

高密度気体キセノン中の電子輸送過程 の研究 電子の流動及び拡散の密度依存性

Studies on electron transport processes in high-density
gaseous xenon

- Dependence of electron drift and diffusion
on gaseous density -

2012年10月

早稲田大学大学院 先進理工学研究科
物理学及应用物理学専攻 宇宙放射線物理学研究

草野 広樹

序文

キセノンは放射線の検出媒体として優れた特性を有し、キセノンを利用した検出器は様々な分野で利用されている。近年、キセノンを高密度気体の状態で利用することにより独自の利点を持つ放射線検出器を構築できることから、高密度気体キセノン放射線検出器の研究開発が進められている。その利点の一つとして、検出器内に生成された電荷の三次元的な位置情報を取得できる点が挙げられ、適切な気体密度を選べば荷電粒子の飛跡を得ることも可能である。この検出器の原理は、キセノンでは電離電子信号とシンチレーション発光信号の同時観測が可能であることを利用して、それぞれの信号からの時間情報と、電離信号からのエネルギー情報及び位置情報を組み合わせ、検出器内で生成された電荷位置の再構成を行うことに基づいている。こういった検出器の実現のためには、高密度気体キセノン中での放射線による電離・発光過程、さらに電場による電子輸送過程に対する理解が必須であると言える。

しかしながら、高密度気体キセノン中でのそれらの基礎過程には、多くの未解明な点が残されている。電子輸送過程においては、移動度の測定はしばしば行われてきたものの、拡散係数の測定例は大気圧付近ですら少なく、高密度領域においてはほとんど存在しない。また、励起係数や電離係数についても希薄気体での測定が中心であり、高密度領域での研究は不十分であると言える。一方で、シンチレーション過程においては、シンチレーション発光量の測定は高密度領域ではやはり少なく、一つの光子を生成するのに必要な平均エネルギー W_0 値の絶対値は十分に決定されていない。次世代の高密度気体キセノン放射線検出器のためには、特に電子の移動度は電子の収集時間を決定するため、また電子の拡散係数は位置分解能に対する制限を与えるため、必要不可欠な量である。さらに、シンチレーション発光量は検出器の幾何的な設計、受光素子の選定、検出効率の決定のために重要である。また、実際には検出器は電場を印加した状態で動作するため、電場を印加した場合の電離電子収量とシンチレーション光子収量の関係も同様に重要であると言える。これらの基礎パラメータの取得は、次世代型高密度気体キセノン放射線検出器の開発のために非常に有益である。またキセノンが気体から液体へ移行するにあたって、それらの基礎パラメータが気体密度とともにどのように変化するのか、という疑問は今後解明しなければならない問題であるだろう。

本論文では、次世代の放射線検出器への応用のために、高密度気体キセノンの放射線検出媒体としての基礎パラメータを測定し、基礎過程に関する新たな知見を得ることを目的としている。特に、これまでほとんど研究されてこなかった高密度領域での電子輸送過程に焦点を当て、電子の移動度と縦拡散係数の広い密度範囲にわたる測定を行った。同時に、電離係数の測定、及び電離電子収量とシンチレーション発光量の測定を行い、これらに対する新たな知見を得た。本研究により、放射線検出器としての高密度気体キセノンの基礎パラメータが明らかになり、それぞれのパラメータの気体密度依存性に関する描像を得ることに成功した。

目次

第1章	序論	1
1.1	研究背景	2
1.1.1	キセノン放射線検出器	2
1.1.2	キセノンタイムプロジェクションチェンバー	4
1.2	本研究の目的	10
	参考文献	13
第2章	放射線検出媒体としてのキセノンの性質	17
2.1	キセノンの物性	18
2.2	放射線のエネルギー分配過程	19
2.3	電離過程	21
2.3.1	電離電子収量	21
2.3.2	電子輸送係数	22
2.4	シンチレーション過程	29
2.4.1	発光過程とその時間特性	29
2.4.2	シンチレーション発光収量	30
	参考文献	35
第3章	実験方法	39
3.1	電子の移動度、縦拡散係数の測定	40
3.1.1	実験装置 I	40
3.1.2	実験装置 II	44
3.1.3	信号処理及びデータ解析方法	45
3.2	電離係数の測定	52
3.2.1	実験装置	52
3.2.2	信号処理及びデータ解析方法	54
3.3	アルファ線による電離・発光収量の測定	57
3.3.1	実験装置	58
3.3.2	信号処理及びデータ解析方法	61
3.4	真空排気・気体充填システムとキセノンの純化	65

参考文献	71
第4章 実験結果	73
4.1 電子の移動度、縦拡散係数の測定結果	74
4.1.1 実験装置 I	74
4.1.2 実験装置 II	81
4.1.3 実験装置 I、II による測定結果の再現性	89
4.1.4 まとめ	91
4.2 電離係数の測定結果	91
4.2.1 電荷増幅率と電離係数	91
4.2.2 エネルギー分解能	97
4.2.3 まとめ	98
4.3 アルファ線による電離・発光収量の測定結果	99
4.3.1 無電場における発光収量	99
4.3.2 電場を印加した場合の電離・発光収量	102
4.3.3 まとめ	104
参考文献	105
第5章 考察	107
5.1 電子の流動及び縦拡散	108
5.1.1 移動度、縦拡散係数の密度依存性	108
5.1.2 電子の縦拡散の大きさ	111
5.1.3 高密度気体キセノン中での拡散の異方性	112
5.2 電荷増幅	114
5.2.1 電離係数の密度依存性	114
5.2.2 エネルギー分解能の密度依存性	116
5.2.3 高密度混合気体とのエネルギー分解能の比較	118
5.3 アルファ線による電離・発光収量の密度依存性	120
参考文献	125
第6章 総括と今後の展望	127
6.1 本研究のまとめ	128
6.2 今後の展望	130
謝辞	133
研究業績	135

第1章 序論

本章では、本研究の背景とその目的を示す。キセノンは放射線検出媒体として魅力的な性質を持つため、これまでに常圧の気体及び液体の状態で広く利用されてきた。近年、それらの中間の密度状態にあたる高密度気体キセノンについて、独自の特徴を持った検出器媒体となる可能性が示され、現在も精力的に研究開発が進められている。次世代の放射線検出器開発の基礎として、高密度気体キセノン中の電子輸送過程の理解は重要である。特に、電子の収集時間、あるいは検出器内での位置検出といった観点からは、高密度キセノン中での電子の流動速度や拡散の大きさといった物理量は必要不可欠である。また、キセノンの大きな特徴の一つとして、電離・発光信号の同時観測が可能な点が挙げられる。従って、シンチレーション過程の理解、特にシンチレーション発光量の定量も同様に必要不可欠となる。本研究では、高密度気体キセノンの放射線検出媒体としての基礎パラメータを測定することで、基礎過程に関する新たな知見を得ることを目的とする。

1.1 研究背景

1.1.1 キセノン放射線検出器

キセノンは放射線検出媒体として魅力的な性質を持ち、キセノンを利用した検出器は、理学・工学・医学などの広い範囲にわたって利用されている [1, 2]。基礎物理学の分野では、暗黒物質探索 [3–6]、ニュートリノレス二重ベータ崩壊探索 [7, 8]、 $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ 崩壊探索 [9] などの稀現象観測のため、大規模な装置に大量のキセノンを用いる計画が進行している。例えば、気液二相型のキセノン検出器を用いた暗黒物質探索実験 XENON100 は、世界中で行われている暗黒物質直接探索実験の中でも暗黒物質に対して最高クラスの感度を持ち、暗黒物質と核子との散乱断面積曲線において、現在のところ最も厳しい制限を与えている [3]。また、二重ベータ崩壊探索実験 EXO-200 では、液体キセノン検出器を用いて、 ^{136}Xe の 2 ニュートリノ二重ベータ崩壊の半減期の決定に初めて成功している [7]。天文学・惑星科学の分野では、高密度気体キセノン、液体キセノンをコンプトン・テレスコープとして用いることが提案されている。高密度気体キセノンを用いたガンマ線カメラは、月・惑星表面化学組成の周回軌道上からのリモートセンシングにおいて、従来の装置に比べて優れた空間分解能を達成できると期待されている [10–12]。液体キセノンを用いたガンマ線カメラは、主にガンマ線天文学のために、数百 keV から数十 MeV 程度のガンマ線を対象として開発が行われている [13, 14]。医学分野では、陽電子画像診断装置 (Positron Emission Tomography, PET) への応用が期待されている [15–17]。これらの応用が進められているのは、以下に述べるようにキセノンが放射線計測において有用な性質を持ち、優れた検出器を構築できるためである。

キセノンは安定な希ガスの中で最も重い気体であり、原子番号 Z は 54 である。荷電粒子がキセノン中に入射すると、荷電粒子の飛跡に沿って多数の電離電子・イオン対が生成される。この時、一对の電子-イオン対を生成するための平均エネルギー (W 値) は、常圧の気体で約 21.9 eV [18]、液体で約 15.6 eV [19] であり、他の希ガスより小さい。例えば、気体アルゴンでは $W = 26.4$ eV、気体クリプトンでは $W = 24.1$ eV である [18]。 W 値が小さいことは、原理的に大きな電離信号が得られること、優れたエネルギー分解能が達成可能であることを意味する。後者の理由は、電離過程がポアソン過程に従うと考えると、生成された電子の総数とその電子数の平均値の平方根に等しい標準偏差だけ変動するためである。実際には電離過程は簡単なポアソン統計では表されず、生成電子数の変動はファノ因子と呼ばれる量だけ小さくなる。ファノ因子は、気体キセノンでは約 0.15 [20]、液体キセノンでは、理論的な予測として 0.06 [21] という値を与えられている。また、X 線・ガンマ線と物質との相互作用確率は光電効果に対して $\sim Z^5$ 、コンプト

ン散乱に対して $\sim Z^1$ 、電子対生成に対して $\sim Z^2$ に比例するため、 Z の大きいキセノンはX線・ガンマ線に対する検出効率の面で有利である。さらに、キセノンの大きな特徴として電離電子とともにシンチレーション発光が同時に観測可能な点が挙げられる。大気圧以上の気体キセノンではシンチレーション発光は真空紫外光であり、発光スペクトルは中心波長175nm、半値幅15nmのガウス分布に近い形状を持つ[22]。すなわち、キセノンはシンチレータとして利用可能であるばかりでなく、電離信号、発光信号を組み合わせることで独自の機能を持った検出器の構成が可能である。例えば、放射線がキセノン中で相互作用を起こした際に発生するシンチレーション光を観測することで、放射線入射のタイミングを高精度に得ることができる。あるいは、液体キセノンでは電離信号と発光信号を足し合わせることでエネルギー分解能が改善することが示されている[23,24]。

このようなキセノンの特徴を生かし、また密度の低い気体であるが故の検出効率の低さを克服するため、1980年代頃から高密度気体キセノンをういた検出器が主にガンマ線検出用に開発されてきた。これまでに、圧力1-6 MPa程度の気体キセノンをグリッド付電離箱に充填したガンマ線検出器が開発されている[25,26]。この検出器のエネルギー分解能は、662 keVのガンマ線に対して約2%と報告されている[26]。このエネルギー分解能は半導体検出器とシンチレーション検出器との間の値であり、様々な応用に対して十分実用的なものであると言える。また、より W 値の小さい液体キセノン検出器では570 keVのガンマ線に対しておよそ6%のエネルギー分解能が報告されており、電子数の統計から予想される分解能が達成されていない[27]。よって、高密度気体キセノンの優れたエネルギー分解能は、液体キセノン検出器と比較した際の利点の一つである。

その他のキセノンの利点として、希ガスであるため放射線損傷に強いこと、検出器の形状を自由に選択でき、かつ大型化が比較的容易であることなどが挙げられる。さらに、気体の場合動作温度範囲が広く、高密度気体キセノン検出器は常温から100 °C程度まで安定して動作することが確認されている[28]。これらの性質から、宇宙空間のような過酷な熱環境、放射線環境の場において安定して動作することが期待できる。実際に、高密度気体キセノン検出器は宇宙ステーション "MIR" に搭載され、宇宙空間にて長期間の安定動作が実証されている[29]。一般に、半導体検出器やシンチレーション検出器は放射線損傷の影響を受けやすく、温度依存性があり、大型化することが難しい。高密度気体キセノン検出器は良いエネルギー分解能を持つとともに、半導体検出器やシンチレーション検出器に対して放射線耐性、温度特性、検出器形状の面で優れていると言える。

以上のように、高密度気体キセノン検出器は様々な特長を持ち、現在でも研究開発が行われている。次章では、近年の高密度気体キセノン検出器開発の多くにおいて目標とされている検出器のタイムプロジェクション化について説明し、そ

の応用例について示す。

1.1.2 キセノンタイムプロジェクションチェンバー

1.1.1章で述べたように、キセノン検出器は放射線による電離電子信号、シンチレーション発光信号を同時に観測することが可能である。シンチレーション発光から放射線入射のタイミングを決定し、同時に発生した電離電子を位置敏感型電極で収集すれば、検出器中での電離電子の空間分布を得ることができる。以上の原理に基づいて、検出器内に生成された電荷の三次元的な位置情報の読み出しを行う検出器をタイムプロジェクションチェンバー (TPC) と呼ぶ。キセノンは、気体及び液体状態で TPC を構成することが可能である。液体キセノン TPC は、最近の暗黒物質直接探索実験 [3-5] や二重ベータ崩壊探索実験 [7] において用いられており、検出器内でのイベントの発生位置を特定することでバックグラウンドの除去を行っている。一方、高密度気体キセノン TPC は、従来のガンマ線分光計に対して空間分解能に優れた次世代型ガンマ線イメージャーや、優れたエネルギー分解能を要求されるニュートリノレス二重ベータ崩壊探索への応用が期待されている。以下に、それぞれの詳細を述べる。

MeV ガンマ線イメージャー

月を含めた太陽系惑星の起源や進化の歴史の解明は惑星探査の主要な目的の一つである。惑星表面や内部物質の化学組成はそれらを解明する手がかりの一つとされている。

化学組成を知る方法の一つとして、惑星表面のガンマ線強度分布を取得する方法がある。月や水星のように希薄にしか大気が存在しない惑星や衛星では、銀河宇宙線や太陽高エネルギー粒子のような宇宙線が絶えず表面に降り注いでいる。宇宙線は惑星表面の元素と核相互作用を起こし、中性子線を発生させ、惑星表面の元素を非弾性散乱 ($n, n'\gamma$) や中性子捕獲 (n, γ) によって励起する。また、惑星表面には元々天然放射性同位体が存在している。これらの脱励起に伴うガンマ線は核種に固有であり、数百 keV - 数 MeV 領域の単一エネルギーのガンマ線を放出する。また、その放射強度は元素組成を反映している。従って、優れたエネルギー分解能を持つガンマ線分光計を用いれば、惑星周回軌道上からリモートセンシングにより表面物質の元素組成を知ることができ、その化学組成を探ることができる。

ガンマ線分光計は過去にリモートセンシングにおける月・惑星探査で用いられ、元素組成を測定する優れた方法の一つとして知られている。しかし、従来のガン

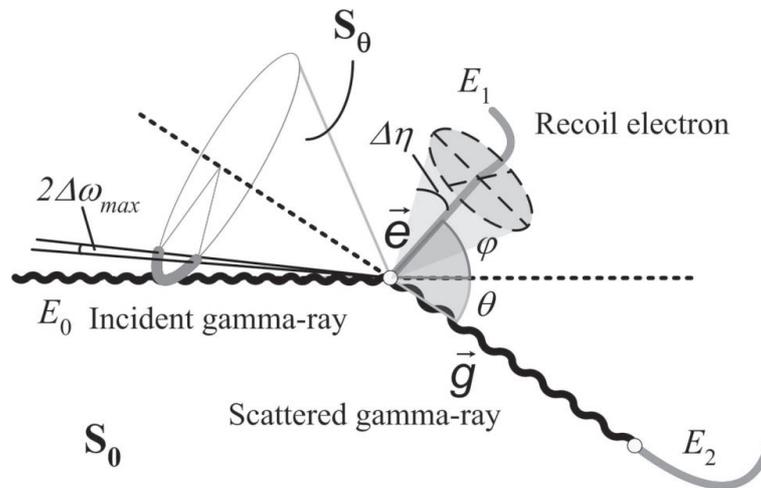


図 1.1: コンプトン散乱を利用したガンマ線の入射方向の決定方法の模式図 [10]。

マ線分光計はガンマ線の到来方向が決定できないため、空間分解能があまり良くないという欠点がある。ガンマ線の到来方向をイメージングする方法としてはコリメータを使用するのが一般的であるが、数百 keV - 数 MeV のガンマ線を遮蔽することは非常に困難である。1 MeV のガンマ線に対しては、鉛でも質量吸収係数は $0.07 \text{ cm}^2/\text{g}$ であり、2 cm 程度の厚さが必要になる。よって、コリメータを使用しても検出効率を低下させるだけでなく、検出器重量の制限から十分な遮蔽が困難である。さらにコリメータの使用によって、惑星表面からのガンマ線とのコンプトン散乱によるバックグラウンドガンマ線の発生源となることが懸念され、月・惑星探査におけるリモートセンシング用のガンマ線分光計としては現実的でない。コリメータを使用する以外には、ガンマ線のコンプトン散乱を利用する方法がある。検出媒体中でコンプトン散乱を起こさせ、その反跳電子と散乱ガンマ線のエネルギーと運動量ベクトルを測定できれば、入射ガンマ線のエネルギーと入射方向をエネルギー保存則、運動量保存則から一意的に求めることができる。図 1.1 に、イメージング法の模式図を示す [10]。コンプトン散乱で生じた反跳電子のエネルギー E_1 、散乱ガンマ線のエネルギー E_2 を測定すると、反跳電子と散乱ガンマ線の散乱角 θ 及び φ を求めることができる。散乱ガンマ線の散乱方向（運動量ベクトル）が決定できれば、ガンマ線入射方向はコンプトン散乱した点から散乱方向を基準とした円錐上に限られる。さらに反跳電子の散乱方向（運動量ベクトル）を決定できれば、コンプトン散乱が起こる平面が決定されるため、一意的にガンマ線の到来方向を得ることができる。散乱ガンマ線と反跳電子のエネルギー、散乱ガンマ線の散乱方向を測定することは比較的容易であるが、反跳電子の運動

量ベクトルを測定することは非常に難しい。なぜなら、検出媒体として固体や液体を用いた場合、反跳電子の飛程が非常に短く、飛跡の測定が困難なためである。コンプトン散乱を利用したガンマ線イメージャーとしては COMPTEL [30] が代表的であるが、反跳電子の運動量ベクトルは測定していないため、ガンマ線の到来方向を一意的に決定することはできていない。そこで高密度気体キセノンを検出媒体として用いると、反跳電子の飛程が固体や液体に比べて長いから、反跳電子の運動量ベクトルを測定できる可能性がある。このように、高密度気体キセノンを用いて入射ガンマ線1つ1つに対してその入射方向を決定できるガンマ線イメージャーの開発が試みられている。

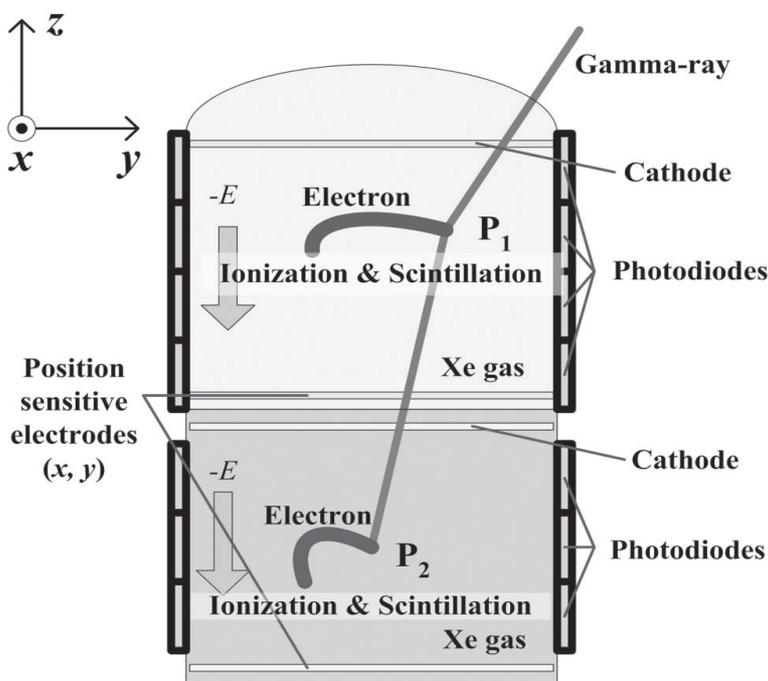


図 1.2: 高密度気体キセノン TPC の模式図 [10]。

図 1.2 に、高密度気体キセノン TPC の模式図を示す [10]。検出部は2層になっており、上部に比較的低密度、下部に高密度のキセノンを充填し、上部でコンプトン散乱を起こし、下部で光電効果を起こすようなガンマ線を対象とする。それぞれの層では、タイムプロジェクションチェンバーの原理に基づき、電荷分布を三次元的に取得する。すなわち、まずガンマ線によるシンチレーション発光をフォトダイオードで観測し、基準の時刻とする。また、電離電子は電場によりドリフトさせ、電極を複数配置したような位置検出型の電極で収集することで、図 1.2 における x 、 y 方向の二次元的な飛跡が得られる。この時、電極に到達した時刻とキ

セノン中での電子のドリフト速度を用いれば、 z 方向の情報を加えて、三次元的な飛跡を得ることができる。この方法で反跳電子の飛跡を求めれば、ガンマ線の到来方向を一意に決定することが可能である。高密度気体キセノン TPC で得られる角度分解能は、圧力 1 MPa の時、2 MeV のガンマ線に対して約 10° と見積もられている [12]。この方法で重要なことは、電離電子群を反跳電子の飛跡を保ったまま電極で収集することであるが、電子群がキセノン中で拡散することによりその形状は次第に失われてしまうため、拡散の大きさを予め知っておくとともに、拡散を抑制するのが理想である。また、電子のドリフト速度を正確に知っていなければ電子の飛跡の再構成は不可能である。さらに、高密度気体キセノン中での電荷増幅も同時に重要になる [11]。なぜなら、反跳電子の飛跡を取得する際、位置検出のために電離電子群を複数の電極で分割して収集することになり、1つの電極当たりの信号が小さくなってしまうためである。この場合、十分なエネルギー分解能を保ったまま容易に観測できるレベルまで信号を増幅するため、電荷を増幅させなければならない。この時の増幅率などの制御において、電離係数は重要な役割を果たす。

ニュートリノレス二重ベータ崩壊探索実験

ニュートリノには未解明な点が多く、現在でも素粒子物理学の興味の対象である。ニュートリノは標準理論では質量がなく、粒子が左巻きで反粒子が右巻きの粒子とされていたが、ニュートリノ振動現象の確認によって質量を持つことが明らかになっている。質量の絶対値は明らかでないが、10-100 meV 程度が有力視されている。ニュートリノが質量を持つ場合、ニュートリノはマヨラナ粒子である可能性がある。マヨラナ粒子とは、粒子と反粒子の区別がないような粒子である。現在、ニュートリノのマヨラナ性を検証する現実的な方法はニュートリノレス二重ベータ崩壊のみであり、世界中で探索実験が計画・進行されている。二重ベータ崩壊とは、同質量数の原子核中で二番目に質量が小さく、通常のベータ崩壊がエネルギー的に許されない原子核に許容される非常に稀な崩壊過程であり、 10^{19} 年以上の極めて長い半減期を持つ。崩壊モードとして二つのモードが可能であり、二つのベータ線と二つの反電子ニュートリノを放出する 2 ニュートリノ二重ベータ崩壊と、二つのベータ線のみを放出するニュートリノレス二重ベータ崩壊がある。前者の過程は、すでに約 10 核種において半減期が測定されている。一方、後者の過程はニュートリノがマヨラナ粒子である時のみ可能であり、現在のところ発見されていない。ニュートリノレス二重ベータ崩壊の崩壊率はニュートリノの有効質量の二乗に比例するとされているため、ニュートリノレス二重ベータ崩壊の半減期を観測すれば、ニュートリノの質量を決定することができる。図 1.3 に、

二重ベータ崩壊によって観測が予測されるエネルギースペクトルを示す。2ニュートリノ二重ベータ崩壊の場合は、通常のベータ崩壊と同様に二つの電子のエネルギー和は連続的な分布を示すが、ニュートリノレス二重ベータ崩壊の場合は単一エネルギーのピークになることが予想されている。この時のエネルギーは、二重ベータ崩壊における反応の Q 値に等しい。

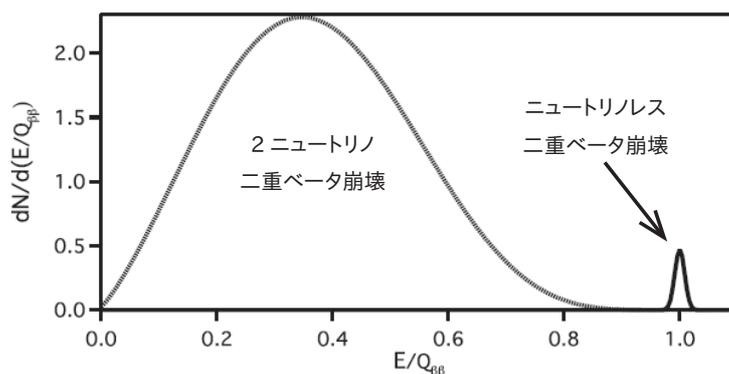


図 1.3: 二重ベータ崩壊において予想されるエネルギースペクトル [31]。2ニュートリノ二重ベータ崩壊及びニュートリノレス二重ベータ崩壊について示してある。横軸はエネルギーを Q 値で規格化した量である。

キセノンの同位体のうち、 ^{136}Xe は二重ベータ崩壊を起こして ^{136}Ba に崩壊する。この時の反応の Q 値は 2458 keV である [32]。 ^{136}Xe は天然キセノン中に約 8.9%しか存在しないが、濃縮することで 80%以上まで存在比を高めることができる。液体キセノンは、二重ベータ崩壊探索実験に対しても、密度が高い、大型化が可能、TPCとして動作可能、自己遮蔽によるガンマ線バックグラウンドの低減が可能などの多くの利点を持っており、最近、 ^{136}Xe の存在比を 80.6%まで濃縮した液体キセノン検出器を用いて、 ^{136}Xe の 2ニュートリノ二重ベータ崩壊の半減期が初めて決定されている [7]。

しかし液体キセノン検出器には、理由は不明だがエネルギー分解能が W 値とファノ因子による予想よりも悪いという欠点があり [1]、ニュートリノレス二重ベータ崩壊の探索では問題となる。なぜなら、ニュートリノレス二重ベータ崩壊の半減期は 10^{25} 年以上と非常に長いことが予想され、十分な統計をためることが困難と思われるので、 $Q = 2458$ keV に近いエネルギーを持つガンマ線バックグラウンドから十分に分離される必要があるからである。そこで、液体キセノンよりもエネルギー分解能が良く、かつある程度密度が高い高密度気体キセノンを用いてニュートリノレス二重ベータ崩壊探索を行う計画が進行している。ここでは、そのような実験の一つである NEXT 実験 (Neutrino Experiment with a Xenon TPC)

について述べる。

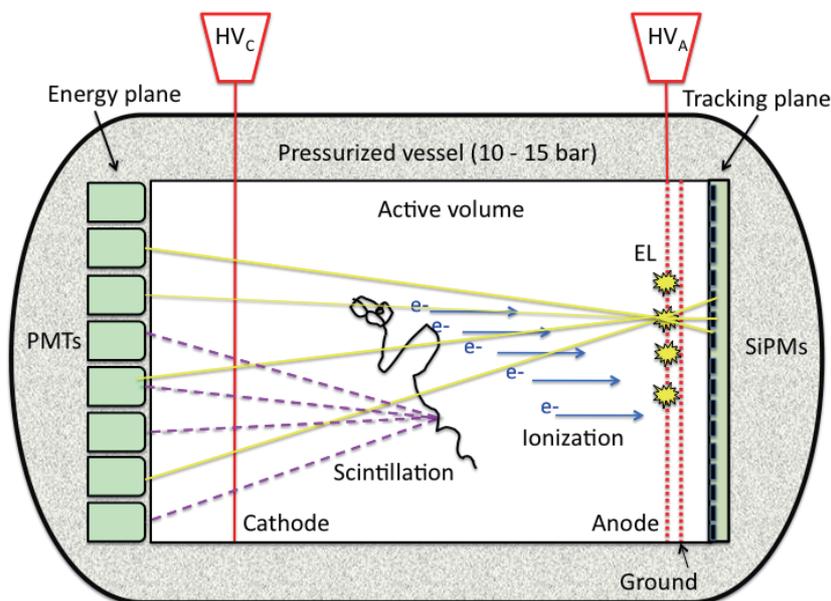


図 1.4: NEXT 実験の検出器模式図 [33]。

図 1.4 に、NEXT 実験の検出器模式図を示す。検出器内には 1 MPa 程度の気体キセノンを充填し、検出器両端に光電子増倍管 (PMT) 及びシリコンフォトマルチプライヤー (SiPM) が設置され、電極により電場を印加することが可能である。検出原理は、以下ようになる。まず、検出器内で二重ベータ崩壊が起きた場合、2つのベータ線が放出され、飛跡に沿って励起原子、電子-イオン対が生成される。励起原子は脱励起して一次蛍光を発生し、電離電子は電場によって陽極方向に流動する。ただし、ここでは電子-イオン対の再結合が起こらないよう十分な電場を印加するものと仮定する。一次蛍光は PMT で観測され、時間情報が取得される。また、電離電子はグリッド電極と陽極との間の高電場により比例蛍光を起こし、この二次蛍光が PMT 及び SiPM で観測される。この時、PMT ではエネルギー情報を、SiPM では二次元の位置情報を取得する。最後に、時間情報から電場方向の位置を決定し、三次元的な飛跡の再構成を行う。すなわち、この検出器は TPC として動作することが分かる。

液体キセノンの代わりに高密度気体キセノンを用いる理由として、先に述べたようにエネルギー分解能に優れていることと、電子の飛跡が取得可能であることが挙げられる。二重ベータ崩壊は一点から二つの電子を放出するのに対して、ガンマ線バックグラウンドによるイベントは多くの場合、離れた複数の点から一つ

づつの電子を放出する。放出された電子は、その飛跡の末端では散乱の偏向が大きくなり、多くのエネルギーを失うように見える。よって、飛跡に沿って電離された電子の分布を取得すれば、初めの電子が走行した向きを知ることができる。従って、二つの電子による飛跡と一つの電子による飛跡が区別できる可能性があり、これが可能ならばガンマ線バックグラウンドの除去に利用できると考えられる。

NEXT 実験は最終的に 100 kg の高密度気体キセノンを用いた実験を計画しているが、現在は試作機が製作され各種動作試験が行われている段階である [34, 35]。ニュートリノレス二重ベータ崩壊が発見できれば、素粒子物理学の大きな発展につながると期待されている。

1.2 本研究の目的

これまでに述べたように、高密度気体キセノンを用いた放射線検出器が、素粒子物理学や惑星科学などの分野で新型検出器としての可能性を持っている。これらの次世代型検出器は、TPC として動作し、三次元的な位置検出を行うことが求められる。高密度気体キセノン TPC の実現のために必要な基礎パラメータは多岐にわたるが、電子の輸送係数、特に電場による電子の移動度と拡散係数は重要である。なぜなら、移動度は電子の収集時間を決定し、検出器の許容計数率を制限するパラメータであり、拡散係数は位置分解能を制限するパラメータであるためである。また、高電場により加速された電子による電離係数も必要である。これは、1.1.2 章で述べたように、電離電子により荷電粒子の飛跡を取得する際に電荷をいくつかの電極に分割するので、電荷増幅を起こして容易に観測できるレベルまで信号を増幅する必要があるためである。さらに、シンチレーション発光量は、検出器の設計、受光素子の選定、検出効率の決定などの点で必要不可欠である。

しかしながら、高密度気体キセノン中での電子輸送過程には多くの未解明な点が残されている。移動度に関しては過去に数件の報告があるが、拡散係数、励起係数、電離係数に関してはほとんど知られていない。特に、圧力 1 MPa 以上では、拡散係数、励起係数、電離係数の測定例は皆無であると言って良い。一方でシンチレーション発光過程については、圧力 2 MPa 以下の領域ではシンチレーション発光量やその時間特性についての研究がなされており、統一見解が得られつつあるが、それ以上の密度においては未解明の点が多い。シンチレーション発光量の測定においても、過去の報告では相対値が与えられているのみであり、絶対値については検証されていない。また、密度の増加に伴う発光量の減少が観測されているが、その理由は明らかでなく、さらに電場下での電離電子収量とシンチレーション光子収量の関係も十分に理解されているとは言えない。次世代の高密度気体キセノン放射線検出器開発のためには、それらのデータの取得は大変有益であ

ると考えられる。

本研究では、高密度気体キセノン中での基礎パラメータとして、電子輸送係数及びシンチレーション発光量に焦点を当てる。電子輸送係数としては、移動度、縦拡散係数、電離係数を対象にする。これまでに測定例のない密度領域まで、広範囲にわたって気体密度と電場を変化させながら各物性値の測定を行う。電子輸送係数並びにシンチレーション発光量の測定を通じて、高密度気体キセノンの放射線検出器としての基礎過程に関する新たな知見を得ることを目的とする。

ここで、本論文において「高密度気体キセノン」といった場合、室温において圧力1 MPa以上のキセノンを目指すものと定義する。高密度気体キセノン検出器として開発が進められているものは、この圧力領域でキセノンを利用することを想定している。圧力1 MPa、温度300 Kの時のキセノンの密度は、 $2.54 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ または 0.0553 g/cm^3 である。密度の単位としては、本論文では主に cm^{-3} を用いるが、 g/cm^3 を用いている箇所もあるので注意されたい。キセノンにおける両者の関係は $1 \text{ g/cm}^3 = 4.59 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ である。また、本論文では、密度で規格化された電場（換算電場） E/N の単位として Td（タウンゼント）という単位を用いており、 $1 \text{ Td} = 10^{-17} \text{ V}\cdot\text{cm}^2$ である。

参考文献

- [1] E. Aprile, A. E. Bolotnikov, A. I. Bolozdynya, and T. Doke: *Noble Gas Detectors* (Wiley, Weinheim, 2006).
- [2] E. Aprile and T. Doke: *Rev. Mod. Phys.* **82** (2010) 2053.
- [3] E. Aprile *et al.* (XENON Collaboration): *Phys. Rev. Lett.* **107** (2011) 131302.
- [4] D. Yu. Akimov *et al.* (ZEPLIN Collaboration): *Phys. Lett. B* **709** (2012) 14.
- [5] D. S. Akerib *et al.* (LUX Collaboration): *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A* **668** (2012) 1.
- [6] H. Sekiya (XMASS Collaboration): *J. Phys.: Conf. Ser.* **308** (2011) 012011.
- [7] N. Ackerman *et al.* (EXO Collaboration): *Phys. Rev. Lett.* **107** (2011) 212501.
- [8] F. Grañena *et al.* (NEXT Collaboration): *NEXT, a HPGXe TPC for neutrinoless double beta decay searches* (Letter of Intent to the LSC Scientific Committee), arXiv:0907.4054v1 [hep-ex].
- [9] T. Mori: *Nucl. Phys. B - Proc. Suppl.* **169** (2007) 166.
- [10] S. Kobayashi, N. Hasebe, T. Hosojima, T. Igarashi, M.-N. Kobayashi, M. Mimura, T. Miyachi, M. Miyajima, K. N. Pushkin, H. Sakaba, C. Tezuka, T. Doke, and E. Shibamura: *Adv. Space Res.* **37** (2006) 28.
- [11] S. Kobayashi, N. Hasebe, T. Hosojima, M. Mimura, T. Miyachi, M. Miyajima, C. Tezuka, T. Doke, and E. Shibamura: *J. Phys.: Conf. Ser.* **31** (2006) 199.
- [12] M. Mimura, H. Kusano, S. Kobayashi, M. Miyajima, and N. Hasebe: *Proc. Int. Workshop Advances in Cosmic Ray Science, 2008*, *J. Phys. Soc. Jpn.* **78** (2009) Suppl. A, 157.

-
- [13] E. Aprile, A. Curioni, V. Egorov, K. L. Giboni, U. Oberlack, S. Ventura, T. Doke, K. Takizawa, E. L. Chupp, and P. P. Dunphy: Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A **461** (2001) 256.
- [14] E. Aprile, A. Curioni, K. L. Giboni, M. Kobayashi, U. G. Oberlack, and S. Zhang: Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A **593** (2008) 414.
- [15] F. Nishikido, T. Doke, J. Kikuchi, T. Mori, H. Murayama, T. Ooshita, and H. Takahashi: Jpn. J. Appl. Phys. **44** (2005) 5193.
- [16] T. Doke, J. Kikuchi, and F. Nishikido: Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A **569** (2006) 863.
- [17] M.-L. Gallin-Martel, Y. Grondin, N. Gac, Y. Carcagno, L. Gallin-Martel, D. Grondin, M. Marton, J.-F. Muraz, O. Rossetto, and F. Vezzu: Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A **682** (2012) 66.
- [18] W. P. Jesse and J. Sadauskis: Phys. Rev. **90** (1953) 1120.
- [19] T. Takahashi, S. Konno, T. Hamada, M. Miyajima, S. Kubota, A. Nakamoto, A. Hitachi, E. Shibamura, and T. Doke: Phys. Rev. A **12** (1975) 1771.
- [20] E. P. de Lima, M. Salete, S. C. P. Leite, M. A. F. Alves, and A. J. P. L. Policarpo: Nucl. Instrum. Methods **192** (1982) 575.
- [21] T. Doke, A. Hitachi, S. Kubota, A. Nakamoto, and T. Takahashi: Nucl. Instrum. Methods **134** (1976) 353.
- [22] K. Saito, H. Tawara, T. Sanami, E. Shibamura, and S. Sasaki: IEEE Trans. Nucl. Sci. **49** (2002) 1674.
- [23] E. Conti, R. DeVoe, G. Gratta, T. Koffas, S. Waldman, J. Wodin, D. Akimov, G. Bower, M. Breidenbach, R. Conley, M. Danilov, Z. Djurcic, A. Dolgolenko, C. Hall, A. Odian, A. Piepke, C. Y. Prescott, P. C. Rowson, K. Skarpaas, J.-L. Vuilleumier, K. Wamba, and O. Zeldovich: Phys. Rev. B **68** (2003) 54201.
- [24] E. Aprile, K. L. Giboni, P. Majewski, K. Ni, and M. Yamashita: Phys. Rev. B **76** (2007) 14115.
- [25] G. Tepper and J. Losee: Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A **356** (1995) 339.

-
- [26] V. V. Dmitrenko, V. M. Gratchev, S. E. Ulin, Z. M. Uteshev, and K. F. Vlasik: *Appl. Radiat. Isot.* **52** (2000) 739.
- [27] E. Aprile, R. Mukherjee, and M. Suzuki: *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A* **302** (1991) 177.
- [28] A. Bolotnikov and B. Ramsey: *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A* **396** (1997) 360.
- [29] V. V. Dmitrenko, A. G. Dvomyak, A. M. Galper, V. M. Gratchev, O. N. Kondakova, S. V. Krivov, K. V. Krivova, V. I. Liagushin, S. E. Ulin, I. Uteshev, K. F. Vlasik, and Yu. T. Yurkin: *IEEE Nuclear Science Symposium, Conference Record*, **1** (1997) 102.
- [30] V. Schönfelder, R. Diehl, G. G. Lichti, H. Steinle, B. N. Swanenburg, A. J. M. Deerenberg, H. Aarts, J. Lockwood, W. Webber, J. Macri, J. Ryan, G. Simpson, B. G. Taylor, K. Bennett, and M. Snelling: *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **31** (1984) 766.
- [31] F. T. Avignone III, S. R. Elliott, and J. Engel: *Rev. Mod. Phys.* **80** (2008) 481.
- [32] M. Redshaw, E. Wingfield, J. McDaniel, and E. G. Myers: *Phys. Rev. Lett.* **98** (2007) 053003.
- [33] V. Álvarez *et al.* (NEXT Collaboration): *J. Instrum.* **7** (2012) T06001.
- [34] N. Yahlali and I. G. Irastorza: *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A* **628** (2011) 162.
- [35] V. Álvarez *et al.* (NEXT Collaboration): *J. Instrum.* **7** (2012) P02010.

