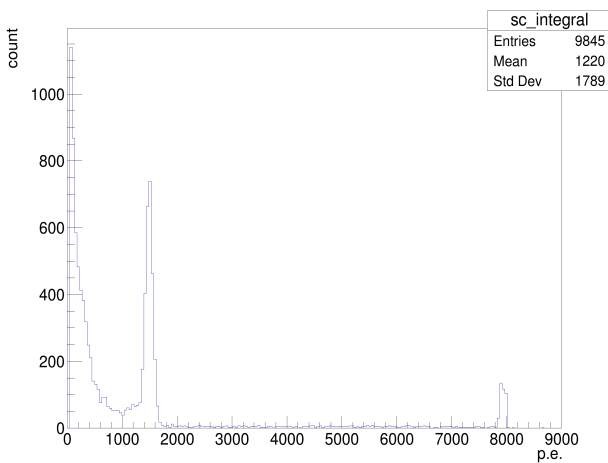


図 6.5 ラン b の EL ウィンドウ内のパルスの光量分布

次に、 $\phi 30 \mu\text{m}$ の Mo ワイヤを用いた、ラン c の測定結果を説明する。図 6.6~6.8 によって、トリガーパルスの光量分布における光量 1500 フォトン付近のピークに含まれる 2755 イベントを信号イベントとした。また、図 6.9 が、信号イベントのパルスの検出タイミングのヒストグラムである。この図から、他のランと同様に EL 光のパルス数や光量を見積った。図 6.10 が、EL ウィンドウ内のパルスの光量分布である。



