

東京大学大学院新領域創成科学研究科

複雑理工学専攻

令和 3 年度

修士論文

宇宙機搭載に適した紫外線検出器の

検出効率向上に向けた加工に関する研究

(Study on Processing for Improving the Detection Efficiency of

Ultraviolet Detectors Suitable for Space Probes)

2022 年 3 月 4 日

学籍番号：47-206084

氏名：小杉 龍暉

指導教員：吉岡 和夫 講師

要旨

惑星大気や磁気圏は、水素原子やヘリウムイオンを始めとするさまざまな原子やイオンで構成されている。これらはエネルギー遷移に伴い紫外線領域に多くの輝線を発している。そのため、天体の大気の構成物質や構造を理解する上で紫外線観測は重要な技術である。しかし波長 280 nm 以下の紫外線は大気（オゾンと酸素分子）に吸収されてしまい、宇宙空間からしか観測できないため、探査機や人工衛星を用いる必要がある。また、遠方から飛来する光を観測するためには高効率な光検出装置が求められている。探査機搭載に適した紫外線検出素子として MCP (Micro Channel Plate) が広く用いられており、その高効率化を目指した開発研究が行われている。

MCP は光電効果を利用した光検出素子であり、効率向上のために仕事関数の小さい光電物質を MCP 入射面に蒸着する手法が用いられることが多い。しかし、光電物質には潮解性を持つものが多く、大気暴露により検出効率が低下することが知られている。そのため、装置の完成から探査機打ち上げまでの間、光電物質を蒸着した MCP は真空状態、もしくは乾燥窒素中で保管する必要がある。校正試験や環境試験の作業性を著しく低下させる。また、光電物質による検出効率向上の効果には波長依存性があり、観測目標によっては必ずしも最適な解とは限らない。

ここで MCP の光入射部の形状を加工し、開口率を向上させるテーパリングという技術に注目した。本論文では、テーパリング加工を施した MCP (T-MCP) に様々な波長の紫外線を照射して、電子増倍度（ゲイン）特性を表すパルスハイト分布の測定実験を行い、検出効率や電子増倍性能について考察した。その結果、従来の MCP ではガウス分布に従うパルスハイトが、T-MCP では 2 つのガウス分布から構成されていることが分かった。これは、通常の MCP と同じ増倍過程と、テーパ加工部に由来する増倍過程の 2 通りの存在を示唆している。これらの性質を理解するために 2 つのガウス分布の電圧依存性の調査、電圧-ゲイン対応を表すモデル式の適用、実測値から電圧-ゲイン特性を表す近似曲線の導出を行った。これより、T-MCP における通常 MCP 由来のゲインの低下は光の入射位置の違い、テーパ部由来のゲインはテーパ部における電場の弱さが原因であると考察した。

また、T-MCP の開口率向上により検出効率向上は達成され、テーパ部においても光電物質 CsI の電子変換効率向上効果が発揮されることを確認した。

Abstract

Planetary atmospheres and magnetospheres are composed of a variety of atoms and ions, including hydrogen atoms and helium ions. They emit many emission lines in the ultraviolet region due to energy transitions. Therefore, ultraviolet observation is an important technique for understanding the composition and structure of the atmospheres of astronomical objects. However, ultraviolet light below 280 nm is absorbed by the atmosphere (ozone and oxygen molecules) and can only be observed from space, thus requiring the use of probes and satellites. In addition, a highly efficient photodetector is required to observe the light coming from far away. The Micro Channel Plate (MCP) is widely used as a UV detector suitable for use onboard spacecraft, and development research is underway to increase its efficiency.

MCP is a photodetector that uses the photoelectric effect, and in order to improve the efficiency, a method in which a photocathode with a small work function is deposited on the MCP incident surface is often used. However, many photocathodes are deliquescent, and it is known that the detection efficiency decreases with atmospheric exposure. Therefore, MCPs with photocathodes deposited on them need to be stored in a vacuum or in dry nitrogen between the completion of the equipment and the launch of the spacecraft, which significantly reduces the workability of calibration tests and environmental tests. In addition, the effect of the photocathode on the detection efficiency depends on the wavelength, which may not always be the best solution depending on the observation target.

Here, we focused on a technique called tapering, which improves the open area ratio by modifying the shape of the light incident area of the MCP. In this paper, we measured the pulse height distribution, which indicates the electron multiplication (gain) characteristics, by irradiating ultraviolet light of various wavelengths onto a tapered MCP (T-MCP), and discussed the detection efficiency and electron multiplication performance. As a result, it was found that the pulse height of conventional MCP follows a Gaussian distribution, while that of T-MCP consists of two Gaussian distributions. This suggests the existence of two multiplication processes, one the same as in conventional MCP and the other originating from the tapered part. To understand these properties, we investigated the voltage dependence of the two Gaussian distributions, applied a model equation for the voltage-gain correspondence, and derived an approximate curve for the voltage-gain characteristic from the measured values. From these results, it was considered that the decrease in gain in the T-MCP from the normal MCP part was caused by the difference in the light incident position, and the gain from the tapered part was caused by the weak electric field in the tapered part.

It was also confirmed that the improvement of detection efficiency was achieved by increasing the open area ratio of the T-MCP, and that the electron conversion efficiency enhancement effect of the photocathode CsI was also demonstrated in the tapered part.

目次

1. 序論	p.7
1.1. 宇宙機による天体観測	p.7
1.1.1. 紫外線観測の意義と、観測に用いられる MCP の課題	
1.2. MCP	p.9
1.2.1. MCP の概要	
1.2.2. MCP における電子増倍過程	
1.2.3. ゲインの飽和現象	
1.2.3.1. チャンネル内の空間電荷飽和	
1.2.3.2. チャンネル壁への正電荷蓄積	
1.2.3.3. チャンネル壁の電子供給性能限界	
1.2.4. 電子増倍のシミュレーション手法	
1.2.4.1. Eberhardt のゲイン未飽和状態での電圧-ゲイン特性の離散ダイノードモデル式	
1.2.5. MCP における紫外線検出の仕組み	
1.2.6. MCP の性能評価の指標	
1.2.6.1. パルスハイト分布	
1.2.6.2. 検出効率	
1.2.7. 光電物質	
1.2.7.1. 光電物質を用いたミッション	
1.2.7.2. 光電物質の欠点	
1.2.8. テーバリング	
1.2.8.1. ミッションにおけるテーバリングの現状	
1.2.8.2. テーバリングの先行研究	
1.2.8.3. テーパー構造がもたらすパルスハイト分布への影響	
1.3. 本研究の目的	p.27
2. テーパー加工 MCP のパルスハイト分布の測定	p.29
2.1. 実験概要	p.29
2.2. 実験結果	p.31
2.2.1. パルスハイト分布	
2.2.1.1. Normal MCP のパルスハイト分布	
2.2.1.2. T-MCP のパルスハイト分布	
2.2.1.3. Normal MCP, T-MCP のゲインの違い	
2.2.2. 検出効率	
2.2.3. T-MCP の 2 つのガウス分布の電圧依存性	

3. 考察	p.55
3.1. Normal MCP, T-MCP のゲインの違い	p.55
3.1.1. テーパー構造について	
3.1.2. 実測値から Normal MCP のゲイン飽和時の電圧-ゲイン特性の導出	
3.1.3. 実験結果から得たゲイン飽和時の電圧-ゲイン特性を表す近似曲線と Eberhardt のゲイン未飽和時の電圧-ゲイン特性を表す離散ダイノードモデル式より, ダイノードゲインとダイノード数の導出	
3.2. 検出効率	p.63
3.3. T-MCP の 2 つのガウス分布の電圧依存性	p.64
3.4. テーパー角の最適化	p.64
4. まとめ	p.65
4.1. 結論	p.65
4.2. 今後の課題	p.66
参考文献	p.67
謝辞	p.69