第2章 放射線検出媒体としてのキセノンの性質

本章では、キセノンの放射線検出媒体としての性質について述べる。キセノンの放射線検出器としての基礎過程には、大きく分けて電離過程と発光過程がある。放射線によってキセノンに付与されたエネルギーは、それぞれの過程によって電離電子及びシンチレーション光子として観測される。電離過程には、荷電粒子による電離電子の生成、並びに電場による電子の輸送が含まれる。これまでの研究では、電離電子の発生数や電子の移動度は、測定が比較的簡単なことから多くの測定結果が得られているが、拡散係数や電離係数の研究は少なく、特に高密度領域においてはほとんどない。一方で発光過程では、発光量やその時間特性が基礎パラメータとなり、比較的密度の低い領域では統一見解が得られつつある。ここでは、キセノンの放射線検出媒体としての基礎パラメータに対する従来の実験結果についてまとめ、これまでの研究で得られている知見について示す。

2.1 キセノンの物性

表 2.1 に、キセノンの物性値のうち放射線検出媒体として重要なものをまとめた。1.1 章で述べた通り、キセノンは原子番号が大きく、特に X 線・ガンマ線検出に有利である。また、キセノンには多くの安定同位体が存在し、質量数が偶数の核種と奇数の核種を含んでいる。これは、暗黒物質探索実験において、暗黒物質として有力視されている WIMPs (Weakly Interacting Massive Particles) との、スピンの依存する相互作用とスピンに依存しない相互作用の両方を取り扱うことができるため、暗黒物質の検出媒体として有利な点の一つである。

表 2.1: キセノンの諸物性値。

名称	値	名称	値
原子番号 Z	54	安定同位体 (存在比)	^{124}Xe (0.0952%)
原子量 A	131.29		^{126}Xe (0.0890%)
密度 (0 °C, 1 atm)	0.005895 g/cm ³		^{128}Xe (1.91%)
	(2.703×10^{19} cm ⁻³)		^{129}Xe (26.4%)
沸点 (1 atm)	165.04 K		^{130}Xe (4.07%)
三重点	161.36 K, 0.816 MPa		^{131}Xe (21.2%)
	3.08 g/cm ³		^{132}Xe (26.9%)
臨界点	289.77 K, 5.841 MPa		^{134}Xe (10.4%)
	1.11 g/cm ³		^{136}Xe (8.86%)

キセノンは臨界温度が 289.77 K であるため、通常は室温でも臨界温度を超えた状態にある。従って、室温で圧力を上昇させても液体にはならず、臨界圧力以上では超臨界流体と呼ばれる気液混合状態となる。キセノンの圧力、体積及び温度の関係は、以下のファンデルワールスの状態方程式で記述することができる。

$$\left(p + \frac{n^2 a}{V^2}\right)(V - nb) = nRT \quad (2.1)$$

ここで、 p は気体圧力、 V は気体体積、 n は物質量 (モル数)、 T は気体温度、 R は気体定数である。また、 a 、 b は気体の種類によって決まる定数であり、キセノンにおいては、 $a = 4.192 \times 10^{11}$ Pa cm⁶ mol⁻²、 $b = 51.6$ cm³ mol⁻¹ である [1]。これらを用いて、気体温度 290、295、300 K の時のキセノンの密度と圧力関係を計算した結果を図 2.1 に示す。キセノンは臨界点付近で非常に大きな圧縮性を持ち、密度と圧力関係は非線形となる。本研究では、一部でそのような領域の高密度気体キセノンを対象としている。

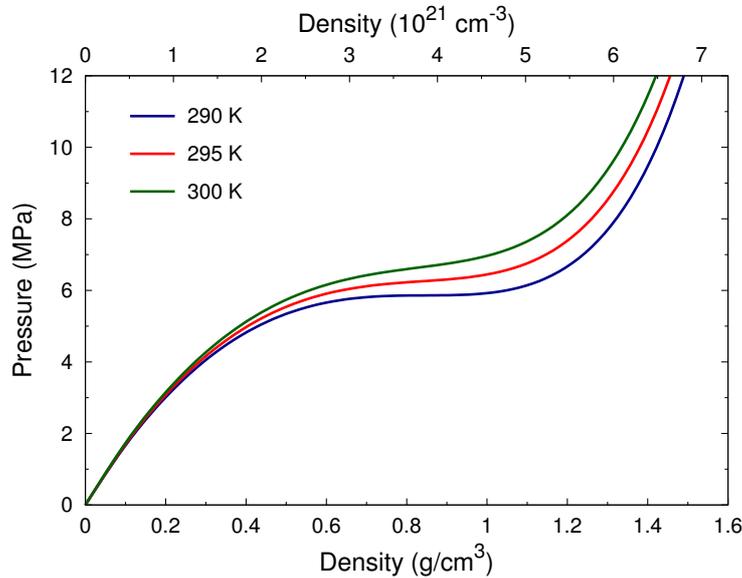


図 2.1: キセノンの密度と圧力の関係。気体温度が 290、295、300 K の時について示してある。

2.2 放射線のエネルギー分配過程

アルファ線やベータ線などの荷電粒子は、クーロン力により物質と相互作用を起こし、その運動エネルギーを失う。また、X線、ガンマ線などの電磁波も、光電効果、コンプトン散乱、電子対生成によって電子または陽電子に変換され、同様にエネルギーを失う。このようにして物質に付与されたエネルギーは、物質の励起、電離、または熱の形で消費される。放射線検出器は、一般的にこれら三つの現象を捕らえることで動作する。従って、荷電粒子の電離、励起、熱へのエネルギー分配は、放射線検出器にとって最も重要な素過程であり、電離電子、シンチレーション光子の発生に対する最も基本的な過程である。

希ガス中では、運動エネルギー E_c を持つ荷電粒子が物質にエネルギーを付与するとき、エネルギーの分配は以下のように記述できる [2]。

$$E_c = N_i E_i + N_{ex} E_{ex} + N_i \epsilon \quad (2.2)$$

ここで、 N_i は生成される平均の電子イオン対数、 E_i は電子イオン対を生成するための平均エネルギー、 N_{ex} は生成される平均の励起原子数、 E_{ex} は励起原子を生成するための平均エネルギー、 ϵ は亜励起電子のエネルギーを表す。亜励起電子とは励起準位以下の運動エネルギーを持つ自由電子を指し、物質中で弾性散乱を

起こして熱としてエネルギーを失う。従って、式(2.2)の右辺第一項は電離、第二項は励起、第三項は熱にそれぞれ対応している。この時、 W 値は一つの電子イオン対を生成するための平均エネルギーとして定義され、エネルギー分配の式から次のように書ける。

$$W = E_c/N_i = E_i + (N_{\text{ex}}/N_i) E_{\text{ex}} + \epsilon \quad (2.3)$$

液体または固体の希ガスでは、電子バンド構造が存在するため、バンドギャップエネルギー E_g を用いて、エネルギー分配の式は以下のようになる。

$$W/E_g = E_i/E_g + (N_{\text{ex}}/N_i) (E_{\text{ex}}/E_g) + \epsilon/E_g \quad (2.4)$$

表 2.2 に、気体及び液体のアルゴン、クリプトン、キセノンの電離エネルギーまたはバンドギャップエネルギー、 W 値、及び N_{ex}/N_i をまとめた。ここでは、気体の値として大気圧付近における値を示している。表 2.2 より、気体よりも液体の方が W 値、 N_{ex}/N_i とともに小さくなることが分かる。高密度気体の場合、局所的に電子バンド構造が作られ、 N_{ex}/N_i が変化するという報告 [3] があるが、詳細は 2.3.1 章で述べる。

表 2.2: 気体及び液体アルゴン、クリプトン、キセノンの電離エネルギーまたはバンドギャップエネルギー、 W 値、及び荷電粒子により生成される励起原子数と電子-イオン対数の比 N_{ex}/N_i 。電離エネルギー及びバンドギャップエネルギーはすべて文献 [4] からの引用である。

Material	Ar	Kr	Xe
Gas			
Ionization potential (eV)	15.75	14.0	12.13
W -value (eV)	26.4 [5]	24.1 [5]	22.0 [5]
N_{ex}/N_i	0.4 [2]	0.55 [6]	20.9 ± 0.4 [6, 7]
	0.52 [6]		0.60 [6]
			0.38 ± 0.02 [8]
			0.61 ± 0.04 [7]
Liquid			
Band-gap energy (eV)	14.3	11.7	9.28
W -value (eV)	23.6 ± 0.3 [9]	18.4 ± 0.3 [10]	15.6 ± 0.3 [11]
N_{ex}/N_i	0.21 [12]		0.13 [12]

2.3 電離過程

2.3.1 電離電子収量

荷電粒子による電子-イオン対の生成数は W 値により決定され、表 2.2 に示したように、常圧のキセノンでは約 22 eV という値が得られている。また、Mimura *et al.* [7] は、密度 0.12 g/cm^3 以下において W 値に密度依存性がないことを示している。しかしながら、この W 値がより高密度の気体キセノンに適用できるかどうかは疑問が残る。例えば、Bolotnikov and Ramsey [3] は、662 keV のガンマ線を用いて高密度領域での W 値を測定し、 W 値に密度依存性が存在すると結論している。図 2.2(a) に、彼らが密度 $0.12\text{-}1.7 \text{ g/cm}^3$ において測定した W 値の密度依存性の結果を示す。

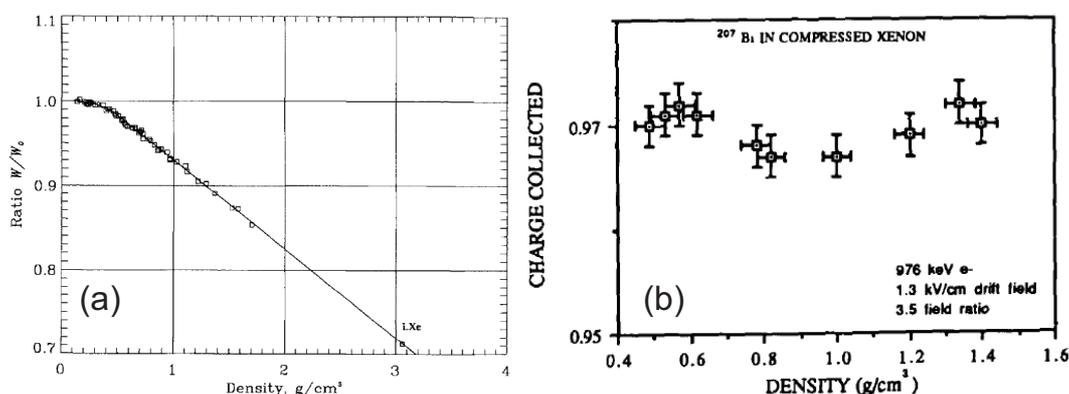


図 2.2: (a) 高密度気体キセノンの W 値の密度依存性 [3]。 W_0 は低密度での W 値を表しており、ここでは 21.9 eV を用いている。(b) 高密度気体キセノンの収集電荷の密度依存性 [14]。収集電荷は低密度での W 値から予想される生成電荷に対する比で表されており、低密度での W 値は 21.9 eV としている。

彼らは、 W 値が密度上昇に伴って減少する理由として、高密度化することによって局所的に電子バンド構造が形成されるためと説明している。電子バンド構造が形成されると、電子が価電子帯から伝導帯へと励起されるために必要なエネルギーは常圧における電離エネルギーよりも小さくなり、結果として W 値が減少する。また、この効果によって N_{ex}/N_i も密度とともに変化すると予想している。

その後、彼らは高密度気体キセノン中で 5.49 MeV のアルファ線による電離収量、発光収量を測定し、図 2.2 の W 値を仮定して、 N_{ex}/N_i の密度依存性を求めている [13]。図 2.3 に、彼らが密度 $0.01\text{-}0.74 \text{ g/cm}^3$ において導出した N_{ex}/N_i の密度依存性を示す。彼らが測定した密度領域では N_{ex}/N_i は密度上昇とともに減少する

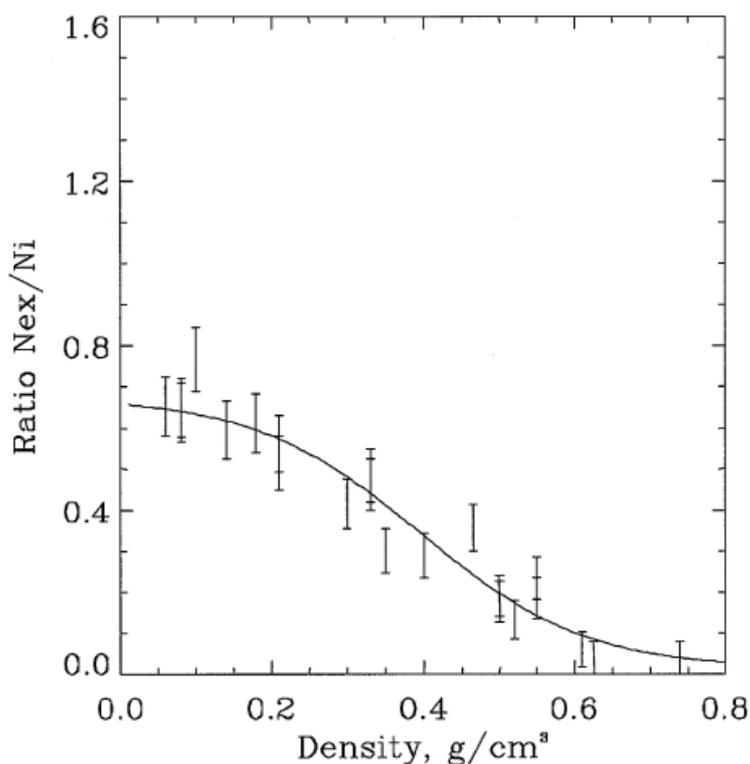


図 2.3: 高密度気体キセノン中での N_{ex}/N_i の密度依存性の測定値 [13]。

が、 0.74 g/cm^3 では液体での値に近づくため、これより高密度では一定の値になることを予想している。

一方で、Levin *et al.* [14] は、密度 $0.49\text{-}1.40 \text{ g/cm}^3$ において 976 keV の電子線を用いて電離電子を観測し、十分な電場のもとでは収集される電子数に密度依存性がないことを報告している。図 2.2(b) に、彼らが測定した収集電荷の密度依存性の結果を示す。これは図 2.2(a) の Bolotnikov and Ramsey [3] の結果とは矛盾しており、高密度気体キセノン中での電離電子収量には依然として不明な点が残る。

2.3.2 電子輸送係数

荷電粒子により生成された電離電子の信号を観測するためには、電場を印加することによって電子を収集する必要がある。この時、電場による電子の輸送過程を理解することは放射線検出器の動作にとって重要である。

電子と原子・分子の衝突過程には様々な過程が存在するが、それぞれの衝突現象は衝突断面積によって定量的に特徴づけられる。表 2.3 に、衝突断面積の種類と

記号を示す。ただし、希ガスは単原子分子であるため、回転励起、振動励起、解離といった衝突過程は通常考慮しなくて良い。また、純粋な希ガスに対しては電子付着も同様に考慮しなくて良い。従って、電子-原子の弾性散乱のみが起こるような低エネルギー電子に対しては弾性散乱断面積もしくは運動量移行断面積のみを考慮すれば良く、非弾性散乱が起きるような高エネルギー電子に対しては、それに加えて電子励起断面積と電離断面積を考慮する必要がある。また、表 2.3 には、重要な電子輸送係数とその記号についてもまとめた。

表 2.3: 電子衝突断面積と電子輸送係数の種類及び記号。

衝突断面積		電子輸送係数	
弾性	q_t	流動速度（ドリフト速度）	W
運動量移行	q_m	換算移動度	$N\mu$
回転励起	q_r	換算横拡散係数	ND_T
振動励起	q_v	横拡散係数と移動度の比	D_T/μ
電子励起	q_e	（横）特性エネルギー	eD_T/μ
解離	q_d	換算縦拡散係数	ND_L
電離	q_i	縦拡散係数と移動度の比	D_L/μ
電子付着	q_a	縦特性エネルギー	eD_L/μ
全（ q_m を除く q の和）	Q_T	換算励起係数	α_{ex}/N
		換算電離係数	α/N
		換算付着係数	η/N

低エネルギー電子に対する電子輸送

原子・分子と弾性衝突しか起こさないような低エネルギー電子が外部電場のもとで示す基本的な振る舞いは、全体として電場と反対方向に引かれていく流動（ドリフト）現象と、電子の数密度が空間的に一様化していく過程である拡散現象の二つである。これに対応して、電子の流動速度（ドリフト速度） W と、拡散の大きさ σ 及びドリフト時間 t を用いて $\sigma = \sqrt{2Dt}$ の関係で定義される拡散係数 D が、電子群の流動を特徴づける最も基本的なパラメータである。これらのパラメータは、運動量移行断面積によって一意的に決定されることが知られている。図 2.4 に、電子-キセノン原子衝突の運動量移行断面積を示す [15]。電子-キセノン原子衝突の運動量移行断面積の特徴として、電子のエネルギー約 0.6 eV 付近にラムザウアー・タウンゼント極小と呼ばれる極小領域が存在する。図 2.4 から、これまでに

得られている運動量移行断面積には報告によって未だに不一致があり、特にラムザウアー・タウンゼント極小領域での大きさにばらつきが見られることが分かる。

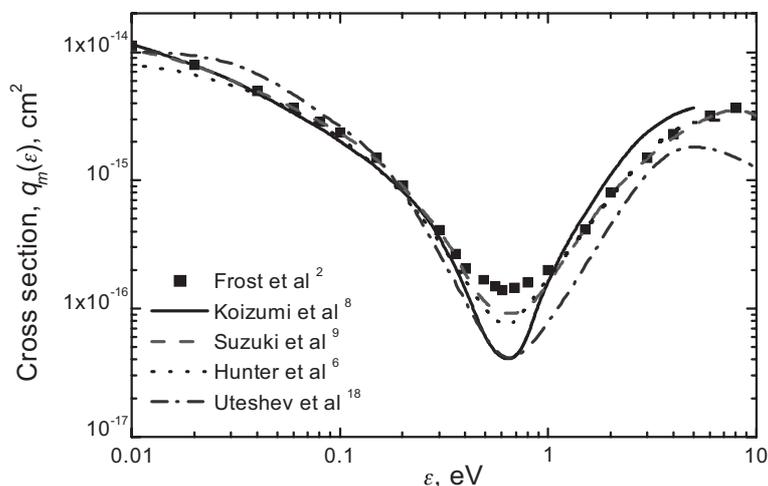


図 2.4: 電子-キセノン原子衝突の運動量移行断面積 $q_m(\varepsilon)$ と電子エネルギー ε の関係 [15]。図中の引用文献は以下の通り：Frost *et al.* [16]、Koizumi *et al.* [17]、Suzuki *et al.* [18]、Hunter *et al.* [19]、Uteshev *et al.* [20]。

輸送係数のうちドリフト速度 W は、電場強度 E を用いて、移動度 μ と $W = \mu E$ のように関連付けられる。ドリフト速度 W と、気体密度で規格化された移動度 $N\mu$ は、大気圧付近の各気体において換算電場 E/N と気体温度のみの関数になっていることが知られている。ここで、気体密度で規格化された移動度 $N\mu$ を一般に換算移動度と呼ぶ。以下に出てくるパラメータにおける「換算」という言葉も同様の意味である。これに対して、拡散の大きさは気体密度の平方根に反比例し、換算拡散係数 ND は換算電場と気体温度で決まる量である。また、拡散係数 D と移動度 μ の比に素電荷 e を掛けた量 $\varepsilon = eD/\mu$ のことを、電子群の特性エネルギーと呼ぶ。移動度と拡散係数の性質から予想できるように、特性エネルギーは換算電場と気体温度のみで決定される。特性エネルギーはエネルギーの次元を持ち、電子の平均エネルギーと同程度の大きさである。また、特性エネルギーは換算電場がゼロの極限では気体の種類に無関係に $k_B T$ (k_B はボルツマン定数) に近づき、換算電場の増加に対しては一般に単調増加する。これは、電子群が電場から得るエネルギーが次第に大きくなるためである。

様々な気体において、気体中の外部電場のもとでの電子の拡散は等方的でないことが分かっている。すなわち、電場に垂直な方向への拡散（横拡散）と、電場に平行な方向への拡散（縦拡散）の大きさは一般的に異なり、それぞれの拡散の

大きさは横拡散係数 D_T と縦拡散係数 D_L によって特徴づけられる。この拡散の異方性は、Wagner *et al.* [21] による測定によって初めて示され、その後理論的な研究が行われた [22–24]。それらの理論的な考察により、換算横拡散係数 ND_T 及び換算縦拡散係数 ND_L も換算電場と気体温度の関数であることが示されている。特性エネルギーについても同様に、横特性エネルギー $\varepsilon_T = eD_T/\mu$ と縦特性エネルギー $\varepsilon_L = eD_L/\mu$ を定義することができる。ただし、過去の研究においては、「特性エネルギー」と言った場合横特性エネルギーを指すことが多いため、本研究では「縦特性エネルギー」という表現は使わず、「特性エネルギー」といった場合は横特性エネルギーを表すものとする。また、縦特性エネルギーに相当する量として、縦拡散係数と移動度の比 D_L/μ を導入する。この時、 D_L/μ は電圧の次元を持つ。

気体キセノン中での電子の移動度及び拡散係数の測定は、これまでに主に大気圧付近で行われてきた。移動度は、Pack *et al.* [25] によって広い電場範囲にわたって測定され、その後、Hunter *et al.* [19] と Hashimoto and Nakamura [26] によってより高精度な測定が行われた。Hashimoto and Nakamura [26] は、同時に換算縦拡散係数についても測定しており、その結果を図 2.5 に示す。換算縦拡散係数は、換算電場 0.045 Td 付近に極大が、換算電場 2 Td 付近に極小が見られる。低電場側の極大は、ラムザウアー・タウンゼント極小付近のエネルギーを持つ電子、高電場側の極小は、運動量移行断面積の極大付近のエネルギーを持つ電子が寄与していると考えられる。

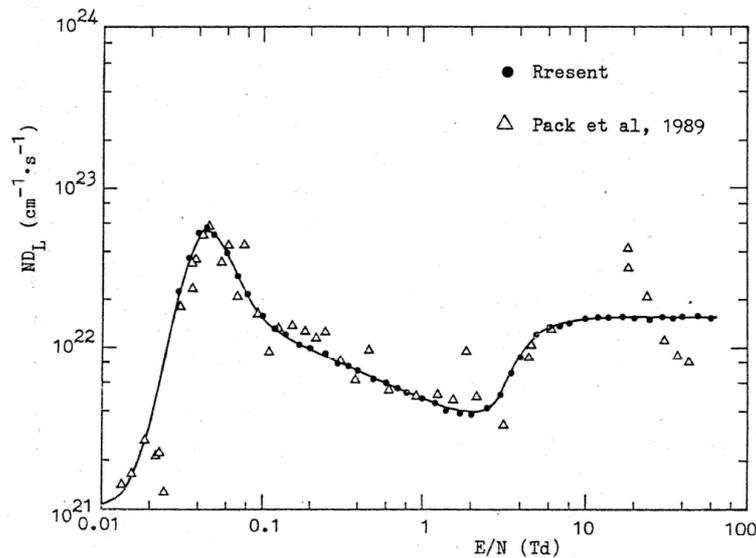


図 2.5: 換算縦拡散係数 ND_L の測定結果 [26]。

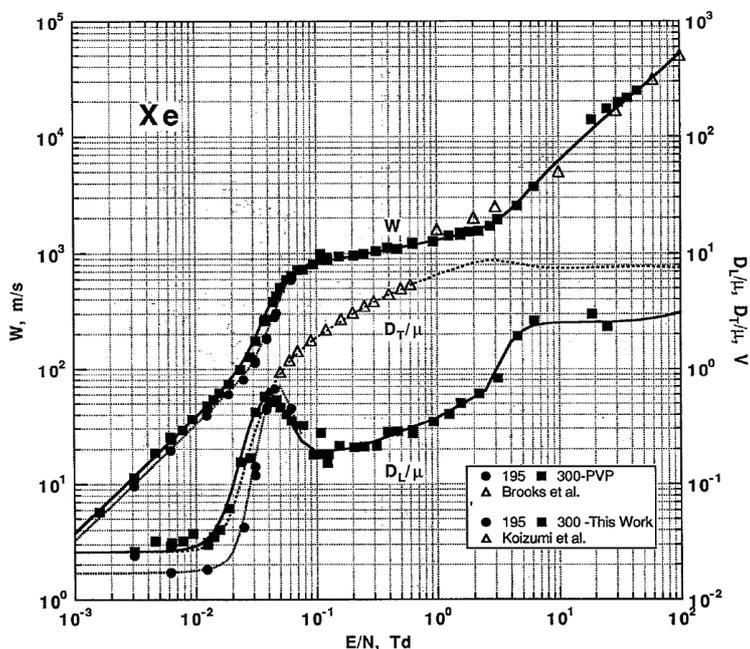


図 2.6: W 、 D_L/μ 、 D_T/μ の換算電場依存性 [27]。実線は理論計算による値 [23] を示す。図中の引用文献は以下の通り：Brooks *et al.* [28]、Koizumi *et al.* [17]。

また、縦拡散係数と移動度の比 D_L/μ が Pack *et al.* [27] によって図 2.6 に示すように測定されている。一方で、特性エネルギーは Koizumi *et al.* [17] によって測定されており、図 2.6 に同時に示されている。

ここまで述べた実験は、すべて大気圧付近で行われたものである。高密度気体キセノンにおいては、移動度に関して二例の測定結果がある [29,30]。そのうち、室温で実験が行われた Dmitrenko *et al.* [30] の測定結果を図 2.7 に示す。図 2.7 より、ドリフト速度と換算電場の関係を表す曲線は、密度の増加により低電場側へシフトしていくことが分かる。また、換算電場約 0.05 Td において換算移動度が大きく変化していき、密度依存性を示すことが見て取れる。

対照的に、拡散係数の高密度における測定例はほとんどない。唯一、特性エネルギーが密度 $2.57 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ まで測定されており、換算電場 0.05-1.2 Td においては大きな密度依存性がないことを報告している [31,32]。縦拡散係数は高密度での測定が行われておらず、移動度のような密度依存性が存在するのかどうか興味深い。

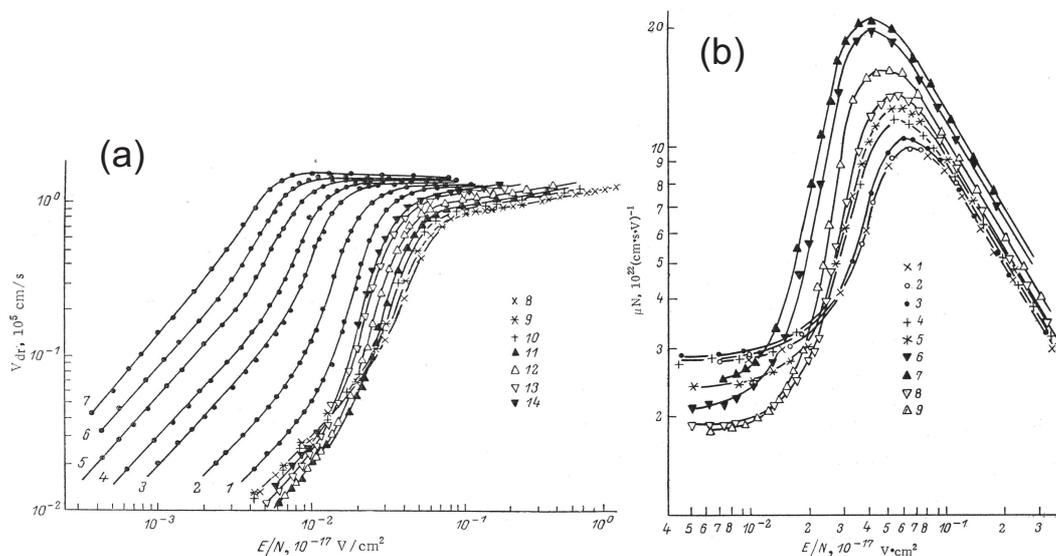


図 2.7: 室温における高密度気体キセノン中の (a) ドリフト速度 V_{dr} と換算電場 E/N の関係、(b) 換算移動度 $N\mu$ と換算電場 E/N の関係 [30]。キセノンの密度は、図 (a) では、1: 4.24, 2: 4.97, 3: 5.38, 4: 6.3, 5: 6.97, 6: 7.34, 7: 7.75, 8: 0.1, 9: 0.438, 10: 0.91, 11: 1.92, 12: 2.74, 13: 3.54, 14: 3.92×10^{21} cm⁻³ であり、図 (b) では、1: 0.1, 2: 0.189, 3: 0.438, 4: 0.91, 5: 1.36, 6: 1.92, 7: 2.74, 8: 3.54, 9: 3.92×10^{21} cm⁻³ である。

高エネルギー電子に対する電子輸送

換算電場 E/N が大きくなり、電子の平均エネルギーが電子励起のエネルギーや電離エネルギーと同程度になると、電子による原子の励起や電離が起こり始める。この時、1 個の電子が単位長さだけ流動する間に励起する平均の原子数 α_{ex} のことを励起係数、同じく単位流動距離あたりに電離する平均の原子数 α のことを電離係数という。電離係数 α は、しばしば「第一タウンゼント電離係数」と呼ばれるが、本論文では単に「電離係数」と呼ぶことにする。励起係数及び電離係数は明らかに気体の原子数密度 N に比例し、その比例係数は電子のエネルギー分布を決めるパラメータである換算電場と気体温度のみに依存する。すなわち、 α_{ex}/N 、 α/N は E/N と T のみの関数となる。ただし、實際上、励起や電離が起こる換算電場領域ではこれらの量は気体温度にほぼよらない。励起係数及び電離係数を特徴づけるのは、電子励起断面積と電離断面積である。例として、電子-キセノン原子衝突の電離断面積を図 2.8 に示す。運動量移行断面積と比較すると、電離断面積はほぼ一致した値が得られていると言える。

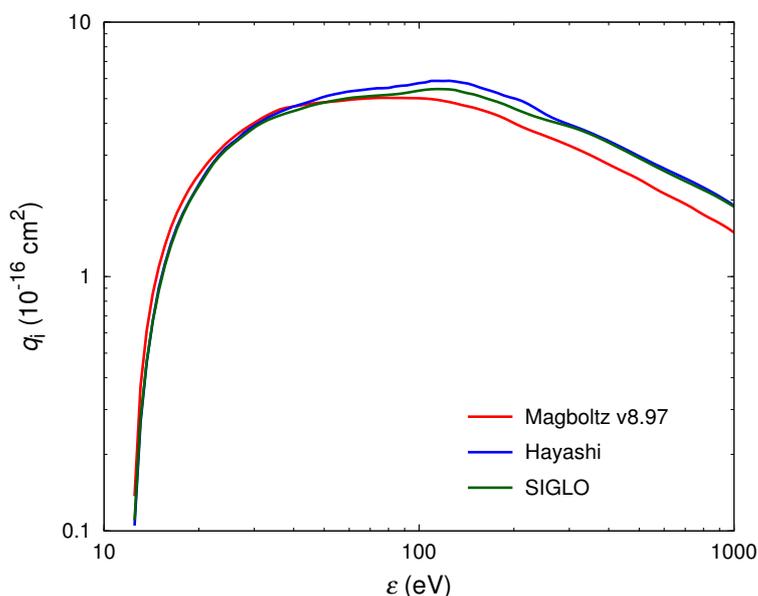


図 2.8: 電子-キセノン原子衝突の電離断面積 q_i と電子エネルギー ε の関係。断面積のデータは LXcat [33] より抽出した。"Magboltz v8.97" は Magboltz コード (バージョン 8.97) [34] で使用されている値、"Hayashi" は文献 [35] からの引用、"SIGLO" は BOLSIG+コード [36] で使用されている値である。

原子の励起や電離といった現象は、放射線検出器における現象としてはそれぞれ比例蛍光と電荷増幅に対応する。比例蛍光とは、電子-キセノン原子衝突において電子励起を起こすことで、電子数に比例したシンチレーション発光を得る過程である。最近、暗黒物質直接探索実験などで用いられている気液二相型キセノン TPC では、気体中での比例蛍光により位置検出を行っている。また、電荷増幅は、比例計数管、マルチワイヤ比例計数管 (MWPC)、ガス電子増幅器 (GEM)、マイクロピクセルチェンバー (μ -PIC) など多くのガス検出器に応用されているが、これらは主に大気圧程度で動作し、高密度領域で動作させた例は少ない。

気体キセノン中での電子の励起係数及び電離係数の測定は、気体密度が大きくなると非弾性散乱が起こるエネルギーまで電子を加速するのが難しくなるため、これまでは主に大気圧以下の希薄気体中で行われてきた。励起係数はこれまでに二例の報告があるが [37, 38]、データ量としてはまだ不十分であると言える。電離係数は希薄気体について三例の報告があり [39–41]、それらはほぼ一致した値を示している。しかしながら、Sakurai *et al.* [42] は、比例計数管を用いて密度 $2.5 \times 10^{19} - 2.6 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ で電離係数の測定を行い、希薄気体中とは異なる値を報告している。図 2.9 に、Sakurai *et al.* の電離係数の測定結果を示す。彼らの電離係数の

結果は、希薄気体中よりも大きくなる傾向にあり、密度によって電離係数の大きさが変化している可能性がある。

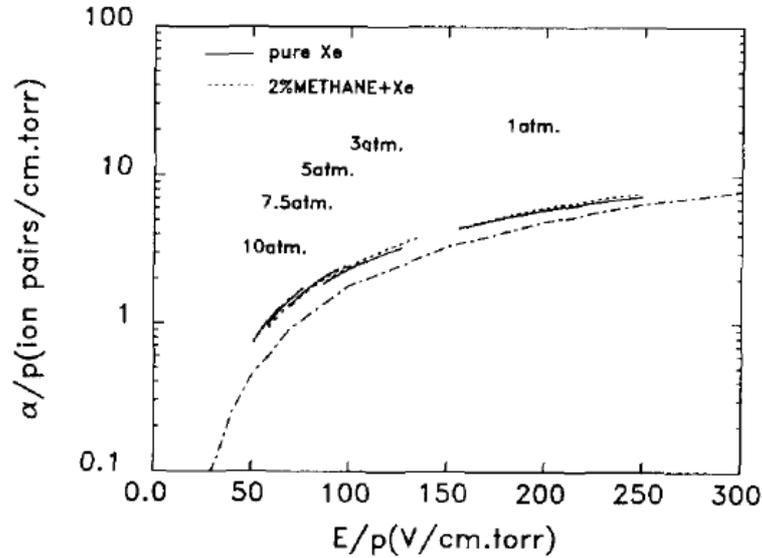
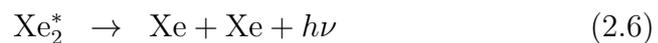


図 2.9: 換算電離係数 α/p と換算電場 E/p の関係 [42]。 p は気体圧力を表し、 α/p と E/p は、このデータにおける圧力領域では α/N 、 E/N に相当する。実線がキセノン中での測定結果であり、一点鎖線は Kruithof [39] による測定結果である。

2.4 シンチレーション過程

2.4.1 発光過程とその時間特性

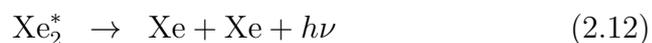
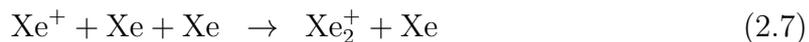
大気圧以上の気体キセノンに対するシンチレーション発光には、二つの起源があることが知られている [43]。一つは励起発光過程と呼ばれ、荷電粒子によって生成される励起原子に由来し、発光は以下のように進行する。



ここで、 Xe はキセノン中性原子、 Xe^* はキセノン励起原子、 Xe_2^* はキセノン励起二量体、 $h\nu$ はシンチレーション光子を表す。なお大気圧以下の低圧領域では、式 (2.5) の三体衝突に要する時間が、キセノン励起原子が脱励起するまでの時間より

も長くなるため、大気圧以上の場合とはシンチレーション発光のメカニズムが異なる [44]。ただし、本研究におけるキセノンの密度領域ではそれらの過程は無視できる。

一方、もう一つは再結合発光過程と呼ばれ、荷電粒子によって生成される電子-イオン対に由来し、発光は以下のように進行する。



ここで、 Xe^+ はキセノンイオン、 Xe_2^+ はキセノン二量体イオン、 Xe^{**} は高い準位に励起されたキセノン原子、 e_{hot} は亜励起電子、 e_{th} は熱化電子を表す。どちらの過程も最終的には同じ反応、すなわち励起分子の脱励起を経て発光を起こす。シンチレーション発光の波長は真空紫外領域にあり、発光波長スペクトルは、発光中心波長 175 nm、半値幅 15 nm の近似的なガウス分布の形をしている [45]。

励起発光過程のシンチレーション発光時間は、ほとんど励起分子 Xe_2^* の脱励起にかかる時間、すなわち励起分子の生存時間によって決まる。励起分子の生存時間は、4.6 ns または 99 ns であり、それぞれ一重項状態と三重項状態からの脱励起に対応する [46]。一方で、再結合発光過程のシンチレーション発光時間は、電子-イオン対の再結合の反応率に大きく影響される。一般的には、気体密度が低いほど、荷電粒子の電離密度が小さいほど、また外部電場が弱いほど電子-イオン対の再結合が長時間続く。これまでの研究によると、密度 0.09 g/cm^3 以下では、無電場において $100 \mu\text{s}$ 以上の時間にわたって再結合発光が継続することが示されている [47]。また、再結合発光の継続時間は気体密度を増加させると減少していき、密度 0.1 g/cm^3 以上においては、無電場における再結合特性時間（再結合発光の半減期）は $5 \mu\text{s}$ 以下になることが報告されている [48]。これは、気体密度が増加することで電離密度が増加し電子-イオン対の再結合反応率が上昇するためと考えられる。

2.4.2 シンチレーション発光収量

シンチレータの発光収量は、しばしば W_s 値で特徴づけられる。 W_s 値とは、1 つのシンチレーション光子を生成するための平均エネルギーで定義され、以下の

式で表せる。

$$W_s = \frac{E_c}{N_p} \quad (2.13)$$

ここで、 N_p は荷電粒子によって生成されるシンチレーション光子数の平均値である。2.4.1章で述べたように、シンチレーション発光には電子-イオン対に由来する再結合発光があり、外部電場により再結合が妨げられた場合、発光が妨げられる。従って、 W_s 値は電場に依存することになる。この時、励起発光と再結合発光の過程以外に支配的な過程が存在しなければ、再結合過程では1つの電子-イオン対から1つのシンチレーション光子が発生するため、電場によって収集される電子数とシンチレーション発光光子数の和は常に一定であり、電場強度を変化させた場合は収集される電子数とシンチレーション発光光子数の間には反相関関係があることが予想される。実際に、密度 0.056 g/cm^3 では両者に完全反相関関係があることが確かめられており [6]、また密度 0.12 g/cm^3 以下では両者の和が一定であることが示されている [7]。

シンチレーション発光収量の定量的な測定については、これまで主にアルファ線を用いて大気圧付近から比較的高密度の気体まで行われてきた。これは、アルファ線の場合飛程が短いために発光位置を限定でき、発光収量の定量が比較的容易であるためである。2.4.1章で述べたように、気体密度が低い場合は電子-イオン対の再結合にかかる時間が長いため、無電場または電場が弱い場合の発光量の決定は困難である。しかし、大気圧付近の発光量については W_{ex} 値を測定することができる。 W_{ex} 値は1つの励起原子を生成するための平均エネルギーに対応し、十分強い電場を印加して再結合を取り除いた場合の発光量から決定することができる。アルファ線に対しては、密度 0.12 g/cm^3 以下で W_{ex} 値が約 34 eV という値を複数の文献が報告している（文献 [7] の表1参照）。一方、X線やガンマ線を用いた実験では、 W_{ex} 値として2倍程度異なる値が報告されており [50–52]、これらは今後検証する必要があると思われる。

次に、シンチレーション発光収量の密度依存性について述べる。図 2.10 に、過去の研究において高密度領域で測定された W_s 値の結果を示した。これらは、アルファ線を用いて無電場で測定されたものである。このうち、Dolgoshein *et al.* [49] と Bolotnikov and Ramsey [13] は相対値を報告しているため、Mimura *et al.* [7] のデータを用いて絶対値に較正したものをプロットしている。また、Kobayashi *et al.* [47] は、Saito *et al.* [6] の値を用いて絶対値に較正した値を報告している。従って、この中で絶対値を測定して報告しているのは、Saito *et al.* [6] と Mimura *et al.* [7] である。 W_s 値は、密度約 0.1 g/cm^3 付近において最小となり、それより密度が低い場合も高い場合も W_s 値が増加していることが分かる。低密度における増加は、長時間続く再結合発光が測定回路で収集しきれないために減少してい

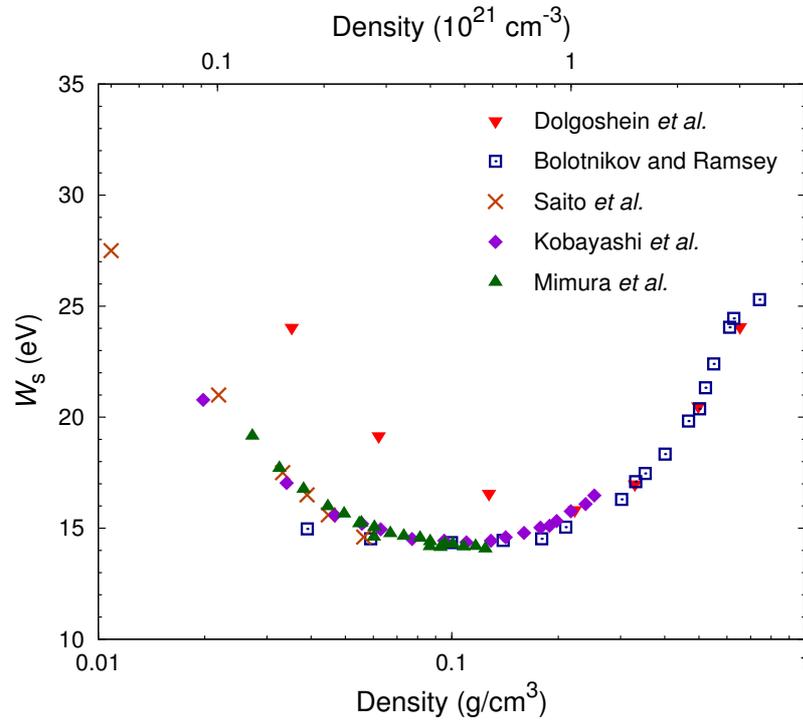
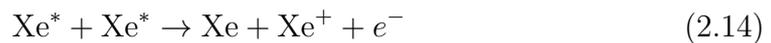


図 2.10: 無電場におけるアルファ線による W_s 値の密度依存性。引用文献は以下の通り: Dolgoshein *et al.* [49]、Bolotnikov and Ramsey [13]、Saito *et al.* [6]、Kobayashi *et al.* [47]、Mimura *et al.* [7]。

くものと考えられるので、物理的にはそれほど重要でない。Dolgoshein *et al.* のデータが一致していないのも、測定回路の時定数の違いによるものと考えられる。一方で、高密度における W_s 値の増加の理由ははっきりしない。一つの解釈としては、液体キセノンにおいて起こると考えられている消光（クエンチング）作用が、高密度気体においても働きはじめていることが考えられる。液体キセノンでは、電離密度の高い荷電粒子に対するシンチレーション発光は、以下に示すクエンチング過程によって減少するとされている [53]。



気体キセノンでも、高密度化に伴って荷電粒子による電離密度が高まることにより、液体キセノンと同様のクエンチング作用が働いている可能性がある。また、Bolotnikov and Ramsey [13] は、 W_s 値の増加の原因を N_{ex}/N_i の減少によるものとしている。このように、高密度領域でのシンチレーション過程にはなお未解明

な点が残されており、その全体像の理解のためには、対象とする密度範囲の拡大や電離電子とシンチレーション光子の関係の取得などの様々な面からの検証が必要である。

参考文献

- [1] *CRC handbook of chemistry and physics, 81st ed.*, editor-in-chief, D. R. Lide (Boca Raton, Fla., London, 2000).
- [2] R. L. Platzman, *Int. J. Appl. Radiat. Isot.* **10** (1961) 116.
- [3] A. Bolotnikov and B. Ramsey: *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A* **396** (1997) 360.
- [4] E. Aprile and T. Doke: *Rev. Mod. Phys.* **82** (2010) 2053.
- [5] W. P. Jesse and J. Sadauskis: *Phys. Rev.* **90** (1953) 1120.
- [6] K. Saito, S. Sasaki, H. Tawara, T. Sanami, and E. Shibamura: *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **NS-50** (2003) 2452.
- [7] M. Mimura, S. Kobayashi, N. Masuyama, M. Miyajima, and N. Hasebe: *Jpn. J. Appl. Phys.* **48** (2009) 076501.
- [8] M. Saito, T. Nishikawa, and M. Miyajima: *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **NS-51** (2004) 2125.
- [9] M. Miyajima, T. Takahashi, S. Konno, T. Hamada, S. Kubota, H. Shibamura, and T. Doke: *Phys. Rev. A* **9** (1974) 1438.
- [10] E. Aprile, A. Bolotnikov, D. Chen, and R. Mukherjee: *Phys. Rev. A* **48** (1993) 1313.
- [11] T. Takahashi, S. Konno, T. Hamada, M. Miyajima, S. Kubota, A. Nakamoto, A. Hitachi, E. Shibamura, and T. Doke: *Phys. Rev. A* **12** (1975) 1771.
- [12] T. Doke, A. Hitachi, J. Kikuchi, K. Masuda, H. Okada, and E. Shibamura: *Jpn. J. Appl. Phys.* **41** (2002) 1538.
- [13] A. Bolotnikov and B. Ramsey: *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A* **428** (1999) 391.