これは、

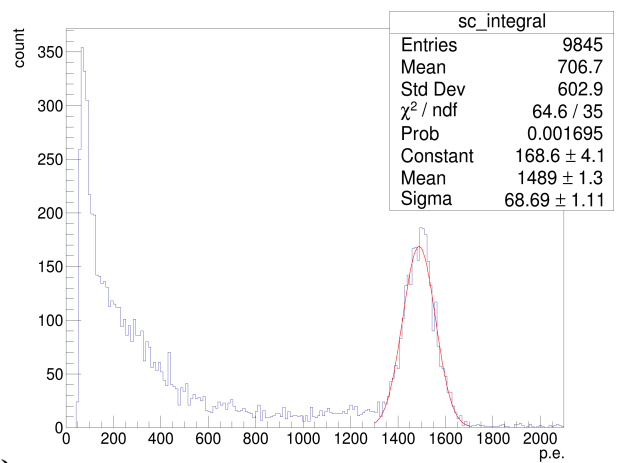


図 6.6 ラン c のトリガーパルスの光量分布

図 6.7 図 6.6 の拡大図

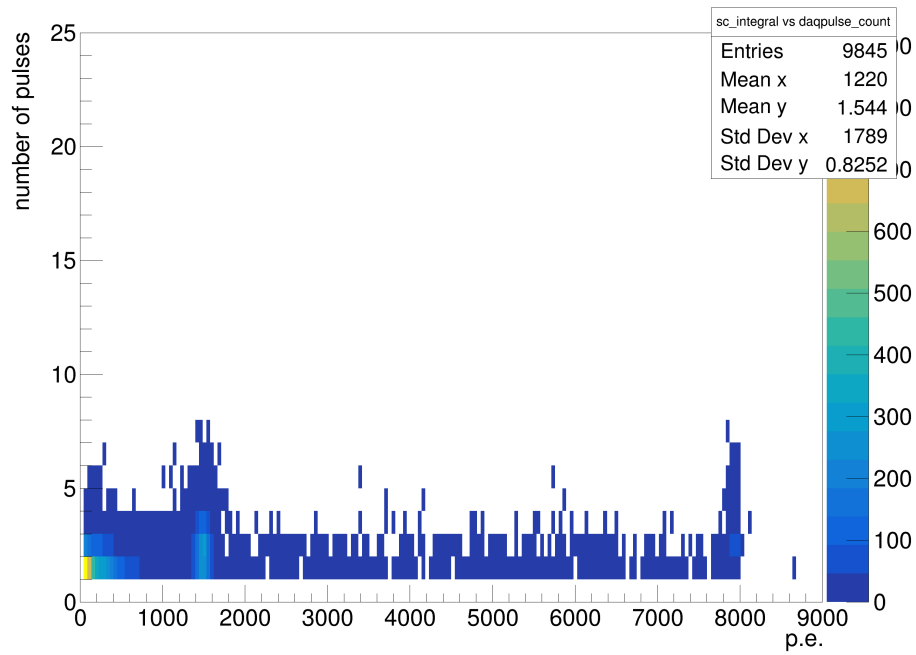


図 6.8 ラン c のトリガーパルスの光量とパルス数の 2 次元分布

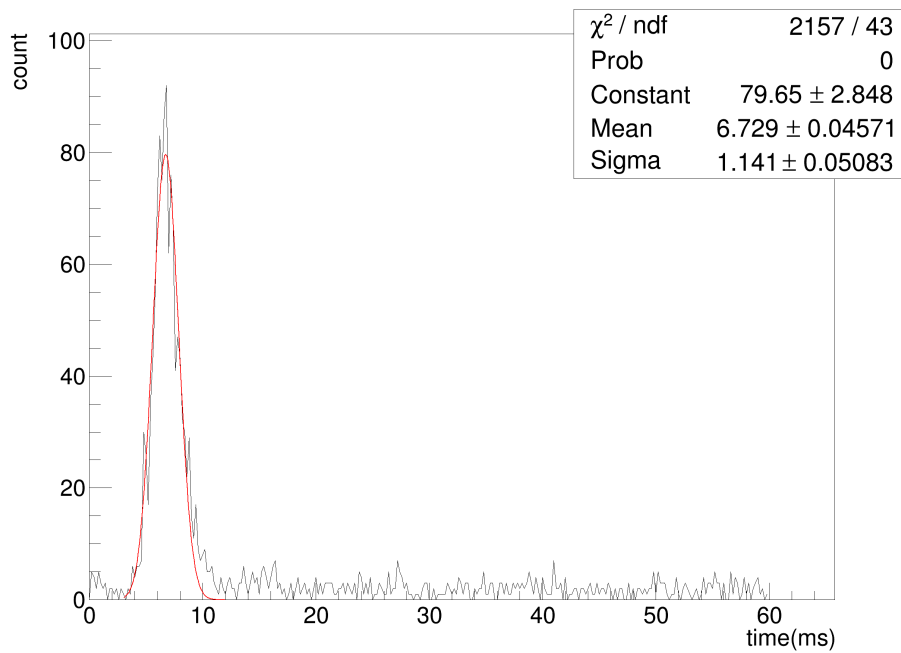


図 6.9 ラン c の信号イベントに含まれるパルスの検出タイミングの分布

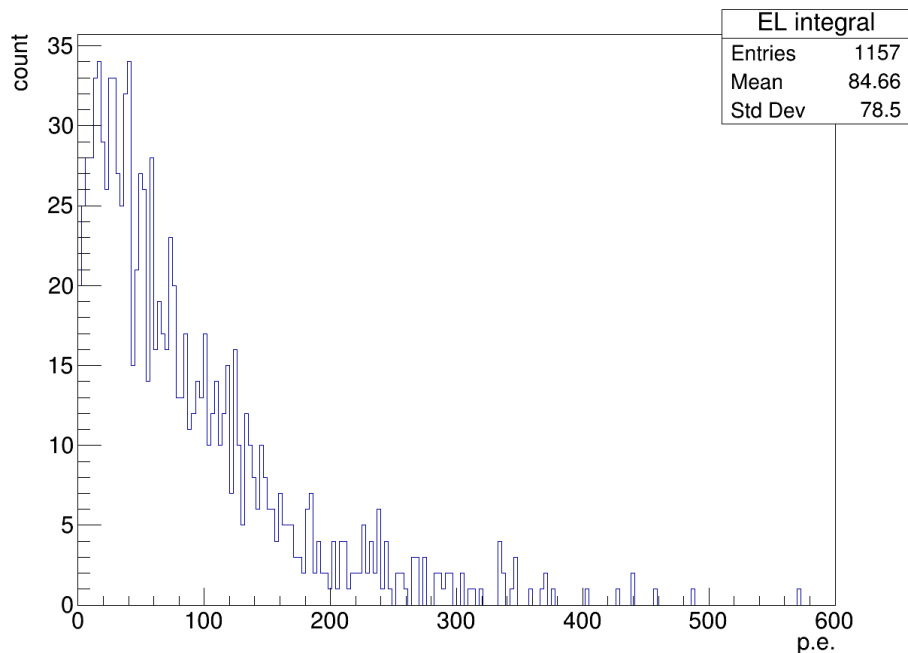


図 6.10 ラン c の EL ウィンドウ内のパルスの光量分布

表 6.2 に、3つのランの測定結果をまとめた。取得したイベント数をデータ取得時間で割ることで計算したイベントレートは、もっとも値が異なるラン b、c を比較しても約 6 % の違いであり、3つのランで大きな差は見られなかった。バックグラウンドパルスのレートは、ラン b、c と比べてラン a が 50 % ほど高い。考えられる原因としては、ワイヤ線径の違いによるワイヤ近傍の電場の大きさの他に、ガス純度の違いなどである。