1. 序論

1.1. 宇宙機による天体観測

様々な波長の光を観測する電磁波観測，サンプルリターン（例：小惑星探査機はやぶさが小惑星イトカワより岩石粒子を持ち帰った），重力観測（例：月周回衛星かぐやは月の裏側の重力分布モデルを作成した）など多くの種類があり，それぞれ得られる情報が異なる．

電磁波観測をする宇宙機として，ガンマ線バーストを観測するスウィフト天文衛星や，X線観測を行う太陽観測衛星ひのでが挙げられる．可視光，赤外線，電波等の長い波長の光は地上から観測できることが多く，すばる望遠鏡等で観測されている．

ここでは特に紫外線観測について注目し，次の項で詳細を述べる．

1.1.1. 紫外線観測の意義と，観測に用いられる MCP の課題

惑星大気や磁気圏は，水素原子やヘリウムイオンを始めとするさまざまな原子やイオンで構成されている．これらはエネルギー遷移に伴い紫外線領域に多くの輝線を発している．そのため，天体の大気の構成物質や構造を理解する上で紫外線観測は重要な技術である．しかし，280nm 以下の波長の光は大気（酸素，オゾン）に吸収されるため，宇宙空間での観測が必要となる．

MCP を用いた紫外線観測装置について表 1 にまとめた．測定波長，測定元素の項目から，15-300 nm の紫外線を観測することで，様々な物質の情報を得ることができると分かる．目的の項目で様々な天体における科学目標を書いた．惑星，太陽，彗星と幅広い天体の大気や磁気圏の解明のために，紫外線探査は不可欠である．

表 1 MCP を用いた紫外線探査の例

名称 (打ち上げ年)	測定波長 [nm]	測定元素 (イオン含む)	目的
太陽観測機 SOHO CDS UVCS SUMER (1995)	15-80 50-130 50-160	N, O, Ne, Mg, Si, Fe	太陽コロナ, 太陽大気中のプラズマの 温度, 密度, 流れ等の理解
地球周回衛星 IMAGE EUV (2000)	30.4	He	地球磁気圏, プラズマ圏, 大気流出過程の理解
太陽系外縁天体 (冥王星等) 探査機 New Horizons Alice (2006)	52-187	H, C, N, O, Ne, Ar	冥王星等の大気の組成と構造の調査
土星探査機 Cassini UVIS (1997)	56-190	H, C, N	土星の環や大気, タイタン等衛星の大気観測
水星探査機 MPO PHEBUS (2018)	55-315	H, He, O, Ne, Ar, Na, Mg, Al, Si, K, Mn, Fe	水星大気の観測
木星探査機 Juno UVS (2011)	68-210	H, C	木星のオーロラの撮影, 惑星全体の磁気圏等の理解
彗星探査機 Rosetta ALICE (2004)	70-205	H, C, N, O, S, He, Ne, Ar, Kr	彗星の核とコマの物質構成, 太陽風の及ぼす 影響, 彗星の形成温度と形成後の熱史の解明
Hubble 宇宙望遠鏡 ACS SBC (1990 ※2002 年 ACS 設置)	115-170		紫外領域の撮像

(Davis et al. (2011), Gladstone et al. (2014), Kent et al. (1995), Jaffe and Herrell (1996),
Leviton et al. (1998), Louis et al. (1998), Meriscal et al. (2018), McClintock et al. (1993),
Quemerais et al. (2020), Siegmund et al. (1995), Stern et al. (1998)より引用)

紫外線観測には MCP が広く用いられている。ここで、高空間分解能での観測や装置の小型化のために検出効率向上が求められる。装置の小型化に貢献する理由としては、大型のレンズなどの集光装置が不要となるためである。MCP の光検出原理には光電効果を利用しており、これまでのミッションで、検出効率向上のために仕事関数の小さい物質である光電物質を用いてきた。しかし、その仕事関数の大きさによっては観測に適さない波長範囲が存在する。また、光電物質は潮解性を持つものが多く、大気中で変性し検出性能が低下してしまうので、校正試験や環境試験の作業性を低下させるという課題がある。そこ

で私は、検出効率向上が可能で、且つ、保管の面で扱いやすい技術として、テーパリングに注目して研究を行った。

1.2. MCP

1.2.1. MCP の概要

MCP (Microchannel Plate) は、光や高エネルギー粒子を 2 次的に検出できる電子増倍素子である。MCP のイメージを図 1、構造の模式図を図 2 に示す。

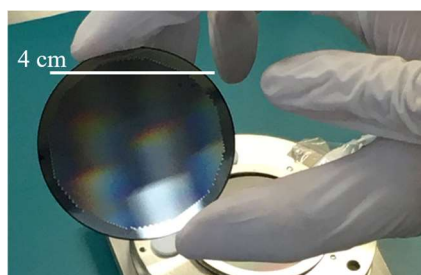


図 1 MCP

MCP 表面の微細構造は脆いので、慎重に取り扱う必要がある。

なお、写真の MCP は、BepiColombo ミッションの探査機 MMO に搭載された観測装置 MSASI で用いた仕様のものである。

水星探査計画 BepiColombo のもう 1 つの探査機 MPO は表 1 で紹介している。

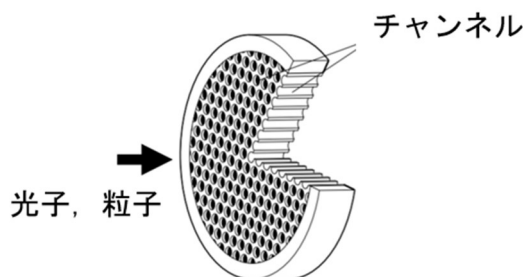


図 2 MCP の構造

(浜松ホトニクス株式会社, 技術資料)

MCP 表面に光子, 粒子が入射する様子。

MCP は、鉛ガラスの数百万本の微細な管（チャンネル、直径：約 $10\ \mu\text{m}$ 、長さ：約 $0.5\ \text{mm}$ ）で構成され、厚さ $1\ \text{mm}$ 程度の薄い円板の形状である。

前節で述べたように、紫外線観測のために多くの探査機への搭載実績があり、その他にイオン、電子、中性粒子、X 線の検出にも用いられる。

機能としては、1 つの粒子や光子の入射により電子を発生させ、それを多量の電子（約 10^3 - 10^4 個、電子雲と呼ばれる）へと増倍する働きを持つ。

1.2.2. MCP における電子増倍過程

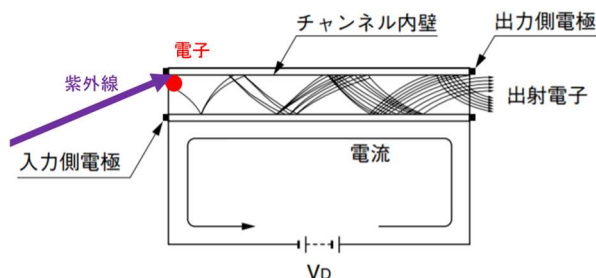


図3 1つのチャンネルにおける電子増倍過程

(浜松ホトニクス株式会社, 技術資料)

電子増幅は確率的である。チャンネル両端には電極が蒸着されている。
そこに高電圧が印加されていて、チャンネルの鉛ガラス壁に電流が流れる。
これは電子増幅の電子供給源となっている。

図3にMCPのチャンネル内の電子増幅の様子を示す。MCPに紫外線が入射した際、MCPを構成する鉛ガラスで光電効果が起こり、光電子を放出する。MCP表面には電極が蒸着されており、数kVの高電圧が印加されている。その電圧によって電場が生じ、チャンネル内でその軸方向に光電子が加速される。その電子はチャンネル内の鉛ガラス壁に衝突し、二次電子を生じる。この衝突過程を繰り返すことで、1つの電子は 10^3 - 10^4 個程度の電子の集まり（電子雲）となる。この過程は電子雪崩と呼ばれ、1つの電子の増幅度をゲインという。