-
- [14] C. Levin, J. Germani, and J. Markey: Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A **332** (1993) 206.
- [15] V. M. Atrazhev, I. V. Chernysheva, and T. Doke: Jpn. J. Appl. Phys. **41** (2002) 1572.
- [16] L. S. Frost and A. V. Phelps: Phys. Rev. **136** (1964) 1538.
- [17] T. Koizumi, E. Shirakawa, and I. Ogawa: J. Phys. B: At. Mol. Phys. **19** (1986) 2331.
- [18] M. Suzuki, T. Taniguchi, N. Yoshikawa, and H. Tagashira: J. Phys. D: Appl. Phys. **25** (1992) 50.
- [19] S. R. Hunter, J. G. Carter, and L. G. Christophorou: Phys. Rev. A **38** (1988) 5539.
- [20] Z. M. Uteshev and I. V. Chernysheva: J. Tech. Phys. **66** (1996) 21 [in Russian].
- [21] E. B. Wagner, F. J. Davis, and G. S. Hurst: J. Chem. Phys. **47** (1967) 3138.
- [22] J. H. Parker, Jr. and J. J. Lowke: Phys. Rev. **181** (1969) 290.
- [23] J. J. Lowke and J. H. Parker, Jr.: Phys. Rev. **181** (1969) 302.
- [24] H. R. Skullerud: J. Phys. B: At. Mol. Phys. **2** (1969) 696.
- [25] J. L. Pack, R. E. Voshall, and A. V. Phelps: Phys. Rev. **127** (1962) 2084.
- [26] T. Hashimoto and Y. Nakamura: Papers of IEEJ Gas Discharge Technical Committee ED-90-61 (1990) [in Japanese].
- [27] J. L. Pack, R. E. Voshall, A. V. Phelps, and L. E. Kline: J. Appl. Phys. **71** (1992) 5363.
- [28] H. L. Brooks, M. C. Cornell, J. Fletcher, I. M. Littlewood, and K. J. Nygaard: J. Phys. D: Appl. Phys. **15** (1982) L51.
- [29] S. S.-S. Huang and G. R. Freeman: J. Chem. Phys. **68** (1978) 1355.
- [30] V. V. Dmitrenko, A. S. Romanyuk, S. I. Suchkov, and Z. M. Uteshev: Sov. Phys. Tech. Phys. **28** (1983) 1440.

- [31] S. Kobayashi, N. Hasebe, T. Igarashi, T. Miyachi, M. Miyajima, H. Okada, T. Doke, E. Shibamura, V. V. Dmitrenko, and K. F. Vlasik: *Jpn. J. Appl. Phys.* **43** (2004) 5568.
- [32] S. Kobayashi, N. Hasebe, T. Hosojima, T. Ishizaki, K. Iwamatsu, M. Mimura, T. Miyachi, M. Miyajima, K. Pushkin, C. Tezuka, T. Doke, M. Kobayashi, E. Shibamura, and A. Ishizuka: *Jpn. J. Appl. Phys.* **45** (2006) 7894.
- [33] LXcat: <http://www.lxcat.net/>
- [34] Magboltz: <http://consult.cern.ch/writeup/magboltz/>
- [35] *Swarm Studies and Inelastic Electron-Molecule collisions*, eds. L. C. Pitchford, B. V. McKoy, A. Chutjian, and S. Trajmar (Springer-Verlag, New York, 1987).
- [36] BOLSIG+: <http://www.bolsig.laplace.univ-tlse.fr/>
- [37] L. T. Specht, S. A. Lawton, and T. A. DeTemple: *J. Appl. Phys.* **51** (1980) 166.
- [38] G. N. Malović, A. I. Strinić, Z. Lj. Petrović, J. V. Božin, and S. S. Manola: *Eur. Phys. J. D* **10** (2000) 147.
- [39] A. A. Kruithof: *Physica* **7** (1940) 519.
- [40] A. K. Bhattacharya: *Phys. Rev. A* **13** (1976) 1219.
- [41] L. Jacques, W. Bruynooghe, R. Bouciqué, and W. Wieme: *J. Phys. D: Appl. Phys.* **19** (1986) 1731.
- [42] H. Sakurai, B. D. Ramsey, and M. C. Weisskopf: *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A* **307** (1991) 504.
- [43] M. Suzuki, J. Ruan, and S. Kubota: *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.* **192** (1982) 565.
- [44] P. K. Leichner, K. F. Palmer, J. D. Cook, and M. Thieneman: *Phys. Rev. A* **13** (1976) 1787.
- [45] K. Saito, H. Tawara, T. Sanami, E. Shibamura, and S. Sasaki: *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **49** (2002) 1674.

-
- [46] T. D. Bonifield, F. H. K. Rambow, G. K. Walters, M. V. McCusker, D. C. Lorents, and R. A. Gutcheck: *J. Chem. Phys.* **72** (1980) 2914.
- [47] S. Kobayashi, N. Hasebe, T. Igarashi, M.-N. Kobayashi, T. Miyachi, M. Miyajima, H. Okada, O. Okudaira, C. Tezuka, E. Yokoyama, T. Doke, E. Shibamura, V. V. Dmitrenko, S. E. Ulin, and K. F. Vlasik: *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A* **531** (2004) 327.
- [48] M. Mimura, S. Kobayashi, T. Ishikawa, M. Miyajima, and N. Hasebe: *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A* **613** (2010) 106.
- [49] B. A. Dolgoshein, V. N. Lebedenko, A. M. Rogozhin, B. U. Rodionov, and E. N. Shuvalova: *Sov. Phys. JETP* **29** (1969) 619.
- [50] A. Parsons, T. K. Edberg, B. Sadoulet, S. Weiss, J. Wilkerson, K. Hurley, R. P. Lin, and G. Smith: *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **NS-37** (1990) 541.
- [51] S. J. C. do Carmo, F. I. G. M. Borges, F. P. Santos, T. H. V. T. Dias, and C. A. N. Conde: *J. Instrum.* **3** (2008) P07004.
- [52] L. M. P. Fernandes, E. D. C. Freitas, M. Ball, J. J. Gómez-Cadenas, C. M. B. Monteiro, N. Yahlali, D. Nygren, and J. M. F. dos Santos: *J. Instrum.* **5** (2010) P09006.
- [53] A. Hitachi, T. Doke, and A. Mozumder: *Phys. Rev. B* **46** (1992) 11463.

第3章 実験方法

本章では、高密度気体キセノン中での電子輸送係数として、移動度、縦拡散係数、電離係数を測定するための装置について示す。さらに、アルファ線による電離・発光量を測定するための装置についても同様に示す。移動度、縦拡散係数の測定装置の原理は平行平板型のドリフト電離箱であるが、気体キセノンの密度が低い場合と高い場合において、主に電子の発生方法の点で異なる装置を用いている。電離係数の測定には、直径約 $10\ \mu\text{m}$ のワイヤーを芯線とした円筒型比例計数管を用いている。また、アルファ線による電離・発光量の測定には、アルファ線源を取り付けた平行平板型の電離箱及び光電子増倍管を用いており、電離電子数とシンチレーション光子数の同時観測が可能である。それぞれの装置に対して、信号処理システム、キセノン供給システムの構成と得られたデータの解析方法について述べる。さらに、高密度キセノン中では、不純物が電子輸送係数や電離・発光量に影響を与えるため、キセノンの純化方法や純度評価方法について議論する。

3.1 電子の移動度、縦拡散係数の測定

電子の移動度、縦拡散係数は、キセノン中に電子群を発生させ、外部電場を印加することで流動・拡散させて、ある距離だけ流動させた時の流動時間と、外部電場と平行な方向の電子群の空間分布を計測することで取得することができる。本研究においては、平行平板型のドリフト電離箱を用いて、流動する電子により流れる電流の時間発展を解析することで測定を行った。本研究では、容器の耐圧強度の違いからキセノンの密度によって2つの異なるドリフト電離箱を使用しており、それらの主な違いは電子群の生成方法である。「実験装置 I」としては、電子源として光電陰極とキセノンフラッシュランプを用い、電極間隔を 3 cm として、比較的低密度のキセノンを充填してデータを取得した。「実験装置 II」としては、電子源としてアルファ線の電離作用を用い、電極間隔を 1 cm として、より高密度のキセノンを充填してデータを取得した。実験装置 II でアルファ線源を用いているのは、高い耐圧強度の装置で簡便に実験を行うためである。データ解析の原理は実験装置 I、II ともに同じであるが、電子群の生成方法が異なるため、信号処理方法、特にデータ収集に対するトリガーのかけ方が異なる。以下にそれぞれの装置及びデータ処理の詳細を述べる。

3.1.1 実験装置 I

「実験装置 I」の模式図を図 3.1 に示す。装置は、文献 [1] に示されているものと同じものを用いている。チェンバーは内径 200 mm、高さ 200 mm の円筒型のステンレス (SUS304) 製容器であり、上部に信号読み出し用の 48 ピン電流導入端子、側面に高電圧印加用の 4 ピンの電流導入端子が接続され、下部には直径 5 mm の窓を有する紫外線入射窓を備えている。また、側面に真空排気とキセノン導入用の配管を接続している。

チェンバー内部は、図 3.2 に示すように、陽極、光電陰極が設置された陰極、リング状の 2 つの電場整形電極からなる。それぞれの電極の外径は 150 mm、陽極と陰極の間隔は 30 mm であり、セラミックスのスペーサーで支えられている。陰極は厚さ 3 mm であり、中央に光電陰極を設置するための穴が開いていて、その下にコリメータを取り付けることができる。電場整形電極は、内径 110 mm、厚さ 2 mm であり、陰極と陽極の間に等間隔に設置されている。陰極と電場整形電極には、側面の電流導入端子から適当な電圧をかけることが可能である。陽極はプリント基板を加工して製作され、図 3.3 に示すように、43 本のストリップ状電極と電極 A、B、C からなる。ストリップ状電極は、幅 0.1 mm、長さ 6 cm で、電極間の間隔は 0.2 mm である。その両側には長方形の電極 A、B があり、ストリッ

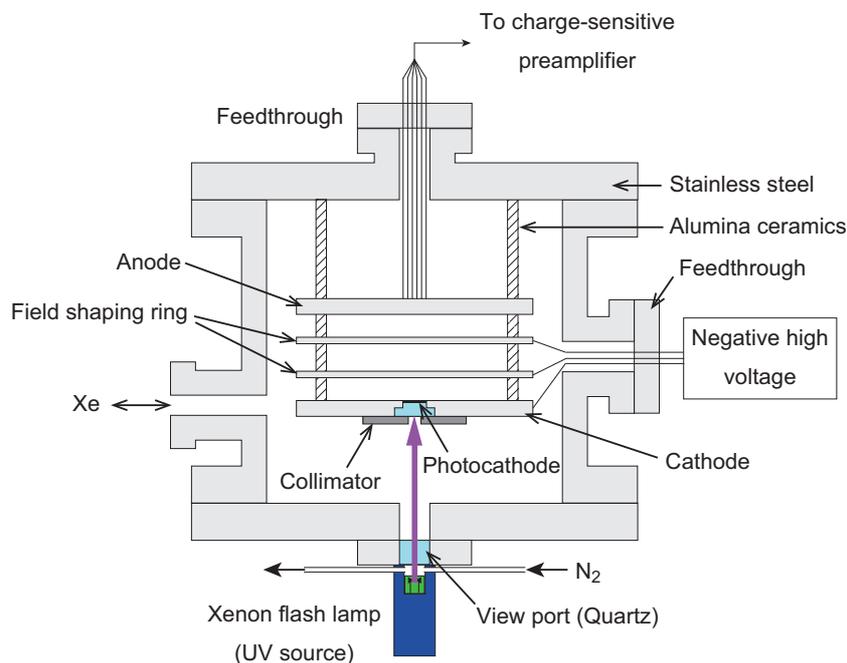


図 3.1: 平行平板型ドリフト電離箱の模式図。本論文においては「実験装置 I」とする。

プ状電極、長方形電極を合わせた領域は $6\text{ cm} \times 6\text{ cm}$ である。それらの周囲全体は電極 C で囲まれている。本実験においては、電子群は $6\text{ cm} \times 6\text{ cm}$ の領域で収集されている。ストリップ状電極は、電子の特性エネルギーの測定 [1–3] の際に電子の横方向の分布を取得するために製作されたものであるが、本研究においては必要ないため各電極の信号線を電流導入端子から取り出した後に全てつないで信号を読み出している。

電子群の発生には、キセノンフラッシュランプ (Hamamatsu Photonics L7685) からの紫外光が光電陰極で起こす光電効果を利用している。キセノンフラッシュランプにより発生した紫外光パルスは、石英窓を通過してチェンバー内に入射し、コリメータによって絞られて光電陰極に照射される。光電陰極は陰極の中央に設置されていて、光電効果によって作り出された電子群は、外部電場により陽極へ流動させることができる。

キセノンフラッシュランプでは、数百 Torr の高純度キセノンガスを封入した容器内で、陰極-陽極間に高電圧を印加し、トリガープローブへトリガーエネルギーを与えることで放電を起こしている。本研究で用いた L7685 は、外部から信号パルスを入力して放電を起こし、ランプを点滅させることが可能である。ランプの発光強度は、主放電コンデンサの容量と主放電電圧で決定される。発光波長スペ

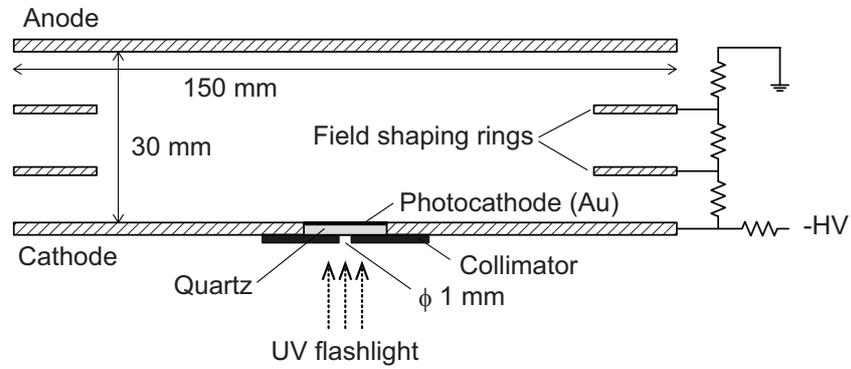


図 3.2: 「実験装置 I」のチェンバー内部の電極部分を拡大した断面図。

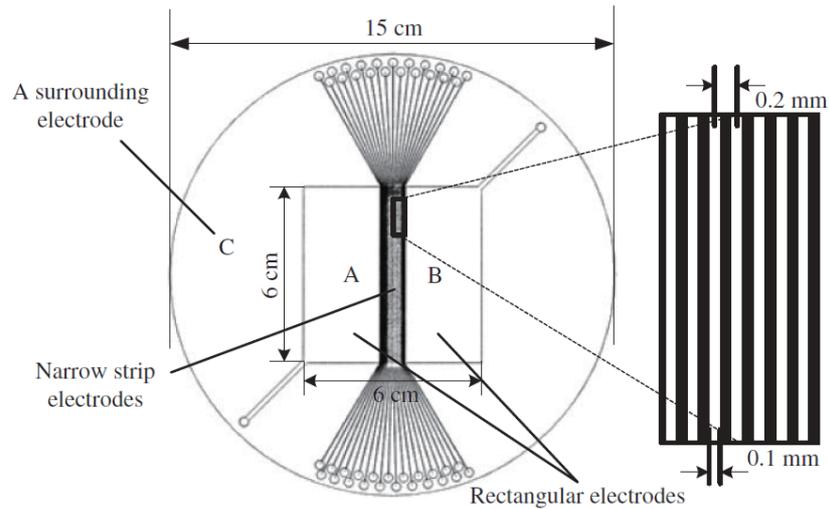


図 3.3: 電子収集を行う陽極の模式図 [2]。電極の中央部に、幅 0.1mm、長さ 6cm のストリップ状電極が 0.2mm 間隔で 43 本設置されていて、その両側に長方形の電極 A、B があり、周囲は電極 C となっている。

クトルは、図3.4のようになっており、220-250 nm程度の紫外光で強度が強くなっている。また、図3.5は、主放電コンデンサが0.1、2.1、4.1 μF の時の発光時間特性の測定結果である[3]。発光の時間特性は、光電陰極で発生する電子群の広がりを評価するときに必要な。本研究においては、主放電コンデンサは2.1 μF に設定して実験を行った。この時の発光の立ち上がり時間(0-100%)は1.81 μs 、発光時間の半値幅は2.69 μs である。キセノンフラッシュランプの発光タイミングは、ファンクションジェネレータでトリガー信号を生成し、駆動装置に入力することで制御した。発光の繰り返し周波数は10 Hzに設定した。また、図3.5を見ると、発光の約3 μs 前、発光の直前に小さなノイズが観測されているのが分かる。これは、キセノンフラッシュランプが放電を起こす際に発生する電磁ノイズであり、発光前に一定の時間間隔で発生するため、特に発光直前のノイズを利用することで発光のタイミングを決定することができる。本実験においては、3.1.3章で述べるとおり、このノイズを信号取得のトリガーとして利用している。

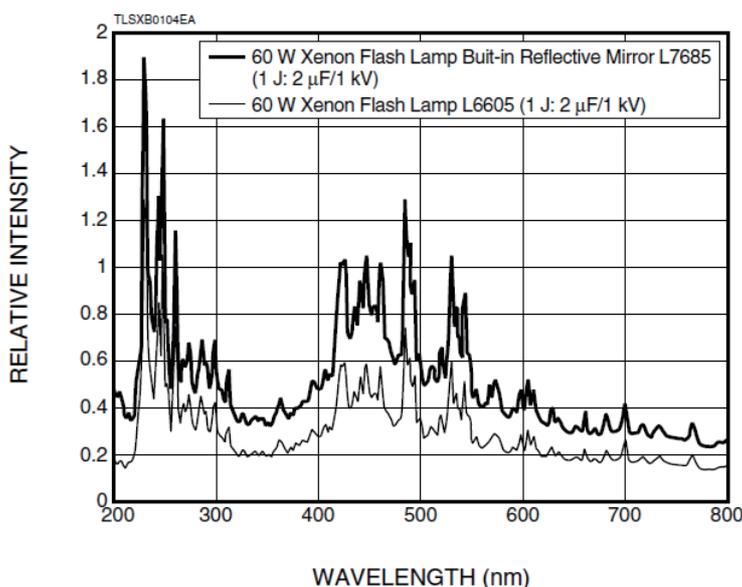


図3.4: キセノンフラッシュランプ (Hamamatsu Photonics L7685) の発光波長スペクトル。

紫外光は空気中の酸素によって吸収されて減衰するため、フラッシュランプからフランジにインジウムでシールされた石英窓までの間には窒素ガスを流した。石英窓を透過した紫外光は、キセノン中を通過し、直径1 mmのコリメータによって絞られ、光電陰極に照射される。光電陰極は、石英上に金を蒸着したものである。金の仕事関数は5 eV程度であるため、図3.4において強く発光する領域の紫

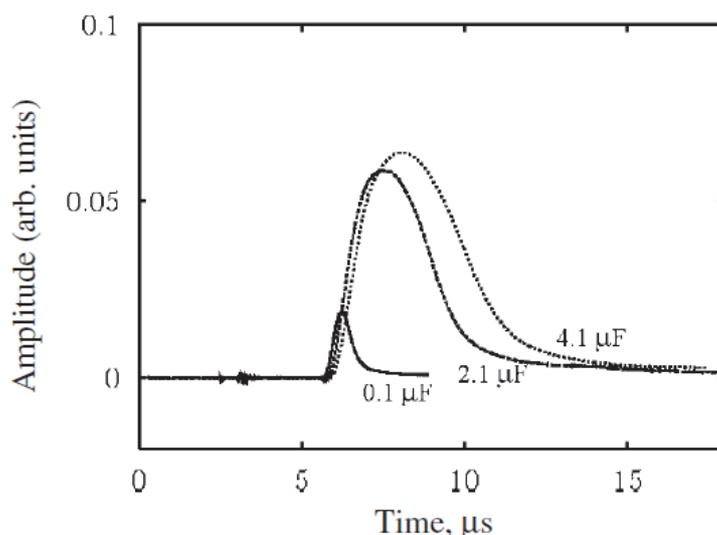


図 3.5: キセノンフラッシュランプ (Hamamatsu Photonics L7685) の発光時間特性の測定結果 [3]。主放電コンデンサが 0.1 、 2.1 、 $4.1 \mu\text{F}$ の時について示してある。

外光によって電子群を生成することが可能である。

3.1.2 実験装置 II

「実験装置 II」の模式図を図 3.6 に示す。チェンバーは、内径 60 mm 、高さ 50 mm のステンレス (SUS304) 製容器であり、下部に高電圧印加及び信号読み出し用の SHV の電流導入端子が溶接してある。また、上部に真空排気とキセノン導入用の配管を接続してある。チェンバー内部は、陽極と、アルファ線源が設置された陰極で構成されている。それぞれの電極はステンレス製で厚さ 2 mm の円板であり、外径は 47 mm である。陰極には、アルファ線源を設置するため、深さ 1 mm 、内径 26.5 mm の穴が掘られており、厚さ 0.5 mm 、内径 20 mm のステンレス製のリングで線源を押さえて固定できるようにしてある。アルファ線源は ^{241}Am をステンレス板上に電着したものをを用いており、 5.49 MeV のアルファ線を放出する。陽極と陰極の間隔は 10 mm とし、セラミックスのスペーサーで支えて固定してある。上述したように、アルファ線源は厚さ 0.5 mm の板で押さえることで固定しているため、陽極とアルファ線源の表面との距離は 10.5 mm である。陰極が接地されている一方、陽極には高電圧を印加することが可能で、高圧電源 (CAEN N471) を用いて正の高電圧を印加して陽極から信号を読み出し、データ解析を行った。

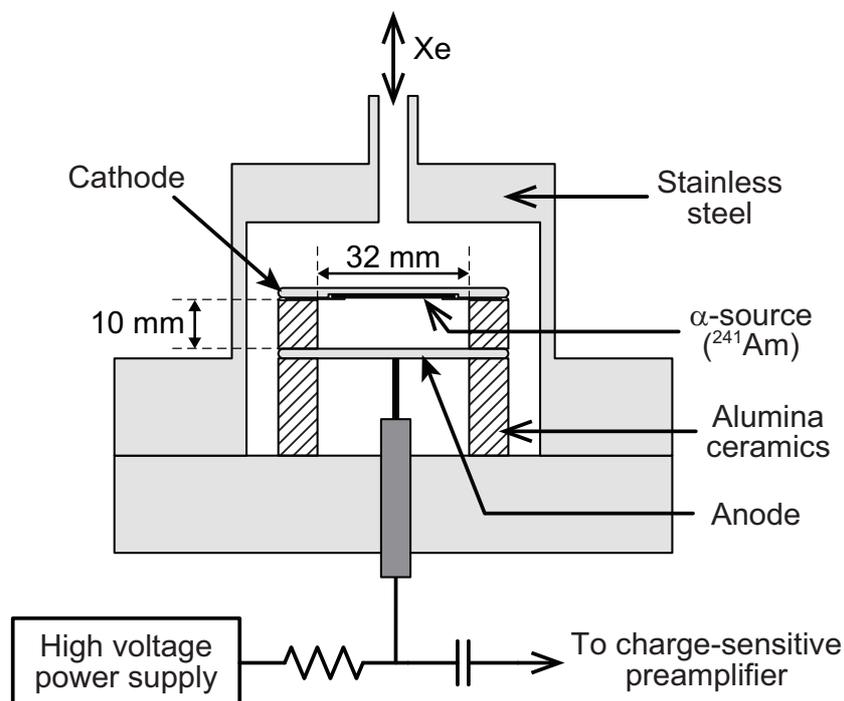


図 3.6: アルファ線源を内蔵した平行平板型電離箱の模式図。本論文においては「実験装置 II」とする。

3.1.3 信号処理及びデータ解析方法

図 3.7 に、実験装置 I に用いた信号処理回路の概要図を示す。実験装置 I では、チェンバー陽極から読み出された信号は、減衰時定数 2.5 ms (帰還抵抗 5 G Ω 、帰還コンデンサ 0.5 pF) の電荷有感型前置増幅器に導かれ、前置増幅器出力波形をデジタルオシロスコープ (LeCroy LT224) で記録した。デジタルオシロスコープのトリガーは、キセノンフラッシュランプが紫外光を放出する直前に発生する電磁波ノイズを、キセノンフラッシュランプの近くに置いた LEMO ケーブルで検出して利用した。平均の前置増幅器出力波形として、デジタルオシロスコープの機能を利用し、4000 個のイベントを平均した平均の電圧信号、さらにそれを時間微分した平均の電流信号を取得した。

図 3.8 に、実験装置 I における典型的な信号波形を示す。この時の実験条件は、キセノン密度 $2.47 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ 、換算電場 0.044 Td である。図 3.8(a) が平均電圧信号を表し、図 3.8(b) が平均電流信号を表している。

3.1.1 章で述べた通り、キセノンフラッシュランプの発光強度が最大になるまでに 2 μs 程度かかるため、電圧信号の立ち上がりはトリガー時刻 ($t = 0$) に対し

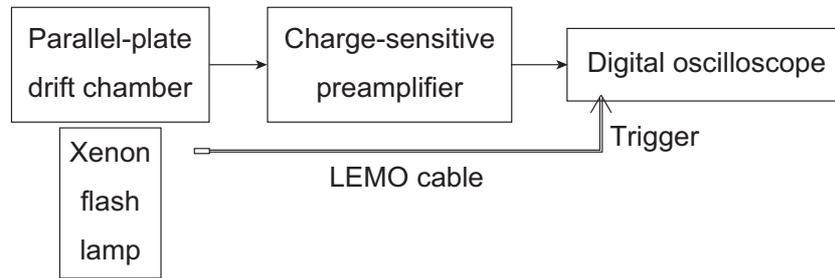


図 3.7: 実験装置 I の信号処理回路概要図。

てわずかに遅れる。その後、電圧は直線的に上昇し、緩やかに傾きを変化させながら一定値に到達する。すなわち、光電陰極で生成された電子群は電極間を一定速度で流動して、ある広がりを持って陽極に到達し、徐々に陽極で収集されていくことを示している。同様な考察が電流信号に対しても可能である。つまり、電子群が電極間を一定速度で流動することは定電流が流れていることと等価であり、電流波形は一定値を示す。電子群が陽極に収集され始めると電極間の電子数が減少するため、電流は徐々に減少することになる。ここで、電流が減少し始めてから 0 になるまでにかかる時間は電子群の縦方向（外部電場と平行な方向）の広がりに対応しているため、この部分の解析により電子の縦拡散係数の導出が可能である。また、電流が半分になる時の時間は電子群の中心が収集された時間に対応すると考えられるため、ドリフト開始時刻と合わせてドリフト時間の決定が可能である。本研究においては、以下の式を電子がドリフトを開始してからの電流の時間発展 $I(t)$ とし、電流波形に対して解析を行った。

$$I(t) = b_0 + I_0 \left(1 - \frac{2}{\sqrt{2\pi}\sigma} \int_{\tau+\Delta t}^t \exp \left\{ -\frac{[t - (\tau + \Delta t)]^2}{2\sigma^2} \right\} dt \right) \quad (3.1)$$

ここで、 b_0 は電流信号のオフセット、 I_0 は規格化係数、 τ は電子のドリフト時間、 σ は電子の縦方向の広がりに対する時間的な標準偏差である。 Δt は電子のドリフト開始時刻のトリガー時刻からのずれを表し、実験装置 I のセットアップではトリガー時刻から遅れて電子がドリフトし始めるため、 $\Delta t > 0$ である。式 (3.1) の積分の部分はガウスの誤差関数の格好をしているが、これは電子群中での電子が空間的にガウス分布をしていると仮定しているためである。解析手順としては、まず電圧信号から Δt の決定を行った。電圧信号 $V(t)$ において、電子がドリフトを始める前の領域を定数 $V(t) = a$ で、電子が一定速度である領域を一次関数 $V(t) = bt + c$ でフィッティングし、その交点 $t = (a - c)/b$ を Δt とした。実験条件を変えた場合のそれぞれの電圧信号に対して同様の解析を行い、得られた Δt は約 $3 \mu\text{s}$ であっ

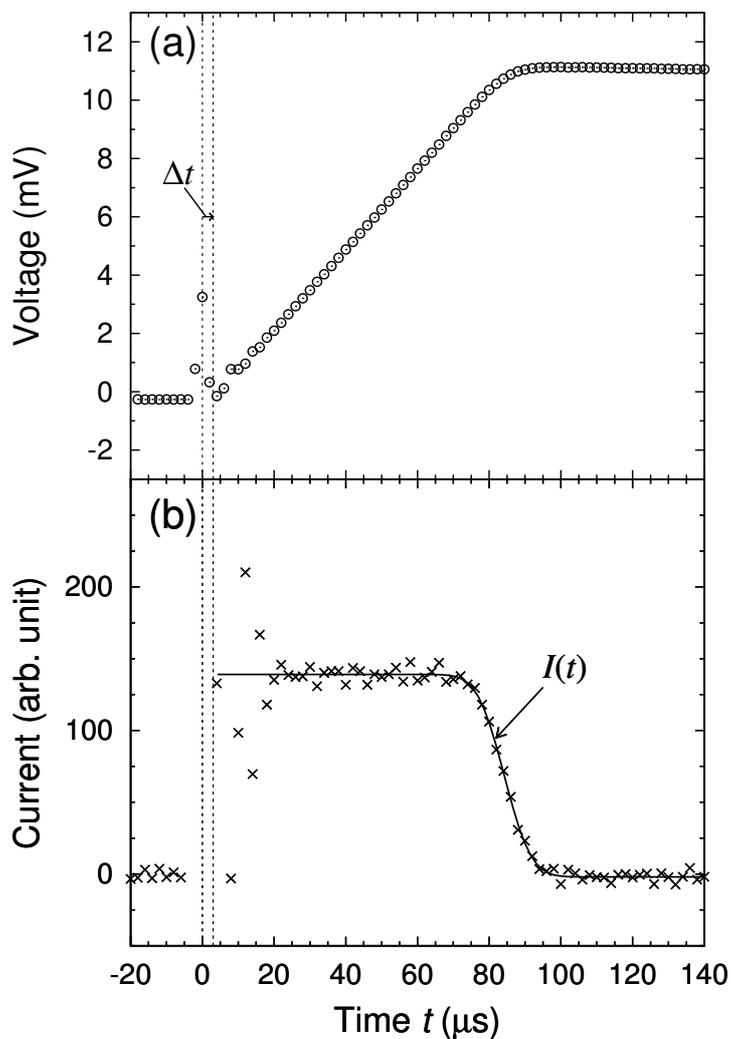


図 3.8: 実験装置 I において得られた典型的な前置増幅器出力波形。キセノン密度は $2.47 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ 、換算電場は 0.044 Td である。(a) は電圧信号であり、(b) は電圧信号の時間微分、すなわち電流信号である。

た。次に、得られた Δt を固定して、 b_0 、 I_0 、 τ 、 σ をフィッティングパラメータとし、式 (3.1) を電流波形に対してフィッティングした。ドリフト速度 W 、換算移動度 $N\mu$ 、換算縦拡散係数 ND_L は、得られた結果からそれぞれ以下のように求めることができる。

$$W = \frac{d}{\tau} \quad (3.2)$$

$$N\mu = N \frac{W}{E} = \frac{Nd}{E\tau} \quad (3.3)$$

$$ND_L = N \frac{W^2(\sigma^2 - \sigma_i^2)}{2\tau} \quad (3.4)$$

ただし、 d は電子群の平均ドリフト距離、 σ_i は生成直後の電子群の広がりに対する時間的な標準偏差の平均値である。ここでは、平均ドリフト距離は電極間隔に等しいとし、 $d = 30 \text{ mm}$ とした。また、生成された直後の電子群の広がりにはキセノンフラッシュランプの発光時間に対応するものと考え、発光の半値幅 $2.69 \mu\text{s}$ を用いて $\sigma_i = 2.69/2.35 = 1.14 \mu\text{s}$ とした。

続いて、実験装置 II に用いた信号処理回路の概要図を図 3.9 に示す。実験装置 II では、チェンバー陽極から読み出された信号は減衰時定数 1 ms (帰還抵抗 $1 \text{ G}\Omega$ 、帰還コンデンサ 1 pF) の電荷有感型前置増幅器に導かれ、前置増幅器出力波形をデジタルオシロスコープ (Lecroy LT224) で記録した。前置増幅器出力は同時に波形整形増幅器 (CLEAR PULSE 4417) に送られ、波形整形時定数 $0.5 \mu\text{s}$ でバイポーラ整形された後、コンスタントフラクシオン・ディスクリミネータ (ORTEC 935) へ入力し、ロジック信号を生成した。前置増幅器出力波形のデジタルオシロスコープへの記録は、このロジック信号によりトリガーされた。コンスタントフラクシオン・ディスクリミネータを用いた理由は、ベースラインの変動による時間ジッターを低減するためである。また、前置増幅器出力波形のパイルアップを防ぐため、ディスクリミネータ出力のロジック信号を用いて幅 1 ms のゲート信号をゲートジェネレータ (Kaizu KN1500) で生成し、ディスクリミネータに対する禁止信号とした。前置増幅器出力波形は、実験装置 I と同様に、4000 個のイベントを平均した平均電圧信号、時間微分した平均電流信号として取得した。

図 3.10 に、実験装置 II における典型的な信号波形を示す。この時の実験条件は、キセノン密度 $1.73 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ 、換算電場 0.040 Td である。図 3.8 と同様に、図 3.10(a) が平均電圧信号を表し、図 3.10(b) が平均電流信号を表している。

データ解析方法は、基本的に実験装置 I と同様である。すなわち、電圧信号から Δt を決定し、式 (3.1) で電流信号をフィッティングして、電子のドリフト時間、広がりに対する標準偏差を導出する。ただし、実験装置 II のセットアップでは、

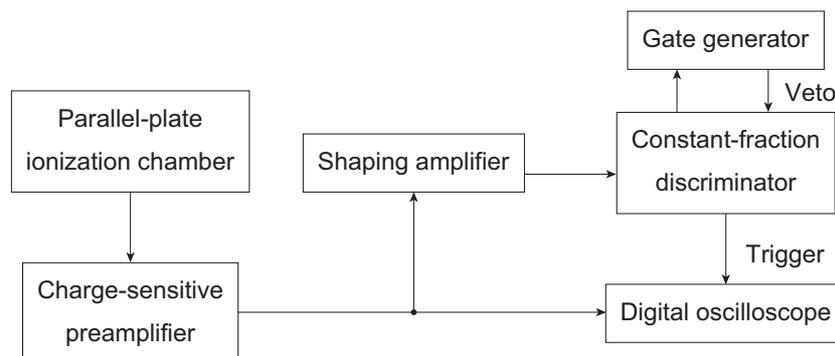


図 3.9: 実験装置 II の信号処理回路概要図。

電子のドリフト開始時刻よりも遅れてトリガー信号が生成されるため、 $\Delta t < 0$ となる。また、ドリフト速度、換算移動度、換算縦拡散係数の各パラメータも、同様に式 (3.2)-(3.4) によって決定される。ここで、 d と σ_i 、すなわち平均のドリフト距離と生成直後の電子群の広がりに対する標準偏差を見積もるために、以下に述べるように電子の分布に対するモンテカルロ計算を実行した。

まず、5.49 MeV のアルファ線放出を 1 つのイベントとして、各イベントごとに分けて電子分布を計算した。アルファ線源は線源面に広がりを持って分布しているが、横方向（外部電場に垂直な方向）の分布は移動度、縦拡散係数の測定に影響を及ぼさないためここでは無視し、アルファ線はある一点（原点）から等方的に放出されると仮定した。次に、放出されたアルファ線は、キセノンを通る過程において阻止能に従ってキセノンにエネルギーを付与していくとした。つまり、アルファ線の電離によって生成される電子イオン対の数は、アルファ線の飛跡に沿って阻止能に比例するように決定した。気体キセノンのアルファ線に対する阻止能は SRIM [4] を用いて計算し、アルファ線の飛跡は直線であるものとした。SRIM によって計算した、キセノン密度 2.55×10^{20} 、 $1.73 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ のときの阻止能曲線を図 3.11 に示す。図 3.11 では、アルファ線放出の原点からの飛跡に沿った距離を横軸にとり、縦軸に阻止能をプロットしている。ここで、アルファ線の電離密度が高い場合、つまりキセノン密度が高い場合、外部電場が存在していても電子-イオン対がある確率で再結合を起こすが、再結合を起こす確率は飛跡に沿って一定であるとみなし、再結合がある場合の電子の分布も阻止能に比例するものとした。1 つのアルファ線イベントに対する電子群のドリフト距離は、電子分布の重心と陽極の距離で評価した。また、1 つのアルファ線イベントに対する電子分布の広がり、原点から等方的に放出されたアルファ線に対する電子分布を外部電場と平行な軸に射影し、射影された電子分布の標準偏差で評価した。最

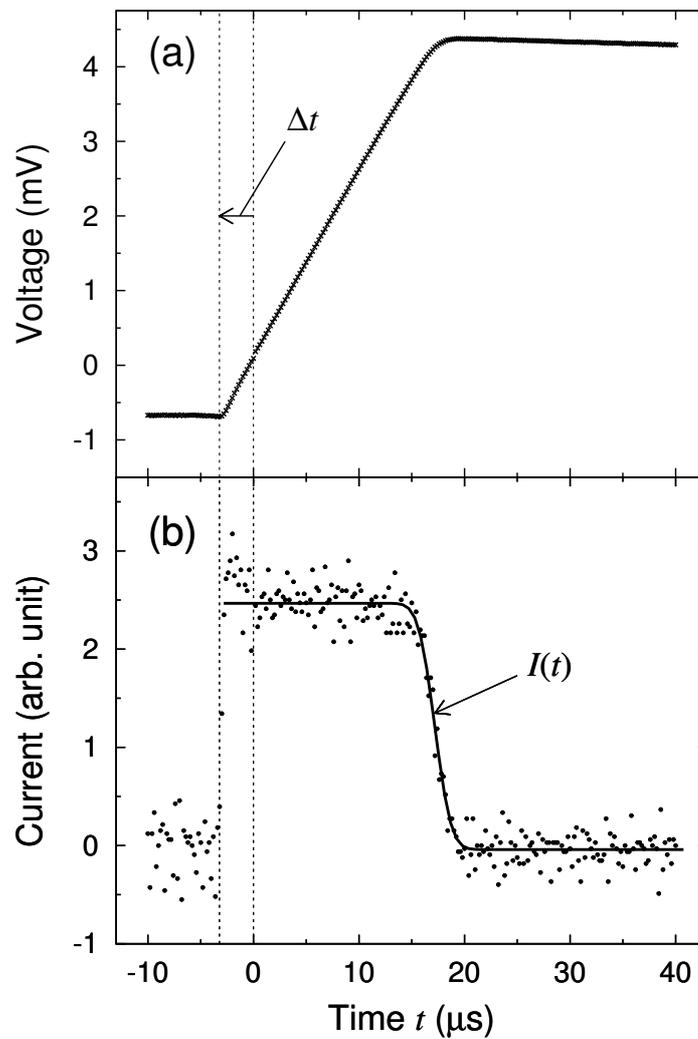


図 3.10: 実験装置 II において得られた典型的な前置増幅器出力波形。キセノン密度は $1.73 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ 、換算電場は 0.040 Td である。(a) は電圧信号であり、(b) は電圧信号の時間微分、すなわち電流信号である。

後に、 d と σ_i は、各イベントに対するドリフト距離と標準偏差を平均することで決定した。表3.1に、実験を行ったキセノン密度に対する、モンテカルロ計算によって得られた d と σ_i を示す。ただし、ここでは σ_i を空間的な標準偏差として示している。この場合、式(3.4)は以下のように書き換えられる。

$$ND_L = N \frac{W^2 \sigma^2 - \sigma_i^2}{2\tau} \quad (3.4')$$

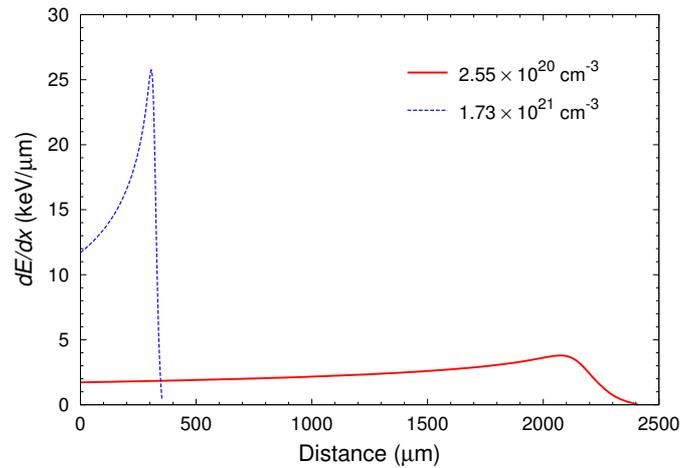


図 3.11: SRIM により計算した、アルファ線の飛跡に沿った距離と阻止能の関係。キセノン密度 2.55×10^{20} 、 $1.73 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ の場合について示してある。

表 3.1: 各キセノン密度に対する電子の平均ドリフト距離 d と、アルファ線により生成された直後の電子分布の広がりに対する標準偏差 σ_i の計算結果。

Density (cm^{-3})	d (mm)	σ_i (mm)
2.55×10^{20}	9.86	0.325
4.82×10^{20}	10.16	0.172
5.38×10^{20}	10.20	0.154
8.69×10^{20}	10.31	0.096
1.27×10^{21}	10.37	0.065
1.73×10^{21}	10.41	0.048

3.2 電離係数の測定

電子による電離係数は、キセノン中にある数の電子を発生させ、外部電場によりキセノンの電離エネルギー以上の高エネルギーを与えて電荷増幅を起こした後の電子数を計測することで求められる。過去の希薄気体における実験においては、電離係数の測定は平行平板型のドリフト電離箱で行われていたが、高密度気体においては非常に大きな電圧を印加する必要が出てくるため、本研究においては円筒型の比例計数管を用いた。以下に実験装置とデータ処理に関する詳細を述べる。

3.2.1 実験装置

本実験に用いた円筒型比例計数管の模式図を図 3.12 に示す。比例計数管は、内径 30 mm、壁面の厚さ 5 mm、長さ 363 mm のステンレス (SUS304) 製のチューブである。一般的な比例計数管には X 線やガンマ線の入射窓を作ることが多いが、本研究においては耐圧強度を高めるために入射窓が無い比例計数管を用いている。比例計数管の両端には電流導入端子が溶接されており、耐電圧は 12 kV である。また、真空排気、キセノンガス導入用の配管が比例計数管の端部付近に接続されている。比例計数管内部は、1 本の陽極線のみで構成されており、高圧電源を用いて外部から高電圧を印加することができる。一方で、比例計数管壁面は接地され、陰極として動作する。陽極線は金メッキタングステン線で、公称直径は $10 \mu\text{m}$ である。ただし、陽極直径は電荷増幅過程に大きく影響するため、走査型電子顕微鏡を用いてワイヤーの写真を撮り、直径の測定を行った。図 3.13 に、電子顕微鏡で撮影したワイヤー写真の例を示す。同様の写真を 82 枚撮影し、各写真からほぼ等間隔に 10 点選んでワイヤー直径を測定し、その平均値をワイヤーの直径として決定した。結果、直径は $10.3 \pm 0.16 \mu\text{m}$ であった。陽極線の比例計数管への取り付けは手作業で行った。陽極線を張るときは、ワイヤーがたるまないように適当な張力をつけるため、ワイヤーの片方を比例計数管の片方の電流導入端子にはんだ付けし、その後もう片方におもりをつけてはんだ付けを行った。おもりの重さは約 13 g であり、これはタングステン線の引っ張り強さの 6 割程度の力がかかるような重さである。本実験で使用した放射線は、 ^{133}Ba からの 81.0 keV のガンマ線である。ガンマ線源は比例計数管上のほぼ中央に直接置き、比例計数管内にガンマ線を入射した。