ラン a、b から、線径による EL 光のパルス数、光量の違いを考察する。EL 光のパルスのレートは、ラン a に対してラン b は約 1/50 の大きさである。これは、ワイヤ近傍の電場が 187 kV/cm/bar から 132 kV/cm/bar と小さくなったことにより、ワイヤからの 2 次電子放出が減少したためであると考えられる。EL 光パルスの光量は、ラン a に対してラン b は約 1/36 である。4.2 章において、ワイヤの線径が $\phi 20 \mu\text{m}$ である場合と $\phi 30 \mu\text{m}$ である場合の EL 増幅率についてはほとんど変わらないことを確認した。一方、電子の増幅率は、およそ 5 倍の差が生まれることを確認している。光量に関しては電子増幅の寄与があると考えられる。しかし、光量がこれ以上に異なる理由は不明である。

次に、ラン b、c から W と Mo の、ワイヤの仕事関数の違いによる EL 光のパルス数、光量への影響を考える。EL 光のパルス数は、ラン b に対してラン c はおよそ 4.6 倍大きかった。これは図 3.3 において、W と Mo の仕事関数の違いから 2 次電子放出が上昇したという事実と一致する結果である。光量に関しては、およそ 10 倍の差が見られた。イオン化エネルギーとワイヤの仕事関数の 2 倍の差によって 2 次電子は放出されるが、Mo のワイヤの方が仕事関数が小さい分、放出に必要なエネルギーが小さいため 2 次電子の運動エネルギーが大きいことが推察される。そのため、2 次電子の運動エネルギーが大きいことが、EL 光の光量の増大に寄与していることが一因として考

えられる。

表 6.2 3つのランの解析結果

	イベントレート (Hz)	シンチレーション光量 (photon/pulse)	EL パルス数 (pulse/ev)	EL 光光量 (photon/pulse)	EL 光パルスタイミング (ms)	BG(pulse/ev)
a	0.0654	1164	4.25	253	14.7	0.31
b	0.0673	1572	0.0854	7.08	8.64	0.21
c	0.0636	1489	0.396	74	6.72	0.20

6.2 電場依存性

本項では、ワイヤへの印加電圧を変化させることで、陽イオンの EL 光のパルス数や光量の電場依存性を測定した結果を報告する。測定では、 $\phi 30 \mu\text{m}$ の Mo ワイヤを用い、ワイヤへの印加電圧を -1500 V、-1650 V、-1800 V、-1950 V の 4 段階で測定した。-1500 V は前章のラン c である。

表 6.3 に各ランのコンディションをまとめた。電場は、式 (4.3) によってワイヤ表面での大きさを計算した。また、4.3 節で説明した通り、測定容器の圧力は、キセノン導入時のガス圧力を見て、ガス循環時の流量をバルブで制御することで調整するという経験的な操作で行われている。そのため、キセノン導入時の圧力によっては、流量調整によって 1 bar にチューンできないことがある。ラン 3 において圧力が 1 bar へ調整できず大きくなっていったことから、換算電場が小さくなっている。

表 6.3 Xe^+ イオンによる EL 光パルスの検出効率の電場依存性を測定したランのコンディション。電場はワイヤ表面での大きさである。

ラン	電圧 (V)	圧力 (bar)	換算電場 (kV/cm/bar)	水分量 (ppm)	イベントレート (Hz)	BG(pulse/ev)
1	-1500	1.00	131	0.69	0.0636	0.20
2	-1650	1.04	138	1.07	0.0661	0.27
3	-1800	1.19	132	2.48	0.0664	0.24
4	-1950	1.00	171	1.16	0.0620	0.28

図 6.11 に、電場とイベントあたりの EL 光のパルス数の関係を示した。6.1 節での W ワイヤの結果も追加している。ラン 3 のデータを除けば、電場の大きさに伴い、EL 光のパルス数が増加していることが分かる。EL 光のパルス数の変化の要因となるのは、 Xe^+ イオンのワイヤへ到達する数と、ワイヤからの 2 次電子放出数である。 Xe^+ イオンの数に関して、電場が大きくなることでイオンの再結合を抑制し、ドリフトするイオンの数を増加させる。また、2 次電子放出に関して、ワイヤ近傍の電場が大きくなることにより、2 次電子の後方散乱が抑えられることで 2 次電子放出確率が増大する。これらの効果により、電場が大きくなることで EL 光のパルス数が増大したと考えられる。