図3で示したように、電子の増倍過程は確率的であるので、ゲインが一定値を取らず、ガウス分布に近い形となる（次節のパルスハイト分布参照）。

MCPに電圧を印加することで電子増倍が可能となるが、電極はMCP表面に蒸着されている。MCPの鉛ガラスには電圧が印加されているので電流が流れており、電子増倍過程において鉛ガラス壁から放出される多量の電子の供給源となっている。

MCPでは、入射した光、粒子がガラス壁に当たりやすくなるように、MCP表面に対してチャンネルが傾いた構造となっている。MCP鉛直面とチャンネルの軸がなす角度を、バイアス角と呼ぶ（次項の図4参照）。一般に5度から15度から適当な値が選定される。今回実験に用いたMCPのバイアス角は12度である。

1.2.3. ゲインの飽和現象

1.2.2.で示したように、二次電子が複数の二次電子を発生させ、その二次電子がさらに複数の二次電子を発生させる、といった過程を繰り返すと、MCPのゲインは、チャンネルの長さに沿って指数関数的に増えていく。しかしゲインが大きくなると、チャンネル内の電子増幅を妨害する効果が生じる。

1.2.3.1. チャンネル内の空間電荷飽和

より高いゲインを得るために、MCP は通常 2 段以上重ねて用いることが多い (図 4)。MCP を重ねることに関して、チャンネル内の空間電荷飽和という障害がある。MCP を重ねることにより高いゲインを得ると電子雲が大きくなり、それ自体が電場を生じ、電子増倍過程における弊害となる。故に MCP を重ねることによって得られるゲインには上限がある。

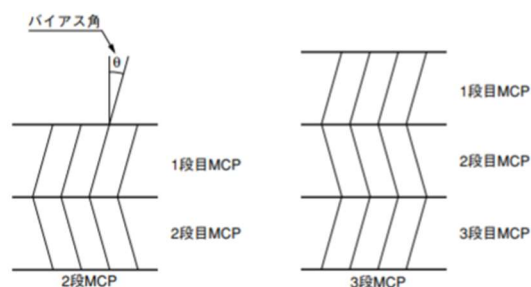


図 4 2 段, 及び, 3 段 MCP 断面
今回の実験で用いたものは 3 段 MCP である。
(浜松ホトニクス株式会社, 技術資料)

1.2.3.2. チャンネル壁への正電荷蓄積

一つの電子がチャンネル壁に衝突し N 個の二次電子を放出すると、電荷保存則に従って、一時的に同じ電気量を持つ N 個の正孔がチャンネル壁に残される。

Qiangqiang et al. (2016) では電子増倍のシミュレーションを数値的に行い、この効果と空間電荷飽和効果による電子増幅の障害を確認した。シミュレーションでは、二次電子同士の反発と壁面の疑似正電荷による引力の両方により、二次電子がチャンネルに引き寄せられ、衝突の平均間隔が短くなった。したがって、平均衝突エネルギーが減少し、十分な加速を得られずに衝突してしまうことで、二次電子が生じにくくなると結論付けた。

1.2.3.3. チャンネル壁の電子供給性能限界

チャンネル壁から放出される電子は、ガラス壁の電流が供給源であり、電子増幅が起こり過ぎるとチャンネル壁の電子が不足する可能性がある。

今回の 2. の実験では、MCP のゲインに対し十分な電流が流れていたと計算できたが、瞬間的な電子欠乏が起こっていたかどうかは分からない。

1.2.4. 電子増倍のシミュレーション手法

電子増倍過程のシミュレーションには、解析的手法と数値的手法の 2 つがある。

最も代表的な解析モデルは、Eberhardt (1979, 1981) の離散ダイノードモデルである。1 つのチャンネルが複数段の電子増倍部 (ダイノード, 図 5 に示す) から構成されると仮定

している．実際には 1.2.2. に示すように，チャンネルのガラス壁で連続的に電子増幅が起こっている．このモデルでは空間電荷飽和等の現象を考慮していないので，ゲイン飽和状態の MCP の挙動には使えない．

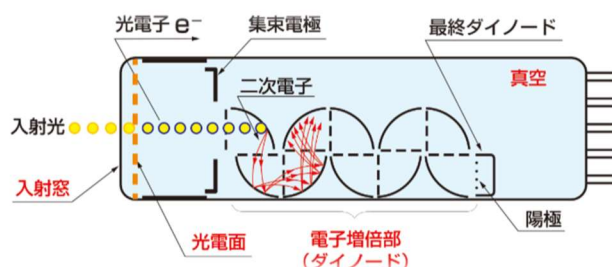


図 5 複数段のダイノードから構成される光電子増倍管

(https://www.hamamatsu.com/jp/ja/product/optical-sensors/pmt/about_pmts/index.html)

1 つ 1 つのダイノードで電子増倍が行われる．

ゲインは，チャンネル内の電場，二次電子雲の電荷，チャンネル壁の正電荷の相互作用の組み合わせによって生じる．これは非線形効果が多いので，飽和状態のゲインを解析モデルで正確に記述することは難しい．Qiangqiang et al. (2016) は，MCP チャンネル内の全粒子の速度と位置を追跡することで系のマクロな挙動を求めた．

飽和状態のシミュレーションは困難なので，私は本論文において，飽和に至るまでを Eberhardt (1981) の離散ダイノードモデル式で計算し，飽和状態は実験結果と照らし合わせて考察する．

1.2.4.1. Eberhardt のゲイン未飽和状態での電圧-ゲイン特性の離散ダイノードモデル式

Eberhardt (1979, 1981) では，MCP を、『印加電圧 V に依存しない固定数 n のダイノードを持つ電子増倍器』であると仮定したモデルで表した．即ち，実際は連続的である電子増倍過程を，離散的に n 回電子増倍が起こると仮定している．

電圧-ゲイン特性を表した離散ダイノードモデル式では，以下のパラメータの関係を結び付けている．

・ゲイン	G [個]
・印加電圧	V [V]
・仮想ダイノード数	n [個]
・初段のダイノードのゲイン	σ_1 [個]
・二段目以降のダイノードのゲイン	σ [個]

- ・一次電子の衝突により，MCP チャンネル壁で二次電子の放出比が 1 となる最初の電位：
クロスオーバーポテンシャル V_c [V]
- ・各ダイノードのゲイン σ を，電子が 1 衝突当たり受ける電圧 V/n に関連付ける係数 K
(実験結果に整合するよう設定) [-]

離散ダイノードモデル式を次に示す．(1)式の対数を取ったものが(1a)式である．ゲインの対数 $\log G$ と印加電圧の対数 $\log V$ の間に線形比例がある．

$$\begin{aligned} G &= \sigma_1 \sigma^{n-1} \quad (1) \\ &= \sigma_1 (V/nV_c)^{K(n-1)} \\ \log &= K(n-1)\log V - K(n-1)\log nV_c + \log \sigma_1 \quad (1a) \end{aligned}$$

Eberhardt (1981) では，モデル式を 13 種類の MCP のゲイン-電圧測定結果に適用した．以下の図 6 に示す．各データセットと最も適合するように，2 つの未知パラメータ n と V_c を求めた．

その実験結果からの算出によると，チャンネル長/チャンネル口径の比が 40 の MCP を重ねた 3 段 MCP は， n が 50-60 段程度， V_c の平均は 23.35V であった．

これは，電子雲の電子数増幅が 50-60 回行われたことと，1 つの二次電子がチャンネル壁に衝突し 1 つの二次電子発生させるのに必要とした電位差が，MCP 全体の印加電圧の内 23.35V であったことを意味する．3 段 MCP に印加されていた電圧は約 1000-2000V の範囲で，測定点は各 MCP について 7 点だった．