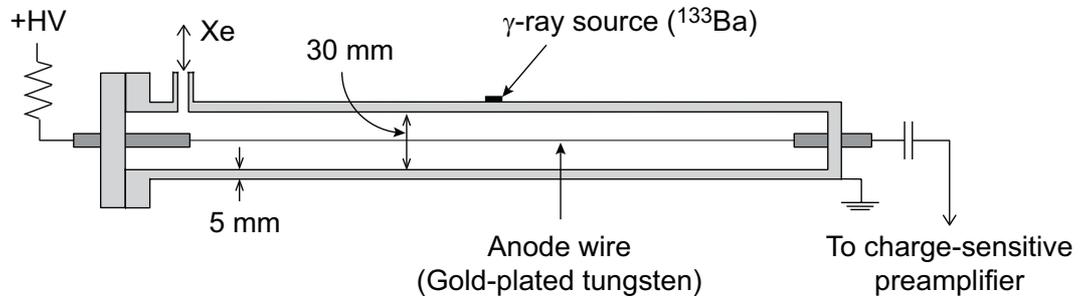


図 3.12: 円筒型比例計数管の模式図。

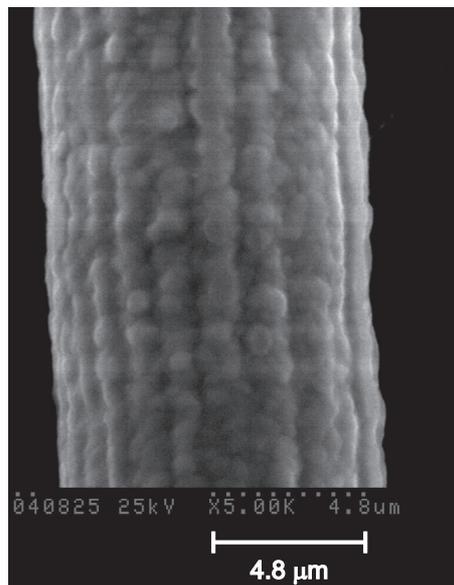


図 3.13: 走査型電子顕微鏡により撮影した金メッキタングステン線の写真の例。顕微鏡の倍率は5000倍である。

3.2.2 信号処理及びデータ解析方法

図 3.14 に、信号処理回路の概要図を示す。比例計数管の陽極線には、高圧電源 (CAEN N471) を用いて正の高電圧を印加した。陽極から読み出された信号は、減衰時定数 1ms (帰還抵抗 500 M Ω 、帰還コンデンサ 2 pF) の電荷有感型前置増幅器に送られ、前置増幅器出力を整形時定数 5 μ s の波形整形増幅器 (CLEAR PULSE 4417) でセミガウス波形に整形した。整形された信号は、マルチチャンネルアナライザ (MCA; Labo 2100C/MCA) にてデジタル化し、コンピュータに記録した。また、電荷の較正には較正されたパルスジェネレータ (ORTEC 419) とチャージターミネータを組み合わせ用い、MCA のチャンネルと電荷の関係を取得することで MCA のチャンネルから電荷への変換を行った。

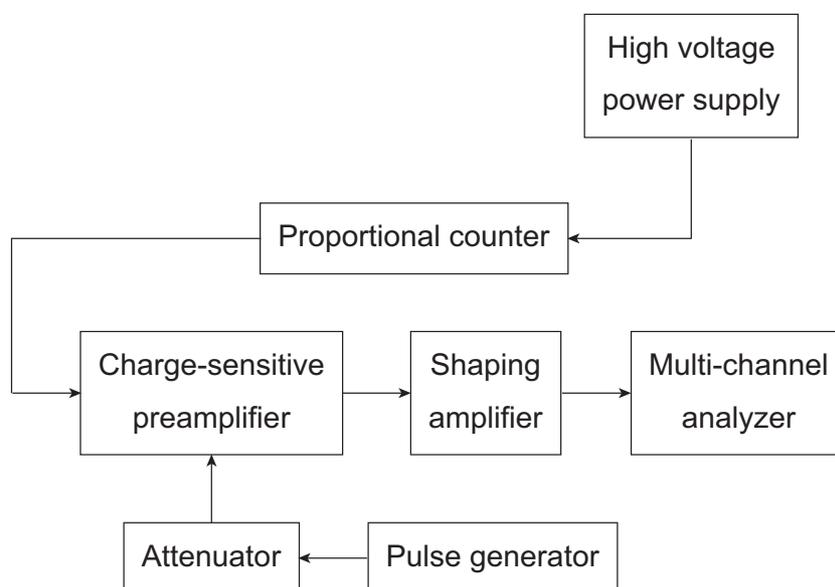


図 3.14: 比例計数管の信号処理回路概要図。

図 3.15 に、比例計数管出力信号の典型的な波高分布を示す。この時の実験条件は、キセノン密度 $3.96 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ 、陽極電圧 3.080 kV、測定時間は 1000 秒である。また、ガンマ線源を置かずに同じ時間だけバックグラウンドを測定し、ガンマ線源を置いた場合のデータから差し引くことで波高分布を作成した。波高分布には、81.0 keV の光電ピーク、約 51.3 keV の X 線エスケープピーク、さらに、 ^{133}Ba から放射される主に 356 keV のガンマ線に由来するコンプトン連続部が含まれる。X 線エスケープピークとは、入射ガンマ線と原子が光電効果を起こした後、軌道電子の再配列に伴って放射される X 線が検出器外に逃げるようなイベントに由来するピークである。データ解析には、一部に X 線エスケープピークを用

いたが、主に 81.0 keV の光電ピークを利用しガウス分布に直線のバックグラウンドを加えた関数をピーク領域にフィッティングして、平均の波高値とエネルギー分解能を得た。

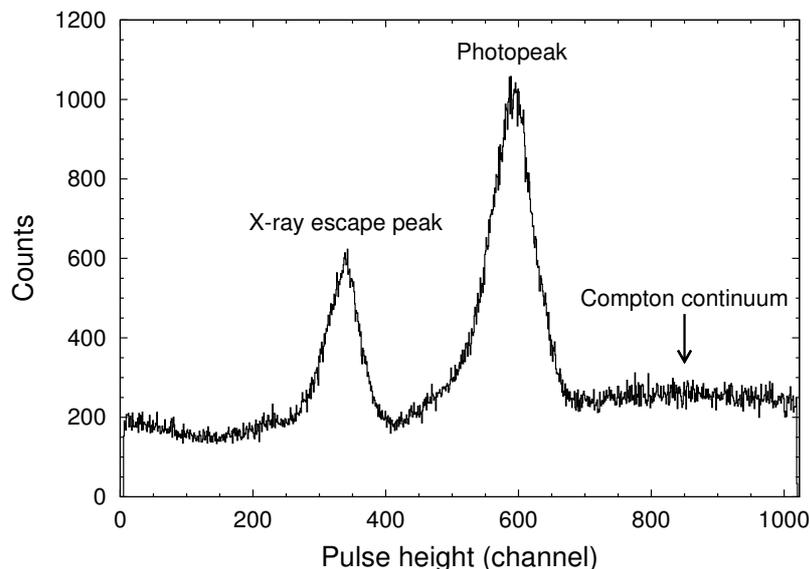


図 3.15: 比例計数管において得られた ^{133}Ba 線源に対する典型的な波高分布。キセノン密度は $3.96 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ 、陽極電圧は 3.080 kV である。

電荷増幅率 M と電離係数 α は以下のように導出した。まず、本研究のようにパルス法で電荷増幅率を決定する場合、比例計数管信号とパルスジェネレータによるパルスの立ち上がりの違いを考慮しなければならない。なぜなら、比例計数管では主に陽イオンの流動が信号パルスの形成に寄与するので、出力信号は一般にゆっくりとした立ち上がりになるためである。立ち上がりが遅いパルスを数 μs の時定数の波形整形増幅器に入力した場合、無限大の時定数に対応する波高に比べて、弾道欠損として知られる量だけ整形パルスの波高は小さくなる。従って、弾道欠損の大きさを評価し、真の電荷量を見積もる必要がある。比例計数管の出力パルスに対する様々な整形回路のもたらす弾道欠損については過去に研究がなされているため [5–8]、ここではそれに従って評価を行った。このとき、陽極に誘起された真の電荷 Q は次のように書くことができる。

$$Q = C_0 V_0 \frac{\zeta_0 m}{\zeta m_0} \quad (3.5)$$

ここで、 m は比例計数管信号の MCA チャンネル、 C_0 、 V_0 、 m_0 は、それぞれ、パルスジェネレータからの前置増幅器に対する入力容量、パルスジェネレータからの

入力電圧、 V_0 に対応する MCA チャンネルを表す。 ζ 、 ζ_0 は、それぞれ比例計数管信号とパルスジェネレータからのパルスに対する、波形整形回路による減衰係数を表す。これらの減衰係数は、文献 [7] の中の表 1、表 2 を用いて導出することができる。また、上に述べたように、比例計数管出力パルスは陽イオンの流動に依存するため、減衰係数を決定するためには陽イオンの移動度が必要となる。気体密度 N 、換算電場 S のときの陽イオンの移動度 $\mu(S)$ は、基準気体密度 $N_0 = 2.687 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ のときの移動度 $\mu_0(S)$ を用いて、次のような関係があることが知られている。

$$\mu(S) = \mu_0(S) \frac{N_0}{N} \quad (3.6)$$

本研究においては、 μ_0 として $\text{Xe}_2^+/\text{Xe}_3^+$ イオンの移動度の実験値 [9] を用いた。これは、大気圧以上では Xe^+ イオンから Xe_2^+ または Xe_3^+ イオンがすぐに作られるためである [10]。また、文献 [9] の実験は密度 $(1.12 - 2.26) \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ で行われたものであり大気圧以上での振る舞いは分からないが、ここでは式 (3.6) が本研究の密度領域で有効であると仮定して解析を行った。以上から導出された Q を用いて、電荷増幅率 M は以下のように求められる。

$$M = \frac{Q}{eE_\gamma/W}, \quad (3.7)$$

ここで、 E_γ は入射ガンマ線のエネルギー、 W は電子線に対する W 値である。 W 値としては、21.9 eV を用いた [11]。

電離係数 α は、求めた M を用いて以下のように導出した。まず、円筒型比例計数管では、電離係数と電荷増幅率には以下のような関係がある。

$$\ln M = \int_a^{r_c} \alpha dr \quad (3.8)$$

ここで、 a は陽極半径、 r_c は臨界半径、 r は半径方向の距離である。臨界半径とは電荷増幅過程が始まる場所の半径を表す。円筒型比例計数管では、半径 r における換算電場 $S(r)$ は、陰極半径 b と陽極電圧 V_a を用いて

$$S(r) = E(r)/N = \frac{V_a}{Nr \ln(b/a)} \quad (3.9)$$

となるので、電離係数が換算電場の関数であるとする、式 (3.8) は以下のように書き換えられる。

$$\frac{\ln M}{NaS_a} = \int_{S_c}^{S_a} \frac{\alpha(S)}{NS^2} dS, \quad (3.10)$$

ここで、 S_a と S_c は、それぞれ陽極表面と臨界半径における換算電場である。

円筒型比例計数管における電離係数の振る舞いは、これまで多くの研究が行われているにも関わらず、未だ統一見解が得られていない。換算電離係数 α/N の換算電場に対する依存性に対しても、様々な関係式が提案されている（例えば、文献 [12] の表 2）。ここでは、換算電離係数の式として以下を仮定した。

$$\alpha/N = A \exp(-B/S) \quad (3.11)$$

ここで、 A と B は定数である。式 (3.11) は、一様な電場下での電荷増幅を考察した際に得られる式である。また、文献 [13] において円筒型比例計数管内でも成り立つことが報告されており、文献 [14] では式 (3.11) を円筒型比例計数管での標準のモデルとして用いるべきであると主張されている。式 (3.10) と式 (3.11) を用いると以下の式を導出できる。

$$\begin{aligned} \frac{\ln M}{NaS_a} &= \frac{A}{B} [\exp(-B/S_a) - \exp(-B/S_c)] \\ &\approx \frac{A}{B} \exp(-B/S_a) \end{aligned} \quad (3.12)$$

式 (3.12) における 2 行目の近似は、 $S_a \gg S_c$ であることによる。この関係は、円筒型比例計数管では通常成り立つ。 S_a を変化させながら取得した M のデータを式 (3.12) でフィッティングすることで、定数 A と B を求め、式 (3.11) を用いて α/N を決定することが可能である。

上に述べたように、式 (3.11) は一様な電場を仮定して得られた式である。このとき、定数 A 、 B は気体の種類のみ依存する定数である。しかしながら、円筒型比例計数管のような非一様電場下では、電子の挙動が一様電場下と異なることが指摘されている [15–18]。本研究では、定数 A 、 B が密度に依存すると仮定し、各密度で導出を行っている。これは、文献 [16] の中で、非一様電場におけるモデル (Townsend-Williams-Sara-Segur モデル) として提案されているものである。

3.3 アルファ線による電離・発光収量の測定

電離電子収量は、決まったエネルギーの放射線によって生成される電子数を計測することで求められる。また、シンチレーション発光量は、発光位置が既知であるシンチレーション発光について、受光素子で光子数を計測することで求められる。本研究では、飛程が短く発光位置の特定が容易であるため、アルファ線を用いて電離・発光量の測定を行った。以下に実験装置とデータ処理に関する詳細を述べる。

3.3.1 実験装置

本実験は、電離電子とシンチレーション光子の同時観測が可能であるような平行平板型電離箱を用いて行った。図 3.16 に、実験に用いたチェンバーの模式図を示す。チェンバーは、高さ 85 mm、外径 70 mm で、内容積約 55 cm³ のステンレス (SUS304) 製容器である。内部には同じくステンレス製の陽極及び陰極が 2.8 mm の間隔で設置されている。これは 5.49 MeV のアルファ線の飛程の最大値 (本実験での最低密度における値) より大きく、アルファ線とキセノンとの相互作用はすべて電極間で起こる。

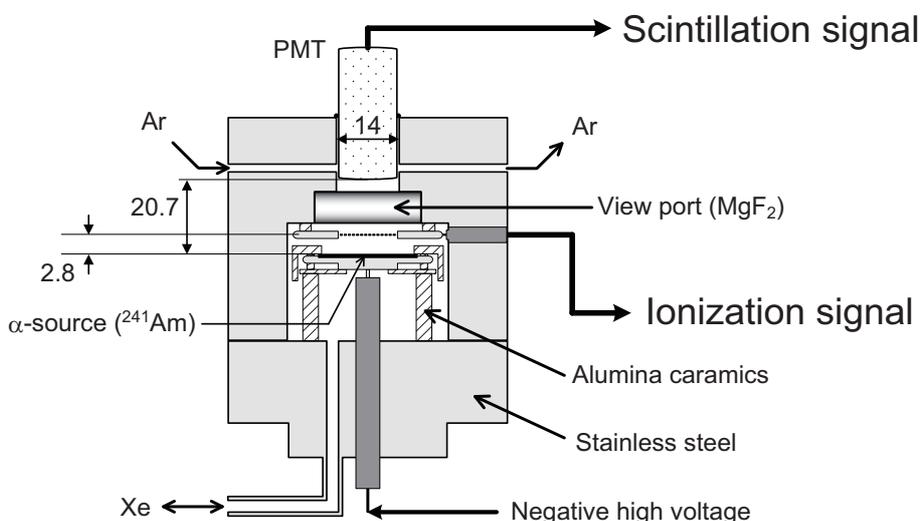


図 3.16: 電離電子・シンチレーション光子観測用の平行平板型電離箱の模式図。数値の単位は mm である。

陰極は外径 33 mm の円板であり、中央に線源を設置するため、直径 25.5 mm、深さ 0.25 mm のくぼみが作られている。使用した線源は、²⁴¹Am のアルファ線源であり、5.49 MeV のアルファ線を放出する。また、キセノン中へのアルファ線の放出率を少なくし、シンチレーション発光の収集時間を長く取れるようにするため、放射能 50 Bq の線源を用いている。陰極は、チェンバー下部に取り付けられたセラミックスの支柱により支えられ、また上部からセラミックスのカバーで押さえて固定されている。これは電極に高電圧を印加した場合の放電を防止するための処置である。チェンバー下部には電流導入端子が溶接されており、陰極に高電圧を印加することが可能である。一方、陽極は外径 38 mm のリング状であり、中央の直径 15 mm の領域は直径 100 μm のステンレスのグリッド線が 1 mm 間隔で張ってある。グリッド部分のシンチレーション光の透過率は 90% であり、同時

に電離電子の収集が可能である。チェンバー上部には、直径 27 mm、厚さ 8 mm の MgF_2 製のビューポート (OHYO KOKEN KOGYO) がインジウムでシールされて取り付けられており、シンチレーション光子をチェンバー外に透過できるようになっている。ビューポートの透過率は、図 3.17 に示すように、波長 120-200 nm についてメーカーにより測定されている。さらに、ビューポートの上部には光電子増倍管 (Hamamatsu Photonics R1080) が設置されており、ここでシンチレーション光の観測を行う。アルファ線源面と PMT の窓との距離は 20.7 mm となるように設置されている。使用した PMT の主な仕様は表 3.2 に示されている。また、PMT の利得と量子効率はメーカーにより較正が行われており、表 3.3 及び図 3.17 に示されている。測定の際には、高圧電源 (MATSUSADA HSX-3R5) を用いて光電陰極に -706 V の電圧を印加した。この印加電圧では、PMT の利得は 3.79×10^4 である。PMT は、外部の光及び電磁波から遮蔽するため、ステンレスのケース内に収められた。また、大気中の酸素や水蒸気は真空紫外光に対して大きな吸収係数を持つため [19]、PMT とビューポートの間にアルゴンガスを一定速度で流し、キセノンのシンチレーション光が減衰しないようにして測定を行った。

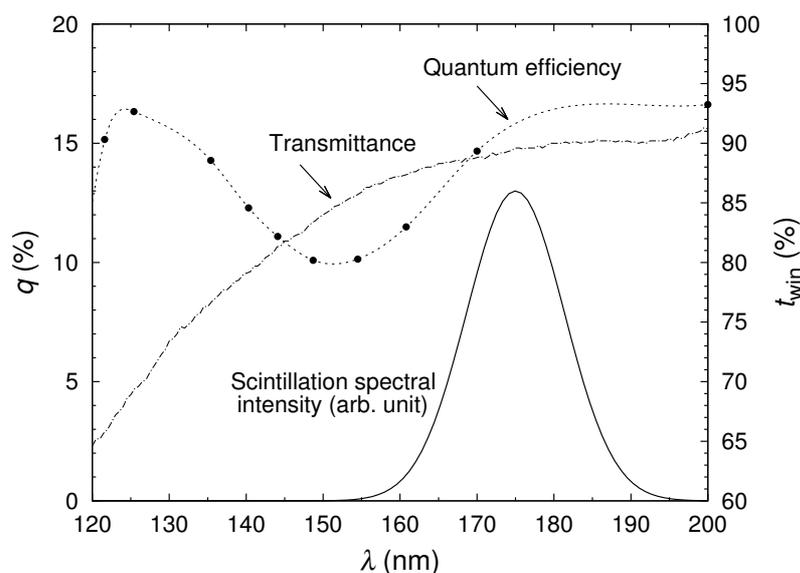


図 3.17: 実験に使用した光電子増倍管 (Hamamatsu Photonics R1080) の量子効率 q (左軸) 及び MgF_2 ビューポートの透過率 t_{win} (右軸) の波長依存性。キセノンのシンチレーション発光スペクトル [20] についても同時に示している。

表 3.2: 実験に使用した光電子増倍管 (Hamamatsu Photonics R1080) の主な仕様。

Parameter	Description or value	Unit
General		
Spectral response	115 to 320	nm
Wavelength of maximum response	240	nm
Photocathode	Material	Cs-Te
	Minimum useful size	6 mm dia.
Window material	MgF ₂	-
Dynode	Structure	Linear focused
	Number of stages	10
Direct interelectrode capacitances	Anode to last dynode	1.0 pF
	Anode to all other electrodes	2.0 pF
Maximum ratings (Absolute maximum values)		
Supply voltage	Between anode and cathode	1250 Vdc
	Between anode and last dynode	250 Vdc
Average anode current	0.01	mA
Ambient temperature	-80 to +50	°C
Typical characteristics at 25 °C		
Cathode radiant sensitivity at 254 nm	28	mA/W
Anode radiant sensitivity at 254 nm	1.4×10^4	A/W
Anode dark current (after 30 min. storage in darkness)	0.3	nA

表 3.3: 実験に使用した光電子増倍管 (Hamamatsu Photonics R1080) の印加電圧と利得の関係。

電圧 (V)	利得
500	4.23×10^3
750	9.24×10^4
1000	6.93×10^5
1250	2.96×10^6

3.3.2 信号処理及びデータ解析方法

電離電子とシンチレーション光子のそれぞれを計測するための信号処理回路の概要図を図 3.18 に示す。

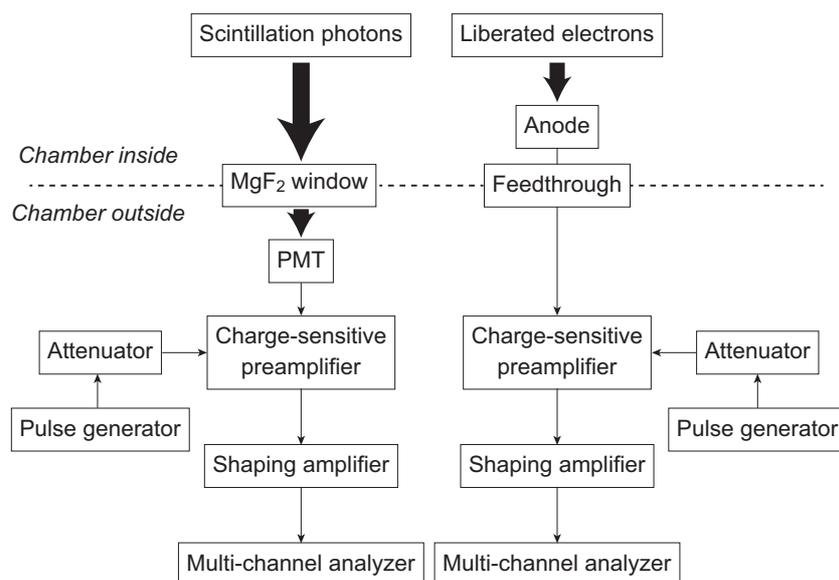


図 3.18: 電離電子及びシンチレーション光子計測用の信号処理回路概要図。

まず、シンチレーション光子の計測について述べる。キセノン中で発生したシンチレーション光は、ビューポートを透過し、PMT で検出される。PMT の出力信号は減衰時定数 2.2 ms の電荷有感型前置増幅器に送られ、前置増幅器出力を整形時定数 $50 \mu\text{s}$ の波形整形増幅器 (CLEAR PULSE 4016A) でセミガウス波形に

整形した。密度 0.1 g/cm^3 以上における電子-イオン対の再結合特性時間（半減期）は $5 \mu\text{s}$ 以下と考えられるので [21]、この整形時間はシンチレーション光を完全に収集するために十分な長さである。整形された信号はマルチチャンネルアナライザ（MCA; CLEAR PULSE 1114A）でデジタル化し、コンピュータに記録した。また、電荷の較正には較正されたパルスジェネレータ（ORTEC 419）とチャージターミネータを組み合わせ用い、MCA のチャンネルと電荷の関係を取得することで、MCA のチャンネルから電荷への変換を行った。

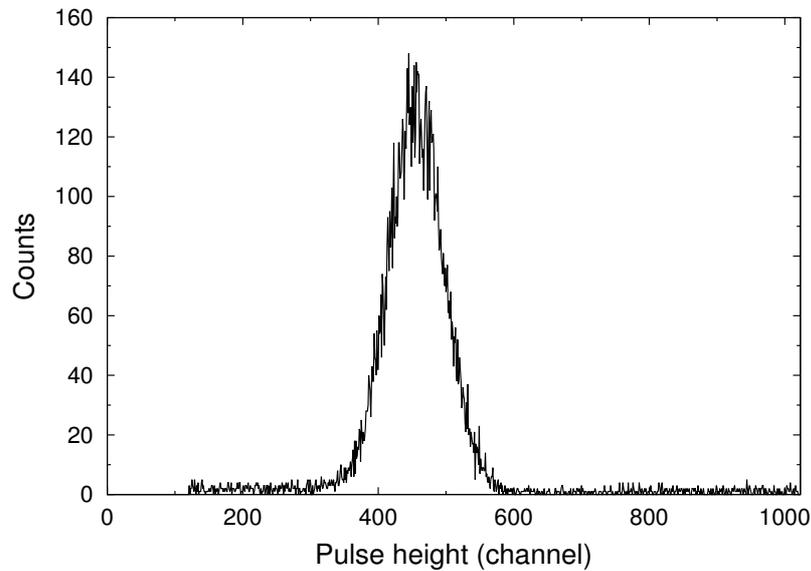


図 3.19: 5.49 MeV のアルファ線によるシンチレーション信号の典型的な波高分布。キセノン密度は 0.82 g/cm^3 、換算電場は 0.38 Td である。

図 3.19 に、シンチレーション信号の典型的な波高分布を示す。この時の実験条件は、キセノン密度 0.82 g/cm^3 、換算電場 0.38 Td である。平均の波高値は、ピーク領域をガウス分布でフィッティングすることで決定した。その後、電荷較正により、平均の波高値を PMT 出力電子数 $N_{e,\text{pmt}}$ に変換した。シンチレーション発光の光子数 N_p は以下のように導出できる。

$$N_p = \frac{N_{e,\text{pmt}}}{G_{\text{pmt}} Q_{\text{pmt}} \Omega_{\text{pmt}}} \quad (3.13)$$

ここで、 G_{pmt} は PMT の利得、 Q_{pmt} はキセノンのシンチレーション発光に対する PMT の平均量子効率、 Ω_{pmt} は PMT の光電陰極におけるシンチレーション光子の平均収集効率である。3.3.1 章に述べた通り、本実験では $G_{\text{pmt}} = 3.79 \times 10^4$ であ

る。実験中の再現性試験により、実験期間中の G_{pmt} の変動が十分小さいことを確認している。 Q_{pmt} は、図 3.17 に示した波長 λ に対する量子効率 q と既知のシンチレーション発光スペクトル $I(\lambda)$ [20] を用いて、以下のように求めた。

$$Q_{\text{pmt}} = \frac{\int I(\lambda)q(\lambda)d\lambda}{\int I(\lambda)d\lambda} \quad (3.14)$$

式 (3.14) の計算はシンプソン法による数値積分によって行い、 $Q_{\text{pmt}} = 15.1\%$ と決定した。

Ω_{pmt} には、シンチレーション光源が PMT の光電陰極に対して張る立体角、グリッド状陽極の透過率、ビューポートの透過率を含んでいる。立体角は、密度によるアルファ線の飛程の違いを考慮し、実験を行った各密度においてモンテカルロ計算を行って決定した。計算に用いた仮定は、まず、アルファ線は線源面から直線的な飛跡で等方的に放出され、飛跡に沿ってシンチレーション光が発生するとした。さらに、シンチレーション光は、キセノンのアルファ線に対する阻止能に比例して発生し、等方的に放出されるとした。阻止能は、SRIM コード [4] で計算した。チャンバー内のステンレスあるいはセラミックスの表面における反射はここでは無視している。計算の結果、立体角は密度によってわずかに変化するが、平均で約 0.91% であった。また、グリッド状電極の透過率は、先に述べた通り 90% である。ビューポートの平均透過率 T_{win} は、図 3.17 に示した波長 λ に対する透過率 t_{win} と既知のシンチレーション発光スペクトル $I(\lambda)$ [20] を用いて、以下のように求めた。

$$T_{\text{win}} = \frac{\int I(\lambda)t_{\text{win}}(\lambda)d\lambda}{\int I(\lambda)d\lambda} \quad (3.15)$$

シンチレーション光は、ある一定の割合でビューポートに対して斜めに入射し、その場合透過率が減少することが考えられるが、ここではその影響は小さいとして無視した。式 (3.14) と同様に、式 (3.15) の計算はシンプソン法による数値積分によって行い、 $T_{\text{win}} = 89.2\%$ と決定した。

また、 W_s 値は、定義より以下のように求められる。

$$W_s = E_c/N_p \quad (3.16)$$

ここで、 E_c は荷電粒子のエネルギーであり、本実験ではアルファ線のエネルギー 5.49 MeV を用いた。

次に、電離電子の計測について述べる。キセノン中で発生した電離電子は、陰極に負の高電圧を印加することで陽極に収集され、信号は減衰時定数 1.8 ms の電荷有感型前置増幅器に導かれる。前置増幅器出力は整形時定数 25 μs の波形整形

増幅器 (CLEAR PULSE 4016A) でセミガウス波形に整形した。シンチレーション信号と同様に、整形された信号はMCA (CLEAR PULSE 1114A) でデジタル化してコンピュータに記録した。

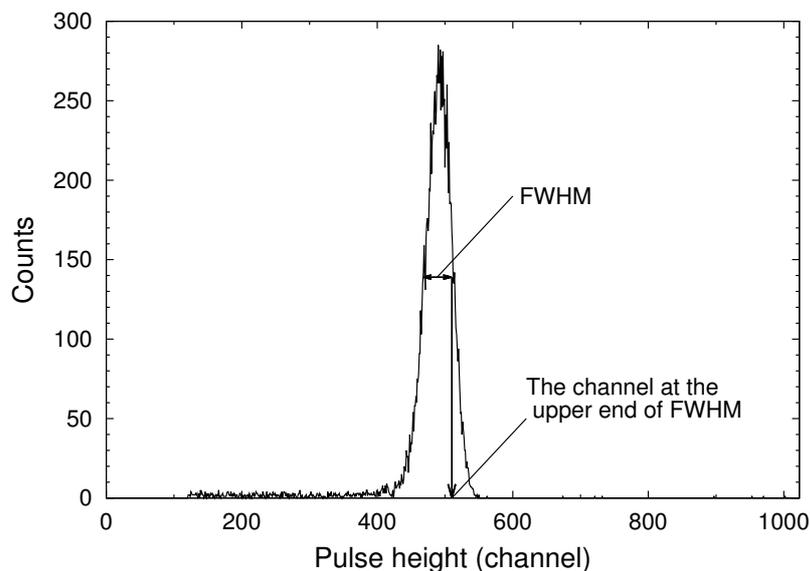


図 3.20: 5.49 MeV のアルファ線による電離信号の典型的な波高分布。キセノン密度は 0.82 g/cm^3 、換算電場は 0.38 Td である。下向きの矢印は半値幅の上端を表し、電離電子数と比例する最大波高値とみなした。

図 3.20 に、電離信号の典型的な波高分布を示す。この時の実験条件は、図 3.19 と同じく、キセノン密度 0.82 g/cm^3 、換算電場 0.38 Td である。本実験における整形時定数 $25 \mu\text{s}$ においては、キセノン陽イオンはほとんど電極に収集されないため、電離信号の波高分布はアルファ線の飛程と放出角度に依存することになり、原理的にガウス分布にはならない。アルファ線が電極と平行方向に放出された場合、電離電子のドリフト距離は電極間隔と一致し、陽イオンのドリフト距離は 0 となる。この時、電離信号の波高値は最大となり、この最大波高値が電離電子数に比例する。実際には、電子数の統計的な揺らぎや回路の電子雑音により波高はガウス分布となるため、波高分布における半値幅の上端を最大波高値とみなした。その後、シンチレーション信号と同様に電荷の較正を行い、MCA のチャンネルから収集された電離電子数 N_e への変換を行った。

3.4 真空排気・気体充填システムとキセノンの純化

キセノン中に窒素、酸素、水蒸気などが不純物として存在すると、自由電子の付着、シンチレーション光子の吸収などが起き、読み出される信号の減衰につながる。従って、一般的にキセノン放射線検出器では高純度のキセノンを用いることが必須であり、不純物濃度は ppb 程度以下が望ましいとされる。本研究では、測定チェンバー内に高純度なキセノンを封入するために、真空排気系及びキセノン純化装置を用いている。

図 3.21-3.23 に、本研究におけるそれぞれの実験に用いた真空排気及びキセノン純化システムを示す。真空排気はターボ分子ポンプの後段側にロータリーポンプを接続したものを扱い、低真空度はピラニー真空計、高真空度は電離真空計で真空度を測定した。真空配管は、大気圧以上の圧力がかかる場所は VCR 規格で、それ以外の場所は ICF 規格で構成し、全てステンレス製である。全ての配管の継ぎ手部分にヘリウムガスを吹きかけ、電離真空計で真空度の変化を見ることで漏れがないことを確認した。また、キセノンを導入する前に、チェンバーと真空排気系のシステム全体に対して、真空排気をしながらリボンヒーターで約 120°C に加熱し、100 時間以上真空排気を続け、アウトガスを十分に低減した。キセノン充填する直前の到達圧力は、図 3.21 のシステムに対して約 2×10^{-5} Pa、図 3.22 のシステムに対して約 3×10^{-5} Pa、図 3.23 のシステムに対して約 8×10^{-6} Pa であった。また、キセノン充填する直前のアウトガスレートは、図 3.21 のシステムに対して約 7×10^{-6} Pa/s、図 3.22 のシステムに対して約 3×10^{-6} Pa/s、図 3.23 のシステムに対して約 8×10^{-7} Pa/s であった。

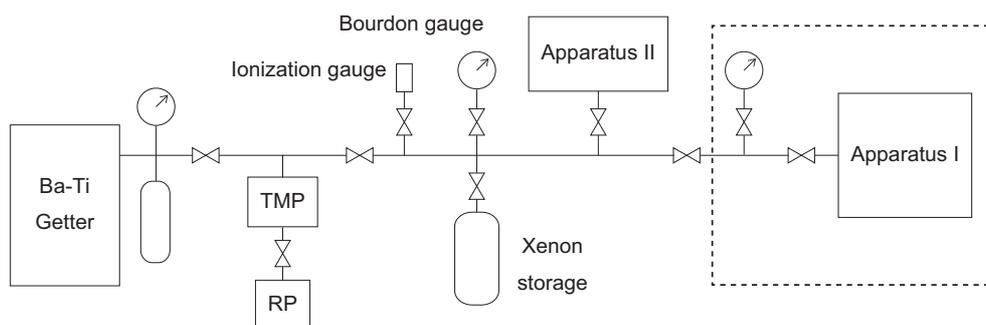


図 3.21: 電子の移動度、縦拡散係数測定に対する真空排気及びキセノン純化システム。"TMP"、"RP" はそれぞれターボ分子ポンプと油回転ポンプを表す。また、"Apparatus I" は実験装置 I を、"Apparatus II" は実験装置 II を表す。

気体キセノンの圧力の測定には、ブルドン管とバラトロン圧力計を用いた。図 3.21 では最大測定圧力が 1 MPa 及び 6 MPa のブルドン管を用い、それぞれの測

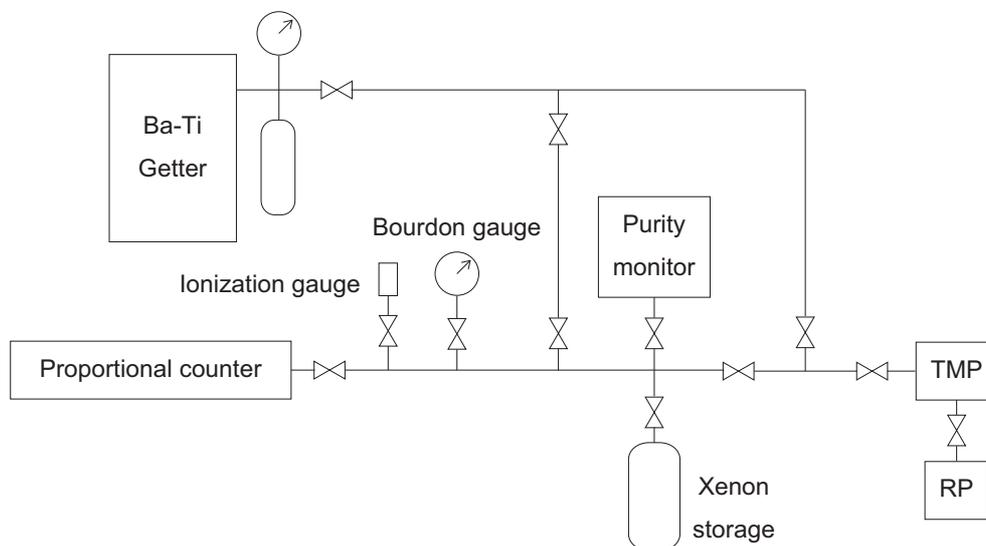


図 3.22: 電離係数測定に対する真空排気及びキセノン純化システム。"TMP"、"RP" はそれぞれターボ分子ポンプと油回転ポンプを表す。"Purity monitor" は純度評価用のチェンバーであり、実験装置 II と同型の平行平板型電離箱である。

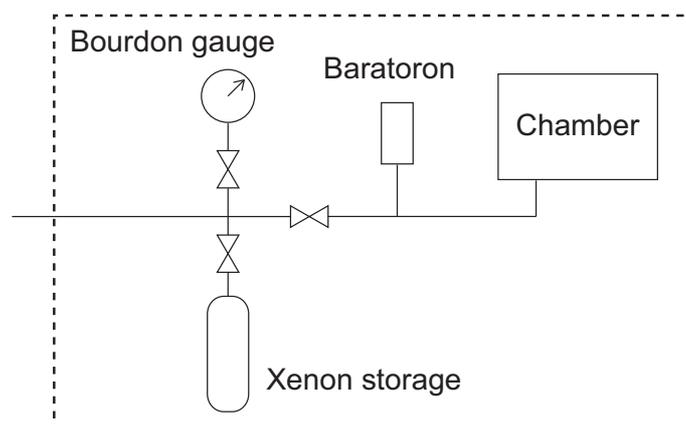


図 3.23: アルファ線による電離・発光収量測定に対する真空排気及びキセノン純化システム。点線内を図 3.21 の点線内と置き換えてシステムを構成した。

定誤差は ± 0.015 MPa、 ± 0.096 MPaである。図3.22では最大測定圧力が3.5 MPaのブルドン管を用い、測定誤差は ± 0.0525 MPaである。図3.22では最大測定圧力が3000 psi (約20.7 MPa)のバラトロン圧力計(MKS 890B)を用い、測定誤差は読み値の1%である。実験はすべて室温で行われ、室温の範囲は295-300 Kであった。キセノンの密度は、測定された圧力と温度からファンデルワールスの状態方程式を用いて計算した。この時の密度の誤差は、圧力の測定誤差から決定している。温度の測定誤差は最大で ± 1 Kなので、密度の誤差に対する寄与は小さいとみなして、密度の誤差の導出において温度の誤差は無視している。

本研究では、キセノン中の不純物を取り除いて高純度に精製するために、バリウム-チタンゲッターを用いた純化装置[22]を使用した。図3.21と図3.22のシステムでは異なる純化装置を利用しているが、動作原理は同じである。図3.24に、純化装置内部の模式図を示す。

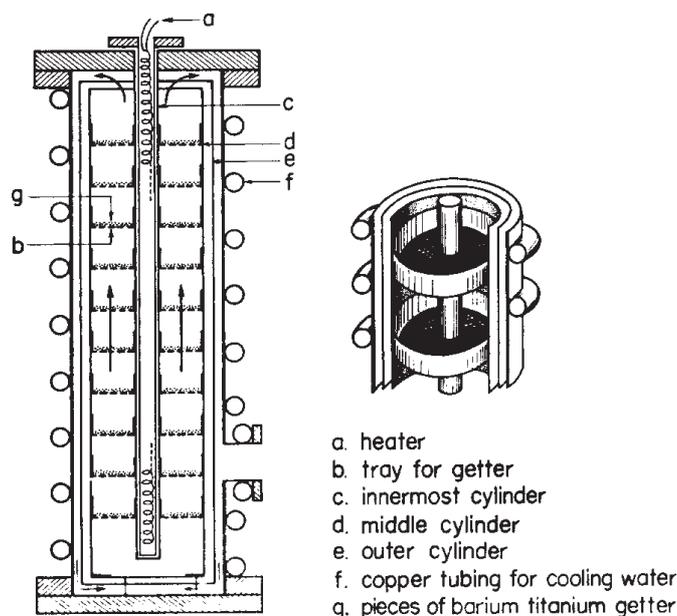


図 3.24: バリウム-チタンゲッターを用いたキセノン純化装置内部の模式図 [22]。

純化装置の容積は約20 lであり、気体溜め込み型である。装置内の皿状の器にバリウム-チタンのペレット状のゲッター材が敷き詰められている。バリウム-チタンゲッターは高温で分子性ガスを吸着するが、キセノンを含む希ガスは吸着しないため、この性質を利用してキセノンを純化することができる。ゲッター材の加熱は装置中央にある棒状のヒーターで行っている。装置外周部には水を流せるパイプがあり、壁面を冷やすことで内部の気体を循環させて効率的な純化を行う

ことができる。本研究では、純化装置にキセノンを封入し、ヒーターを 600°C に加熱して 72 時間以上連続的に純化を行った。

純化したキセノンの純度は、電子の生存時間によって評価した。自由電子がキセノン中を運動している時に、キセノン中に電気陰性度の高い不純物が存在すると負イオンが形成される可能性がある。このとき、負イオンが形成される確率は電気陰性度の高い不純物の濃度によって決まる。電子の生存時間とは、自由電子がキセノン中で負イオンを形成することで失われ、元の数の $1/e$ になるまでの時間を意味し、キセノンの純度の指標となるものである。電子の生存時間が長いほどキセノンの純度が良いことを意味するが、実際には検出器において予想される電子のドリフト時間よりも十分長ければ良い。電子の生存時間 τ_1 は以下の式で与えられる。

$$\tau_1 = \frac{1}{Cq_c N} \sqrt{\frac{m_e}{3k_B T}} \quad (3.17)$$

ここで、 C は不純物濃度比、 q_c は不純物の平均吸着断面積、 N はキセノンの数密度、 m_e は電子質量、 k_B はボルツマン定数、 T は温度である。

電子の生存時間は、電離箱の電離信号の波形から見積もることができる [23]。キセノン中に不純物が存在し負イオンが形成された場合、負イオンは電子に比べて移動度がかなり遅いため、電離箱の信号には寄与しなくなる。従って、電離箱信号の減衰の様子から、電子の生存時間を見積もることが可能である。時刻 t において陽極に誘起される電荷 $Q(t)$ は、不純物の存在を仮定すると、以下のように書ける。

$$Q(t) = \frac{eN_e\tau_1}{\tau_d} \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_1}\right) \right] \quad \text{for } 0 < t < \tau_d \quad (3.18)$$

ここで、 e は素電荷、 N_e は電子数、 τ_d は電子のドリフト時間である。ここから、減衰時間 τ_p を持つ電荷有感型前置増幅器の出力電圧 $V(t)$ は次のようになる。

$$V(t) = \frac{V_0}{\tau_d} \frac{\tau_1\tau_p}{\tau_1 - \tau_p} \left[\left(\exp\left(-\frac{t}{\tau_1}\right) - \exp\left(-\frac{t}{\tau_p}\right) \right) - \exp\left(-\frac{\tau_d}{\tau_1}\right) \left(\exp\left(-\frac{t-\tau_d}{\tau_1}\right) - \exp\left(-\frac{t-\tau_d}{\tau_p}\right) \right) u(t-\tau_d) \right] \quad (3.19)$$

ここで、 V_0 は、 τ_p 、 τ_1 が無限大の場合の出力電圧を表す。また、 $u(x)$ は、 $x \geq 0$ の時 1、 $x < 0$ の時 0 になるような関数である。電荷有感型前置増幅器の出力波形に対して、 V_0 、 τ_d 、 τ_1 をフィッティングパラメータとして式 (3.19) でフィッティングを行い、電子の生存時間を導出することができる。

本研究では、キセノンの純度評価のために、3.1.2章で説明した「実験装置II」もしくはそれと同型の平行平板型電離箱を用いて、アルファ線による電離電子信号を電荷有感型前置増幅器で収集した。その後、前置増幅器出力をデジタルオシロスコープで取得し、波形を解析することで電子の生存時間を導出した。キセノンの純化及び純度評価は、各装置における実験のたびに行っている。純度評価は、各実験で対象にした密度のうち高密度の領域を選んで行った。純度評価を行う際に純度評価用電離箱に充填したキセノンの密度は、電子の移動度、縦拡散係数測定では「実験装置I」に対して $4.82 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ 、「実験装置II」に対して $1.73 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ 、電離係数測定では $8.68 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ 、電離・発光収量測定では 0.28 g/cm^3 ($1.28 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$) であった。本研究において得られた電子の生存時間はいずれも 1 ms 以上であり、各実験の結果として得られている（または見積もられている）電子のドリフト時間よりも十分に長い。従って、本研究において測定に用いられたキセノンは十分な純度であり、電気陰性度の高い不純物の影響は無視できると考えられる。

参考文献

- [1] S. Kobayashi: Dr. Thesis, Waseda University, Tokyo, 2006.
- [2] S. Kobayashi, N. Hasebe, T. Hosojima, T. Ishizaki, K. Iwamatsu, M. Mimura, T. Miyachi, M. Miyajima, K. Pushkin, C. Tezuka, T. Doke, M. Kobayashi, E. Shibamura, and A. Ishizuka: *Jpn. J. Appl. Phys.* **45** (2006) 7894.
- [3] S. Kobayashi, N. Hasebe, T. Igarashi, T. Miyachi, M. Miyajima, H. Okada, T. Doke, E. Shibamura, V. V. Dmitrenko, and K. F. Vlasik: *Jpn. J. Appl. Phys.* **43** (2004) 5568.
- [4] J. F. Ziegler: *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B* **219-220** (2004) 1027.
- [5] E. Mathieson and M. W. Charles: *Nucl. Instrum. Methods* **72** (1969) 155.
- [6] R. Gott and M. W. Charles: *Nucl. Instrum. Methods* **72** (1969) 157.
- [7] B. Breyer and M. Cimerman: *Nucl. Instrum. Methods* **92** (1971) 19.
- [8] R. W. Hendricks: *Nucl. Instrum. Methods* **106** (1973) 579.
- [9] P. H. Larsen and M. T. Elford: *J. Phys. B: At. Mol. Phys.* **19** (1986) 449.
- [10] H. Helm: *Phys. Rev. A* **14** (1976) 680.
- [11] F. I. G. M. Borges and C. A. N. Conde: *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A* **381** (1996) 91.
- [12] R. K. Manchanda, R. K. Sood, D. J. Grey, and D. J. Isbister: *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A* **595** (2008) 605.
- [13] A. Williams and R. I. Sara: *Int. J. Appl. Radiat. Isotopes* **13** (1962) 229.
- [14] A. Zastawny: *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A* **385** (1997) 239.