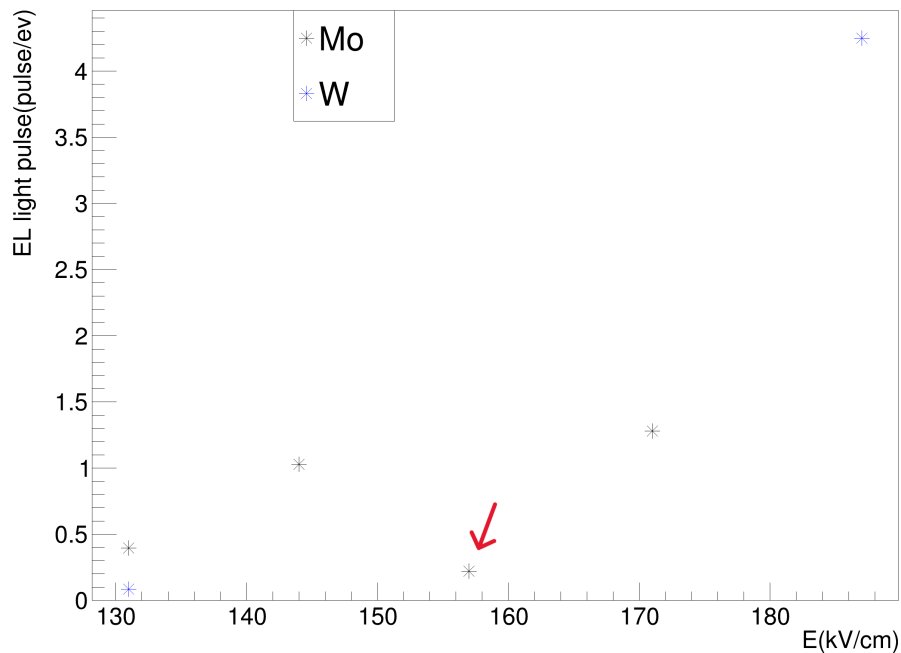


図 6.11 Xe^+ イオンによる EL 光のパルス数の電場依存性。電場はワイヤ表面での大きさである。矢印で示した点がラン 3。

ラン 3 に関して、他のランの比較すると、圧力が 1 bar から約 20 % ずれてしまっていた。希ガス中のキャリアのドリフトに関するパラメータはしばしば、圧力或いはガス密度の影響を考慮して換算電場に対する関係で表される。図 6.12 に換算電場に対するイベントあたりの EL 光パルス数の関係を示した。換算電場で比較すると、条件の近いラン 1 に近いパルス数となった。ラン 3 ではまた、露点に代表されるガス純度が悪かった。極性のある不純物は、 Xe^+ イオンに集まってクラスターを形成し、 Xe^+ イオンの移動度を大きく制限する [8]。これによってワイヤへ到達するイオンの数が減少していることが考えられる。また、ワイヤ表面に付着する不純物が増加しているようなことがあれば、それによって 2 次電子放出を妨げていることも考えられる。

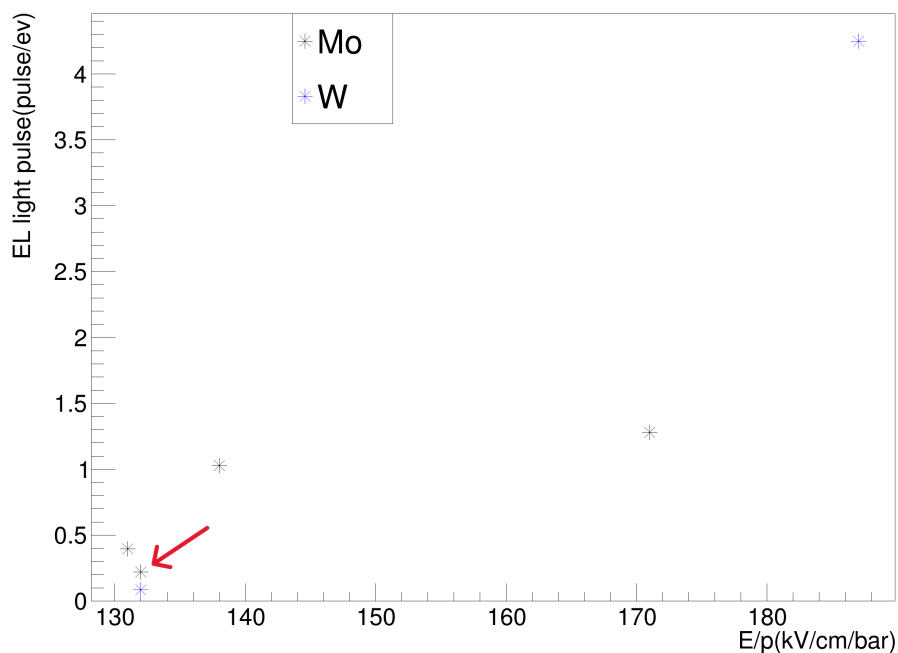


図 6.12 Xe⁺ イオンによる EL 光のパルス数の換算電場依存性

図 6.13 に、EL 光パルスの光量と電場の関係を示した。矢印で示した点がラン 3 のデータ点である。描写してある関数は、EL 光パルス光量に寄与する主な量は、EL 光の増幅率である。EL 増幅率は、圧力が一定ならば、電場 E に対し線形である。ラン 3 は圧力が大きいことによって EL 増幅率が小さくなっていると考えられる。また、Xe のシンチレーション光は分子性ガスの不純物や、水分の存在により光量が小さくなることが知られている。そのため他のランに比べガス純度が悪いことも光量を制限していると考えられる。