ゲインが電子数換算で 10^5 - 10^6 付近以上の領域では，ゲインの飽和によりモデル式では表せない範囲である．

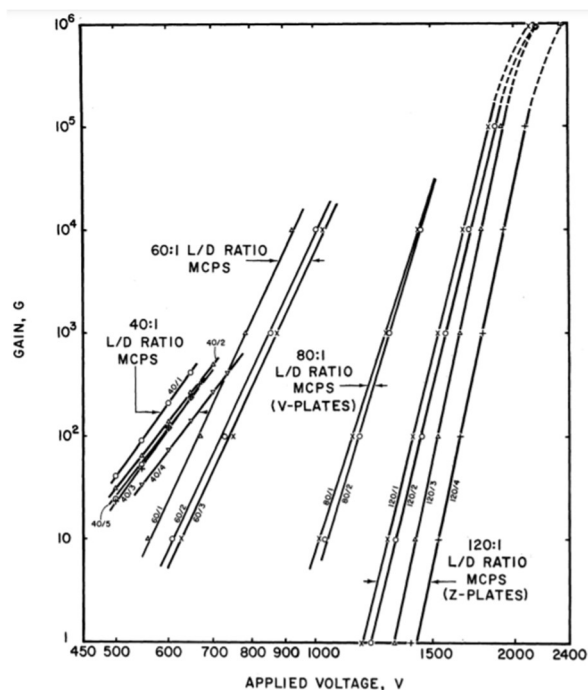


図6 Eberhardt (1981)で測定された各 MCP の電圧-ゲイン特性各プロットは測定結果、直線はモデル式の描画である。logV と logG は線形比例である。ゲイン 10^5 - 10^6 以上の領域はモデル式の適用できない領域となる。図中の V プレート、Z プレートはそれぞれ 2 段、3 段 MCP を指す。

1.2.5. MCP における紫外線検出の仕組み

入射光子を信号として観測するために、増倍された電子雲をアノードに到達させる (図7)。MCP-アノード間に電場を生じさせることでこれを可能とする。この MCP-アノード間に電位差を形成するために MCP の 3 段目とアノードとの間に抵抗を接続している (ブリーダー抵抗と呼ばれる)。

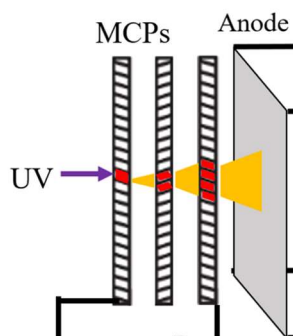


図7 入射した紫外線が3段のMCPで電子雲に変換されアノードに到達する様子
MCP-アノード間には電位差がある。

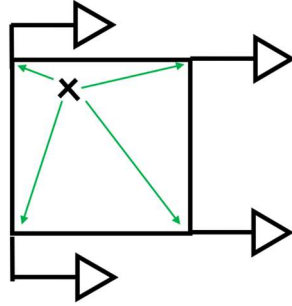


図 8 RAE (Resistive Anode Encoder)

×地点に到達した電子雲の電荷が，四方向に分散し，
それぞれのパルス波の大きさが測定される．

今回の実験では，アノードとして RAE (Resistive Anode Encoder) (図 8) を用いた．RAE は全体が一様な抵抗値の面抵抗であり，電子雲が到達すると，その位置に応じて電荷が電流として四方に分散される．これはパルス波であり，四方のパルスハイトの比を計測することで位置同定が可能となる．

1.2.6. MCP の性能評価の指標

本論文でテーパリングの特性を調べるために実験をする上で，以下の 2 つの指標に特に注目した．

1.2.6.1. パルスハイト分布

前節で，MCP チャンネル内における電子増倍過程は確率的であるので，ゲイン（1 つの電子の増幅度）は一定値を取らず，ガウス分布に近い形となると述べた．そのため，その分布の形状が MCP の性能評価の指標の 1 つとなる．

パルスハイト分布は、『電子雲の数』と『各電子雲のゲイン』の度数分布を表す．

『ゲイン』は到達した電子雲の電荷の大きさとなる．電子雲電荷を電気素量で除すれば，1 つの電子のゲインが分かる．

パルスハイト分布は特に平均と半値全幅 FWHM で，その特性を評価される (図 9)．

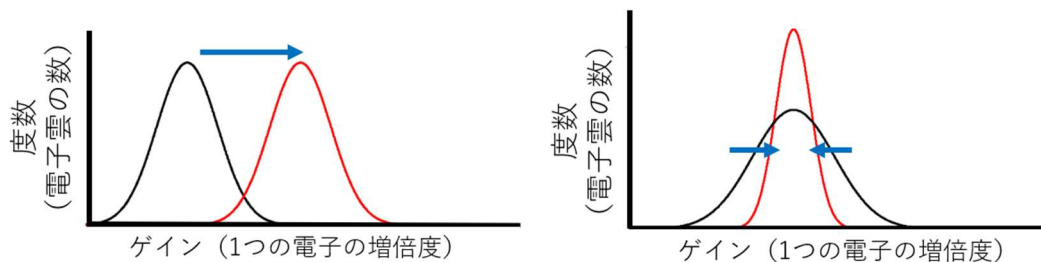


図9 パルスハイト分布の特性

(左) 平均値 (ゲインの大きさ) の違い (右) FWHM (ゲインの安定性) の違い

赤線のパルスハイト分布の方が好ましい。

パルスハイト分布の平均値はゲインを表す。ゲインが大きいと、電気ノイズに対して検出信号 (電子雲の電荷の大きさ) が大きくなるため、S/N 比が良くなり、位置同定精度が向上する。

パルスハイト分布の FWHM はゲインの集中度、即ち安定性を表す。ゲインの集中度が高いと、位置同定の仕組みに由来して、高空間分解能が達成される。これについて以下で詳しく述べる。

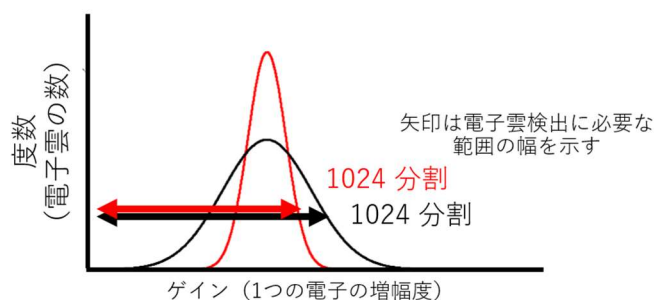


図10 パルスハイト分布の幅の違い

矢印の範囲はダイナミックレンジを示す。

パルスハイト分布の幅が狭い (ゲインが一定値に集中している) ことは、各電子雲における電子数が互いに近い (各電子雲の電荷が一定値に集中している) ことを意味する。ここで、RAE の四隅の A/D コンバータでパルスハイトを測定する際に、図 10 に示したようにゲインが一定値に集中している方がダイナミックレンジを狭く設定できるため、より高精度な位置同定が可能となる。

ゲインを向上させるために MCP を 2 段以上重ねて用いことが多い。図 11 に、MCP の段数ごとのパルスハイト分布の違いを示す。

1.2.3.1.で空間電荷飽和について述べたが、この効果は MCP を 2 段以上重ねて、ゲインが

向上したときに生じることが多い。MCP が 1 段のような未飽和領域では、パルスハイト分布は指数関数的になる。MCP を 2 段以上重ねて、空間電荷飽和の効果が支配的になると、分布はピークを持ち分散が小さくなる。

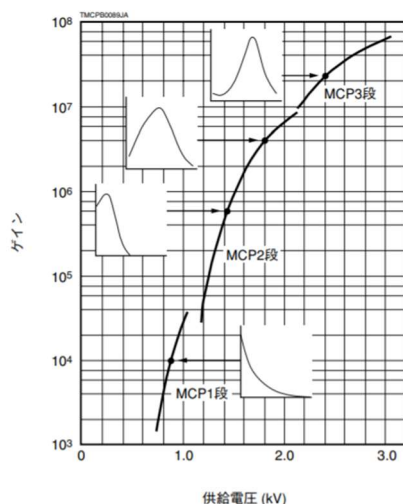


図 11 MCP の段数によるパルスハイト分布特性の違い
(浜松ホトニクス株式会社，技術資料)