-
- [15] H. Date, K. Kondo, M. Shimozuma, and H. Tagashira: Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A **451** (2000) 588.
- [16] I. K. Bronić and B. Grosswendt: J. Appl. Phys. **88** (2000) 6192.
- [17] H. Date and M. Shimozuma: Phys. Rev. E **64** (2001) 066410.
- [18] K. Mitev, P. Ségur, A. Alkaa, M. C. Bordage, C. Furstoss, C. Khamphan, L. de Nardo, V. Conte, and P. Colautti: Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A **538** (2005) 672.
- [19] E. Aprile and T. Doke: Rev. Mod. Phys. **82** (2010) 2053.
- [20] K. Saito, H. Tawara, T. Sanami, E. Shibamura, and S. Sasaki: IEEE Trans. Nucl. Sci. **49** (2002) 1674.
- [21] M. Mimura, S. Kobayashi, T. Ishikawa, M. Miyajima, and N. Hasebe: Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A **613** (2010) 106.
- [22] M. Miyajima, K. Masuda, A. Hitachi, T. Doke, T. Takahashi, S. Konno, T. Hamada, S. Kubota, A. Nakamoto, and E. Shibamura: Nucl. Instrum. Methods **134** (1976) 403.
- [23] E. Aprile, R. Mukherjee, and M. Suzuki: Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A **300** (1991) 343.

第4章 実験結果

本章では、高密度気体キセノン中での電子の移動度、縦拡散係数、電離係数、アルファ線による電離電子収量、シンチレーション光子収量の測定条件、測定結果とその誤差について述べる。電子の移動度は、高密度領域かつ室温での測定は二例目であり、過去のデータと異なる結果を得た。電子の縦拡散係数、電離係数、さらにアルファ線による電離電子収量・シンチレーション光子収量は過去に測定例がない密度領域まで測定し、初めての結果を得た。

4.1 電子の移動度、縦拡散係数の測定結果

4.1.1 実験装置 I

3.1.1 章で説明した実験装置 I を用いて、室温で電子の移動度と縦拡散係数を測定した。測定を行ったキセノンの密度は、 4.19×10^{19} 、 2.47×10^{20} 、 $4.82 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ であり、圧力にすると 0.17、0.97、1.8 MPa に相当する。それぞれの密度における換算電場 E/N は、0.016-0.080、0.014-0.077、0.021-0.079 Td である。図 4.1-4.4 に、ドリフト速度 W 、換算移動度 $N\mu$ 、換算縦拡散係数 ND_L 、縦拡散係数と移動度の比 D_L/μ の換算電場 E/N との関係の測定結果をグラフに示した。また、表 4.1-4.3 にそれぞれの密度において得られた換算移動度 $N\mu$ 、換算縦拡散係数 ND_L 、縦拡散係数と移動度の比 D_L/μ の数値を示した。

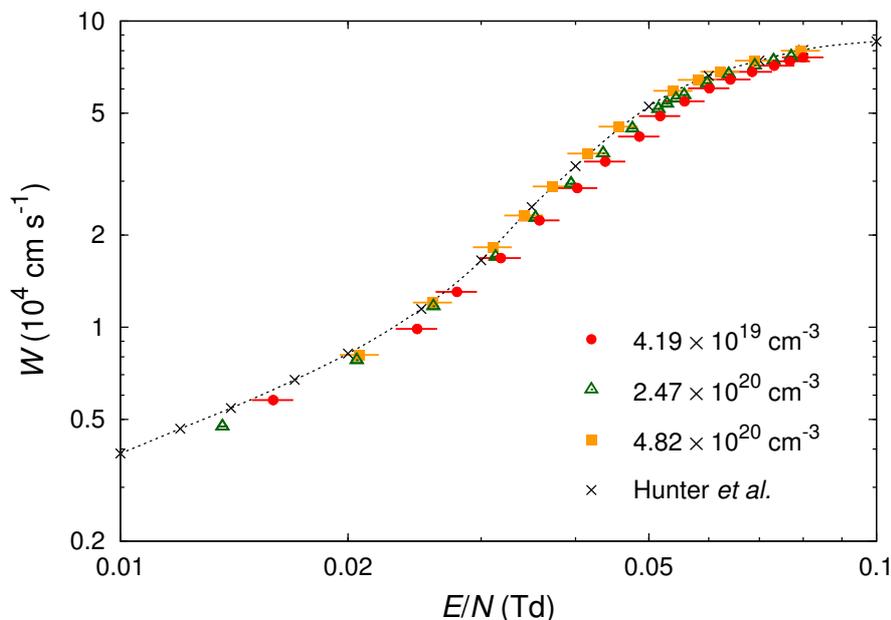


図 4.1: ドリフト速度 W と換算電場 E/N の関係。Hunter *et al.* [1] による密度 7.32×10^{19} または $1.48 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ での実験値を同時に示す。点線は Hunter *et al.* のデータに対する三次スプライン曲線である。

以下にそれぞれのパラメータの誤差の評価について述べる。換算電場 E/N の誤差は密度 N の誤差のみを考慮し、電場 E の誤差の寄与は小さいとして無視した。密度 N の誤差は、圧力の測定誤差から決定した。それぞれの密度に対する相対誤差は、 $\pm 6.3\%$ 、 $\pm 1.6\%$ 、 $\pm 5.9\%$ である。ドリフト速度 W の誤差は、ドリフト

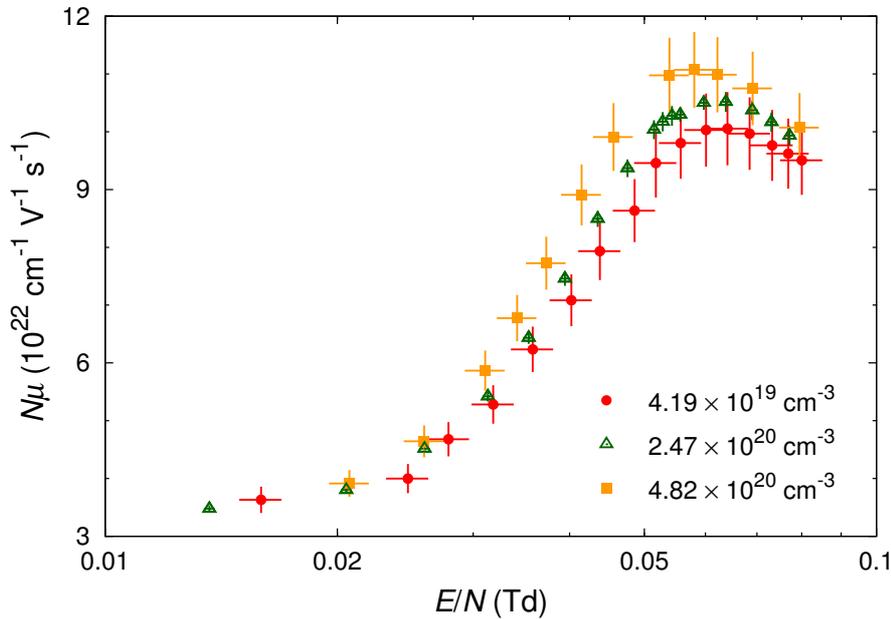


図 4.2: 換算移動度 $N\mu$ と換算電場 E/N の関係。

時間の決定誤差、すなわち 3.1.3 章で説明したフィッティングパラメータ τ 、 Δt の誤差から決定し、ドリフト距離の誤差は小さいとして無視した。それぞれの密度での相対誤差は、 $\pm 0.2-0.5\%$ 、 $\pm 0.1-0.3\%$ 、 $\pm 0.1-0.2\%$ である。換算移動度 $N\mu$ の誤差は、ドリフト速度と密度の誤差から決定した。それぞれの密度での相対誤差は、 $\pm 6.3\%$ 、 $\pm 1.6\%$ 、 $\pm 5.9\%$ であり、ほぼ密度の誤差に依存している。換算縦拡散係数 ND_L の誤差は、密度の誤差と、フィッティングパラメータ τ 、 Δt 、 σ の誤差から決定した。それぞれの密度での相対誤差は、 $\pm 8.0-13\%$ 、 $\pm 7.6-19\%$ 、 $\pm 7.5-21\%$ である。縦拡散係数と移動度の比 D_L/μ の誤差は、フィッティングパラメータ τ 、 Δt 、 σ の誤差から決定した。それぞれの密度での相対誤差は、 $\pm 5.0-11\%$ 、 $\pm 7.5-19\%$ 、 $\pm 4.7-20\%$ である。

図 4.1 には、Hunter *et al.* [1] による圧力 300 または 600 kPa (密度 7.32×10^{19} または $1.48 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$) でのドリフト速度の測定値を同時に示した。また、図 4.3 には、Hashimoto and Nakamura [2] による圧力 1-900 Torr (密度 3.22×10^{16} - $2.94 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$) での換算縦拡散係数の測定値を同時に示した。さらに、図 4.4 には、Pack *et al.* [3] による圧力 12-722 Torr (密度 3.86×10^{17} - $2.33 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$) での縦拡散係数と移動度の比の測定値を同時に示した。以上の文献 [1-3] の結果では、密度の違いによって有意な差が現れていないため、結果に密度は明示されていない。従って、図に示した結果がどの密度で測定されたものかは分からない

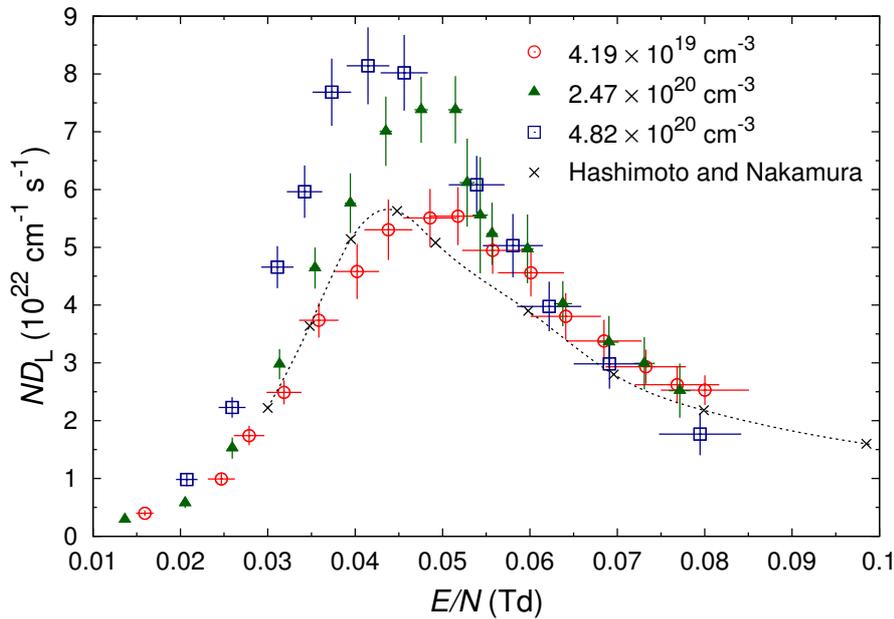


図 4.3: 換算縦拡散係数 ND_L と換算電場 E/N の関係。Hashimoto and Nakamura [2] による密度 $3.22 \times 10^{16} - 2.94 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ での実験値を同時に示す。点線は Hashimoto and Nakamura のデータに対する三次スプライン曲線である。

が、大気圧付近あるいはそれ以下で一定の値とみなすことができる。

ドリフト速度の結果を Hunter *et al.* と比較すると、密度 $4.82 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ においては誤差の範囲で一致しているが、密度 4.19×10^{19} 、 $2.47 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ ではわずかに小さい値となっている。しかし本実験における3つの密度でのドリフト速度は誤差の範囲内で一致していることから、Hunter *et al.* の値を良く再現するとともに、この密度領域ではドリフト速度あるいは移動度に有意な密度依存性は無いと言える。換算縦拡散係数の結果を Hashimoto and Nakamura と比較すると、密度 $4.19 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ においてはほぼ一致した値が得られていることが分かる。一方で、縦拡散係数と移動度の比の結果を Pack *et al.* と比較すると、密度 $4.19 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ においては、換算電場約 0.04-0.06 Td の範囲でわずかに大きくなっている。この不一致の理由は明らかでないが、それ以外の換算電場範囲ではほぼ一致した値が得られている。従って、密度 $4.19 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ における縦拡散係数の測定は、過去の大気圧付近あるいはそれ以下での測定値を概ね再現していると結論する。

図 4.2-4.4 より、換算移動度、換算縦拡散係数、縦拡散係数と移動度の比は、換算電場約 0.05 Td でピークを持つことが分かる。これは、運動量移行断面積におけるラムザウアー・タウンゼント極小領域のエネルギーを持つ電子の寄与による

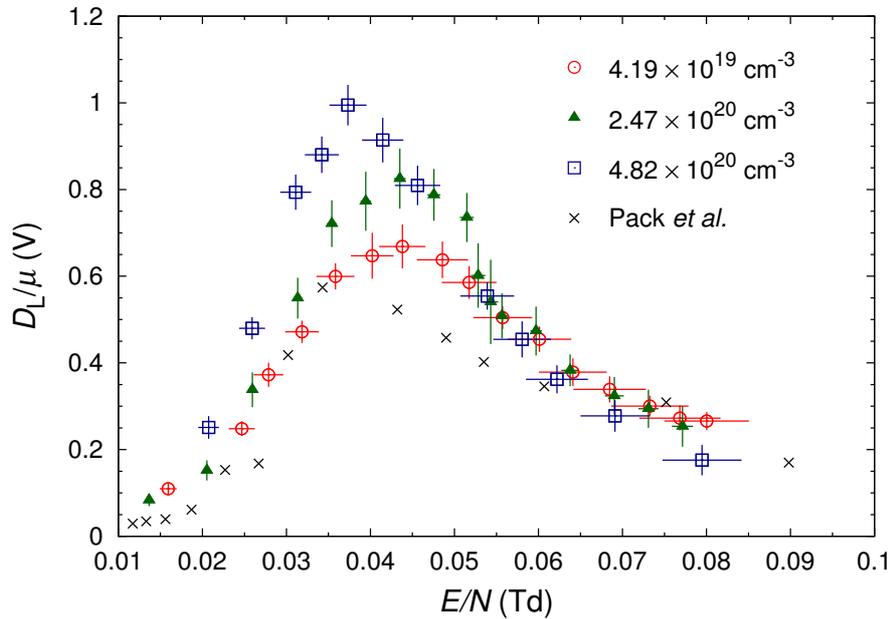


図 4.4: 縦拡散係数と移動度の比 D_L/μ と換算電場 E/N の関係。Pack *et al.* [3] による密度 $2.33 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ 以下での実験値を同時に示す。

ものである。換算縦拡散係数及び縦拡散係数と移動度の比が換算電場約 0.05 Td でピークを持つことは、過去の計算による研究 [4–6] でも予想されている。なお、過去の計算による研究は、文献値により散乱断面積を仮定して、輸送方程式を用いた解析的な計算またはモンテカルロシミュレーションを行っている。本実験の結果はピークを持つという傾向を良く再現しているが、絶対値を比較した場合、換算電場 0.05 Td 以下では本実験の測定結果の方が過去の計算結果よりも大きくなっている。この理由は明らかでないが、過去の計算において、ラムザウアー・タウンゼント極小以下の低エネルギーにおける運動量移行断面積の値が過大評価されているのかもしれない。

表 4.1: 密度 $4.19 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ における換算移動度 $N\mu$ 、換算縦拡散係数 ND_L 、縦拡散係数と移動度の比 D_L/μ の測定結果。

E/N (Td)	$N\mu$ ($10^{22} \text{ cm}^{-1} \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$)	ND_L ($10^{22} \text{ cm}^{-1} \text{ s}^{-1}$)	D_L/μ (V)
0.016 ± 0.001	3.63 ± 0.23	0.40 ± 0.05	0.110 ± 0.012
0.025 ± 0.002	4.00 ± 0.25	0.99 ± 0.09	0.248 ± 0.017
0.028 ± 0.002	4.68 ± 0.29	1.74 ± 0.17	0.372 ± 0.028
0.032 ± 0.002	5.28 ± 0.33	2.49 ± 0.21	0.472 ± 0.026
0.036 ± 0.002	6.23 ± 0.39	3.74 ± 0.30	0.600 ± 0.030
0.040 ± 0.003	7.08 ± 0.45	4.58 ± 0.48	0.647 ± 0.053
0.044 ± 0.003	7.93 ± 0.50	5.30 ± 0.52	0.669 ± 0.051
0.049 ± 0.003	8.64 ± 0.54	5.51 ± 0.50	0.638 ± 0.042
0.052 ± 0.003	9.46 ± 0.60	5.54 ± 0.50	0.586 ± 0.038
0.056 ± 0.004	9.80 ± 0.62	4.95 ± 0.40	0.504 ± 0.026
0.060 ± 0.004	10.03 ± 0.63	4.56 ± 0.41	0.455 ± 0.029
0.064 ± 0.004	10.05 ± 0.63	3.81 ± 0.40	0.379 ± 0.032
0.068 ± 0.004	9.97 ± 0.63	3.38 ± 0.37	0.339 ± 0.030
0.073 ± 0.005	9.76 ± 0.61	2.93 ± 0.30	0.300 ± 0.024
0.077 ± 0.005	9.62 ± 0.61	2.62 ± 0.32	0.273 ± 0.029
0.080 ± 0.005	9.51 ± 0.60	2.53 ± 0.26	0.266 ± 0.021

表 4.2: 密度 $2.47 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ における換算移動度 $N\mu$ 、換算縦拡散係数 ND_L 、縦拡散係数と移動度の比 D_L/μ の測定結果。

E/N (Td)	$N\mu$ ($10^{22} \text{ cm}^{-1} \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$)	ND_L ($10^{22} \text{ cm}^{-1} \text{ s}^{-1}$)	D_L/μ (V)
0.014 ± 0.0002	3.47 ± 0.06	0.29 ± 0.05	0.084 ± 0.014
0.021 ± 0.0003	3.80 ± 0.06	0.58 ± 0.09	0.152 ± 0.023
0.026 ± 0.0004	4.52 ± 0.07	1.53 ± 0.18	0.338 ± 0.040
0.031 ± 0.0005	5.42 ± 0.09	2.98 ± 0.26	0.549 ± 0.047
0.035 ± 0.0006	6.43 ± 0.11	4.64 ± 0.35	0.721 ± 0.054
0.039 ± 0.0006	7.46 ± 0.12	5.76 ± 0.52	0.773 ± 0.068
0.044 ± 0.0007	8.49 ± 0.14	7.01 ± 0.60	0.825 ± 0.069
0.048 ± 0.0008	9.37 ± 0.15	7.38 ± 0.57	0.788 ± 0.060
0.051 ± 0.0008	10.03 ± 0.16	7.38 ± 0.58	0.735 ± 0.057
0.053 ± 0.0009	10.17 ± 0.17	6.12 ± 0.76	0.602 ± 0.074
0.054 ± 0.0009	10.28 ± 0.17	5.56 ± 1.00	0.541 ± 0.097
0.056 ± 0.0006	10.30 ± 0.12	5.24 ± 0.54	0.509 ± 0.052
0.060 ± 0.0007	10.50 ± 0.12	4.97 ± 0.60	0.474 ± 0.056
0.064 ± 0.0010	10.51 ± 0.17	4.03 ± 0.39	0.383 ± 0.037
0.069 ± 0.0011	10.37 ± 0.17	3.36 ± 0.45	0.324 ± 0.043
0.073 ± 0.0012	10.17 ± 0.17	2.99 ± 0.45	0.294 ± 0.044
0.077 ± 0.0013	9.93 ± 0.16	2.52 ± 0.47	0.254 ± 0.047

表 4.3: 密度 $4.82 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ における換算移動度 $N\mu$ 、換算縦拡散係数 ND_L 、縦拡散係数と移動度の比 D_L/μ の測定結果。

E/N (Td)	$N\mu$ ($10^{22} \text{ cm}^{-1} \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$)	ND_L ($10^{22} \text{ cm}^{-1} \text{ s}^{-1}$)	D_L/μ (V)
0.021 ± 0.001	3.91 ± 0.23	0.98 ± 0.12	0.251 ± 0.026
0.026 ± 0.002	4.64 ± 0.28	2.23 ± 0.18	0.480 ± 0.026
0.031 ± 0.002	5.87 ± 0.35	4.66 ± 0.36	0.794 ± 0.041
0.034 ± 0.002	6.77 ± 0.40	5.96 ± 0.45	0.880 ± 0.042
0.037 ± 0.002	7.73 ± 0.46	7.68 ± 0.58	0.995 ± 0.047
0.041 ± 0.002	8.91 ± 0.53	8.14 ± 0.67	0.914 ± 0.051
0.046 ± 0.003	9.91 ± 0.59	8.02 ± 0.65	0.809 ± 0.045
0.054 ± 0.003	10.98 ± 0.65	6.08 ± 0.50	0.554 ± 0.031
0.058 ± 0.003	11.07 ± 0.66	5.03 ± 0.55	0.454 ± 0.042
0.062 ± 0.004	10.99 ± 0.65	3.98 ± 0.43	0.362 ± 0.033
0.069 ± 0.004	10.75 ± 0.64	2.98 ± 0.43	0.278 ± 0.036
0.079 ± 0.005	10.07 ± 0.60	1.77 ± 0.37	0.176 ± 0.035

4.1.2 実験装置 II

3.1.2章で説明した実験装置 II を用いて、室温で電子の移動度と縦拡散係数を測定した。測定したキセノン密度は、 2.55×10^{20} 、 4.82×10^{20} 、 5.38×10^{20} 、 8.69×10^{20} 、 1.27×10^{21} 、 $1.73 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ であり、圧力にすると 1.0、1.8、2.0、3.0、4.0、5.0 MPa に相当する。それぞれの密度における換算電場 E/N は、0.028-0.149、0.035-0.158、0.027-0.177、0.027-0.164、0.037-0.187、0.037-0.124 Td である。図 4.5-4.8 に、ドリフト速度 W 、換算移動度 $N\mu$ 、換算縦拡散係数 ND_L 、縦拡散係数と移動度の比 D_L/μ の換算電場 E/N との関係の測定結果をグラフに示した。また、表 4.4-4.9 に、それぞれの密度において得られた換算移動度 $N\mu$ 、換算縦拡散係数 ND_L 、及び縦拡散係数と移動度の比 D_L/μ の数値を示した。

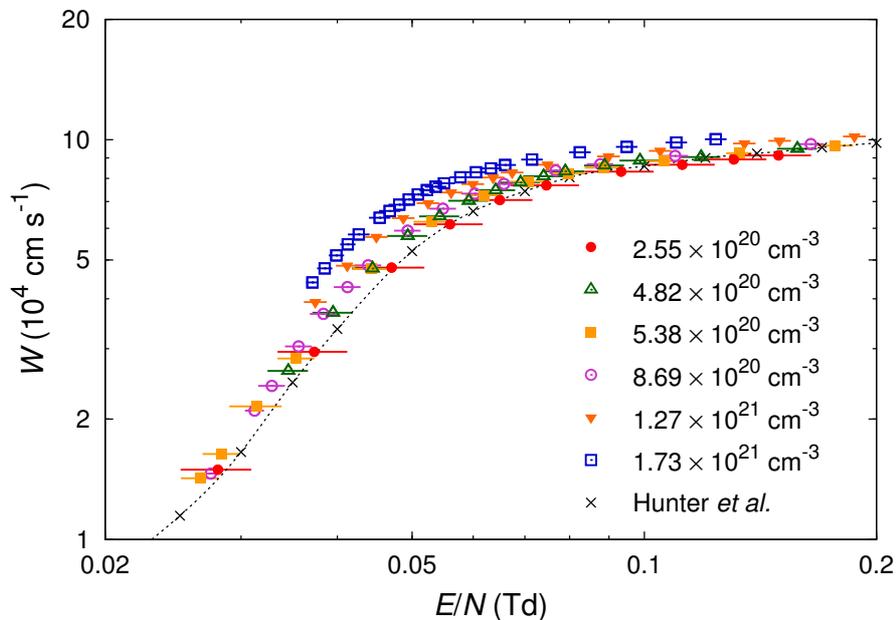


図 4.5: ドリフト速度 W と換算電場 E/N の関係。Hunter *et al.* [1] による密度 7.32×10^{19} または $1.48 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ での実験値を同時に示す。点線は Hunter *et al.* のデータに対する三次スプライン曲線である。

それぞれのパラメータの誤差は、4.1.1 章と同様の方法で決定した。それぞれの密度において見積もられた相対誤差は次の通りである。換算電場 E/N に対しては、 $\pm 10\%$ 、 $\pm 5.9\%$ 、 $\pm 5.4\%$ 、 $\pm 3.9\%$ 、 $+3.4\%$ 、 -3.3% 、 $+3.3\%$ 、 -3.2% であった。ドリフト速度 W に対しては、 $\pm 0.15\%$ 、 -0.28% 、 $\pm 0.14\%$ 、 -0.32% 、 $\pm 0.12\%$ 、 -0.37% 、 $\pm 0.12\%$ 、 -0.28% 、 $\pm 0.14\%$ 、 -0.31% 、 $\pm 0.13\%$ 、 -0.33% であった。換算移動度 $N\mu$ に対しては、 $\pm 10\%$ 、 $\pm 5.9\%$ 、

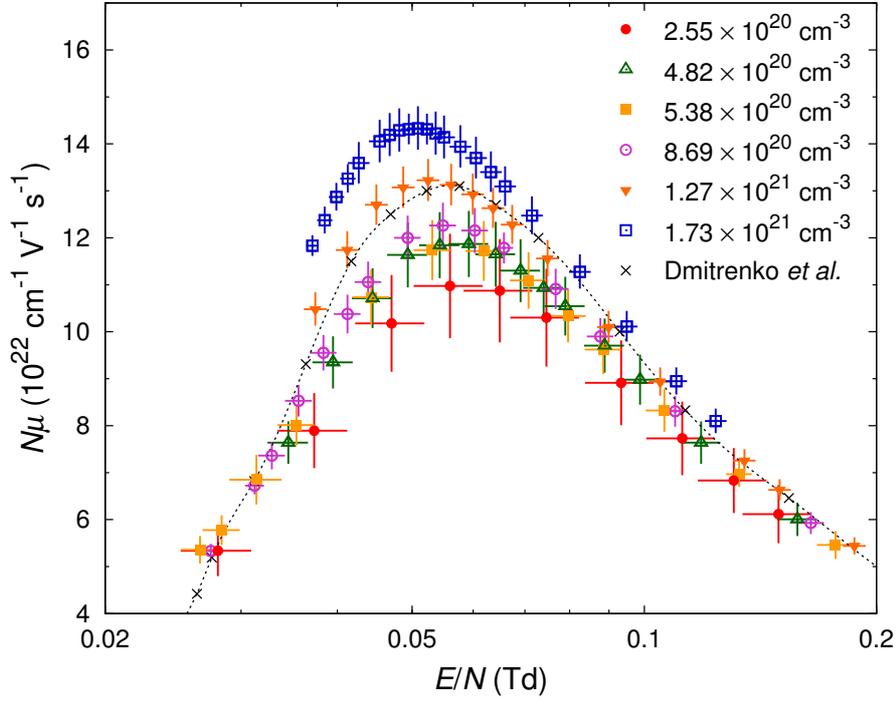


図 4.6: 換算移動度 $N\mu$ と換算電場 E/N の関係。Dmitrenko *et al.* [7] による密度 $1.92 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ での実験値を同時に示す。点線は Dmitrenko *et al.* のデータに対する三次スプライン曲線である。

表 4.4: 密度 $2.55 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ における換算移動度 $N\mu$ 、換算縦拡散係数 ND_L 、縦拡散係数と移動度の比 D_L/μ の測定結果。

E/N (Td)	$N\mu$ ($10^{22} \text{ cm}^{-1} \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$)	ND_L ($10^{22} \text{ cm}^{-1} \text{ s}^{-1}$)	D_L/μ (V)
0.028 ± 0.003	5.34 ± 0.54	2.61 ± 0.30	0.49 ± 0.03
0.037 ± 0.004	7.89 ± 0.80	5.89 ± 0.67	0.75 ± 0.04
0.047 ± 0.005	10.18 ± 1.03	6.78 ± 0.78	0.67 ± 0.04
0.056 ± 0.006	10.97 ± 1.11	5.75 ± 0.65	0.52 ± 0.03
0.065 ± 0.007	10.87 ± 1.10	4.48 ± 0.49	0.41 ± 0.02
0.075 ± 0.008	10.30 ± 1.04	3.60 ± 0.42	0.35 ± 0.02
0.093 ± 0.010	8.91 ± 0.90	2.99 ± 0.35	0.34 ± 0.02
0.112 ± 0.011	7.73 ± 0.78	2.81 ± 0.39	0.36 ± 0.03
0.131 ± 0.013	6.83 ± 0.69	2.80 ± 0.39	0.41 ± 0.04
0.149 ± 0.015	6.12 ± 0.62	2.64 ± 0.37	0.43 ± 0.04

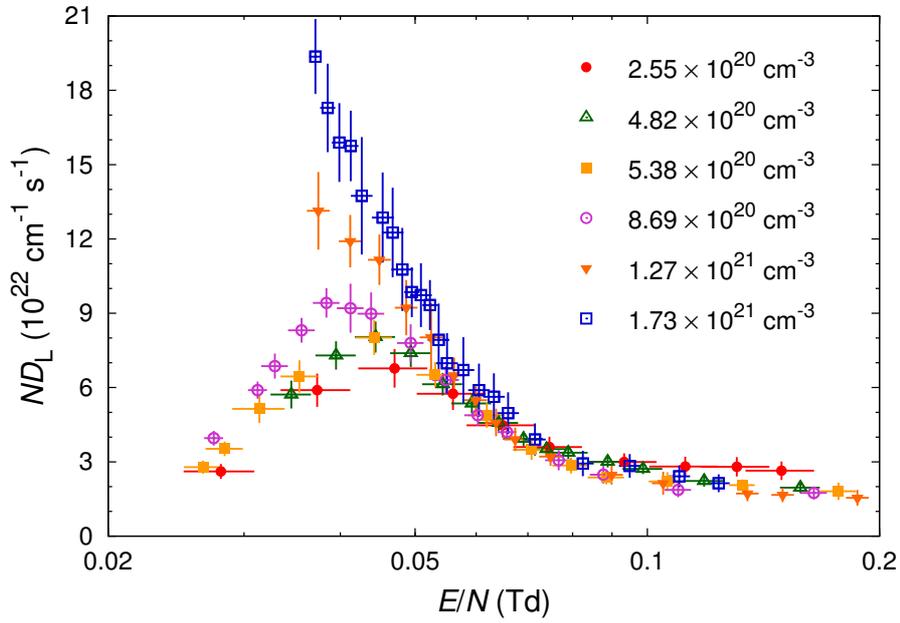


図 4.7: 換算縦拡散係数 ND_L と換算電場 E/N の関係。

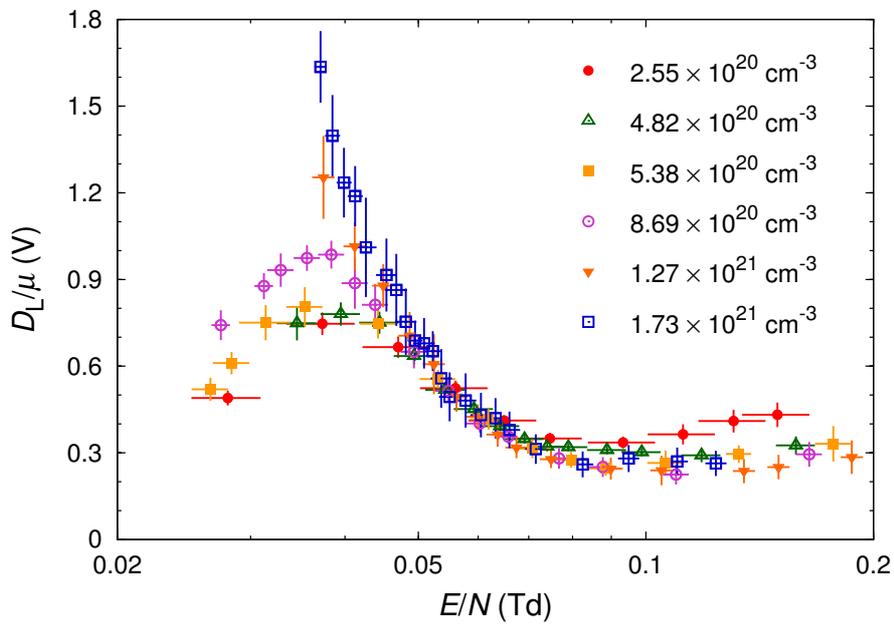


図 4.8: 縦拡散係数と移動度の比 D_L/μ と換算電場 E/N の関係。

表 4.5: 密度 $4.82 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ における換算移動度 $N\mu$ 、換算縦拡散係数 ND_L 、縦拡散係数と移動度の比 D_L/μ の測定結果。

E/N (Td)	$N\mu$ ($10^{22} \text{ cm}^{-1} \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$)	ND_L ($10^{22} \text{ cm}^{-1} \text{ s}^{-1}$)	D_L/μ (V)
0.035 ± 0.002	7.64 ± 0.45	5.72 ± 0.56	0.75 ± 0.06
0.039 ± 0.002	9.35 ± 0.55	7.29 ± 0.57	0.78 ± 0.04
0.044 ± 0.003	10.71 ± 0.64	8.04 ± 0.63	0.75 ± 0.04
0.049 ± 0.003	11.64 ± 0.69	7.39 ± 0.56	0.64 ± 0.03
0.054 ± 0.003	11.84 ± 0.70	6.13 ± 0.46	0.52 ± 0.02
0.059 ± 0.004	11.87 ± 0.70	5.36 ± 0.40	0.45 ± 0.02
0.064 ± 0.004	11.65 ± 0.69	4.57 ± 0.34	0.39 ± 0.02
0.069 ± 0.004	11.30 ± 0.67	3.93 ± 0.30	0.35 ± 0.02
0.074 ± 0.004	10.94 ± 0.65	3.51 ± 0.27	0.32 ± 0.02
0.079 ± 0.005	10.55 ± 0.63	3.37 ± 0.25	0.32 ± 0.01
0.089 ± 0.005	9.70 ± 0.58	3.00 ± 0.23	0.31 ± 0.01
0.099 ± 0.006	8.98 ± 0.53	2.71 ± 0.21	0.30 ± 0.01
0.118 ± 0.007	7.64 ± 0.45	2.23 ± 0.23	0.29 ± 0.02
0.158 ± 0.009	6.01 ± 0.36	1.96 ± 0.22	0.33 ± 0.03

$\pm 5.4\%$ 、 $\pm 3.9\%$ 、 $+3.4/-3.3\%$ 、 $+3.3/-3.2\%$ であった。換算縦拡散係数 ND_L に対しては、 $\pm 11-14\%$ 、 $\pm 7.3-11\%$ 、 $\pm 7.8-19\%$ 、 $\pm 5.8-16\%$ 、 $\pm 8.9-22\%$ 、 $\pm 7.8-20\%$ であった。縦拡散係数と移動度の比 D_L/μ に対しては、 $\pm 4.3-9.8\%$ 、 $\pm 4.3-9.7\%$ 、 $\pm 5.6-19\%$ 、 $\pm 4.6-15\%$ 、 $\pm 8.2-21\%$ 、 $\pm 7.6-19\%$ であった。正方向と負方向で誤差の大きさが異なるのは、圧力と密度の関係が非線形であることによる。

図 4.5 には、Hunter *et al.* [1] による圧力 300 または 600 kPa (密度 7.32×10^{19} または $1.48 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$) で測定したドリフト速度の実験値を同時に示した。また、図 4.6 には、Dmitrenko *et al.* [7] による換算移動度の実験値を同時に示した。彼らは密度 $1.0 \times 10^{20} - 7.7 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ で測定を行っているが、ここでは代表して密度 $1.92 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ での値を示している。

ドリフト速度の結果を Hunter *et al.* と比較すると、密度 $2.55 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ において良く一致している。一方で、換算移動度の結果を Dmitrenko *et al.* と比較すると、高密度領域では本実験の方が大きな値が得られていることが分かる。Dmitrenko *et al.* の他の密度における測定結果を考慮しても、系統的に本研究の測定結果の方が大きくなる傾向を示している。この理由は明らかでないが、Dmitrenko *et al.* のデータは、低密度領域でも換算電場 0.1 Td 以下の領域で Hunter *et al.* の値より小さくなることが指摘されており [1]、低電場領域において何らかの系統的誤差が含

表 4.6: 密度 $5.38 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ における換算移動度 $N\mu$ 、換算縦拡散係数 ND_L 、縦拡散係数と移動度の比 D_L/μ の測定結果。

E/N (Td)	$N\mu$ ($10^{22} \text{ cm}^{-1} \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$)	ND_L ($10^{22} \text{ cm}^{-1} \text{ s}^{-1}$)	D_L/μ (V)
0.027 ± 0.001	5.36 ± 0.29	2.79 ± 0.26	0.52 ± 0.04
0.028 ± 0.002	5.78 ± 0.31	3.53 ± 0.29	0.61 ± 0.04
0.031 ± 0.002	6.85 ± 0.53	5.14 ± 0.57	0.75 ± 0.06
0.035 ± 0.002	8.01 ± 0.44	6.45 ± 0.65	0.80 ± 0.07
0.044 ± 0.002	10.73 ± 0.58	8.02 ± 0.70	0.75 ± 0.05
0.053 ± 0.003	11.74 ± 0.64	6.52 ± 0.51	0.56 ± 0.03
0.062 ± 0.003	11.72 ± 0.64	4.88 ± 0.50	0.42 ± 0.04
0.071 ± 0.004	11.09 ± 0.60	3.49 ± 0.41	0.31 ± 0.03
0.080 ± 0.004	10.34 ± 0.56	2.85 ± 0.32	0.28 ± 0.03
0.088 ± 0.005	9.62 ± 0.52	2.37 ± 0.28	0.25 ± 0.03
0.106 ± 0.006	8.32 ± 0.45	2.20 ± 0.38	0.26 ± 0.04
0.133 ± 0.005	6.97 ± 0.27	2.06 ± 0.22	0.30 ± 0.03
0.177 ± 0.010	5.46 ± 0.30	1.81 ± 0.35	0.33 ± 0.06

まれている可能性がある。本研究では、低密度において Hunter *et al.* のデータを再現することから、ドリフト速度及び移動度に関して正確な測定ができていたものと結論する。縦拡散係数の測定結果の実験装置 I との再現性については 4.1.3 章で述べる。

図 4.6-4.8 より、換算移動度、換算縦拡散係数、縦拡散係数と移動度の比は、換算電場約 0.05 Td でピークを持つことが分かり、これは 4.1.1 章の実験装置 I による結果と同じである。このピークは、先に述べたように運動量移行断面積におけるラムザウアー・タウンゼント極小領域のエネルギーを持つ電子の寄与による。換算移動度の測定結果より、この特徴的なピークは測定された密度範囲で常に存在していることから、この密度範囲での実効的な運動量移行断面積にはラムザウアー・タウンゼント極小が存在することが示唆される。これは、液体キセノン中ではラムザウアー・タウンゼント極小が存在しないという報告 [8, 9] とは対照的である。換算縦拡散係数、縦拡散係数と移動度の比では、密度 1.27×10^{21} 、 $1.73 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ においてピークが観測されていないが、ラムザウアー・タウンゼント極小が存在するならば、換算電場を弱くすることで減少に転じることが予測できる。

表 4.7: 密度 $8.69 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ における換算移動度 $N\mu$ 、換算縦拡散係数 ND_L 、縦拡散係数と移動度の比 D_L/μ の測定結果。

E/N (Td)	$N\mu$ ($10^{22} \text{ cm}^{-1} \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$)	ND_L ($10^{22} \text{ cm}^{-1} \text{ s}^{-1}$)	D_L/μ (V)
0.027 ± 0.001	5.33 ± 0.15	3.96 ± 0.30	0.74 ± 0.05
0.031 ± 0.001	6.72 ± 0.19	5.90 ± 0.34	0.88 ± 0.05
0.033 ± 0.001	7.36 ± 0.29	6.87 ± 0.50	0.93 ± 0.06
0.036 ± 0.001	8.53 ± 0.34	8.31 ± 0.50	0.97 ± 0.04
0.038 ± 0.002	9.55 ± 0.38	9.42 ± 0.59	0.99 ± 0.05
0.041 ± 0.002	10.38 ± 0.41	9.20 ± 0.99	0.89 ± 0.09
0.044 ± 0.002	11.06 ± 0.44	8.98 ± 0.86	0.81 ± 0.07
0.049 ± 0.002	12.00 ± 0.47	7.80 ± 0.75	0.65 ± 0.06
0.055 ± 0.002	12.26 ± 0.48	6.31 ± 0.57	0.51 ± 0.04
0.060 ± 0.002	12.15 ± 0.48	4.88 ± 0.42	0.40 ± 0.03
0.066 ± 0.002	11.78 ± 0.33	4.20 ± 0.33	0.36 ± 0.03
0.077 ± 0.003	10.91 ± 0.43	3.06 ± 0.41	0.28 ± 0.04
0.088 ± 0.003	9.90 ± 0.39	2.48 ± 0.35	0.25 ± 0.03
0.110 ± 0.004	8.31 ± 0.33	1.87 ± 0.29	0.22 ± 0.03
0.164 ± 0.006	5.93 ± 0.23	1.75 ± 0.26	0.29 ± 0.04