ラン 3 のコンディションが悪化した原因は、直前に AXEL180L 試作機に導入した Xe を使用したこと、圧力調節が曖昧なことである。180L 試作機は、アウトガスが非常に多く、ガス純度を低下させる遠因となっていることが分かっている。また、ガス圧の調節は 4.3 節で説明したように、導入したキセノンの量に応じてガス循環流量を調節することで行っているが、キセノンの導入は、液体キセノンの蒸発によって行っているため、量を精度よく調節することが難しい。これらのことから、ラン 3 のコンディションが悪化した。

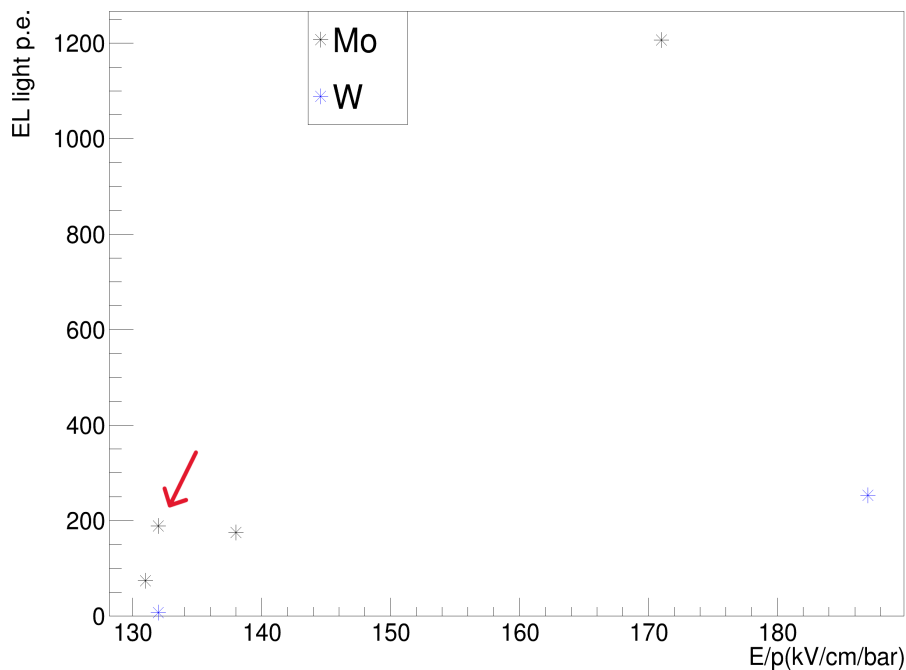


図 6.13 Xe⁺ イオンによる EL 光パルス光量の換算電場依存性。矢印で示した点がラン 3 である。

W と Mo の結果を比較する。EL 光のパルス数に関しては、図 6.12 から、それぞれ換算電場の依存性は見られたが、W の増加率の方が Mo の増加率より大きいという結果であった。これは、より仕事関数が小さい Mo の方が 2 次電子放出確率が大きいことと矛盾する。特にラン 4 が他のランから予想される Mo の増加率に対して小さな値となっている。真空パックから開封したワイヤは、デシケータでシリカゲルによって湿度管理しながら空気中で保存される。ラン 4 を除く全てのランでは、開封直後のワイヤ、或いは測定容器内で真空中で保存されたものを使用しているのに対し、ラン 4 ではデシケータ内で空気中で保存されたものを使用している。このことから、ラン 4 においてワイヤ表面状態が悪化していたことが考えられる。

EL 光の光量に関しては、W ワイヤに対して Mo ワイヤの方が大きな光量であった。表 6.4 に、代表してラン 1、4 と 6.1 節での $\phi 20 \mu\text{m}$ の W ワイヤを用いたランにおける、式 (4.5)、(4.11) から計算した 2 次電子 1 個あたりの電子増幅、EL 増幅を書けることで求めた予想される光子数と、測定で検出された光子数をまとめた。ラン 1 を基準にして、それぞれのランの光子数の倍率を計算する。6.1 節での $\phi 20 \mu\text{m}$ の W ワイヤを用いたランについては、予想光子数が 4.6 倍、検出光子数が 3.5 倍であった。ラン 4 では、予想光子数が 10.9 倍、検出光子数が 16.3 倍であった。よって、光子数の違いは予想されるものとおよそ一致していると考えられる。