MCP が 1 段では指数関数的，2 段以上ではガウス分布的になる。
2 段以上ではゲインの飽和が起きていることを示している。

1.2.6.2. 検出効率

検出効率 (DE : Detection Efficiency) は以下の式で表される。

$$DE = \frac{\text{出力信号数}}{\text{検出器に入射する粒子，光子の数}}$$

測定で得られたパルスハイト分布を積分して得られた値は，検出された光子，粒子の総数を表す (ノイズも含む)。ここでできるだけノイズを除去するため，パルスハイト分布はガウス分布に従うので，パルスハイト分布にフィッティングしたガウス分布の積分値から検出効率を導出する。

検出効率が高い程，観測対象の光量が少ない場合でも観測が可能となる。

MCP における検出効率向上のための方法を，以下に 2 つ挙げる。

1 つ目に開口率を向上させることである。開口率は，以下の式で表される。

$$\text{開口率} = \frac{\text{チャンネル部面積}}{\text{表面面積}}$$

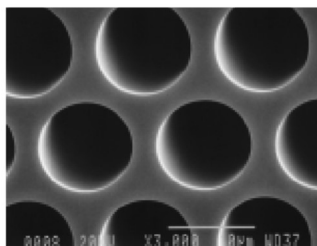


図 12 MCP 表面の拡大

(浜松ホトニクス株式会社，技術資料)

画像の黒色に見える部分が MCP のチャンネル部である。

図 12 に MCP 表面の拡大図を示す。開口率向上のためにチャンネルの口径を大きくし過ぎると、MCP を構成する鉛ガラスの部分が薄くなり、脆くなるという懸念がある。ここで、MCP 表面のチャンネルの入り口のみを広げることで開口率向上を実現するテーパリングという手法があり、後に詳述する。

MCP における検出効率向上の方法として 2 つ目に、電子変換効率の向上がある。MCP に紫外線が入射した際、光電効果により電子が発生するが、MCP 表面に仕事関数の小さい物質（光電物質と呼ぶ）を蒸着しておくことで、光電効果が起こりやすくなることで、電子が発生する確率が向上し、検出効率向上が期待できる。

1.2.7. 光電物質

1.2.7.1. 光電物質を用いたミッション

MCP を用いた多くの紫外線観測ミッションで光電物質は使用されている。1.1.で示した紫外線観測の例について、光電物質を表記したものを以下の表 2 にまとめる。

表 2 MCP を用いた紫外線観測の例（光電物質について）

名称 (打ち上げ年)	測定波長 [nm]	光電物質
太陽観測機 SOHO CDS UVCS SUMER (1995)	15-80 50-130 50-160	なし KBr KBr
地球周回衛星 IMAGE EUV (2000)	30.4	なし
太陽系外縁天体（冥王星等） 探査機 New Horizons Alice (2006)	52-118 125-187	KBr CsI
土星探査機 Cassini UVIS (1997)	56-118 110-190	KBr CsI
水星探査機 MPO PHEBUS (2018)	55-155 145-315	CsI CsTe
木星探査機 Juno UVS (2011)	68-210	CsI
彗星探査機 Rosetta Alice (2004)	70-120 123-205	KBr CsI
Hubble 宇宙望遠鏡 ACS SBC (1990 ※2002 年 ACS 設置)	115-170	CsI

(Davis et al. (2011), Gladstone et al. (2014), Kent et al. (1995), Jaffe and Herrell (1996), Leviton et al. (1998), Louis et al. (1998), Meriscal et al. (2018), McClintock et al. (1993), Quemerais et al. (2020), Siegmund et al. (1995), Stern et al. (1998)より引用)

光電物質はそれぞれの仕事関数に応じて、入射する光の波長により検出効率が変化する。即ち、以下の図 13-16 に見られるように、光電物質の種類によってそれぞれ使用に適した波長領域がある。

表 2 に示したように、光電物質を用いないケースもあり、その理由としては、観測対象の光量が十分であること、光電物質蒸着の恩恵が少ないこと（検出効率が大きく向上はしない、例えば図 13 の 200-800 Å は 1000-2000 Å に比べて検出効率向上効果が小さい）、光電物質により観測対象外の波長域の光の検出効率が向上してしまい本来の目的の弊害となること等が挙げられる。

特に CsI は 100-200 nm の範囲で電子変換効率に優れ、よく用いられるが、その大きな特徴の 1 つとして可視光に低感度であることが挙げられる（図 13, 15）。

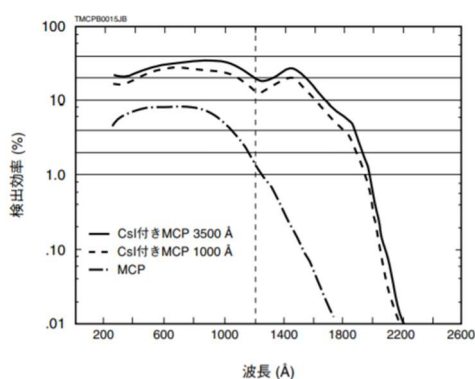


図 13 CsI 蒸着と無蒸着 MCP の紫外線に対する検出効率
（浜松ホトニクス株式会社，技術資料）
3500, 1000 Å は蒸着した CsI 膜の厚さである。

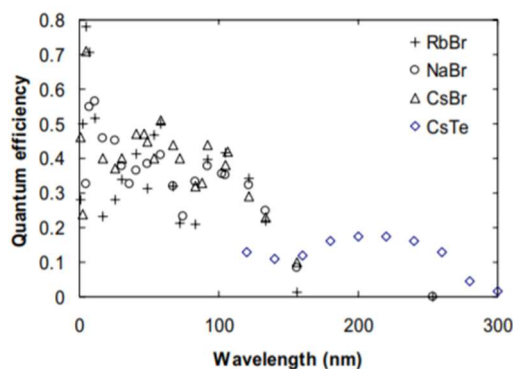


図 14 MCP に蒸着されたハロゲン化アルカリ化合物の光電物質の
検出効率の波長依存性（CsTe 等）
（Tremisn et al. (2005)）

光電物質は、それぞれ用いるのに適した波長領域がある。

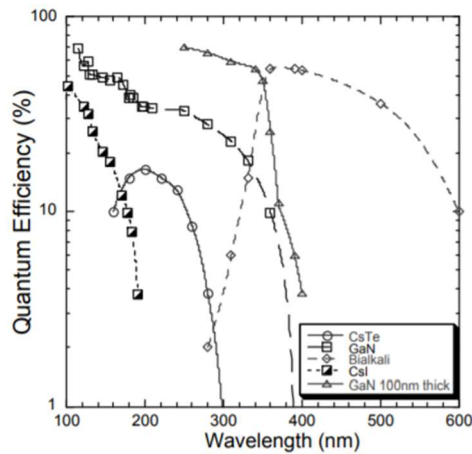


図 15 CsI や CsTe 等の検出効率の波長依存性
(Siegmund et al. (2010))

光電物質は、それぞれ用いるのに適した波長領域がある。

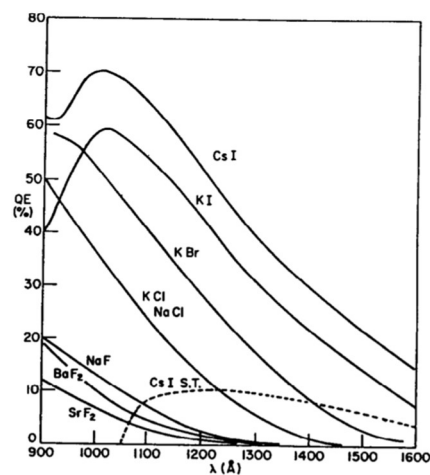


図 16 ハロゲン化アルカリ化合物の光電物質の電子変換効率の波長依存性
(Breskin (1996))