表 4.8: 密度 $1.27 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ における換算移動度 $N\mu$ 、換算縦拡散係数 ND_L 、縦拡散係数と移動度の比 D_L/μ の測定結果。

E/N (Td)	$N\mu$ ($10^{22} \text{ cm}^{-1} \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$)	ND_L ($10^{22} \text{ cm}^{-1} \text{ s}^{-1}$)	D_L/μ (V)
0.037 ± 0.001	$10.48^{+0.36}_{-0.35}$	13.13 ± 1.57	1.25 ± 0.14
0.041 ± 0.001	$11.74^{+0.40}_{-0.39}$	11.91 ± 1.06	1.01 ± 0.08
0.045 ± 0.002	$12.70^{+0.43}_{-0.42}$	11.16 ± 1.02	0.88 ± 0.07
0.049 ± 0.002	$13.07^{+0.45}_{-0.44}$	9.22 ± 1.12	0.71 ± 0.08
0.052 ± 0.002	$13.23^{+0.45}_{-0.44}$	8.02 ± 1.40	0.61 ± 0.10
0.056 ± 0.002	$13.13^{+0.45}_{-0.44}$	6.49 ± 0.72	0.49 ± 0.05
0.060 ± 0.002	$12.92^{+0.44}_{-0.43}$	5.49 ± 0.59	0.42 ± 0.04
0.064 ± 0.002	$12.63^{+0.43}_{-0.42}$	4.59 ± 0.56	0.36 ± 0.04
0.067 ± 0.002	$12.28^{+0.42}_{-0.41}$	3.91 ± 0.47	0.32 ± 0.04
$0.075^{+0.003}_{-0.002}$	$11.56^{+0.40}_{-0.39}$	3.21 ± 0.37	0.28 ± 0.03
0.090 ± 0.003	$10.10^{+0.35}_{-0.34}$	2.47 ± 0.39	0.25 ± 0.04
$0.105^{+0.004}_{-0.003}$	$8.94^{+0.31}_{-0.30}$	2.14 ± 0.46	0.24 ± 0.05
$0.135^{+0.005}_{-0.004}$	$7.26^{+0.25}_{-0.24}$	1.72 ± 0.31	0.24 ± 0.04
0.150 ± 0.005	$6.63^{+0.23}_{-0.22}$	1.66 ± 0.29	0.25 ± 0.04
0.187 ± 0.006	$5.44^{+0.19}_{-0.18}$	1.55 ± 0.32	0.28 ± 0.06

表 4.9: 密度 $1.73 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ における換算移動度 $N\mu$ 、換算縦拡散係数 ND_L 、縦拡散係数と移動度の比 D_L/μ の測定結果。

E/N (Td)	$N\mu$ ($10^{22} \text{ cm}^{-1} \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$)	ND_L ($10^{22} \text{ cm}^{-1} \text{ s}^{-1}$)	D_L/μ (V)
0.037 ± 0.001	$11.83^{+0.23}_{-0.22}$	19.36 ± 1.51	1.64 ± 0.12
0.039 ± 0.001	$12.37^{+0.29}_{-0.28}$	$17.29^{+1.79}_{-1.78}$	1.40 ± 0.14
0.040 ± 0.001	$12.87^{+0.30}_{-0.29}$	15.89 ± 1.59	1.24 ± 0.12
0.041 ± 0.001	$13.26^{+0.31}_{-0.30}$	15.76 ± 1.42	1.19 ± 0.10
0.043 ± 0.001	$13.59^{+0.45}_{-0.43}$	$13.74^{+2.38}_{-2.37}$	1.01 ± 0.17
0.045 ± 0.001	$14.05^{+0.46}_{-0.45}$	12.86 ± 1.82	0.92 ± 0.13
$0.047^{+0.002}_{-0.001}$	$14.19^{+0.47}_{-0.45}$	12.26 ± 1.81	0.86 ± 0.12
0.048 ± 0.002	$14.29^{+0.47}_{-0.45}$	10.77 ± 1.68	0.75 ± 0.11
0.050 ± 0.001	$14.31^{+0.33}_{-0.32}$	9.85 ± 1.01	0.69 ± 0.07
0.051 ± 0.002	$14.33^{+0.47}_{-0.45}$	9.73 ± 1.29	0.68 ± 0.09
0.052 ± 0.001	$14.31^{+0.33}_{-0.32}$	9.33 ± 1.01	0.65 ± 0.07
0.054 ± 0.002	$14.22^{+0.47}_{-0.45}$	7.93 ± 1.46	0.56 ± 0.10
0.055 ± 0.002	$14.14^{+0.46}_{-0.45}$	6.98 ± 1.22	0.49 ± 0.08
0.058 ± 0.002	$13.94^{+0.46}_{-0.44}$	6.71 ± 1.32	0.48 ± 0.09
0.061 ± 0.002	$13.70^{+0.45}_{-0.43}$	5.90 ± 1.07	0.43 ± 0.08
0.063 ± 0.002	$13.40^{+0.44}_{-0.42}$	5.63 ± 0.95	0.42 ± 0.07
0.066 ± 0.002	$13.09^{+0.43}_{-0.41}$	4.97 ± 0.84	0.38 ± 0.06
0.072 ± 0.002	$12.47^{+0.41}_{-0.39}$	3.90 ± 0.65	0.31 ± 0.05
0.083 ± 0.003	$11.28^{+0.37}_{-0.36}$	2.93 ± 0.51	0.26 ± 0.04
0.095 ± 0.003	$10.11^{+0.33}_{-0.32}$	2.83 ± 0.48	0.28 ± 0.05
$0.110^{+0.004}_{-0.003}$	$8.95^{+0.29}_{-0.28}$	2.42 ± 0.44	0.27 ± 0.05
0.124 ± 0.004	$8.10^{+0.27}_{-0.26}$	2.13 ± 0.36	0.26 ± 0.04

4.1.3 実験装置 I、II による測定結果の再現性

実験装置 I、II では、ほぼ同じ密度で実験が行われており、結果の再現性を検証することができる。図 4.9-4.11 に、換算移動度、換算縦拡散係数、縦拡散係数と移動度の比の、実験装置 I、II における結果の比較を示す。それぞれの図において、キセノンの密度は、図 (a) では実験装置 I で $2.47 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ 、実験装置 II で $2.55 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ 、図 (b) ではどちらも $4.82 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ である。換算移動度については、全てのデータ点に対して誤差の範囲内で一致していることが分かる。換算縦拡散係数についてはほぼ全てのデータ点に対して誤差の範囲内で一致しているが、密度 $4.82 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ 、換算電場約 0.08 Td において誤差の範囲を超えた不一致が見られる。縦拡散係数と移動度の比については、換算電場約 0.04 Td のピーク付近、さらに約 0.08 Td 付近において誤差の範囲を超えた不一致が見られる。これらの不一致の理由については明確ではないが、縦拡散の大きさが小さくなるほど縦拡散係数の正確な決定が難しくなり、特に換算電場約 0.08 Td 付近の領域では初期電子群の広がりに対して収集される電子群の広がりが 1.8 倍程度にしかならないため、4.1.1、4.1.2 章における誤差の評価よりも大きな系統的誤差を含んでいる可能性がある。しかしながら、大部分のデータ点に対して一致が見られるため、移動度、縦拡散係数の測定では、異なる実験装置を用いても十分に再現する結果を得られたものと結論する。

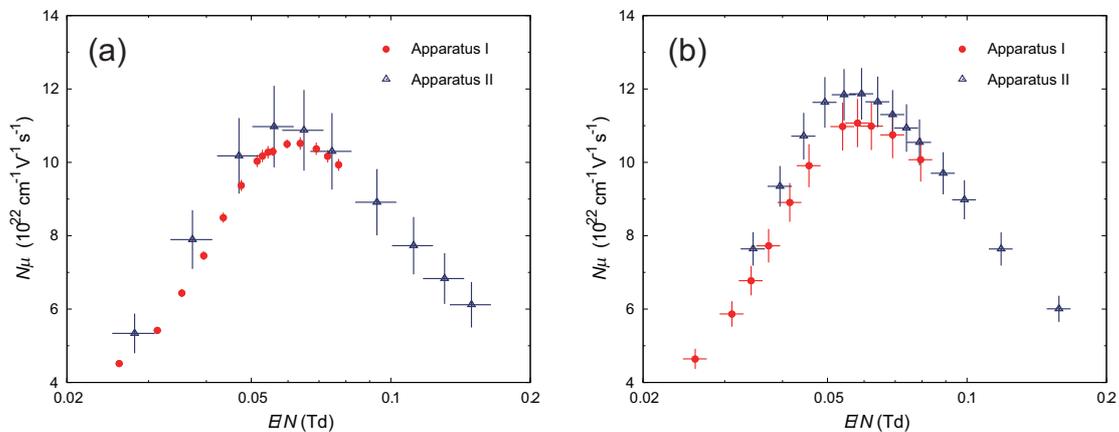


図 4.9: 換算移動度 $N\mu$ の実験装置 I と実験装置 II での測定結果。密度は、図 (a) では実験装置 I で $2.47 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ 、実験装置 II で $2.55 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ 、図 (b) ではどちらも $4.82 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ である。

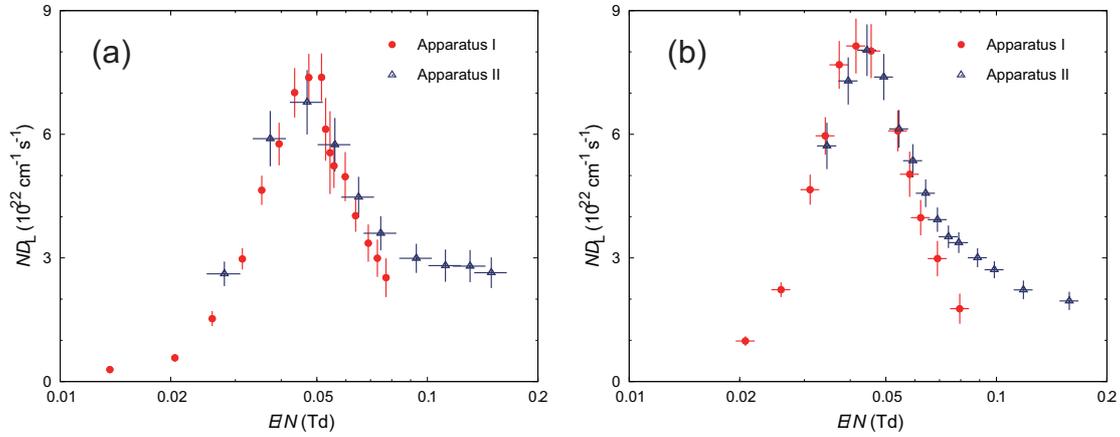


図 4.10: 換算縦拡散係数 ND_L の実験装置 I と実験装置 II での測定結果。密度は、図 (a) では実験装置 I で $2.47 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ 、実験装置 II で $2.55 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ 、図 (b) ではどちらも $4.82 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ である。

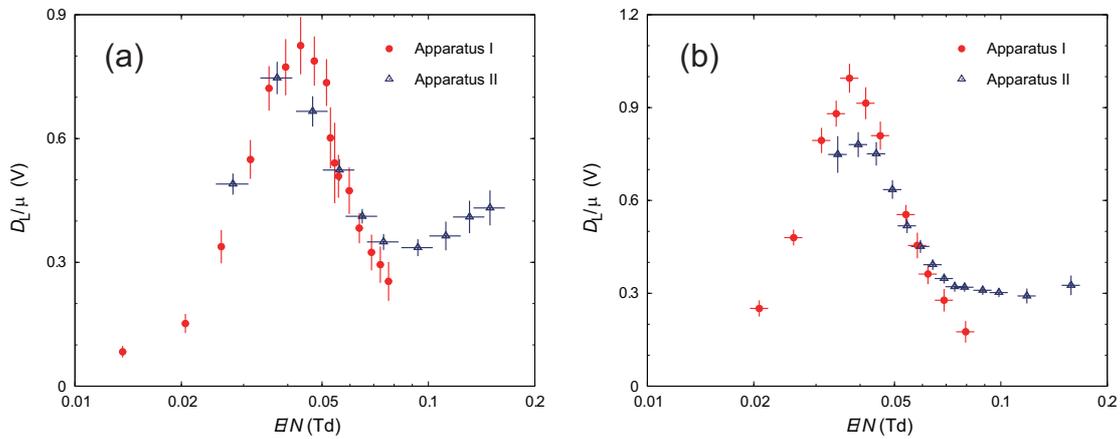


図 4.11: 縦拡散係数と移動度の比 D_L/μ の実験装置 I と実験装置 II での測定結果。密度は、図 (a) では実験装置 I で $2.47 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ 、実験装置 II で $2.55 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ 、図 (b) ではどちらも $4.82 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ である。

4.1.4 まとめ

異なる2つの実験装置を用いて、電子の流動、縦拡散に関する輸送係数、すなわちドリフト速度、換算移動度、換算縦拡散係数、縦拡散係数と移動度の比の測定を行った。測定された密度範囲は 4.19×10^{19} - $1.73 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ 、換算電場範囲は 0.01-0.2 Td である。最も低い密度で測定された輸送係数の結果は、過去に大気圧付近またはそれ以下で測定された実験結果と良く一致した。また、2つの実験装置で得られた結果は、同程度の密度に対して良く再現した。それぞれの輸送係数において観測された密度依存性については、5.1章でさらに議論を行う。

4.2 電離係数の測定結果

4.2.1 電荷増幅率と電離係数

3.2.1章で説明した円筒型比例計数管を用いて、室温で電離係数を測定した。測定を行ったキセノンの密度は、 1.26×10^{20} 、 2.58×10^{20} 、 3.96×10^{20} 、 5.43×10^{20} 、 6.93×10^{20} 、 $8.68 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ であり、圧力にすると 0.5、1.0、1.5、2.0、2.5、3.0 MPa に相当する。

図 4.12 に、それぞれの密度における電荷増幅率 M と陽極電圧 V_a の関係を示す。電荷増幅率は 81.0 keV の光電ピークを用いて行い、式 (3.5)、(3.7) から導出した。電荷増幅率の誤差は、波高分布における光電ピークの平均波高の決定精度から導出し、 $\pm 1\%$ 以下であった。また、陽極電圧の誤差は $\pm 1 \text{ V}$ 程度で安定していた。よって、誤差はプロットの大きさよりも十分小さいため、図 4.12 には誤差棒が描かれていない。また、X線エスケープピークからも同様に電荷増幅率の導出を行い、光電ピークから導出したものとはほぼ一致することを確認している。従って、比例計数管は確かに出力がエネルギーに比例する領域で動作していることが分かる。

得られた電荷増幅率は、それぞれの密度において最小で約 15、最大で約 2.4×10^3 であった。図 4.12 を見ると、電荷増幅率と陽極電圧の関係は密度によって変化しており、密度の上昇により傾きが小さくなっていくことが分かる。これは、電離係数の電場と密度に対する依存性の変化を示しているものと考えられる。また、ある増幅率を達成するための陽極電圧は密度には比例しておらず、曲線の間隔はだんだんと狭まっていくことが見て取れる。これらは 5.2.1 章でさらに議論する。

取得した電荷増幅率のデータから、3.2.2章で述べた方法により電離係数 α を導出した。図 4.13 に、換算電離係数 α/N と換算電場 $S = E/N$ の関係の測定結果をグラフに示した。ただし、本実験のデータに対しては横軸は陽極表面の換算電場であり、 $S = S_a$ である。電荷増幅は陽極表面の換算電場が 105-420 Td のときに

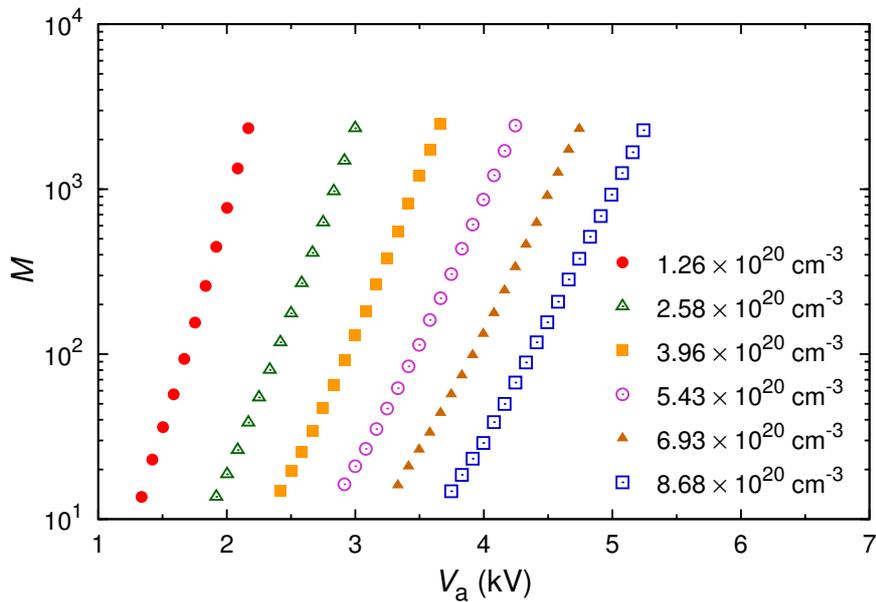


図 4.12: 電荷増幅率 M と陽極電圧 V_a の関係。

起こっており、密度が高くなるほど低い換算電場で起きていることが分かる。また、表 4.10、4.11 に、それぞれの密度において得られた換算電離係数 α/N の数値を示した。

誤差の評価は以下のように行った。換算電場 S の誤差は、陽極半径、陰極半径、及び密度の誤差を考慮して決定した。それぞれの密度における相対誤差は、 $\pm 11\%$ 、 $\pm 5.4\%$ 、 $\pm 3.5\%$ 、 $\pm 2.6\%$ 、 $\pm 2.0\%$ 、 $\pm 1.6\%$ である。一方、換算電離係数 α/N の誤差は、換算電場 S の誤差と、式 (3.11) における定数 A 、 B のフィッティング誤差を考慮して決定した。それぞれの密度における相対誤差は、 $\pm 11-17\%$ 、 $\pm 6.1-9.5\%$ 、 $\pm 5.9-7.8\%$ 、 $\pm 4.8-6.3\%$ 、 $\pm 3.9-5.1\%$ 、 $\pm 5.6-6.6\%$ である。

図 4.13 には、過去の実験値として、Kruithof [10] と Sakurai *et al.* [11] によるデータを同時に示している。Kruithof は、平行平板型のドリフト電離箱を用いて、圧力 0.28-165 Torr (密度 $9.9 \times 10^{15} - 5.8 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) の希薄気体で実験を行っている。一方、Sakurai *et al.* は、圧力 1-10 atm (密度 $2.5 \times 10^{19} - 2.6 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$) で、円筒型比例計数管を用いて実験を行っている。従って、図 4.13 では、Sakurai *et al.* に関しても横軸は陽極表面の換算電場である。本実験と過去の実験結果を比較すると、Sakurai *et al.* のデータとは良く一致する一方、Kruithof のデータとは不一致が見られる。この不一致の理由としては、気体密度の違いによる影響のほか、気体中の不純物の影響が考えられる。本実験では 3.4 章で述べた通り高純度

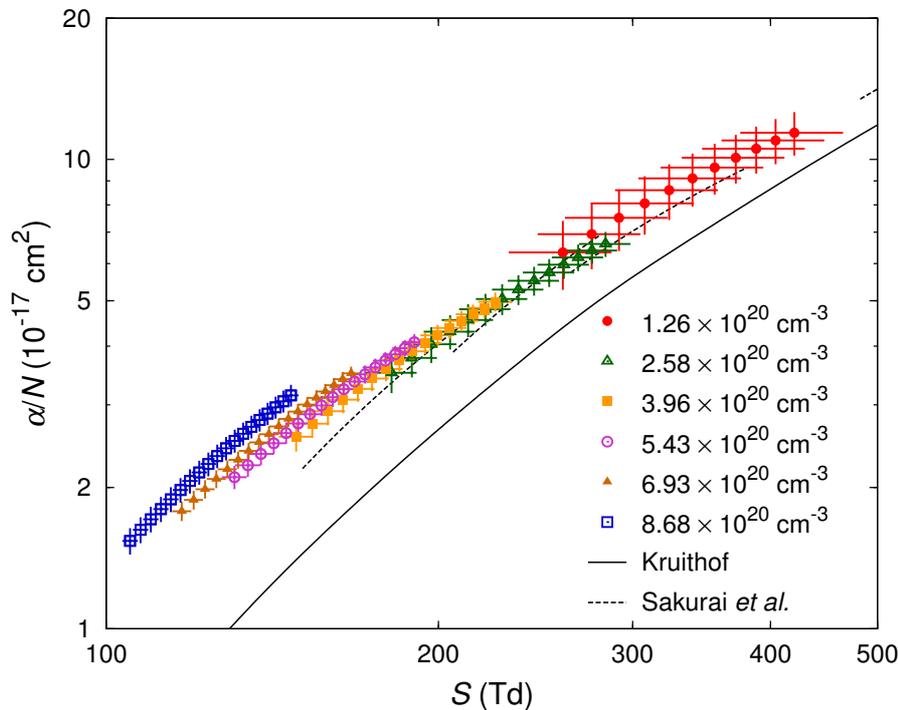


図 4.13: 換算電離係数 α/N と換算電場 $S(= E/N)$ の関係。Kruithof [10] による密度 $9.9 \times 10^{15} - 5.8 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ での実験値、Sakurai *et al.* [11] による密度 $2.5 \times 10^{19} - 2.6 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ での実験値を同時に示す。本実験と Sakurai *et al.* の結果に対しては、横軸は陽極表面の換算電場 S_a である。

に精製されたキセノンを使っており、Sakurai *et al.* は不純物の濃度を 1 ppm 以下と見積もっている一方、Kruithof は最大で 0.1% の不純物が含まれるとしている。含まれる不純物はほぼクリプトンであるとしているが、当時は希ガスの純化方法が確立しておらず、電気陰性度の高い不純物が含まれていた可能性は排除できない。電気陰性度の高い不純物が含まれていれば、電子付着によって信号が小さくなり、結果として換算電離係数が小さくなることが考えられる。

これまでの測定では、換算電離係数と換算電場の関係は広い密度範囲にわたって 1 つの曲線で表すことができるとされていたが、図 4.13 を見ると、本実験の密度領域では単一の曲線にならないことが分かる。換算電離係数は、密度約 $5.43 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ 以上から変化していき、低密度の結果から外挿した曲線よりもわずかに大きくなった。これは、電離係数に密度依存性が現れ始めたものと考えられる。

さらに、電離係数 η についても導出し、図 4.14 に示した。電離係数 η とは、単

位電位差あたりの1つの電子の平均衝突電離回数で定義される量であり、以下の式で与えられる。

$$\eta = \alpha/E = \frac{\alpha/N}{E/N} = \frac{\alpha/N}{S} \quad (4.1)$$

電離係数 η の誤差は、換算電離係数と換算電場の誤差から決定され、各密度に対する相対誤差は、 $\pm 15\text{-}20\%$ 、 $\pm 8.1\text{-}11\%$ 、 $\pm 5.9\text{-}7.8\%$ 、 $\pm 4.7\text{-}6.2\%$ 、 $\pm 3.9\text{-}5.1\%$ 、 $\pm 5.6\text{-}6.6\%$ である。図 4.13 と同様に、Kruithof [10] による実験値を同時に示した。換算電離係数 α/N と同様に、本実験と Kruithof のデータが一致しないこと、密度を変化させた場合に電離係数 η が単一の曲線にならないことが分かる。Kruithof のデータとの不一致の理由は、換算電離係数 α/N の場合と同じであると考えられる。密度を変化させた場合の電離係数の振る舞いについては、5.2.1 章でさらに議論する。

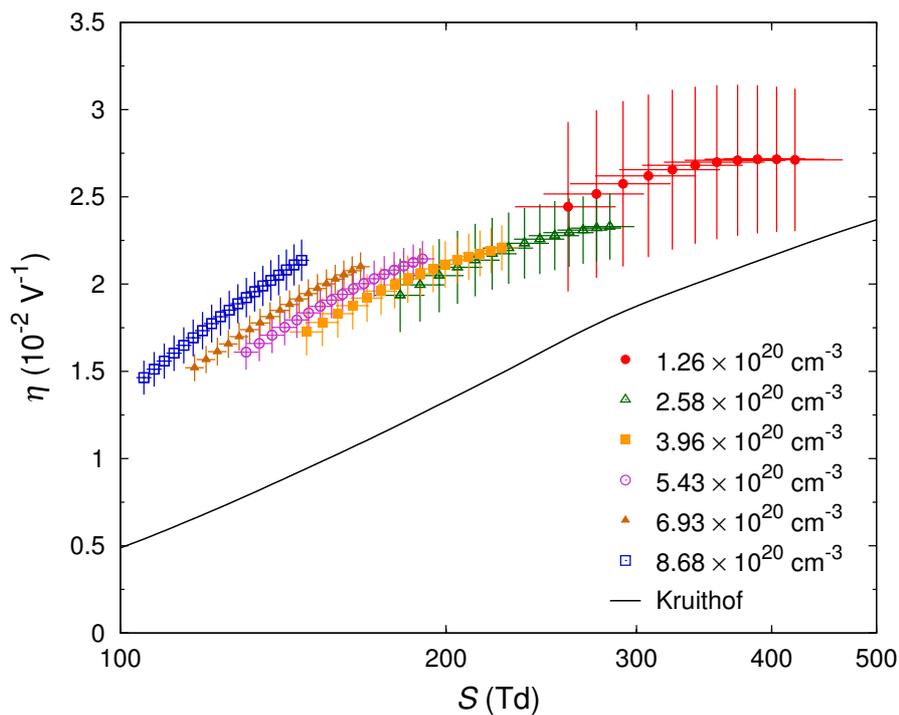


図 4.14: 電離係数 η と換算電場 S の関係。Kruithof [10] による密度 9.9×10^{15} - $5.8 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ での実験値を同時に示す。本実験の結果に対しては、横軸は陽極表面の換算電場 S_a である。

表 4.10: 密度 1.26×10^{20} 、 2.58×10^{20} 、 3.96×10^{20} cm^{-3} における換算電離係数 α/N の測定結果。

$1.26 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$		$2.58 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$		$3.96 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$	
S_a (Td)	α/N (10^{-17} cm^2)	S_a (Td)	α/N (10^{-17} cm^2)	S_a (Td)	α/N (10^{-17} cm^2)
259 ± 6.3	27.7 ± 1.1	181 ± 3.5	9.72 ± 0.33	149 ± 2.6	5.25 ± 0.18
275 ± 6.9	29.4 ± 1.1	189 ± 3.8	10.1 ± 0.34	154 ± 2.7	5.43 ± 0.19
292 ± 7.5	31.1 ± 1.1	197 ± 4.0	10.6 ± 0.35	159 ± 2.9	5.61 ± 0.19
308 ± 8.1	32.9 ± 1.1	205 ± 4.3	11.0 ± 0.36	164 ± 3.1	5.80 ± 0.20
324 ± 8.6	34.6 ± 1.2	213 ± 4.5	11.4 ± 0.37	169 ± 3.2	5.98 ± 0.20
340 ± 9.1	36.3 ± 1.2	221 ± 4.8	11.8 ± 0.38	174 ± 3.4	6.16 ± 0.20
356 ± 9.6	38.0 ± 1.2	229 ± 5.0	12.2 ± 0.38	179 ± 3.6	6.34 ± 0.21
372 ± 10.1	39.7 ± 1.2	236 ± 5.3	12.7 ± 0.39	184 ± 3.7	6.52 ± 0.21
388 ± 10.5	41.5 ± 1.2	244 ± 5.5	13.1 ± 0.39	189 ± 3.9	6.70 ± 0.22
404 ± 11.0	43.2 ± 1.2	252 ± 5.7	13.5 ± 0.39	195 ± 4.1	6.88 ± 0.22
420 ± 11.4	44.9 ± 1.2	260 ± 6.0	13.9 ± 0.40	200 ± 4.2	7.06 ± 0.22
		268 ± 6.2	14.3 ± 0.40	205 ± 4.4	7.24 ± 0.22
		276 ± 6.4	14.8 ± 0.40	210 ± 4.5	7.42 ± 0.23
		283 ± 6.6	15.2 ± 0.40	215 ± 4.7	7.60 ± 0.23
				220 ± 4.8	7.78 ± 0.23
				225 ± 5.0	7.96 ± 0.23

表 4.11: 密度 5.43×10^{20} 、 6.93×10^{20} 、 8.68×10^{20} cm^{-3} における換算電離係数 α/N の測定結果。

$5.43 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$		$6.93 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$		$8.68 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$	
S_a (Td)	α/N (10^{-17} cm^2)	S_a (Td)	α/N (10^{-17} cm^2)	S_a (Td)	α/N (10^{-17} cm^2)
131 ± 2.1	3.39 ± 0.12	117 ± 1.8	2.34 ± 0.08	105 ± 1.5	1.69 ± 0.10
134 ± 2.2	3.49 ± 0.12	120 ± 1.9	2.40 ± 0.09	107 ± 1.6	1.73 ± 0.10
138 ± 2.4	3.58 ± 0.13	123 ± 2.0	2.46 ± 0.09	110 ± 1.7	1.77 ± 0.11
142 ± 2.5	3.68 ± 0.13	126 ± 2.1	2.51 ± 0.09	112 ± 1.8	1.80 ± 0.11
146 ± 2.6	3.78 ± 0.13	129 ± 2.2	2.57 ± 0.09	114 ± 1.9	1.84 ± 0.11
149 ± 2.7	3.87 ± 0.14	132 ± 2.3	2.63 ± 0.10	117 ± 2.0	1.88 ± 0.12
153 ± 2.9	3.97 ± 0.14	135 ± 2.4	2.69 ± 0.10	119 ± 2.1	1.91 ± 0.12
157 ± 3.0	4.07 ± 0.14	138 ± 2.5	2.75 ± 0.10	121 ± 2.2	1.95 ± 0.13
160 ± 3.1	4.16 ± 0.15	140 ± 2.6	2.80 ± 0.10	124 ± 2.2	1.99 ± 0.13
164 ± 3.2	4.26 ± 0.15	143 ± 2.7	2.86 ± 0.10	126 ± 2.3	2.03 ± 0.13
168 ± 3.4	4.35 ± 0.15	146 ± 2.8	2.92 ± 0.11	128 ± 2.4	2.06 ± 0.14
172 ± 3.5	4.45 ± 0.15	149 ± 2.9	2.98 ± 0.11	131 ± 2.5	2.10 ± 0.14
175 ± 3.6	4.55 ± 0.16	152 ± 3.0	3.04 ± 0.11	133 ± 2.6	2.14 ± 0.15
179 ± 3.7	4.64 ± 0.16	155 ± 3.1	3.09 ± 0.11	135 ± 2.7	2.18 ± 0.15
183 ± 3.8	4.74 ± 0.16	158 ± 3.2	3.15 ± 0.11	138 ± 2.8	2.21 ± 0.15
187 ± 4.0	4.84 ± 0.16	161 ± 3.3	3.21 ± 0.12	140 ± 2.9	2.25 ± 0.16
190 ± 4.1	4.93 ± 0.16	164 ± 3.4	3.27 ± 0.12	142 ± 3.0	2.29 ± 0.16
		167 ± 3.5	3.33 ± 0.12	145 ± 3.1	2.32 ± 0.16
				147 ± 3.1	2.36 ± 0.17

4.2.2 エネルギー分解能

図 4.15、4.16 に、81.0 keV の光電ピークに対するエネルギー分解能の測定結果を示す。図 4.15 は各密度におけるエネルギー分解能と電荷増幅率の関係であり、図 4.16 は各密度におけるエネルギー分解能と陽極表面の換算電場の関係である。また、エネルギー分解能は半値幅 (FWHM; Full Width at Half Maximum) で表している。エネルギー分解能の誤差は波高分布に対する標準偏差の誤差から見積もっているが、1%以下と小さいため、グラフに誤差棒は含まれていない。

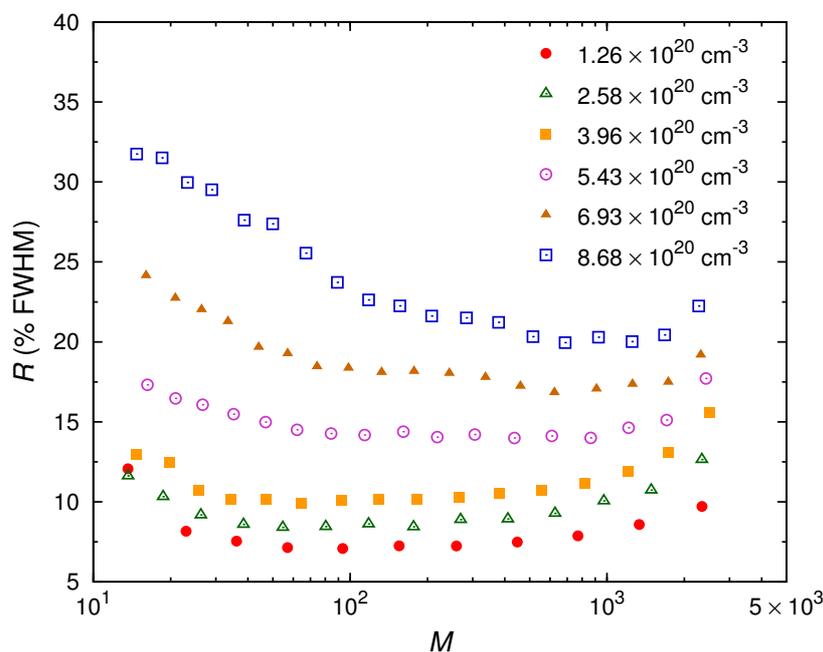


図 4.15: エネルギー分解能 R と電荷増幅率 M の関係。

図 4.15、4.16 より、エネルギー分解能は密度によって大きく変化することが分かる。増幅率に対するエネルギー分解能は、図 4.15 より、増幅率を約 10 から増加させることで徐々に良化して、増幅率約 10^2 以上ではほぼ一定値になり、さらに増幅率を増加させると増幅率約 10^3 以上で再び悪化することが分かる。低増幅率でエネルギー分解能が悪い理由としては、回路雑音の影響とガンマ線によって生成された初期電子イオン対の再結合の揺らぎが考えられる。前者の寄与は増幅率が大きくなり信号が大きくなると無視できるようになるのに対し、後者の寄与は密度が高いほど大きいと考えられる。一方で、高増幅率でエネルギー分解能が悪い理由としては、陽イオンによる空間電荷効果と励起光の増加による増幅過程の揺らぎが考えられる。ただし、キセノンに適切な種類、量のクエンチングガスを

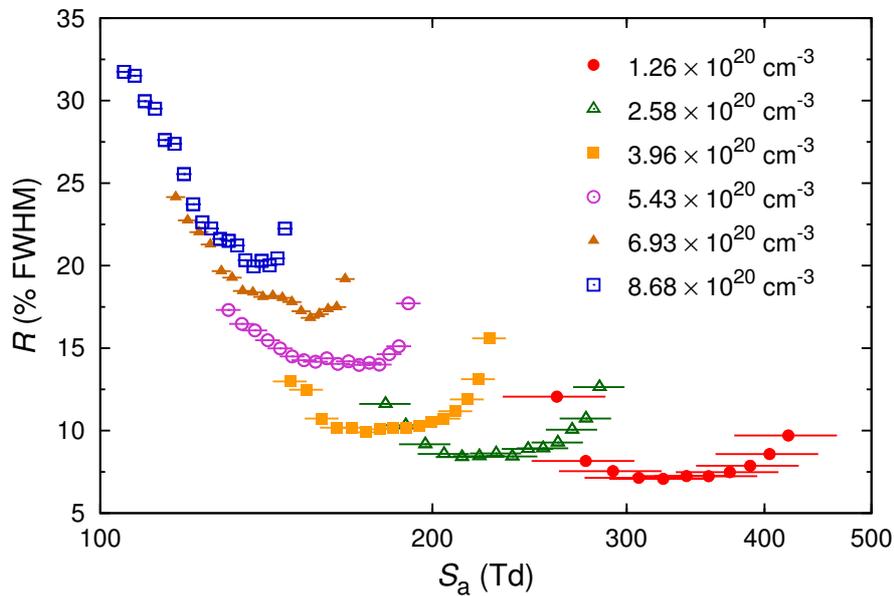


図 4.16: エネルギー分解能 R と陽極表面の換算電場 S_a の関係。

混合した場合はエネルギー分解能を保ったままでより大きな増幅率が得られることが報告されているため [12,13]、空間電荷効果の寄与は小さいと思われる。さらに、図 4.16 より、増倍は密度が高いほど低い換算電場で起こり、換算電場が低いほどエネルギー分解能が悪くなるという傾向が見て取れる。エネルギー分解能の密度依存性に関しては、5.2.2、5.2.3 章でさらに議論を行う。

4.2.3 まとめ

円筒型比例計数管を用いて、電子の電荷増幅に関する輸送係数、すなわち換算電離係数の測定を行った。測定された密度範囲は $1.26 \times 10^{20} - 8.68 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ である。陽極表面の換算電場が 105-420 Td の時に電荷増幅が起こり、高密度では低い換算電場で動作することが分かった。また、得られた増幅率は $15-2.4 \times 10^3$ であった。導出された換算電離係数 α/N は、過去に円筒型比例計数管を用いて大気圧から 10 気圧で測定されたものとよく一致する一方、平行平板型ドリフト電離箱を用いて希薄気体で測定されたものとは一致しなかった。また、密度を変化させることで換算電離係数にわずかながら変化が見られた。電荷増倍過程の密度依存性に関して、5.2 章でさらに議論を行う。

4.3 アルファ線による電離・発光収量の測定結果

3.3.1章で説明した平行平板型電離箱及び光電子増倍管を用いて、室温でアルファ線による電離電子収量、シンチレーション光子収量を測定した。まず電場をかけない状態でシンチレーション光子を計測し、その後電極間に電場を印加して電離電子とシンチレーション光子の同時計測を行った。測定した密度範囲は 5.51×10^{20} - $6.07 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ であったが、ここでは過去の文献の記述に合わせるため、一部で密度の単位を g/cm^3 で表している。この場合、測定した密度範囲は 0.12 - 1.32 g/cm^3 である。ただし、電離電子収量の測定では、高密度では信号が小さくなって測定できなかつたため、密度範囲は 0.12 - 1.03 g/cm^3 で行った。これは電離密度が大きくなることで再結合の効果が強くなり、電場により収集できる電子数が少なくなったためと考えられる。

4.3.1 無電場における発光収量

平行平板型電離箱の陽極及び陰極を接地して、無電場でのシンチレーション発光の観測を行った。無電場におけるシンチレーション光子数 $N_p(0)$ の測定結果を図4.17に示す。

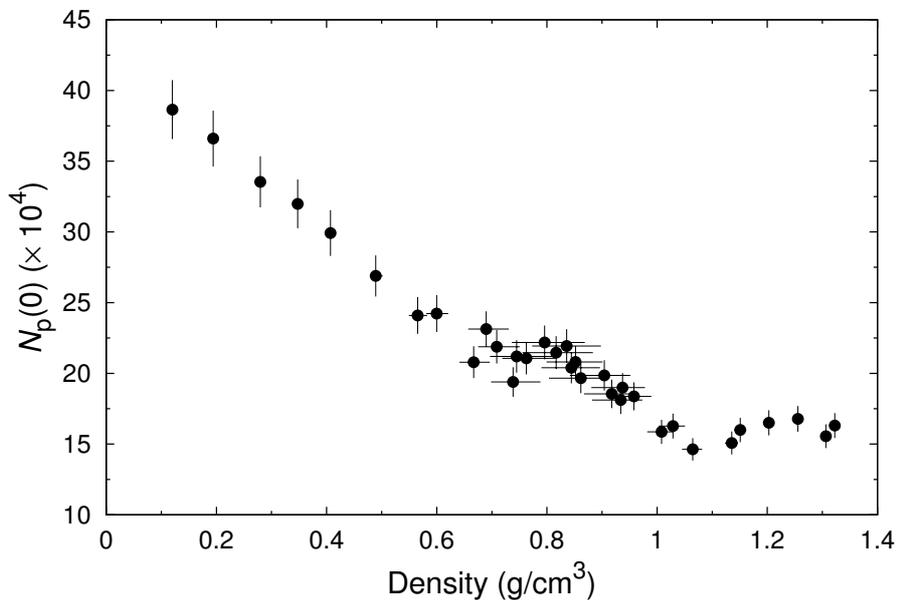


図 4.17: 無電場におけるシンチレーション光子数 $N_p(0)$ の密度依存性。

誤差の評価は以下のように行った。密度の誤差は、圧力の測定誤差から決定し、温度の誤差の寄与は小さいとして無視した。見積もられた相対誤差は、 $+(0.4-9.4)/-(0.4-7.5)\%$ であった。正方向と負方向の誤差の大きさの違いは、圧力と密度の関係が非線形であるためである。光子数 $N_p(0)$ の誤差は、シンチレーション信号の波高分布の決定精度 0.1% と、平均量子効率 Q_{pmt} の導出における量子効率 $q(\lambda)$ の誤差 5.4% を合成して決定した。ビューポートの透過率及び光電子増倍管の利得の誤差はメーカーにより与えられていないが、これらの典型的な値は約 2% である [14]。ここでは、これらの誤差の寄与は小さいと仮定して、誤差の評価においては無視した。従って、見積もられた相対誤差は $\pm 5.4\%$ である。

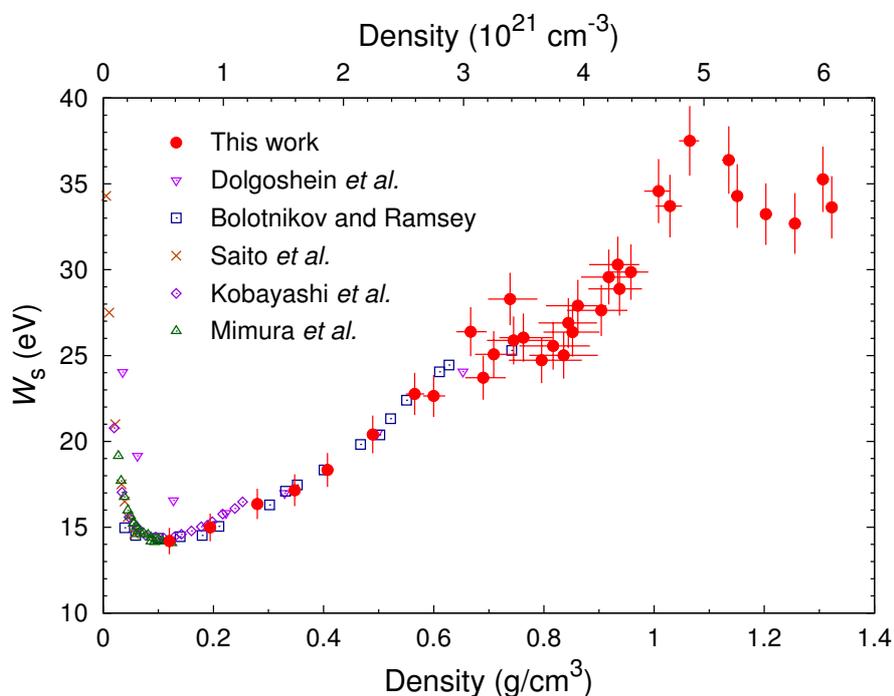


図 4.18: 無電場における W_s 値の密度依存性。以下の文献による実験値を同時に示した: Dolgoshein *et al.* [15]、Bolotnikov and Ramsey [16]、Saito *et al.* [17]、Kobayashi *et al.* [18]、Mimura *et al.* [19]。