表 6.4 3つのランの電子増幅と EL 増幅から予想される光子数と検出光子数

	ワイヤ線径 (μm)	電圧 (V)	電子増幅 (個)	EL 増幅 (個)	予想光子数	検出光子数
	$\phi 20$	-1500	32	168	5376	253
ラン 1	$\phi 30$	-1500	7	167	1169	74
ラン 4	$\phi 30$	-1950	56	227	12712	1207

6.3 MgO 薄膜の結果

本項では、 $\phi 30 \mu\text{m}$ の Mo ワイヤに 15 nm の MgO 薄膜を形成したワイヤを用いて Xe⁺ イオン検出測定を行った結果を報告する。表 6.5 に、測定のコンドィションと解析結果をまとめた。ただし電場は、前章と同様に 4.2 章で説明したシミュレーションによる手法を用いて求めた。

表 6.5 15 nmMgO 薄膜 Mo ワイヤの測定のコンドィションと解析結果

コンドィション		測定結果	
電圧 (V)	-1800	イベントレート (Hz)	0.0645
圧力 (bar)	1.03	BG(pulse/ev)	0.24
換算電場 (V/cm/bar)	306	EL 光パルス (pulse/ev)	0.114
水分量 (ppm)	1.02	EL 光子数 (photon/pulse)	614

図 6.14、図 6.15 はそれぞれ、前章の対応するプロットに MgO 薄膜ワイヤを用いた測定の結果を追加したもので、換算電場に対する EL 光のパルス数、EL 光子数の関係である。同じ電場強度で測定した前章でのラン 3 と比較すると、検出パルス数はより減少しているのに対し、EL 光子数は回復していることが分かる。検出パルス数に関して、測定のコンドィションを比較すると、圧力と露点は前章のラン 3 以外のランと同水準であることから、MgO 薄膜の影響によって減少していると考えられる。一方 EL 光子数に関しては、ラン 3 から回復している。これらの MgO 薄膜の影響は、同じ電子増幅率、EL 増幅率を実現したランが存在しないことや、ガスの不純物が光量にどれだけ大きく影響するか分からないこと、MgO 薄膜の 2 次電子放出の詳細なメカニズムが不明であることなどから、断定は難しい。理解を深めるには、測定時のコンドィション調整の技術向上のうえで、様々な測定条件で測定を重ねる必要があるだろう。