光電物質は、それぞれ用いるのに適した波長領域がある。

1.2.7.2. 光電物質の欠点

CsI をはじめとするハロゲン化アルカリ化合物は潮解性を持ち、大気暴露すると空気中の水分と反応し、光電物質としての性能が劣化することが一般に知られている。図 17, 18 には、空気中の水分により CsI の検出効率が劣化するという実験結果が示されている。CsI 等光電物質を蒸着した MCP は、その製造から打ち上げまで真空状態、もしくは乾燥ガス（窒素等）で満たした状態に保つ必要があり、校正試験や環境試験の作業性を著しく低下させる。

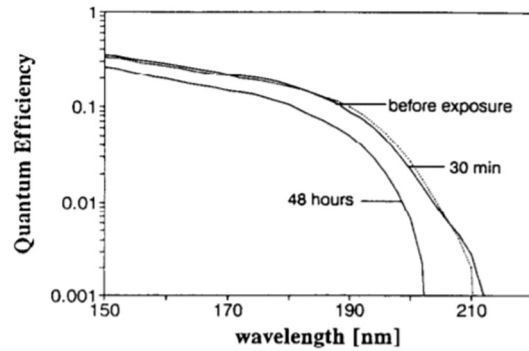


図 17 CsI の大気暴露 (RH35%) による検出効率劣化
(Breskin 1996)

48 時間の暴露を表す曲線が検出効率低下を示している。

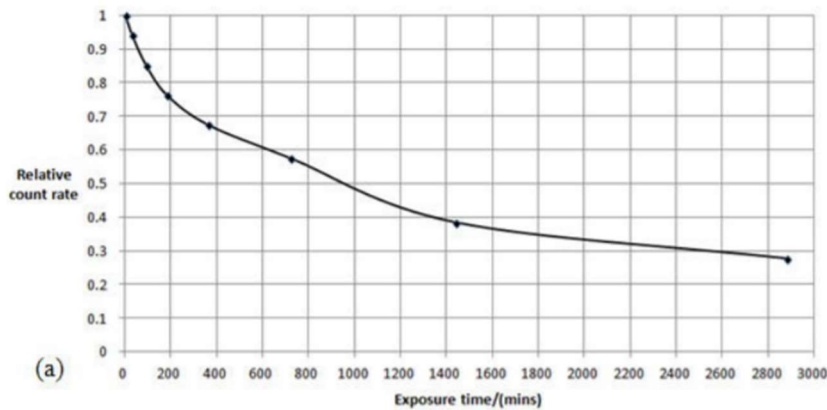


図 18 CsI を湿度の高い空気 (25°C, RH53%) に暴露した際の
時間経過に伴う検出効率の低下 (160 nm 光源)
(Liu et al. (2018))

3000 分の暴露で 3 割程度にまで検出効率が低下している。

また、CsI は大量の紫外線の照射によっても電子変換性能は低下すると示唆されている。Singh et al. (2009), Triloki et al. (2012)により、アルカリハライド光電物質は比較的大量の紫外線照射を受けると、若干の感度劣化を示すことが分かっている。光電物質の経年劣化試験は時間がかかり、実験室では実働時間に応じた試験ができないため、入射光量を増やすことでしか実施できない。図 19 に示すように、Liu et al. (2018)では、紫外線照射（入射光量は約 10^9 photons/s/cm²）を 10 時間連続で行い、検出効率減少を確認した。光電物質の寿命に及ぼす紫外線源の影響は複雑なプロセスであり、研究者によって異なる説明がなされている (Singh et al. (2007))。また、Triloki et al. (2012)により、同じ積算線量、照射波長であれば、照射強度が低いほど紫外線波長域の量子効率の劣化が顕著であることも判明している。

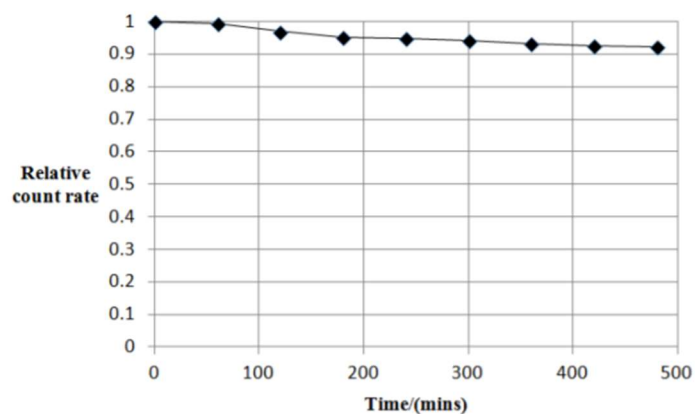


図 19 CsI へ大量の紫外線照射をした際の時間経過に伴う検出効率の低下
 (160 nm 光源, 約 10^9 photons/s/cm²)
 (Liu et al. (2018))
 500 分の照射で検出効率は 9 割程に低下している。

1.2.8. テーパーリング

テーパリング (tapering, funneling) とは, MCP の紫外線入射部を加工し開口率を上げる技術で, 検出効率の向上が期待できる (図 20, 21)。

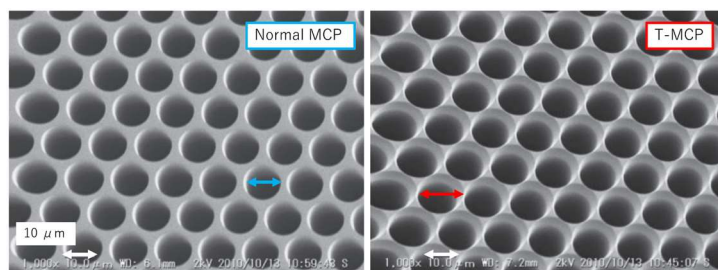


図 20 Normal MCP (左), T-MCP (右)
 (Matoba et al. (2011) より引用)

チャンネル間の面積が狭くなっている様子が分かる。

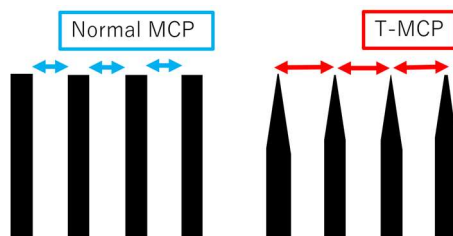


図 21 MCP 表面の断面図
 開口率の向上が見て取れる。

テーパー構造の断面を図 21 よりも正確に表すと図 22 のようになっている。

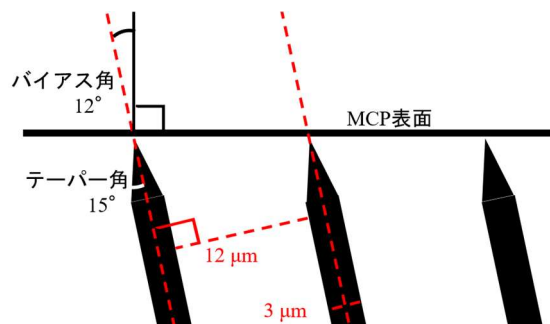


図 22 実際のテーパー構造断面図

チャンネル軸と MCP 表面鉛直方向のなす角はバイアス角と呼び、
実験で用いた MCP は 12° である。

テーパー構造の製造方法の概要を説明する。

チャンネルを取り囲む鉛ガラス壁は、酸耐性の異なる 2 つの種類のガラスから構成されている。ここで、適切な温度、時間、濃度条件で MCP の基となるガラス円盤を酸に浸すことにより、テーパー構造を形成する。

より詳細を述べると、テーパーMCP は図 23 に示したようにコアガラスと 2 種類のクラッドガラス (1, 2) で構成されている。また、コアガラスとクラッドガラス 1 の間にはファイバー製造中にガラスが溶けて混ざった反応層が出来ている。この反応層は結合が弱く、コアからのイオン拡散も影響しエッチングに対して弱いという特性がある。その為、エッチングの際にコアと反応層の境界からエッチングが進みファネル構造が形成される。エッチングのされやすさは、反応層 > クラッド 1 > クラッド 2 > コアとなる。