観測されたシンチレーション光子は、測定回路の時定数が再結合発光時間より十分長いと考えられるため、励起発光と再結合発光の両方を含んでいるとみなせる。観測されたシンチレーション光子数は、密度 $0.12-0.7 \text{ g/cm}^3$ では密度に対して線形に減少し、 $0.7-1.0 \text{ g/cm}^3$ では減少の傾向が変化し、 1.0 g/cm^3 以上ではほぼ一定となった。ほぼ一定値となった時のシンチレーション光子数は、密度 0.12

g/cm^3 における光子数の約 40%であった。

無電場における W_s 値は、測定されたシンチレーション光子数から式 (3.16) により導出した。図 4.18 に無電場における W_s 値の密度依存性を示す。図 4.18 には、過去の実験値として、Dolgoshein *et al* [15]、Bolotnikov and Ramsey [16]、Saito *et al.* [17]、Kobayashi *et al.* [18]、Mimura *et al.* [19] のデータを同時に示した。ただし、図 2.10 と同様に、Dolgoshein *et al.*、Bolotnikov and Ramsey、Kobayashi *et al.* のデータについては較正された相対値を示している。また、表 4.12 にそれぞれの密度において得られた無電場における W_s 値の数値を示した。

表 4.12: 無電場における W_s 値の測定結果。

Density (g/cm^3)	W_s (eV)	Density (g/cm^3)	W_s (eV)
0.12 ± 0.001	14.2 ± 0.77	0.844 ± 0.05	26.9 ± 1.45
0.19 ± 0.002	15.0 ± 0.81	0.85 ± 0.05	26.4 ± 1.42
0.28 ± 0.004	16.4 ± 0.88	$0.86^{+0.05}_{-0.06}$	27.9 ± 1.51
0.35 ± 0.006	17.2 ± 0.93	$0.90^{+0.05}_{-0.06}$	27.6 ± 1.49
0.41 ± 0.007	18.3 ± 0.99	$0.92^{+0.04}_{-0.05}$	29.6 ± 1.60
0.49 ± 0.01	20.4 ± 1.10	$0.93^{+0.04}_{-0.05}$	30.3 ± 1.64
0.57 ± 0.02	22.8 ± 1.23	$0.94^{+0.04}_{-0.06}$	28.9 ± 1.56
0.60 ± 0.02	22.6 ± 1.22	$0.96^{+0.03}_{-0.04}$	29.9 ± 1.61
0.67 ± 0.03	26.4 ± 1.42	$1.01^{+0.02}_{-0.03}$	34.6 ± 1.87
$0.69^{+0.04}_{-0.03}$	23.7 ± 1.28	$1.03^{+0.02}_{-0.03}$	33.7 ± 1.82
$0.71^{+0.04}_{-0.03}$	25.1 ± 1.35	1.06 ± 0.02	37.5 ± 2.03
$0.738^{+0.05}_{-0.04}$	28.3 ± 1.53	1.14 ± 0.01	36.4 ± 1.96
$0.745^{+0.07}_{-0.05}$	25.9 ± 1.40	1.15 ± 0.01	34.3 ± 1.85
$0.76^{+0.05}_{-0.04}$	26.0 ± 1.41	1.20 ± 0.01	33.2 ± 1.79
$0.80^{+0.07}_{-0.06}$	24.7 ± 1.34	1.26 ± 0.007	32.7 ± 1.77
$0.82^{+0.07}_{-0.06}$	25.6 ± 1.38	1.31 ± 0.006	35.3 ± 1.90
0.836 ± 0.06	25.0 ± 1.35	1.32 ± 0.005	33.6 ± 1.82

本実験で得られた結果は、密度 $0.12\text{-}0.74 \text{ g/cm}^3$ の範囲では、過去のデータと同様に、 W_s 値が増加するような傾向を示した。さらに、過去に計測されていない 0.74 g/cm^3 以上の密度領域で新たなデータを取得した。 W_s 値は密度増加とともに大きくなり、密度約 1.0 g/cm^3 以上では約 35 eV で一定値に近づくことが分かった。文献 [16] では、密度の増加に伴う W_s 値の増加は N_{ex}/N_1 の減少が原因であり、

密度 0.6 g/cm^3 以上では N_{ex}/N_i が液体キセノンと同程度になり、かつ W 値が減少するため、 W_s 値は減少に転じると主張されている。しかしながら、本研究の結果では、 W_s 値は 0.74 g/cm^3 以上でも増加し続け、 1.0 g/cm^3 以上ではほぼ一定になるものの、減少する傾向を観測することはできなかった。また、液体キセノン中での無電場におけるアルファ線による W_s 値は 17.9 eV と見積もられており [20]、高密度気体から液体へ連続的に変化していくと考えるとやはり W_s 値は減少しなくてはならない。しかし、本研究で液体の密度 (3.05 g/cm^3) の約半分の密度まで高密度化したにもかかわらず、液体での値へ変化していくような傾向は観測できなかった。液体よりもアルファ線の電離密度が小さいと考えられるのにもかかわらず液体よりも W_s 値が大きいことは、高密度気体中において液体中とは異なるクエンチング過程が存在することを示唆している。これについては、5.3章でさらに議論する。

4.3.2 電場を印加した場合の電離・発光収量

平行平板型電離箱の陰極に負の高電圧を印加し、電極間に電場をかけた状態で電離電子・シンチレーション光子の観測を行った。図 4.19 に、電離電子収量 N_e の換算電場依存性を示す。同様に、図 4.20 にシンチレーション光子収量 N_p の換算電場依存性を示す。図 4.19、4.20 のグラフには代表して 8 つの密度における結果を示しているが、実験は密度 $0.12\text{-}1.03 \text{ g/cm}^3$ の範囲で 14 点の密度で行った。電離電子収量 N_e の誤差は、波高分布に対する平均値と標準偏差の決定誤差から、相対誤差で $\pm 0.5\text{-}2.2\%$ と見積もった。

図 4.19、4.20 を見ると、電離収量・発光収量は換算電場 0.7 Td においても飽和していないことが見て取れる。これは再結合過程がこの電場領域においても存在していることを示しており、低密度気体での報告 [19] とは明らかに異なる。強い再結合効果は、高密度気体においてアルファ線による電離密度が大きくなるためだと考えられる。特に電離収量は、密度を 0.12 g/cm^3 から 1.03 g/cm^3 に変化させたとき $1/10$ 程度に減少しており、アルファ線により生成された電子イオン対を分離させることが密度増加とともに難しくなることを表している。

また、電場を変化させた場合の電離電子収量とシンチレーション光子収量の相関を図 4.21 に示す。それぞれの密度に対して、電離電子が増加するとシンチレーション光子が減少するという反相関の関係があることが分かる。また、電離電子とシンチレーション光子の関係は線形になっているが、その傾きは密度によって変化していることが観測された。これは、再結合発光過程における電子と光子の関係が変化していることを示唆している。

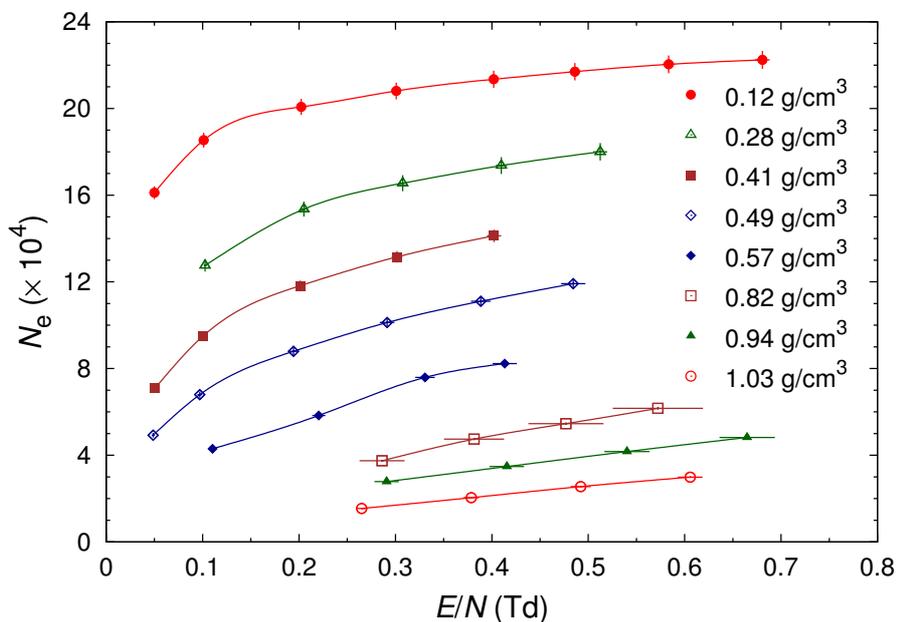


図 4.19: 電離電子収量 N_e と換算電場 E/N の関係。

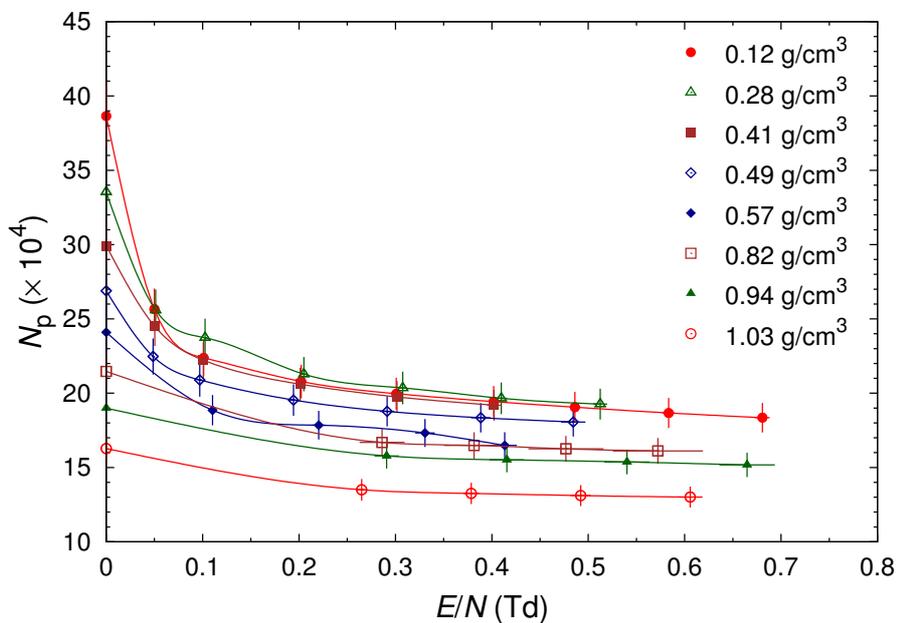


図 4.20: シンチレーション光子収量 N_p と換算電場 E/N の関係。

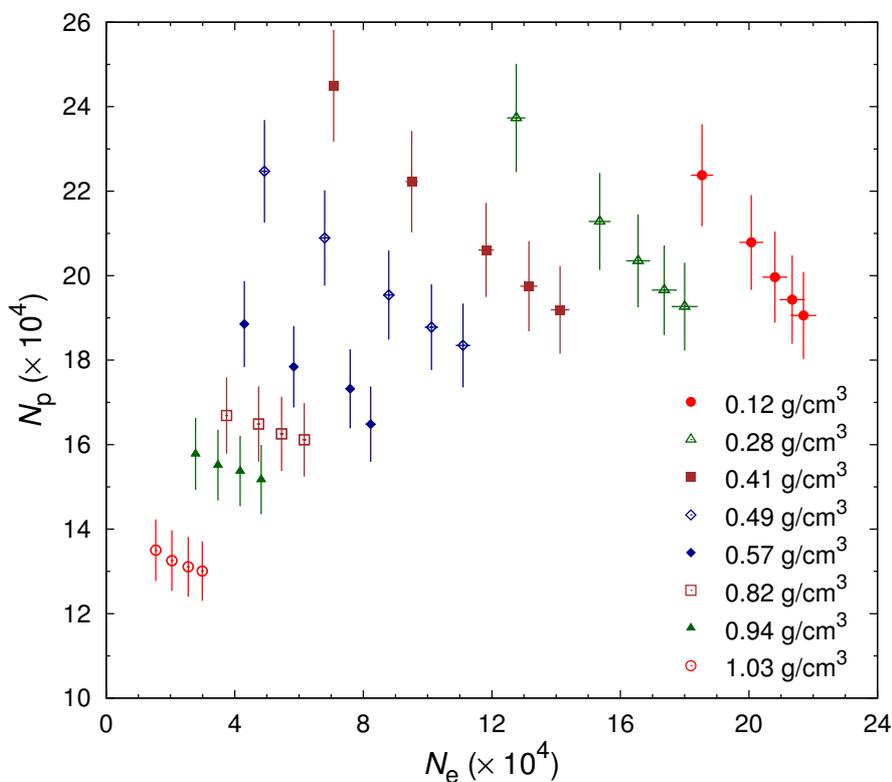


図 4.21: 各密度において電場を変化させた場合の電離電子収量 N_e とシンチレーション光子収量 N_p の相関関係。

4.3.3 まとめ

平行平板型電離箱と光電子増倍管を用いて、アルファ線による電離電子収量、シンチレーション光子収量の測定を行った。測定された密度範囲は、無電場におけるシンチレーション光子に対して $0.12\text{--}1.32\text{ g/cm}^3$ 、電場下での電離電子、シンチレーション光子に対して $0.12\text{--}1.03\text{ g/cm}^3$ である。無電場における W_s 値は、低密度において過去の測定と一致し、 0.74 g/cm^3 以上で新たな結果を得た。 W_s 値は密度約 1.0 g/cm^3 まで減少し、それ以上の密度ではほぼ一定になることが分かった。一定になった時の W_s 値は、約 35 eV である。また、 0.7 Td 以下の換算電場範囲で、電離電子収量、シンチレーション光子収量の電場依存性を得た。密度によって、特に電離電子収量が大きく減少し、また、電離電子とシンチレーション光子の相関に密度による変化が観測された。この密度依存性について、5.3章でさらに議論する。

参考文献

- [1] S. R. Hunter, J. G. Carter, and L. G. Christophorou: *Phys. Rev. A* **38** (1988) 5539.
- [2] T. Hashimoto and Y. Nakamura: *Papers of IEEJ Gas Discharge Technical Committee ED-90-61* (1990) [in Japanese].
- [3] J. L. Pack, R. E. Voshall, A. V. Phelps, and L. E. Kline: *J. Appl. Phys.* **71** (1992) 5363.
- [4] J. J. Lowke and J. H. Parker, Jr.: *Phys. Rev.* **181** (1969) 302.
- [5] M. Suzuki, T. Taniguchi, N. Yoshikawa, and H. Tagashira: *J. Phys. D: Appl. Phys.* **25** (1992) 50.
- [6] T. H. V. T. Dias, F. P. Santos, A. D. Stauffer, and C. A. N. Conde: *Phys. Rev. A* **48** (1993) 2887.
- [7] V. V. Dmitrenko, A. S. Romanyuk, S. I. Suchkov, and Z. M. Uteshev: *Sov. Phys. Tech. Phys.* **28** (1983) 1440.
- [8] Y. Sakai, S. Nakamura, and H. Tagashira: *IEEE Trans. Electr. Insul.* **EI-20** (1985) 133.
- [9] V. M. Atrazhev, A. V. Berezhnov, D. O. Dunikov, I. V. Chernysheva, V. V. Dmitrenko, and G. Kapralova: *Proc. 2005 IEEE Int. Conf. on Dielectric Liquids, 2005*, p. 329.
- [10] A. A. Kruithof: *Physica* **7** (1940) 519.
- [11] H. Sakurai, B. D. Ramsey, and M. C. Weisskopf: *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A* **307** (1991) 504.
- [12] B. D. Ramsey and P. C. Agrawal: *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A* **273** (1988) 326.

-
- [13] B. D. Ramsey and P. C. Agrawal: Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A **278** (1989) 576.
- [14] S. Kobayashi: Dr. Thesis, Waseda University, Tokyo, 2006.
- [15] B. A. Dolgoshein, V. N. Lebedenko, A. M. Rogozhin, B. U. Rodionov, and E. N. Shuvalova: Sov. Phys. JETP **29** (1969) 619.
- [16] A. Bolotnikov and B. Ramsey: Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A **428** (1999) 391.
- [17] K. Saito, S. Sasaki, H. Tawara, T. Sanami, and E. Shibamura: IEEE Trans. Nucl. Sci. **NS-50** (2003) 2452.
- [18] S. Kobayashi, N. Hasebe, T. Igarashi, M.-N. Kobayashi, T. Miyachi, M. Miyajima, H. Okada, O. Okudaira, C. Tezuka, E. Yokoyama, T. Doke, E. Shibamura, V. V. Dmitrenko, S. E. Ulin, and K. F. Vlasik: Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A **531** (2004) 327.
- [19] M. Mimura, S. Kobayashi, N. Masuyama, M. Miyajima, and N. Hasebe: Jpn. J. Appl. Phys. **48** (2009) 076501.
- [20] T. Doke, A. Hitachi, J. Kikuchi, K. Masuda, H. Okada, and E. Shibamura: Jpn. J. Appl. Phys. **41** (2002) 1538.

第5章 考察

本章では、本研究により得られた結果をもとに考察を行う。キセノン中での電場による電子輸送係数は、これまで大気圧付近かそれ以下での振る舞いのみで考えられていたと言える。また、アルファ線による電離・発光過程は、高密度気体においては未解明な点が多くあった。本章では、本研究で測定された電子の移動度、縦拡散係数、電離係数、さらに電離電子収量、シンチレーション光子収量の結果から、低エネルギー電子の輸送過程、高電場における電荷増幅過程、アルファ線による電離・発光過程の密度依存性に関して議論を行う。

5.1 電子の流動及び縦拡散

5.1.1 移動度、縦拡散係数の密度依存性

4.1章で示した通り、換算移動度 $N\mu$ 、換算縦拡散係数 ND_L 、縦拡散係数と移動度の比 D_L/μ には大きな密度依存性が観測された。ただし、その密度依存性は各輸送係数及び換算電場によって異なる。図 5.1-5.3 に、各輸送係数の密度依存性を、換算電場 0.04、0.05、0.06、0.1 Td の場合について示した。これらは、図 4.2-4.4 及び図 4.6-4.8 のデータに対して、三次スプライン曲線で内挿して導出したものである。図 5.1-5.3 には明示されていないが、もとの測定値に約 20% 以下の測定誤差が含まれていることに注意されたい。

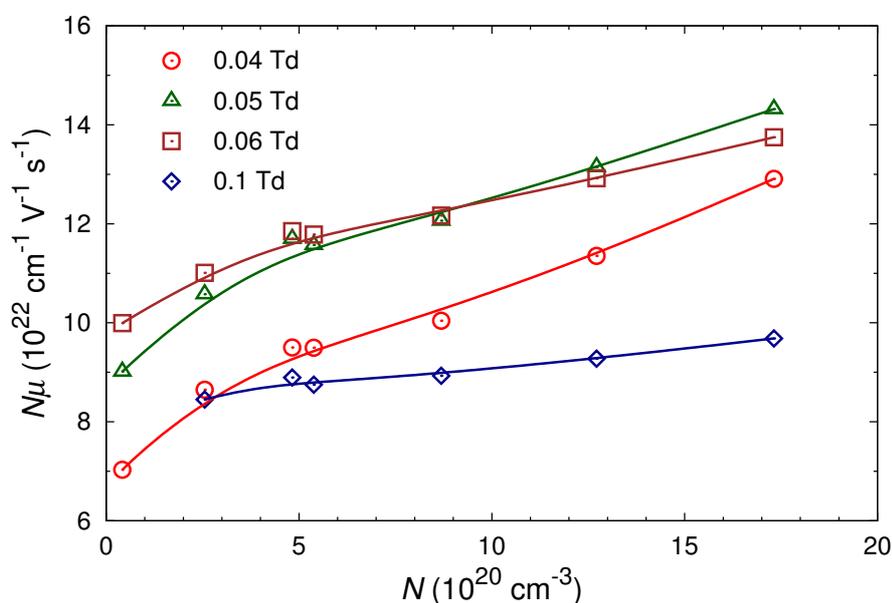


図 5.1: 換算移動度 $N\mu$ の密度依存性。換算電場 E/N が 0.04、0.05、0.06、0.1 Td の場合について示してある。実線はベジェ曲線による近似である。

図 5.1-5.3 より、明らかに換算電場 0.04 Td において各輸送係数とも大きな密度依存性を示すことが分かる。密度 $4.19 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ と $1.73 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ を比較した場合、換算移動度は 1.8 倍、換算縦拡散係数は 3.5 倍、縦拡散係数と移動度の比は 1.9 倍になっている。一方で、換算電場 0.1 Td においては密度を変化させてもほぼ一定値を取っている。また、換算電場 0.05、0.06 Td では各輸送係数ごとに異なった傾向を示す。すなわち、密度を上昇させたとき、換算移動度はどちらも

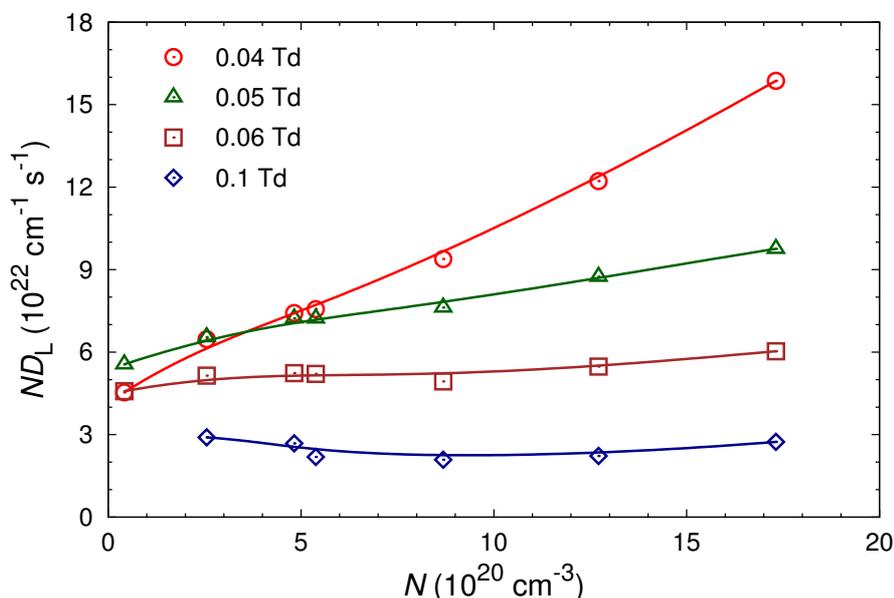


図 5.2: 換算縦拡散係数 ND_L の密度依存性。換算電場 E/N が 0.04、0.05、0.06、0.1 Td の場合について示してある。実線はベジェ曲線による近似である。

同じように増加し、換算縦拡散係数は 0.05 Td で増加傾向であるのに対して 0.06 Td ではほぼ一定であり、縦拡散係数と移動度の比はどちらもほぼ一定である。これらの輸送係数の変化の違いは、運動量移行断面積の大きさに対する感度の違い、特にラムザウアー・タウンゼント極小領域の大きさに対する感度の違いに起因すると考えられる。例えば Atrazhev *et al.* [1] は、ラムザウアー・タウンゼント極小の大きさを変化させたとき、換算移動度、特性エネルギー、換算縦拡散係数がどのように変化するかを計算を行っている。彼らの結果によると、運動量移行断面積の変化に対して、特性エネルギーは強く依存する一方、換算移動度はあまり依存せず、換算縦拡散係数は両者の中間の依存性を示している。また、換算電場によって変化量が大幅に異なっている。本実験において輸送係数が強く密度依存性を示した換算電場約 0.04 Td は、ラムザウアー・タウンゼント極小領域のエネルギーを持つ電子の割合が多くなる領域である。従って、本実験の結果は、高密度化することによって実効的な運動量移行断面積が特にラムザウアー・タウンゼント極小領域で変化し、それに伴って輸送係数が変化したと解釈することができる。ここで、運動量移行断面積は希薄極限の気体に対して定義される量であるため、高密度気体での見かけ上の断面積として、「実効的な」運動量移行断面積という表現を用いている。これは以下に述べるように、高密度化することで電子の流

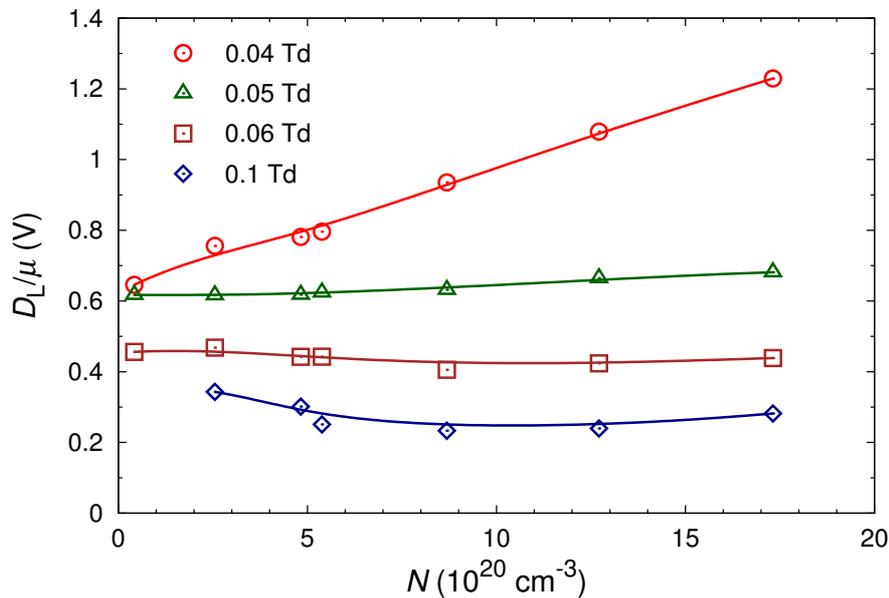


図 5.3: 縦拡散係数と移動度の比 D_L/μ の密度依存性。換算電場 E/N が 0.04、0.05、0.06、0.1 Td の場合について示してある。実線はベジエ曲線による近似である。

動に対して影響を与える因子が存在し、輸送係数が変化するためである。

Atrazhev *et al.* [1] は、輸送係数に対する密度効果として、2つの要因を挙げている。1つは、電子が2つ以上の隣接するキセノン原子と衝突するような多体散乱の効果である。これはキセノン原子の空間的な分布と関連するものであり、原子間距離が短いほど、すなわち密度が高いほど重要になる。彼らは、気体中での構造因子を考慮した散乱断面積の計算の結果、多体散乱は特に低エネルギー電子に対して散乱断面積を大きくする効果があると結論している。つまり、多体散乱の効果は移動度及び拡散係数の減少につながる。しかし、本実験の結果は各輸送係数が高密度化により増加する傾向にあるため、多体散乱の効果の寄与は小さいと考えられる。なお、彼らは熱化電子の換算移動度を計算し、実験値とある程度一致する結果を得ているため、多体散乱の効果は本研究よりエネルギーの低い電子に対して大きく寄与するものと予想される。一方、もう1つの密度効果として挙げられているのは、複数のキセノン原子の分極ポテンシャルの重ね合わせによって散乱断面積が小さくなる効果であり、これは移動度と拡散係数の増加につながる。彼らは、この効果は気体中ではそれほど大きくないとしているが、本実験で得られた結果から、密度 10^{21} cm^{-3} 程度においても運動量移行断面積の減少が起こっており、輸送係数の変化につながっていると解釈できる。

従って、本研究で得られた高密度化によって電子輸送係数が増加する効果は、高密度化によって電子-キセノン原子散乱に対する実効的な運動量移行断面積が減少することに起因すると結論する。

5.1.2 電子の縦拡散の大きさ

電子群が実際にどの程度の大きさに拡散しているのかを見積もるため、得られた結果から電子群の縦方向の広がり σ_L を以下の関係式を用いて計算した。

$$\begin{aligned}\sigma_L &= \sqrt{2D_L t} = \sqrt{2D_L \frac{d}{W}} = \sqrt{2D_L \frac{d}{\mu E}} \\ &= \sqrt{2ND_L d \frac{1}{N\mu} \frac{1}{E/N} \frac{1}{N}}\end{aligned}\quad (5.1)$$

ここで、 t はドリフト時間、 d はドリフト距離である。

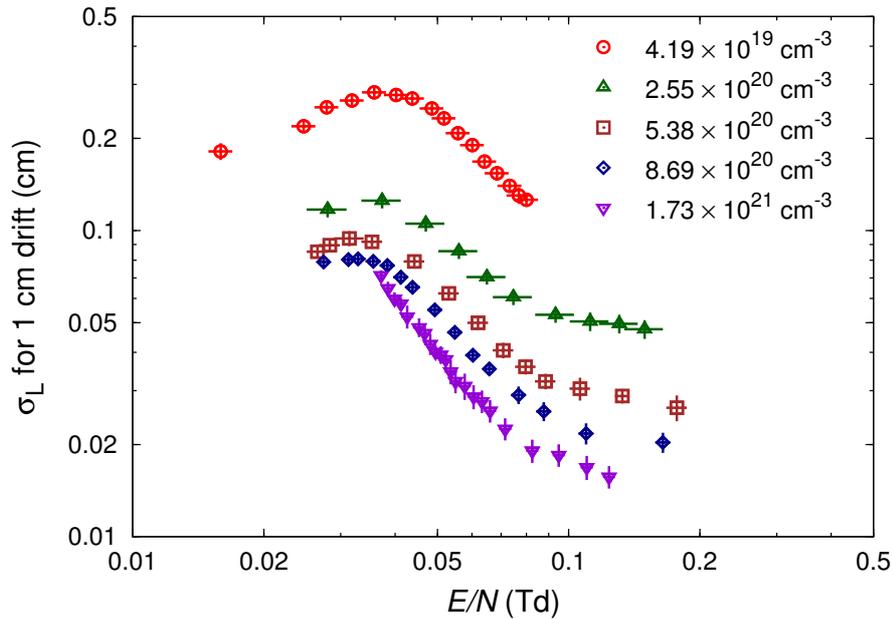


図 5.4: 電子群を 1 cm ドリフトさせた場合の縦方向の広がり σ_L と換算電場 E/N の関係。

図 5.4 に、電子群の縦方向の広がり の計算値を示す。この計算においては、最初に電子群がある一点にデルタ関数的に分布し、一様な電場により 1 cm ドリフト

させた場合を仮定している。縦方向の広がりの大きさは、換算電場約 0.04 Td で最大になり、それ以上では減少する。換算縦拡散に密度依存性がない換算電場 0.1 Td 付近では、縦方向の広がりの大きさは密度の平方根に反比例する。一方で、縦拡散係数に大きな密度依存性がある換算電場 0.04 Td 付近では、密度が増加するにつれて縦方向の広がりの大きさはある一定値に収束していくような傾向を示す。

5.1.3 高密度気体キセノン中での拡散の異方性

図 5.5 に、密度 $2.6 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ における換算縦拡散係数 ND_L 及び換算横拡散係数 ND_T と換算電場 E/N との関係を示す。この密度は、室温での圧力にして 1.0 MPa に対応する。換算縦拡散係数は本研究における結果であり、換算横拡散係数は Kobayashi *et al.* [2] の特性エネルギーの測定値と Hunter *et al.* [3] の移動度の測定値を用いて導出した。換算電場約 0.05 Td においては換算縦拡散係数と換算横拡散係数は同じオーダーであるが、換算電場を強くしていくと両者の差が広がって行くことが分かる。

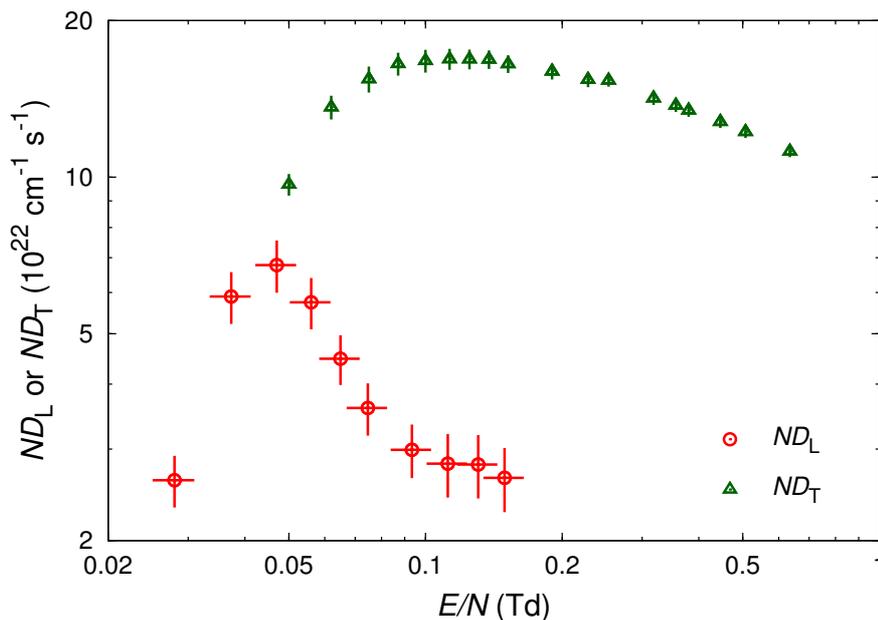


図 5.5: 密度 $2.6 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ における、換算縦拡散係数 ND_L 及び換算横拡散係数 ND_T と換算電場 E/N との関係。換算縦拡散係数は本研究による結果であり、換算横拡散係数は文献 [2] の特性エネルギーと文献 [3] の移動度から導出した。

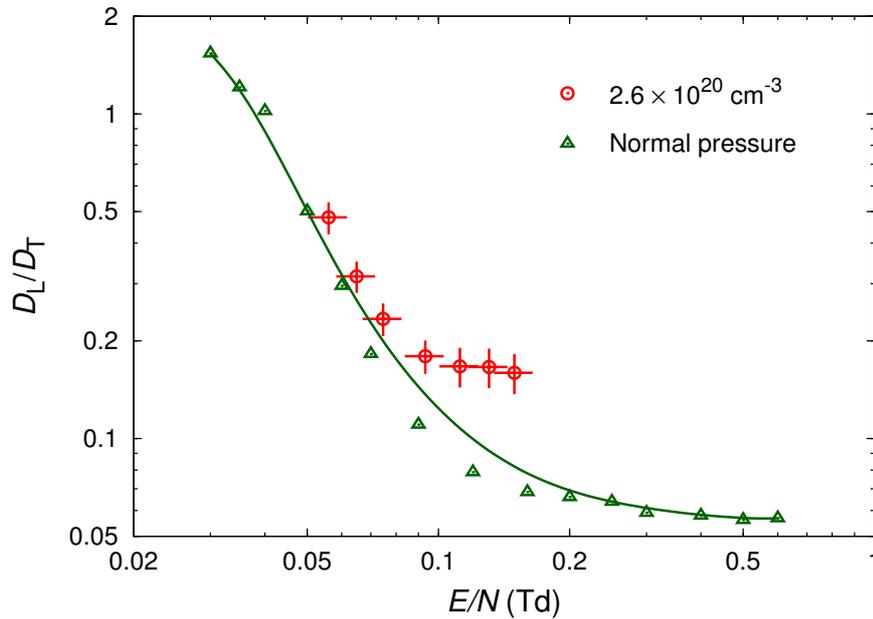


図 5.6: 縦拡散係数と横拡散係数の比 D_L/D_T と換算電場 E/N の関係。密度 $2.6 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ での値は、本研究の換算縦拡散係数と、文献 [2] の特性エネルギー及び文献 [3] の移動度から導出した換算横拡散係数を用いて計算した。常圧での値は、文献 [4] の換算縦拡散係数と、文献 [5] の特性エネルギー及び文献 [3] の移動度から導出した換算横拡散係数を用いて計算した。実線は、常圧での値に対するベジェ曲線による近似である。

キセノン中を流動する電子群の分布形状は、縦拡散と横拡散の大きさの比から評価することができる。図 5.6 に、縦拡散係数と横拡散係数の比 D_L/D_T を示した。密度 $2.6 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ (圧力 1.0 MPa) における比 D_L/D_T は、図 5.5 に示した換算縦拡散係数と換算横拡散係数を用いて求めた。常圧における比 D_L/D_T を同時に示したが、これは Hashimoto and Nakamura [4] による圧力 1-900 Torr (密度 $3.22 \times 10^{16} - 2.94 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$) での換算縦拡散係数の測定値と、Koizumi *et al.* [5] による圧力 107-193 kPa (密度 $2.60 \times 10^{19} - 4.70 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$) での特性エネルギーの測定値、Hunter *et al.* [1] による圧力 300 または 600 kPa (密度 7.32×10^{19} または $1.48 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$) での移動度の測定値から求めた換算横拡散係数を用いて導出した。これらの輸送係数はすべて常圧の値と等しいとみなせるため、求めた比 D_L/D_T は常圧における値とすることができる。縦拡散係数と横拡散係数の比は、換算電場約 0.05-0.1 Td においては常圧の値とほぼ変わらないが、換算電場 0.1 Td 以上では常圧より大きくなる傾向を示した。この理由は明らかでないが、

高密度気体においてより広い電場範囲で拡散係数を取得すれば描像が明らかになるであろう。本研究では、密度 $2.6 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ の高密度気体においても常圧の場合と同様に、換算電場 0.05-0.15 Td で電場強度の増加により D_L/D_T が減少し、より電場と垂直方向に広がった分布に変化していくことを結論する。

5.2 電荷増幅

5.2.1 電離係数の密度依存性

4.2.1 章で述べたように、電荷増幅率と陽極電圧の関係は密度によって変化している。この関係をより明らかにするために、電荷増幅率 M が 10^2 と 10^3 の場合に必要な陽極電圧 V_a と陽極表面の換算電場 S_a を求めて、図 5.7 に示した。図 5.7 のデータは、図 4.12 の電荷増幅率と陽極電圧の関係に対して三次スプライン曲線で内挿することで導出したものである。

図 5.7 を見ると、陽極電圧と密度、あるいは陽極表面の換算電場と密度の関係は、両対数プロットにおいて直線になっている。このデータに対して、両対数グラフにおいて一次式を用いてフィッティングした結果を、図 5.7 中に同時に示している。直線の傾きは、陽極電圧に対して約 0.5、陽極表面の換算電場に対して約 -0.5 であった。従って本実験の密度領域では、電荷増幅率が一定の場合陽極電圧は密度の $1/2$ 乗に比例し、陽極表面の換算電場は密度の $-1/2$ 乗に比例する。こういった関係はこれまでに報告されていないが、実際に密度を変化させながら検出器の動作を検討するときには有用な指標になると思われる。また、ある増幅率を得るための陽極表面の換算電場が密度が高いほど小さくなっていくことは興味深いことである。

図 4.13、4.14 に示したように、電離係数に関してもわずかながら密度依存性が見られた。図 5.8 に、本実験における電離係数 η の結果を再掲し、Kruithof [6] と Derenzo *et al.* [7] のデータを同時に示した。Kruithof は密度 $9.9 \times 10^{15} - 5.8 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ の希薄気体での結果であり、一方 Derenzo *et al.* は密度 $1.40 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ の液体キセノン中での結果である。本実験における高密度気体での電離係数 η と換算電場の関係の曲線は、密度が高くなるにつれて液体での値に向かってシフトしているように見える。Atrazhev *et al.* [8] は、高密度気体あるいは液体中での電離係数について、密度による効果をいくつか挙げて議論を行っている。彼らは、液体キセノンにおいては少なくとも 3 つの効果、すなわち、電子が 2 つ以上の隣接するキセノン原子と衝突するような多体散乱の効果、近傍の原子間の相関関係（構造因子）、電離ポテンシャルの低下を考慮すべきと主張している。このうち、多体散乱の効果はエネルギー 1 eV 以上の電子に対しては液体中でも寄与が小さいと結

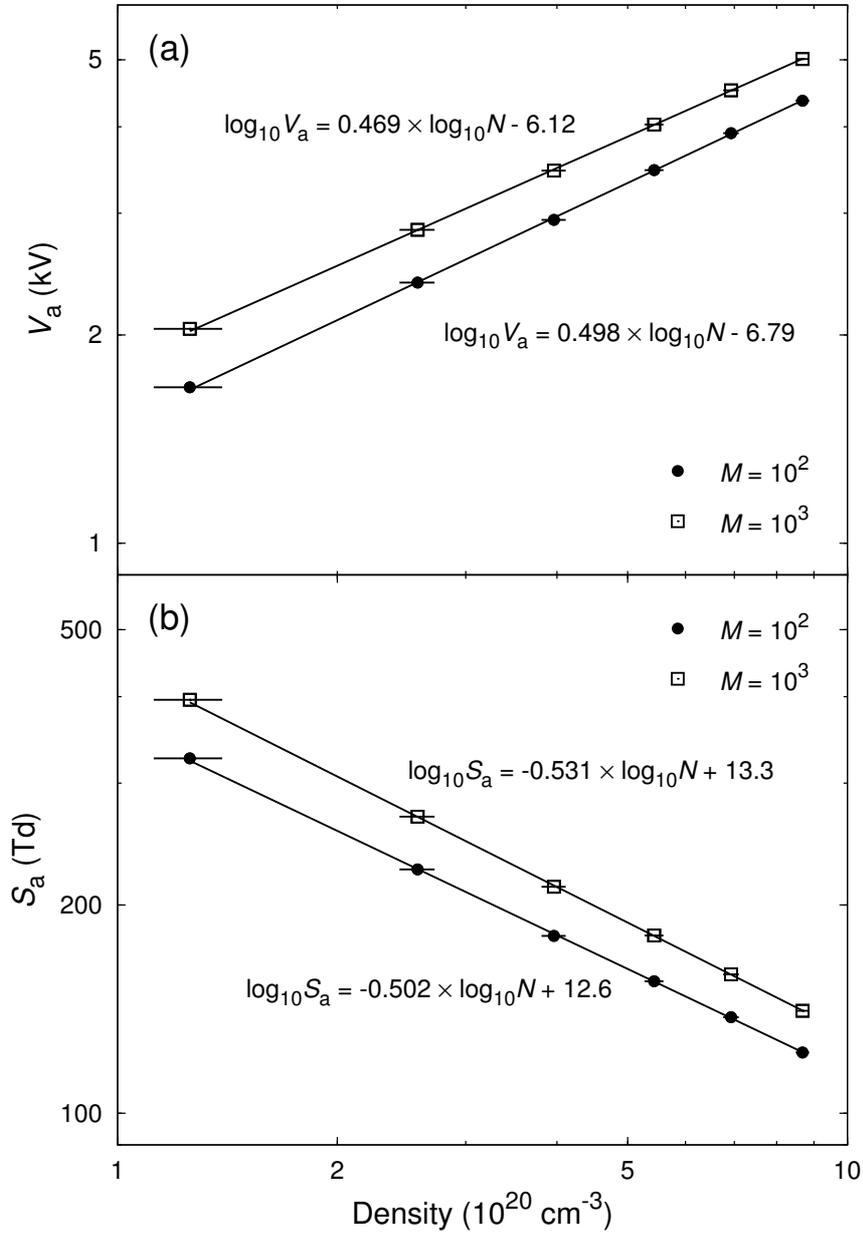


図 5.7: 各密度における、(a) 電荷増幅率 M が 10^2 、 10^3 の時の陽極電圧。(b) 電荷増幅率 M が 10^2 、 10^3 の時の陽極表面の換算電場。実線は、両対数グラフにおいて一次式でフィッティングした曲線である。また、フィッティング結果の式を示してある。ただし、 N は密度を表す。