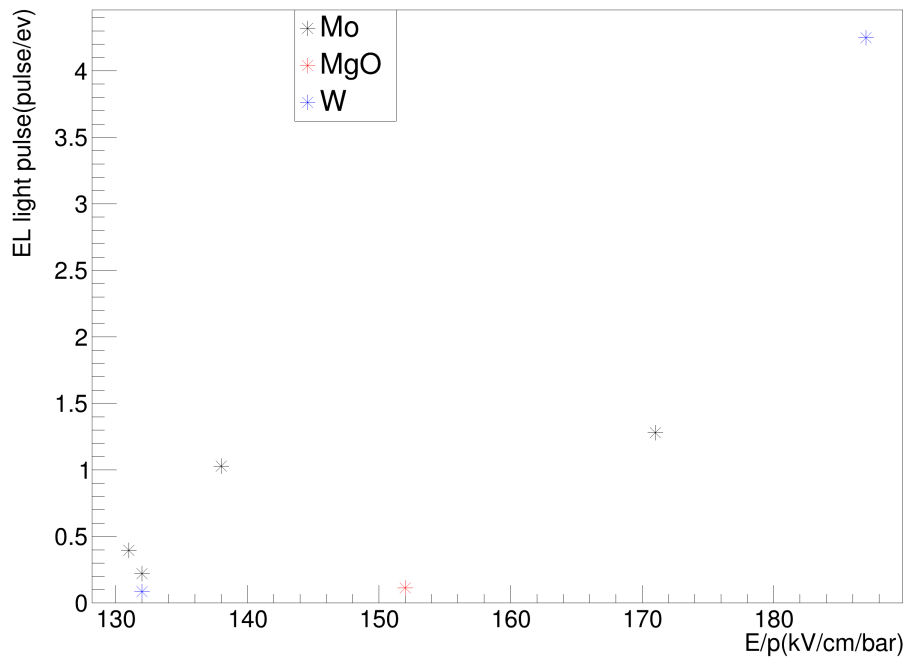


図 6.14 図 6.11 に、MgO 薄膜ワイヤを用いた測定の結果を追加したもの

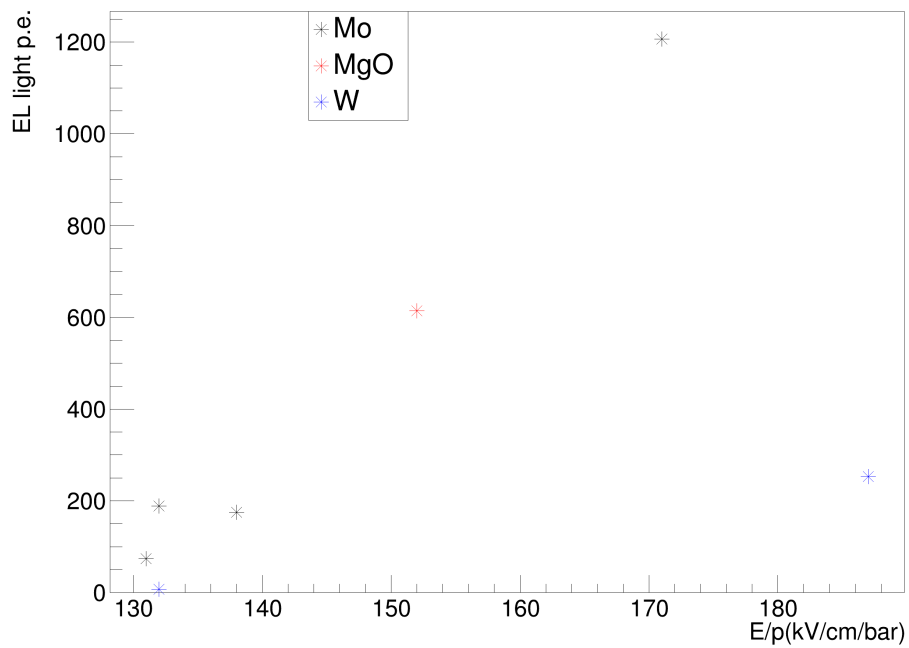


図 6.15 図 6.13 に、MgO 薄膜ワイヤを用いた測定の結果を追加したもの

第7章

まとめと今後の展望

ニュートリノのマヨラナ性を検証するために、ニュートリノを放出しない2重ベータ崩壊 ($0\nu\beta\beta$) を観測することは重要である。非常に稀な現象である $0\nu\beta\beta$ の観測には、崩壊核の大質量化、低背景事象環境、高エネルギー分解能が重要である。AXEL 実験では、高圧キセノンガス TPC を用いて $0\nu\beta\beta$ の観測を目指している。 ^{136}Xe を崩壊核かつ検出媒体として高圧で運用し、電離電子によるエレクトロルミネッセンス過程 (EL 過程) によって信号読み出しをするとともに飛跡を再構成することで大質量、低背景事象環境、高エネルギー分解能を同時に達成する。一方、電離電子と比べてドリフト中の拡散が小さい Xe^+ イオンによって飛跡を再構成することで、より精確な飛跡が得られると期待される。ただし、信号として読み出すには電子を陽イオンのイオン化エネルギーによって発生させる必要があり、 Xe^+ イオンの検出は技術的な障壁が高い。本研究では、高圧キセノンガス TPC 中の Xe^+ イオン検出を念頭に、 Xe^+ イオン検出技術の確立を目指した。

本研究では、加熱によるワイヤ表面の清浄化、ワイヤ仕事関数の違い、ワイヤ線径、印加電圧を変えることによる電場強度の違いの4つの条件について Xe^+ イオンの検出効率の違いを測定した。また、モリブデンワイヤ表面に MgO 薄膜を形成することによる検出効率の向上を試みた。

加熱によるワイヤ表面の清浄化を図った測定は、加熱に伴い変更したセットアップにおいて、バックグラウンドが大幅に増加したうえ、 Xe^+ イオンによる EL 光が検出されなくなるという結果となった。その原因特定のための測定によると、ワイヤを支えるアルミナが信号を消失する原因となっていると考えられた。また、溶接時の素手での接触によるワイヤ表面の汚染が、EL 光の検出パルス数、光量を低減することが分かった。一方、加熱試験の結果からは、アルミナではなく PTFE でもワイヤを支えられることが分かったため、PTFE に変更して加熱による効果を確認することが望まれる。