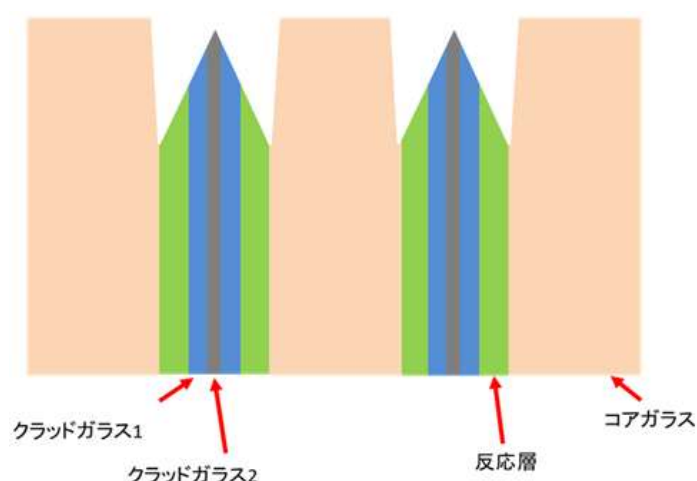


図 23 テーパー構造の製造方法
2 種のガラスの酸耐性の差を利用する。

1.2.8.1. ミッションにおけるテーパリングの現状

今までのミッションでは MCP のテーパリングは適用されていない。ただ、これから行われるミッションでは採用される可能性がある。MCP を用いて紫外線観測を行うと考えられる将来のミッションとして、NASA の LUVOIR, HabEx, CETUS や JAXA の JUICE 等があり、観測機器の仕様は検討段階である。テーパリングに関する先行研究は少ないので、ミッションへの有用性を評価するためにも、研究を進めていく必要がある。

1.2.8.2. テーパリングの先行研究

的場 (2020)では、テーパ加工をした MCP に、様々な大きさのエネルギーを持つイオンを入射し、検出効率を測定した。図 25, 26 に示すように、入射するイオンのエネルギーの増加に伴い、検出効率は増加し、ある一定の値に漸近した。その値は開口率と同程度であった。開口率に伴って検出効率は向上し、100%近くの開口率の MCP の最大検出効率は約 100%となった。図 26 では、入射イオンに対する電子変換効率向上のために MgO コーティングを施していても、テーパリング加工が検出効率向上に寄与していることが分かる。図 24 におけるパルスハイト分布は、ガウス分布と異なる形状をしているように見える。

以下の図では、開口率を 90%としたテーパ加工 MCP を T90-MCP、開口率約 60%の Normal MCP を C-MCP として表記している。

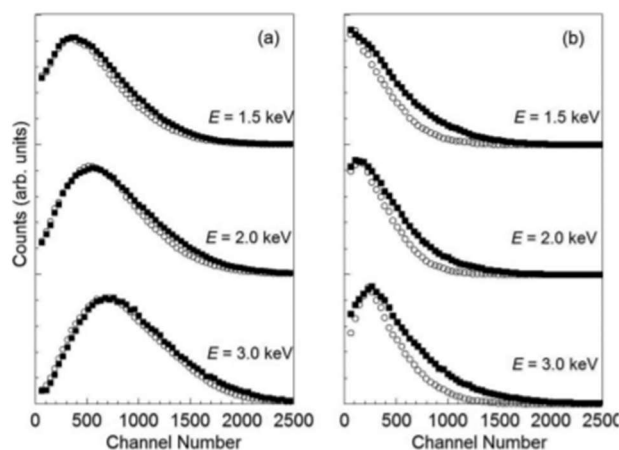


図 24 Ne⁺イオン(a)及び Xe⁺イオン(b)を入射した際の
T90-MCP (■) 及び C-MCP (○) のパルスハイト分布
横軸はゲインを表すが、アンプの増幅率は違うため、
左右のグラフの直接比較はできない。

T90-MCP の PHD は C-MCP と比較して若干広いが、MCP 製作ロット毎のパルス増幅率のばらつきよりこの際は小さい。これは電子増倍が開始されると T-MCP と C-MCP はほぼ同じ数の電子を出力することを意味している。

(的場 (2020))

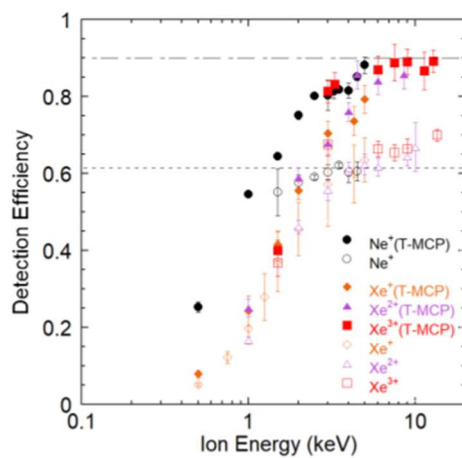


図 25 T90-MCP 及び C-MCP の様々なイオンに対する検出効率の入射エネルギー依存性
一点鎖線及び点線は、T90-MCP 及び C-MCP の開口率を示す。(的場 (2020))

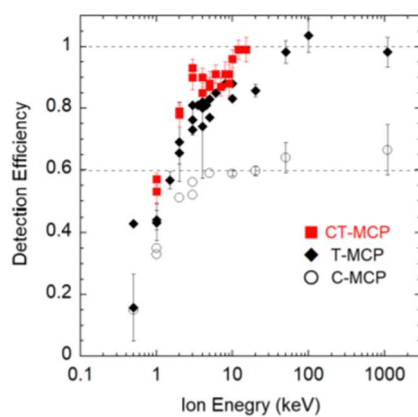


図 26 MgO コーティングされた CT100-MCP, T100-MCP 及び C-MCP の
1-3 価の Ar イオンに対する検出効率の入射エネルギー依存性
(的場 (2020))

1.2.8.3. テーパー構造がもたらすパルスハイト分布への影響

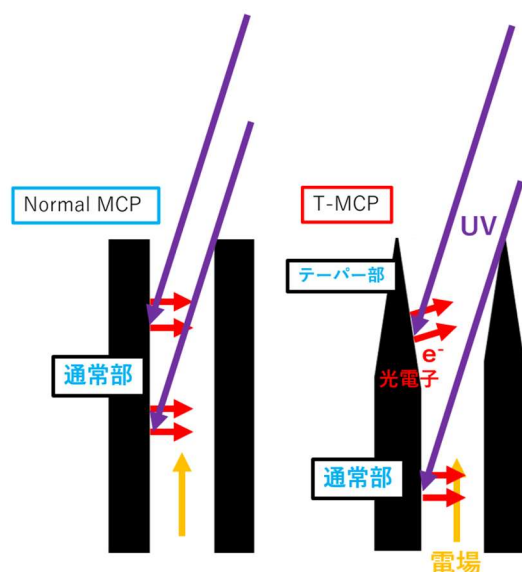


図 27 テーパー構造による電子増倍の開始過程の差異
電場の強さと入射光の到達する深さの違いが、
Normal MCP と T-MCP のゲインの違いを生じさせていると考えられる。

図 27 に示すように、MCP のチャンネル入り口付近の構造を“通常部”，“テーパ部”と呼称して区別する．ここで，2 種の構造における光電効果を発端とする電子増幅は，それぞれ特性が異なると考えられる．2 種類の電子増倍過程があることは，ゲインの異なる 2 つのパルスハイト分布を形成する可能性を示唆する．

・ T-MCP の通常部で発生した光電子

光の入射位置が深くなるため，Normal MCP よりは，平均的な発生位置が上図におけるチャンネル下方に偏り，電子増倍を起こす距離が短くなると考えられる．

・ T-MCP のテーパ部で発生した光電子

テーパ部は，チャンネル内より電場が弱くなると考えられるので，十分なエネルギーを得られずにガラス壁への衝突を起こす，または，発生させた二次電子がチャンネル外へ逃げる可能性がある．