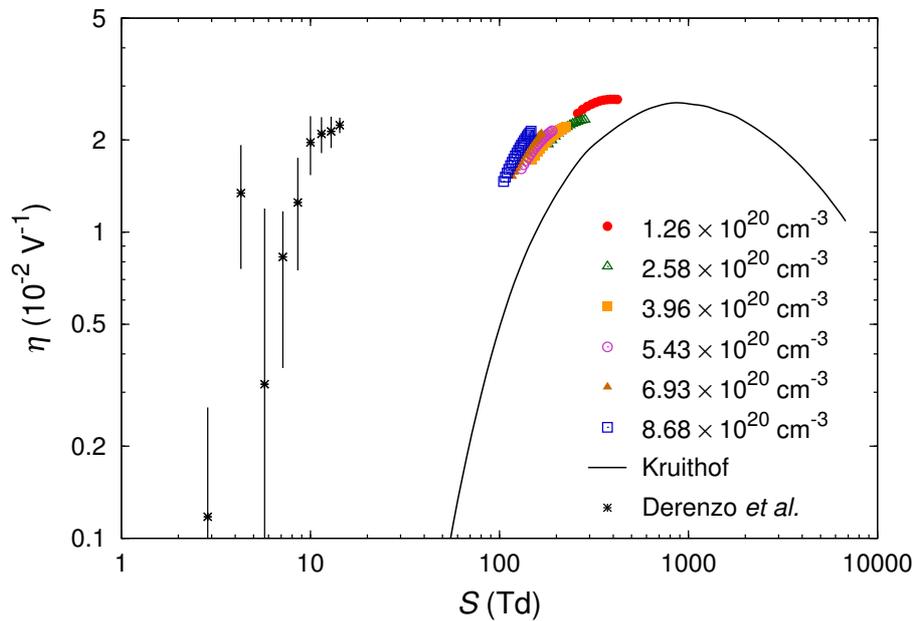


図 5.8: 電離係数 η と換算電場 S の関係。Kruithof [6] による密度 $9.9 \times 10^{15} - 5.8 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ での実験値、Derenzo *et al.* [7] による液体キセノンでの実験値を同時に示す。本研究の結果に対しては、横軸は陽極表面の換算電場 S_a である。本研究の結果に対する誤差棒は省略されている (図 4.14 参照)。

論されており、液体より密度が小さい高密度気体でも影響は小さいものと考えられる。一方で、他の2つの効果は高密度気体中での電離にも影響を及ぼす可能性がある。本実験で取得した電離係数 η の変化は、高密度化することで上記の効果が強まり、液体の値へわずかに近づいたものと考えられることができる。換算電離係数 α/N の変化も同様の機構で起こり、密度を上昇させたときに α/N と S の関係が単一の曲線で表すことができなくなる理由であると考えられる。

5.2.2 エネルギー分解能の密度依存性

図 5.9 に、電荷増幅率 M が 10^2 と 10^3 の場合の 81.0 keV の光電ピークに対するエネルギー分解能の密度依存性を示す。これは、図 4.15 のエネルギー分解能と電荷増幅率の関係を三次スプライン曲線で内挿して導出したものである。

エネルギー分解能は高密度化とともに悪化し、特に増幅率が 100 倍の時に顕著であることが分かる。比例計数管のエネルギー分解能の密度依存性についてはいくつかの先行研究 [9–13] があり、高密度化に伴うエネルギー分解能の悪化に対し

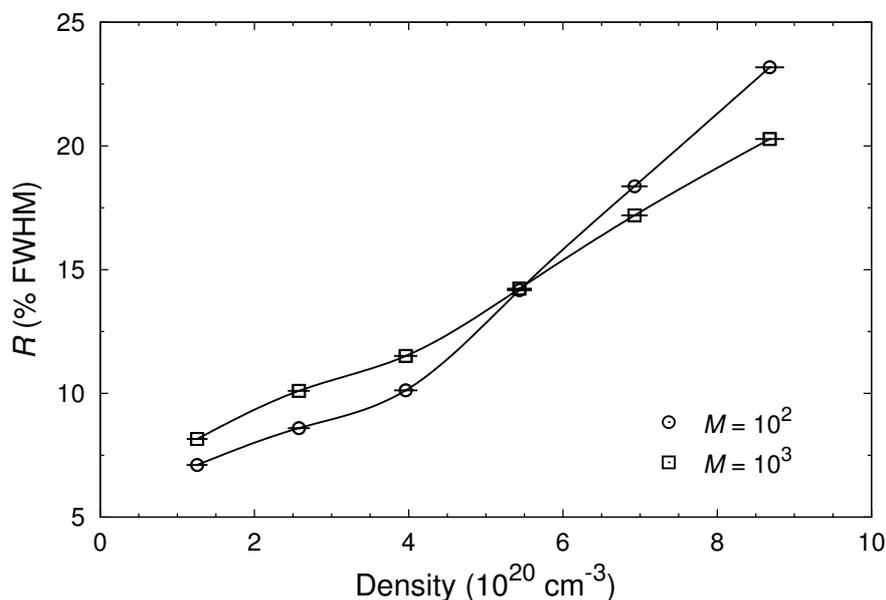
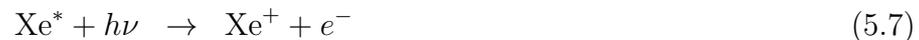
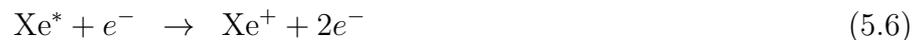
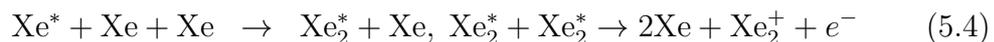
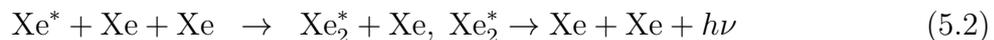


図 5.9: エネルギー分解能 R の密度依存性。実線は三次スプライン曲線による近似である。

ての原因が考察されている。例えば、電気陰性度の高い不純物の混入、陽極径の非一様性、動作する換算電場の変化などが挙げられる。電気陰性度の高い不純物の混入は、主に陽極に向かってドリフトしている電子に対する電子付着によって増幅率に揺らぎをもたらすが、本実験においては十分に純化されたキセノンを用いたため、不純物の効果は小さいと思われる。陽極径の非一様性は、換算電場が式 (3.9) のように陽極半径に依存するため換算電場の揺らぎの原因となり、結果として増幅率に揺らぎをもたらす。さらに、高密度化した場合、エネルギー分解能は陽極径により敏感になることが指摘されている [9]。なぜなら、X線・ガンマ線によって生成される光電子の飛程は高密度化によって短くなり、また、電子群の横拡散の大きさは密度の平方根に反比例して小さくなっていくことが予想されるからである。その結果、電子群は陽極線のより狭い領域で収集され、局所的な陽極径が増幅率により強く反映されると考えられる。

さらに重要な事実として、比例計数管の動作する換算電場が密度の増加とともに低くなるということが挙げられる。これは図 4.16 に明らかに示されている。換算電場が低いことは、ガンマ線によって生成される電子-イオン対の再結合確率の増加、電子と原子の励起衝突の増加につながる。このうち、電子-イオン対の再結合は、光電子の飛程が短くなって電離密度が大きくなるために気体密度が高いほ

ど起こりやすく、また電子-イオン対が分離しにくくなるために換算電場が低いほど起こりやすくなる。密度が高い場合、比例計数管が低い換算電場で動作しているため、陰極付近の換算電場が低い領域ではより再結合が起こりやすくなり、ガンマ線が比例計数管内で相互作用を行う位置によって再結合確率に揺らぎが生じる。その結果、増幅された電荷の揺らぎも大きくなり、エネルギー分解能が悪化することが考えられる。図 4.16 において、高密度かつ低増幅率の場合にエネルギー分解能が非常に悪くなっているが、これは上のような理由によると考えられる。また、電子と原子の励起衝突が増加することはいくつかの文献で指摘されており [9, 11, 12]、増幅過程の複雑化につながるとされている。これは明らかに、低い換算電場では低いエネルギーを持つ電子の割合が増加することに起因する。励起衝突に引き続いて起こる過程としては、以下に示すような様々な過程が可能である。



ここで、 Xe^* はキセノン励起原子、 Xe_2^* はキセノン励起二量体、 Xe^+ はキセノン原子イオン、 Xe_2^+ はキセノン二量体イオンである。励起原子は、共鳴準位（基底準位に光学的に遷移可能な励起準位）に励起した原子と準安定準位（基底準位に光学的に遷移不可能な励起準位）に励起した原子の両方を含んでいる。式 (5.2) は放射脱励起、式 (5.3)、(5.4) はペニング電離、式 (5.5) はホルンベック-モルナー過程 [14]、式 (5.6)、(5.7) は段階的な電離過程を表している。高密度化によるエネルギー分解能の悪化は、電荷増倍過程において上のような複雑な過程の増加が部分的に寄与していると考えられる。

5.2.3 高密度混合気体とのエネルギー分解能の比較

従来の研究において、キセノンと少量のクエンチングガスの混合気体を高密度化して比例計数管へ応用することが試みられてきた [11–13]。それらの研究においても、高密度化するとエネルギー分解能が悪化することが報告されている。一例として、図 5.10 に、Grey *et al.* によるエネルギー分解能の測定結果 [13] を示す。

彼らの 81.0 keV に対するエネルギー分解能の結果では、 $\text{Xe} + \text{Ar} + \text{CH}_4$ (90:8:2) の混合気体では 1 atm ($\approx 2.5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$) で約 8% が得られているが、15 atm

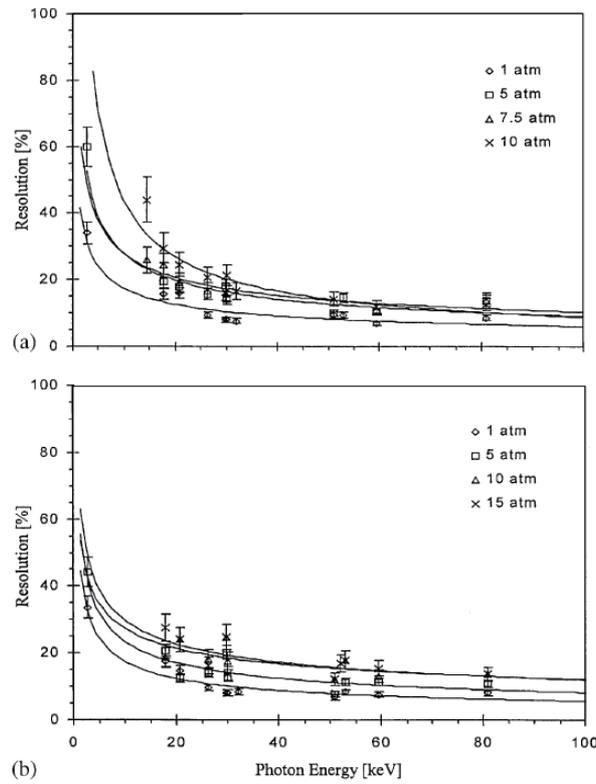


図 5.10: 混合気体を充填した円筒型比例計数管において得られた最良のエネルギー分解能 (FWHM) と X 線・ガンマ線エネルギーの関係 [13]。気体の種類、組成は、(a) Xe + CH₄ (98:2)、(b) Xe + Ar + CH₄ (90:8:2) である。

($\approx 4.0 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$) で約 13% に悪化している。また、Xe + CH₄ (98:2) の混合気体では、10 atm ($\approx 2.6 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$) においても約 15% となっている。以上を本研究における結果と比較すると、純粋な気体キセノンの方が高密度化した時のエネルギー分解能の悪化が小さいことが分かる。従って、高密度化するにあたって電荷増幅率が 10^2 から 10^3 程度で使用する限り、純粋なキセノンの方がエネルギー分解能の点で有利であると言える。しかしながら、純粋なキセノンでは増幅率約 10^3 以上からエネルギー分解能が悪化していくため、高い増幅率を得るにはやはり混合気体を用いる必要がある。一方で、キセノンに分子性気体を混合すると、シンチレーション発光量が減少することが報告されている [15]。このことを考慮すると、キセノン TPC のように電離信号と発光信号を同時に取得する検出器の場合、純粋なキセノンガスを用いて電荷増幅率が数百倍程度の領域で動作させるべきであろう。

5.3 アルファ線による電離・発光収量の密度依存性

4.3章で示したように、アルファ線による電離電子収量、シンチレーション発光収量には、大きな密度依存性が観測された。ここでは、まず電子数と光子数の相関関係の変化から考察を行う。

図4.21に示したように、各密度において電場を変化させながら測定した電子数と光子数の間には直線的な相関関係が存在する。従って、電子数 N_e と光子数 N_p は以下の式で関係づけられる。

$$N_p = b - KN_e \quad (5.8)$$

ここで、 b は切片であり、 K は傾きの絶対値である。図5.11に、各密度において式(5.8)を用いてフィッティングした傾きの絶対値 K の結果を示す。 K の誤差は、フィッティング誤差から決定している。

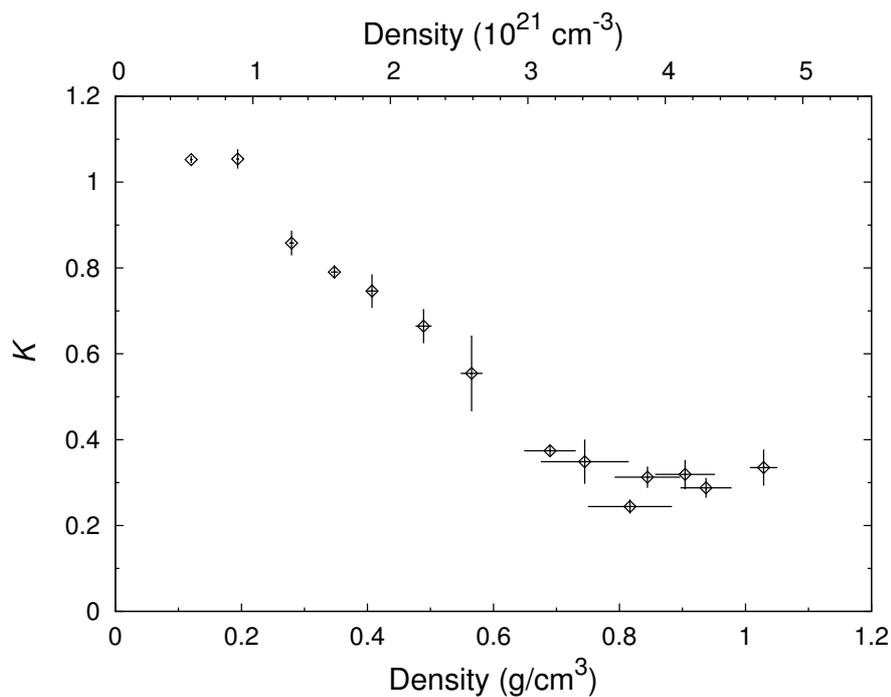


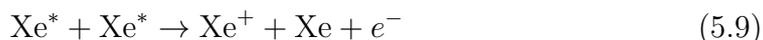
図 5.11: 電子数と光子数の相関関係における傾きの絶対値 K の密度依存性。

図5.11から、 K は 0.2 g/cm^3 以下では約1で一定であることが分かる。再結合過程が完全に起こる場合、電場を強くしたときの光子の減少量は収集される電子の増加量に等しく、この場合 K は1になる。過去の研究において、 K の値は0.056

g/cm^3 において 1.04 という値が報告されている [16]。また、密度 0.12 g/cm^3 以下ではシンチレーション過程は変化せず、クエンチング作用などは存在しないと結論されている [17]。従って本実験の結果と合わせると、密度 0.2 g/cm^3 以下では電離・発光過程は変化しないと結論づけることができる。一方で、密度を増加させると K は密度 $0.2\text{-}0.8 \text{ g/cm}^3$ で減少し、密度 0.8 g/cm^3 以上では約 0.3 でほぼ一定値になっている。これは、密度の増加に伴ってアルファ線による電離・発光過程に何らかの変化が起こっていることを示唆している。Bolotnikov and Ramsey [18] も同様に K の変化を密度 0.74 g/cm^3 以下で取得しているが、彼らの結果では K の値は密度 0.74 g/cm^3 において密度 0.2 g/cm^3 の 85% 程度であり、本実験の結果とは大きく異なっている。この理由は不明であり、解明のためにはより詳細な研究が必要となるだろう。

また、アルファ線による電離・発光過程の変化は、電離電子収量とシンチレーション光子収量の和からも確かめることができる。図 5.12 に、電子または光子を生成するための平均エネルギー $E_c/(N_p + N_e)$ の密度依存性を示す。これは、電子収量及び光子収量の換算電場依存性のデータ (図 4.19、4.20) を用いて、三次スプライン曲線で内挿し、換算電場 0.4 Td でのそれぞれの値から導出したものである。図には、Mimura et al. [17] による密度 0.12 g/cm^3 以下での値を同時に示した。密度 0.12 g/cm^3 では、 $E_c/(N_p + N_e)$ は密度依存性を示さずに一定値 (13.0 eV) であったが、本研究で対象にした密度領域では明らかに密度に依存して増加していることが分かる。

光子数と電子数の和 ($N_p + N_e$) が密度とともに変化する理由として、これまでに 2 つの効果が指摘されている。一つは、高密度気体で局所的にキセノンが電子バンド構造を形成する可能性があることである [18, 19]。高密度気体におけるバンド構造形成については明確な理解が得られていないが、この効果が存在した場合、最小電離ポテンシャルが低下し、 W 値の減少につながる。しかしながら、本研究の結果では電子数が減少する方向に変化しており、この結果を説明することは難しい。二つ目の効果は、励起原子や励起分子同士が衝突することによるクエンチングの存在である。もしこのような効果が存在する場合、式 (2.7)-(2.12) の再結合発光過程において 1 つの Xe_2^+ と e_{th} のペアが 1 つの光子を放出するという対応関係が崩れることになり、結果として $E_c/(N_p + N_e)$ の増加につながる。クエンチング過程の反応率が密度上昇に伴って増加するなら、本研究の結果を説明することが可能と考えられる。2.3 章で述べた通り、液体キセノン中では、非常に大きな電離密度を持つ荷電粒子に対して以下のクエンチング過程が存在する [20]。



しかし、4.3 章で触れたように、式 (5.9) は高密度気体中では主要な過程ではない

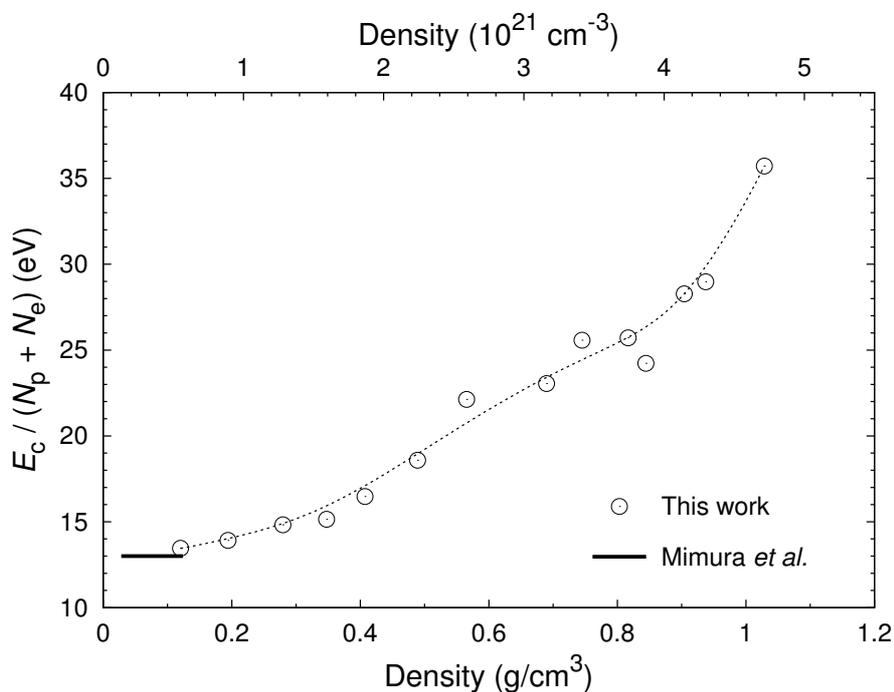
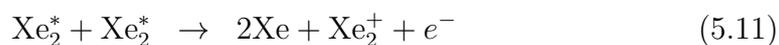
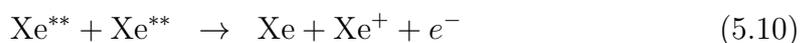


図 5.12: 電子または光子を生成するための平均エネルギー $E_c / (N_p + N_e)$ の密度依存性。換算電場 0.4 Td における電子数と光子数から求めている。点線はベジエ曲線による近似である。Mimura *et al.* [17] による実験値を同時に示す。

と考えられる。なぜなら、高密度気体での液体より大きな W_s 値を説明するためには、液体より密度が小さい高密度気体で励起原子の密度が液体より大きくならなければならない、これは明らかに矛盾するからである。式 (5.9) のほかには、以下のような過程が考えられる。



電場を印加した場合の $E_c / (N_p + N_e)$ の増加、あるいは無電場における W_s 値の増加は、上のようなクエンチング過程が存在し、密度上昇に伴って反応確率が増加すれば説明可能である。例えば式 (5.11) は、式 (2.6) または式 (2.12) と競合する過程であり、それらの反応率、すなわち Xe_2^* の生存時間は密度によらず一定と考えられるので、高密度化により反応確率が上昇している可能性がある。一方で、式 (5.9) は式 (2.5) または式 (2.11) と競合し、それらのような三体反応は式 (5.9) のよ

うな二体反応よりも高密度化により反応率が上昇すると考えられるので、この点からも式 (5.9) は主要な過程ではないと言える。

ただし、密度 1.0 g/cm^3 以上で見られたような W_s 値の飽和はこれらのクエンチング過程では説明することができないため、別の効果を考える必要があるだろう。そのような効果は現在のところ不明であり、解明のためには密度 1.0 g/cm^3 以上の電離・発光過程についてより詳細な研究が必要である。本研究において、アルファ線による電離信号が密度 1.03 g/cm^3 までしか観測できなかったのは、アルファ線の電離密度が大きく電子-イオン対の分離が難しくなったからと考えられるため、さらなる研究のためには電離密度の低い電子線あるいは高エネルギーのイオンビームなどを用いる工夫が必要と思われる。

参考文献

- [1] V. M. Atrazhev, I. V. Chernysheva, and T. Doke: Jpn. J. Appl. Phys. **41** (2002) 1572.
- [2] S. Kobayashi, N. Hasebe, T. Hosojima, T. Ishizaki, K. Iwamatsu, M. Mimura, T. Miyachi, M. Miyajima, K. Pushkin, C. Tezuka, T. Doke, M. Kobayashi, E. Shibamura, and A. Ishizuka: Jpn. J. Appl. Phys. **45** (2006) 7894.
- [3] S. R. Hunter, J. G. Carter, and L. G. Christophorou: Phys. Rev. A **38** (1988) 5539.
- [4] T. Hashimoto and Y. Nakamura: Papers of IEEJ Gas Discharge Technical Committee ED-90-61 (1990) [in Japanese].
- [5] T. Koizumi, E. Shirakawa, and I. Ogawa: J. Phys. B **19** (1986) 2331.
- [6] A. A. Kruithof: Physica **7** (1940) 519.
- [7] S. E. Derenzo, T. S. Mast, H. Zaklad, and R. A. Muller: Phys. Rev. A **9** (1974) 2582.
- [8] V. M. Atrazhev, I. T. Iakubov, and V. I. Roldughin: J. Phys. D: Appl. Phys. **9** (1976) 1735.
- [9] H. Sakurai, B. D. Ramsey, and M. C. Weisskopf: Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A **307** (1991) 504.
- [10] R. K. Sood, R. K. Manchanda, and Z. Ye: Adv. Space Res. **11** (1991) 421.
- [11] Z. Ye, R. K. Sood, D. P. Sharma, R. K. Manchanda, and K. B. Fenton: Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A **329** (1993) 140.
- [12] R. K. Sood, Z. Ye, and R. K. Manchanda: Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A **344** (1994) 384.

-
- [13] D. J. Grey, R. K. Sood, and R. K. Manchanda: Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A **527** (2004) 493.
- [14] J. A. Hornbeck and J. P. Molnar: Phys. Rev. **84** (1951) 621.
- [15] K. N. Pushkin, D. Y. Akimov, A. A. Burenkov, V. V. Dmitrenko, A. G. Kovalenko, V. N. Lebedenko, I. S. Kuznetsov, V. N. Stekhanov, C. Tezuka, S. E. Ulin, Z. M. Uteshev, and K. F. Vlasik: IEEE Trans Nucl. Sci. **NS-54** (2007) 744.
- [16] K. Saito, S. Sasaki, H. Tawara, T. Sanami, and E. Shibamura: IEEE Trans. Nucl. Sci. **NS-50** (2003) 2452.
- [17] M. Mimura, S. Kobayashi, N. Masuyama, M. Miyajima, and N. Hasebe: Jpn. J. Appl. Phys. **48** (2009) 076501.
- [18] A. Bolotnikov and B. Ramsey: Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A **428** (1999) 391.
- [19] A. Bolotnikov and B. Ramsey: Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A **396** (1997) 360.
- [20] A. Hitachi, T. Doke, and A. Mozumder: Phys. Rev. B **46** (1992) 11463.

第6章 総括と今後の展望

本章では、本研究において得られた知見についてまとめる。本研究では、高密度気体キセノン中での電子輸送係数の測定、電離・発光収量の測定を行い、その密度依存性を取得した。特に、電子の移動度と比較して、縦拡散係数には大きな密度依存性が現れることを明らかにした。本研究により、キセノンを用いた放射線検出器を開発する際に必要不可欠なデータが得られており、高密度気体キセノン検出器の発展に大きく寄与することが期待される。

6.1 本研究のまとめ

本研究では、高密度気体キセノン放射線検出器開発のための基礎研究として、高密度気体キセノンの放射線検出器としての基礎パラメータの取得を行った。測定されたパラメータ、キセノンの密度範囲、及び換算電場範囲は表 6.1 の通りである。

表 6.1: 本研究において測定されたパラメータと測定条件。条件はキセノンの密度と、換算電場について示す。ただし、† は円筒型比例計数管における陽極表面の換算電場である。

パラメータ	密度 N (cm^{-3})	換算電場 E/N (Td)
換算移動度 $N\mu$	$4.19 \times 10^{19} - 1.73 \times 10^{21}$	0.01 - 0.2
換算縦拡散係数 ND_L		
縦拡散係数と移動度の比 D_L/μ		
換算電離係数 α/N	$1.26 \times 10^{20} - 8.68 \times 10^{20}$	105 - 420 †
W_s 値	$5.51 \times 10^{20} - 6.07 \times 10^{21}$	0 - 0.7

以下に、本研究において得られた知見を示す。

- $N\mu$ は、 $E/N = 0.04$ Td 付近で大きな密度依存性を示し、測定された密度範囲では密度の増加とともに約 1.8 倍に増加する。
- ND_L は、 $E/N = 0.04$ Td 付近で換算移動度よりも大きな密度依存性を示し、測定された密度範囲では密度の増加とともに約 3.5 倍に増加する。
- 比較的電場強度の強い $E/N \gtrsim 0.1$ Td では、換算移動度、換算縦拡散係数、縦拡散係数と移動度の比に密度依存性はほとんど存在しない。
- $N\mu$ 、 ND_L 、 D_L/μ の測定結果より、電子-キセノン原子散乱の実効的な運動量移行断面積は密度の増加とともに減少すると解釈できる。特に変化が大きいのはラムザウアー・タウンゼント極小領域であり、 $E/N \approx 0.04$ Td に対応している。
- α/N は、過去の希薄気体における結果とは一致せず、より大きな値を示した。また、密度の増加とともに、 α/N にわずかな密度依存性が観測された。
- W_s 値は、密度の増加とともに増加するが、密度約 1.0 g/cm^3 ($4.59 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$) 以上では約 35 eV でほぼ一定になる。

- 電場を印加した場合の、アルファ線による電離電子収量とシンチレーション光子収量の関係は、密度の増加とともに変化する。すなわち、電場を印加した際の収集電子数の増加量とシンチレーション光子数の減少量は、密度の増加とともに一致しなくなる。また、収集電子数とシンチレーション光子数の和は、密度の増加とともに減少する。これらは密度が低い場合とは明らかに異なる傾向である。

電子輸送係数の測定はこれまではほとんど大気圧付近でしか行われておらず、本研究により高密度領域へ拡張することに成功した。高密度気体キセノン中の電子の移動度は、室温での測定は二例目であり、過去の測定値と異なる結果を示した。電子の縦拡散係数は密度 $4.19 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ 以上において、また電離係数は密度 $2.58 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ 以上において、初めての測定結果を取得した。これらの電子輸送係数を広い密度範囲にわたって測定することで、密度依存性に関する描像を得ることができた。本研究における $N\mu$ 、 ND_L 、 D_L/μ の測定結果は、密度の増加とともに電子-キセノン原子散乱の実効的な運動量移行断面積が減少することを示唆している。この変化は複数のキセノン原子の分極ポテンシャルの重ね合わせによって散乱断面積が小さくなる効果に由来していると考えられ、ラムザウアー・タウンゼント極小領域で強く変化している。液体キセノン中でラムザウアー・タウンゼント効果が消失するという報告を考慮すると、気体から液体へ密度が変化するにあたって、ラムザウアー・タウンゼント極小領域は、断面積が減少しながら消失していくことが予想される。また、 α/N でわずかに観測された密度依存性についても、液体キセノンでの過去の測定値を考慮すると、液体へ変化していく過程が現れ始めたものと解釈できる。

一方、高密度気体キセノンのシンチレーション発光量の測定においては、密度 0.74 g/cm^3 ($3.40 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$) 以上の密度領域で初めての結果を得た。また、絶対値としての観測は密度 0.12 g/cm^3 ($5.50 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$) 以上で初めてである。本研究において観測された、密度約 1.0 g/cm^3 ($4.59 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$) 以上で無電場の W_s 値がほぼ一定値を取ること、電離電子収量とシンチレーション光子収量の和が密度の増加とともに減少することは、ともに低密度領域では見られない傾向であり非常に興味深い。電子輸送係数とは異なり、 W_s 値では液体キセノンでの値に変化していく傾向が観測されないのも同様に興味深い結果である。しかし、本研究における結果から考察できることは限られているため、高密度領域のシンチレーション過程の解明にはより詳細な研究が必要であるだろう。

本研究では、高密度気体キセノンの放射線検出器としての基礎パラメータの測定を行い、新たな知見を得た。近年、高密度気体キセノンを TPC として用いることで、独自の特長を持った次世代の放射線検出器が構成できると期待されている。本研究で得られた高密度気体キセノンの基礎パラメータは、高密度気体キセ

ノンを用いた放射線検出器の開発にとって、定量的な検討に不可欠なデータとなる。例えば電子の移動度は、電子の収集時間を決定し、検出器の計数率を制限する。また、電子の縦拡散係数は、電場方向の位置分解能を制限し、ドリフト後に比例蛍光や電荷増幅を起こす場合、信号の持続時間にも寄与する。シンチレーション発光量は、検出器を構築する際、受光素子の選定及び配置の決定をする上で必要不可欠である。以上のように、本研究により得られたデータは高密度気体キセノン検出器の発展に大きく寄与することが期待される。

6.2 今後の展望

本研究で得られた結果により、高密度気体キセノン放射線検出器の設計・開発に大きく貢献することができる。さらに、高密度気体から液体に至るまでのキセノンの物性変化について、その理解の促進につながることを期待される。高密度気体キセノンにおいて、放射線検出器としての基礎過程の理解並びに検出器への応用の面から、今後さらに研究を進展させるための課題と考えられる点を以下に述べる。

本研究において測定された縦拡散係数のデータは、換算電場は最大でも約 0.2 Td であり、放射線検出器を動作させる際には比較的弱い電場である。従って、今後の課題の一つとしてより広い電場範囲での縦拡散係数の測定が挙げられる。本研究の結果及び高密度での特性エネルギーの測定結果から、強い換算電場では換算縦拡散係数の密度依存性はほとんどないことが予想されるが、そのことは実際に高密度気体中で検証されるべきであろう。ただし、大気圧付近のデータから予想すると、換算電場 0.2 Td 以上では換算縦拡散係数は減少し、一方で一定間隔の電極間を電子がドリフトする時間は短くなるために縦拡散の大きさは非常に小さくなり、測定は困難になると思われる。

また、特性エネルギーのデータは圧力 1 MPa において測定されているが、換算電場範囲が 0.05-1.2 Td であり、本研究で大きな密度依存性が観測された領域における振る舞いは十分には分からない。従って、低い換算電場で、かつより高い密度にわたって特性エネルギーを測定することができれば、高密度領域の低エネルギー電子輸送過程についてさらに理解が深まると考えられる。

さらに、本研究においては触れなかったが、キセノン放射線検出器における重要な過程の一つとして比例蛍光がある。電荷増幅と同様に少数の電子による信号を増幅することができ、電荷増幅よりも良いエネルギー分解能の達成が可能で、かつ電荷増幅ほど強い電場を必要としないため、最近のキセノン放射線検出器開発では電荷増幅よりも注目される傾向にある。比例蛍光についても、これまでに研究が行われているのは圧力 1 MPa 以下の領域であり、それ以上の高密度気体キ

セノンを放射線検出器に用いる場合はその基礎パラメータについて十分に検証する必要があるだろう。

一方で、高密度気体キセノンのシンチレーション発光は、アルファ線による発光量が、液体キセノンの約半分の密度においても液体キセノンでの値に近づいていないという興味深い結果が得られている。しかし、本研究の測定より高い密度では、アルファ線による電離電子信号の観測はおそらく困難であり、シンチレーション発光信号の観測のみではシンチレーション過程の十分な理解にはつながらない可能性がある。従って、電離密度の低い荷電粒子、例えば電子線や高エネルギーのイオンビーム、あるいは発光位置が限定できるような低エネルギーガンマ線などの利用を考慮する必要があると考えられる。

謝辞

本研究は、著者が早稲田大学先進理工学研究科在学中に 2007 年から 2012 年にかけてなされたものです。

指導教官である早稲田大学理工学術院総合研究所・長谷部信行教授には、終始懇切丁寧なご指導を賜り、本論文を作成することができました。ここに厚く感謝の意を表します。元福井大学・教授、現早稲田大学理工学術院総合研究所・客員研究員の宮島光弘先生には、研究を進める上で多大な助言と議論を賜りました。元埼玉県立大学・教授の柴村英道先生には、深い経験と知識から様々な助言を頂き、多くの議論に参加して頂きました。また、実験装置の一部を提供していただきました。ポルトガル・コインブラ大学の J. A. M. Lopes 教授には、多くの議論に参加して頂き、様々な助言をいただきました。早稲田大学理工学術院総合研究所・鷲尾方一教授には、本論文の作成に際し多くの有意義なご助言を賜りました。深く感謝いたします。

本研究は、早稲田大学理工学術院総合研究所・長谷部研究室の先生方、先輩、同輩、後輩の方々のご指導、ご協力があって遂行することができました。特に、現放射線医学総合研究所・研究員の小林進悟先生には、放射線検出器の基礎から実験の進め方の細部まで、丁寧にご指導いただきました。本研究を支えて下さいました皆様に深く感謝いたします。

研究業績

学術誌論文・査読付 Proceedings

1. H. Kusano, J. A. M. Lopes, M. Miyajima, E. Shibamura, and N. Hasebe: "Electron mobility and longitudinal diffusion coefficient in high-density gaseous xenon", Jpn. J. Appl. Phys. (to be published)
2. H. Kusano, J. A. M. Lopes, M. Miyajima, E. Shibamura, and N. Hasebe: "Scintillation and ionization yields produced by α -particles in high-density gaseous xenon", Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A **683** (2012) 40.
3. H. Kusano, J. A. M. Lopes, M. Miyajima, E. Shibamura, and N. Hasebe: "Density dependence of the longitudinal diffusion coefficient of electrons in xenon", Jpn. J. Appl. Phys. **51** (2012) 048001.
4. T. Ishikawa, R. Miyazawa, H. Kusano, M. Mimura, N. Hasebe, M. Miyajima, and S. Kobayashi: "Correlation between numbers of scintillation photons and liberated electrons on recombination luminescence processes in high pressure xenon", Proc. of the 24th Workshop on Radiation Detectors and Their Uses, 2010, 204.
5. M. Mimura, H. Kusano, S. Kobayashi, M. Miyajima, and N. Hasebe: "Xenon time projection chamber for next-generation planetary missions", J. Phys. Soc. Jpn. **78** (2009) Suppl. A, 157.
6. H. Kusano, S.-T. Kobayashi, M. Mimura, S. Kobayashi, M. Miyajima, and N. Hasebe: "Gas amplification in high-pressure pure xenon proportional counters", Proc. of the 22nd Workshop on Radiation Detectors and Their Uses, 2008, 133.

7. H. Kusano, M. Mimura, S. Kobayashi, M. Miyajima and N. Hasebe: "Measurements of electron drift velocity in ^3He gas", Jpn. J. Appl. Phys. **47** (2008) 6475.

査読なし Proceedings・報告書

1. 草野広樹、三村光輝、宮島光弘、長谷部信行：”キセノン反跳核による、キセノン中での電離・蛍光収量の研究”、研究会「電離及びシンチレーション検出器の基礎物理と暗黒物質探索への応用」報告書、2009年、58.
2. S. Nemoto, H. Kusano, T. Takahashi, Y. Ebizuka, S. Suzuki, J. Kikuchi, and T. Doke: " W_s -values in 1 - 2.5 atm xenon gases", Proc. of Workshop on Ionization and Scintillation Counters and Their Uses, 2007, 11.

国際会議発表

1. H. Kusano, J. A. M. Lopes, M. Miyajima, and N. Hasebe: "Longitudinal and transverse diffusion of electrons in high-density gaseous xenon", 14th International Workshop on Radiation Imaging Detectors, Figueira da Foz, Portugal, 1-5 Jul., 2012.
2. M. Mimura, H. Kusano, S. Kobayashi, M. Miyajima and N. Hasebe: "Xenon time projection chamber of next generation for planetary remote sensing", International Workshop on Advances in Cosmic Ray Science, Tokyo, Japan, 17-19 Mar., 2008.

国内会議発表

1. 草野広樹、宮島光弘、長谷部信行、“高密度キセノンガス中における電子の縦拡散”、2012年春季第59回応用物理学関係連合講演会、2012年3月15日-18日、早稲田大学
2. 草野広樹、宮島光弘、長谷部信行、“キセノンガスの密度増加に伴う α 線によるシンチレーション光子数と電離電子数の変化 III”、2012年春季第59回応用物理学関係連合講演会、2012年3月15日-18日、早稲田大学

3. 大山裕輝、長谷部信行、草野広樹、児玉拓郎、天野嘉春、G. Klingelhöfer, J. Brückner、D. Schmanke、M. Blumers、K.J. Kim、“月惑星探査に向けた能動型蛍光 X 線分光器の基本特性”、2012 年春季 第 59 回応用物理学関係連合講演会、2012 年 3 月 15 日-18 日、早稲田大学
4. 柴田元来、宮島光弘、佐藤悠太、草野広樹、長谷部信行、“固体キセノン放射線検出器”、2012 年春季 第 59 回応用物理学関係連合講演会、2012 年 3 月 15 日-18 日、早稲田大学
5. 草野広樹、宮島光弘、長谷部信行、“高密度キセノンガス中の電子増幅特性”、研究会「放射線検出器とその応用」(第 26 回)、2012 年 1 月 24 日-26 日、高エネルギー加速器研究機構
6. 草野広樹、石川智裕、宮島光弘、長谷部信行、“キセノンガスの密度増加に伴う α 線によるシンチレーション光子数と電離電子数の変化 II”、2011 年春季 第 58 回応用物理学関係連合講演会、2011 年 3 月 9 日、2011 年春季第 58 回応用物理学関係連合講演会講演予稿集
7. 宮島光弘、柴田元来、草野広樹、長谷部信行、“固体キセノン放射線検出器開発の試み”、2011 年春季 第 58 回応用物理学関係連合講演会、2011 年 3 月 9 日、2011 年春季第 58 回応用物理学関係連合講演会講演予稿集
8. 草野広樹、石川智裕、宮島光弘、長谷部信行、“ α 線による高密度キセノンガスのシンチレーション発光量”、2010 年秋季 第 71 回応用物理学学会学術講演会、2010 年 9 月 14 日-17 日、長崎大学
9. 宮澤良一、石川智裕、草野広樹、三村光輝、長谷部信行、宮島光弘、小林進悟、“高密度気体キセノンの再結合発光過程におけるシンチレーション光子数と電子数の関係”、研究会「放射線検出器とその応用」(第 24 回)、2010 年 1 月 26 日-28 日、高エネルギー加速器研究機構
10. 草野広樹、三村光輝、宮島光弘、長谷部信行、“キセノン反跳核による、キセノン中での電離、蛍光収量の研究”、研究会「電離及びシンチレーション検出器の基礎物理と暗黒物質探索への応用」、2009 年 9 月 18 日、早稲田大学
11. 草野広樹、三村光輝、小林進悟、宮島光弘、長谷部信行、“高圧キセノンガス中の電子増倍特性の測定”、2009 年春季 第 56 回応用物理学関係連合講演会、2009 年 3 月 30 日-4 月 2 日、筑波大学

12. 草野広樹、小林昭太、三村光輝、小林進悟、宮島光弘、長谷部信行、“ 高圧領域における純キセノンのガス増幅特性 ”、2008 年春季 第 55 回応用物理学関係連合講演会、2008 年 3 月 27 日-30 日、日本大学
13. 草野広樹、小林昭太、三村光輝、小林進悟、宮島光弘、長谷部信行、“ 高圧領域における純キセノンのガス増幅特性 ”、研究会「放射線検出器とその応用」(第 22 回)、2008 年 2 月 5 日-7 日、高エネルギー加速器研究機構
14. 三村光輝、長谷部信行、草野広樹、小林昭太、小林進悟、道家忠義、宮島光弘、宮地孝、柴村英道：“ MeV γ 線イメージング型キセノンタイムプロジェクトセッションチェンバー ”、2007 年秋季 第 68 回応用物理学学会学術講演会、2007 年 9 月 4 日-8 日、北海道工業大学
15. 草野広樹、長谷部信行、小林進悟、三村光輝、宮島光弘：“ ^4He 及び ^3He 中の電子のドリフト速度 ”、2007 年秋季 第 68 回応用物理学学会学術講演会、2007 年 9 月 4 日-8 日、北海道工業大学
16. 高橋智昭、菊池順、道家忠義、鈴木聡、海老塚泰、草野広樹、根本慎平、“ キセノンガスのシンチレーション光の α 線に対する W 値の推定 ”、2007 年春季 第 54 回応用物理学関係連合講演会、2007 年 3 月 27 日-30 日、青山学院大学
17. 鈴木聡、菊池順、道家忠義、海老塚泰、草野広樹、高橋智昭、根本慎平、“ ガスキセノンの α 線に対する W 値の測定 ”、日本物理学会 2007 年春季大会、2007 年 3 月 18 日-21 日、鹿児島大学
18. 根本慎平、草野広樹、高橋智昭、海老塚泰、鈴木聡、菊池順、道家忠義、“ 1 ~ 2.5atm Xe ガスの W_s -値 ”、ガスカウンター及びシンチレーションカウンターの基礎と応用に関するシンポジウム、2007 年 3 月 2 日、早稲田大学