線径の異なるタングステンワイヤの比較を行った測定では、ワイヤ線径の違いが EL 光のパルス数、光量に大きく影響することが分かった。パルス数の減少は、2次電子放出確率の低下によるものと考えられる。光量の変化については、電子増幅率の違いが一因であると考えられるが、その他の原因の特定が必要である。また、今後様々な線径での測定をすることが理想的であるが、求める線径のワイヤを入手することは容易ではない。そのため、他の測定条件との兼ね合いによって、最適な線径を見出すことが求められる。また、タングステン、モリブデンを用いた仕事関数の依存性

を調べた測定では、仕事関数の小さいモリブデンワイヤが EL 光のパルス数、光量ともに増大するという結果となった。

印加電圧を変化させることによる電場依存性を $\phi 30 \mu\text{m}$ の Mo ワイヤを用いて調べた測定では、印加電圧を大きくすることで EL 光のパルス数、光量ともに向上するという結果となった。一方、予想に反して、 $\phi 20 \mu\text{m}$ の W ワイヤ表面と同程度の電場を印加しても $\phi 30 \mu\text{m}$ の Mo ワイヤでは陽イオン検出数は $\phi 20 \mu\text{m}$ の W ワイヤに及ばなかった。今後さらなる測定が望まれるが、ガス純度、ガス圧など測定のコンドィションによる検出効率の変化、測定のコンドィションを一定に保つ技術の確立が必要である。

謝辞

本研究室、また AXEL のメンバーとして、素粒子物理の研究に携わり、この修士論文を書き上げるにあたり、ご協力いただいた多くの方々に感謝の意を表したいと思います。

市川さんには、研究についての相談をはじめとして、様々な助言や指導をいただきました。特に、市川さんの物理についての直感的な説明は駆け出しの修士学生にとって非常に助けになるものでした。学生に可能な限りの裁量権を与えながら、困ったときは丁寧にアドバイスをくださるので、のびのびと研究出来ましたし、大きく成長することが出来ました。

中村輝石さんには、研究の、特に技術的なことを細かく教えていただきました。また、普段から学生と近い距離感で接して下さり、楽しい研究生活を過ごすことができました。

潘さん、吉田さんをはじめとした AXEL メンバーには、ミーティングでの様々なアドバイスをいただきました。私の研究の先行研究をされていた中村和広さんには、卒業された後にも色々アドバイスをいただきました。また、京都での実験作業の全てに協力して下さり、研究についての相談に乗って下さった菅島さんには、本当に感謝しています。

その他、研究協力していただいた企業の方々、学生生活を支えてくれた友人、研究室メンバー、これまでずっと応援してくれた家族に感謝します。

参考文献

- [1] W. Pauli, Letter of 4 December to L. Meitner et al., 1930
- [2] F. Reines and C. L. Cowan. Detection of the Free Neutrino. *Phys. Rev.*, Vol. 92, pp.830 – 831, Nov 1953.
- [3] Y. Fukuda, et al. Evidence for Oscillation of Atmospheric Neutrinos. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 81, pp. 1562 – 1567, Aug 1998
- [4] Tsutomu Yanagida. Horizontal Symmetry and Masses of Neutrinos. *Progress of Theoretical Physics*, Vol. 64, No. 3, pp. 1103 – 1105, 1980.
- [5] Sacha Davidson, Enrico Nardi, and Yosef Nir. Leptogenesis. *Physics Reports*, Vol. 466, No. 4, pp. 105 – 177, 2008.
- [6] J.J. G´omez-Cadenas and J. Mart´in-Albo, ” Phenomenology of Neutrinoless Double Beta Decay” , PoS GSSI14 004, 2015
- [7] S. Abe et al., First Search for the Majorana Nature of Neutrinos in the Inverted Mass Ordering Region with KamLAND-Zen, <https://arxiv.org/abs/2203.02139>, March 7 2022
- [8] E. Aprile, A.E. Bolotnikov, A.I. Bolozdynya, and T. Doke. *Noble Gas Detectors*. WILEY-VCH, 2006.
- [9] C.M.B. Monteiro, et al. Electroluminescence yield in xenon gas detectors. *REVISTA DODETUA*, Vol. 4, 2007
- [10] H. Uchiie, *Electronic States in Insulator Induced by Ion Bombardment*, 1981
- [11] Lior Arazi, *J. Phys.: Conf. Ser.* 1029 012004, 2018.
- [12] F.Sauri, *Principles of Operation of Multiwire Proportional and Drift Chambers*, 1977.
- [13] <https://root.cern/>
- [14] Eligiusz Pawłowski, <http://elektron.pol.lublin.pl/elekp>, 2015.
- [15] <https://www.fintech.co.jp/etc-data/kinzoku-teikouchi-data.htm>
- [16] S.Michizono et al., Annealing Effects on Secondary Emission and Charging of Alumina Ceramics, *IEEEJ Transactions on Fundamentals and Materials*, vol. 119, issue 5, pp. 562-567, 1999