考察で Normal MCP と T-MCP のチャンネル入り口の電場の詳細を図示する．

1.3. 本研究の目的

検出効率向上のために潮解性という欠点のある光電物質に代わる実用的な方法のひとつとして，テーパリングが挙げられる．しかし，紫外線検出におけるテーパ加工の効果に

については未だ確立した理論は無い。そこで、本研究ではテーパー加工を施した MCP の検出効率やパルスハイト分布について、入射紫外線に対する波長依存性、MCP への印加電圧依存性を評価し、その特性を明らかにする。また、テーパリングと光電物質を併用した際の検出効率向上の効果についても検証する。

2. テーパー加工 MCP のパルスハイト分布の測定

2.1. 実験概要

実験では以下の表 3 に示す 2 つの MCP (3 段重ね) を用いた。また照射した光の測定波長は以下の表 4 に示す。実験の目的は、以下に示した 3 種の MCP の構成部分について様々な波長におけるパルスハイト分布と検出効率の特性を調べることである。

実験のイメージを図 28, 29 に示す。

表 3 実験で使した MCP

	直径 [mm]	1 段目開口率 [%]	光電物質
Normal MCP	42	57	Bare 部のみ (なし)
Tapered MCP (T-MCP)	20	90	Bare 部と CsI 蒸着部

※T-MCP は 1 段目のみテーパー加工。

Normal MCP, T-MCP とともにバイアス角は 12° , チャンネル径は $12\ \mu\text{m}$ である。

Normal MCP, T-MCP は、3 枚重ねであり、その一枚当たりの MCP のチャンネル長/チャンネル口径の比は 40:1 である。即ち、3 枚を重ねた時、電子増倍過程が行われる距離は、チャンネルの口径 $12\ \mu\text{m}$ の 120 倍となり、 $1440\ \mu\text{m}$ となる。

T-MCP のテーパー構造の詳細なパラメータは、考察の 3.1.1. で述べる。

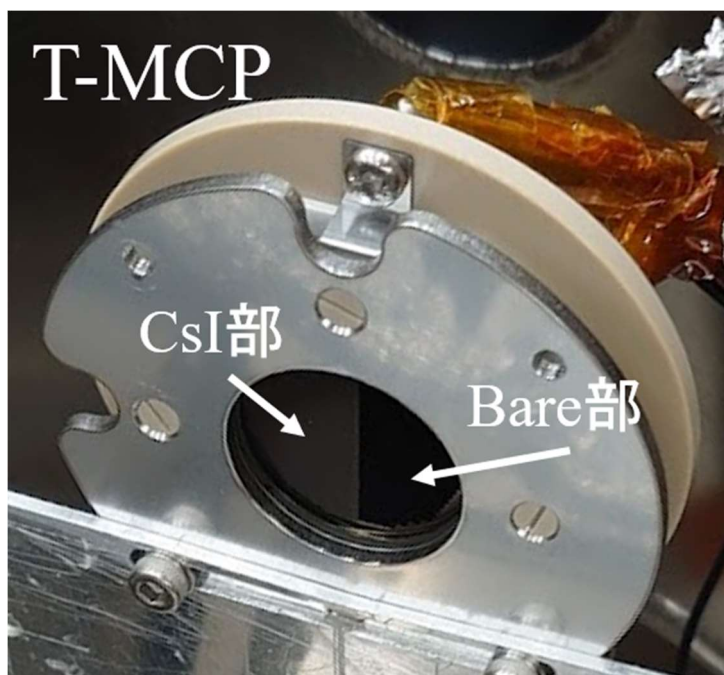


図 28 実験で使した T-MCP

T-MCP は CsI 部, bare 部からなる。表面の色が違う様子が見える。

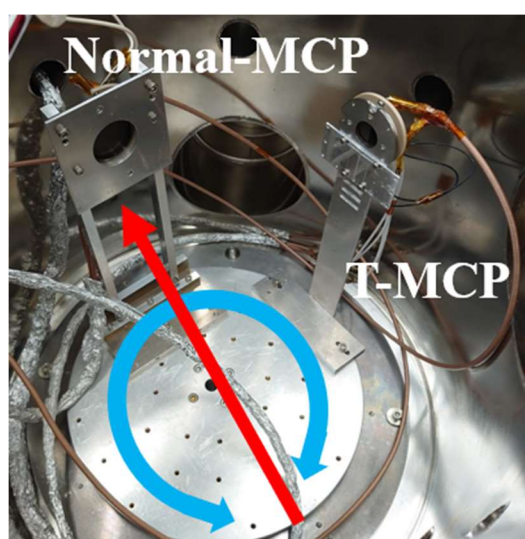


図 29 真空チャンバ内部

台を回転させて、光入射位置に MCP をセットした。

表 4 実験で用いた波長

波長 [nm]	使用したランプ
30.4	ガスフローランプ (He)
46.2	ガスフローランプ (Ne)
58.4	ガスフローランプ (He)
67.2	ガスフローランプ (Ar)
73.4	ガスフローランプ (Ne)
83.4	ガスフローランプ (O)
104.8	ガスフローランプ (Ar)
121.4	ガスフローランプ (Ar)
121.6	重水素ランプ
130.4	ガスフローランプ (O), 重水素ランプ
140	重水素ランプ

図に示すように真空チャンバ内の回転台上に Normal MCP と T-MCP を設置し、光を照射し、MCA (Multichannel Analyzer) でパルスハイト分布を取得した。測定で MCP アセンブリ (MCP とアノードで構成) に印加した電圧は -2.1, -2.2, -2.3, -2.4kV である。ここで負の電圧を印加しているのは、2つの理由がある。1つ目に、アノードに高電圧がかかり破損するリスクを避けるためである。2つ目に、空中の電子が MCP 内部に引き寄せられてノイズを生じることを避けるためである。負の高電圧印加により空中のイオンを引き寄せてノイズを生じる可能性はあるが、電子よりも数千倍以上質量が大きいため、その可能性は電子の場合より低い。

1.2.6.で述べたが，MCP の 3 段目とアノードの間にはブリーダー抵抗が接続されており，MCP アセンブリにかかる電圧より，MCP 自体にかかる電圧は低くなる．
 Normal MCP の抵抗は $200\text{M}\Omega$ ，この時用いたブリーダー抵抗は $15\text{M}\Omega$ である．
 T-MCP の抵抗は $180\text{M}\Omega$ ，この時用いたブリーダー抵抗は $9.1\text{M}\Omega$ である．
 故に各 MCP 本体への印加電圧は，MCP アセンブリへの印加電圧に対して，Normal MCP では $200/215 = 0.93$ 倍，T-MCP では $180/189 = 0.95$ 倍となる．
 MCP は印加電圧によりゲインが変化するので，電圧-ゲイン特性を調査する上で，MCP 本体への印加電圧を正確に把握する必要がある．
 計算の結果，MCP アセンブリへの印加電圧と実際に MCP 本体への印加電圧の数値は以下の表 5 のようになる．MCP に実際に印加されていた電圧を考慮して，Normal MCP，T-MCP のゲインの比較をする．

表 5 MCP アセンブリと MCP 本体への印加電圧

高圧電源出力電圧 [kV]	Normal MCP 印加電圧 [kV]	T-MCP 印加電圧 [kV]
2.1	1.95	2.00
2.2	2.05	2.09
2.3	2.14	2.19
2.4	2.23	2.28

2.2. 実験結果

2.2.1. パルスハイト分布

2.2.1.1. Normal MCP のパルスハイト分布

Normal MCP のパルスハイト分布を図 30-40 に示す．Wiza (1979) 等の先行研究で述べられてきたように，ガウス分布に従っている．

解析前のパルスハイト分布の縦軸はカウント数であり，光源の光量次第で変動可能性も含んでいる．ゲインの大きさと分布が今回確認したいパラメータであるので，縦軸については任意単位とした．

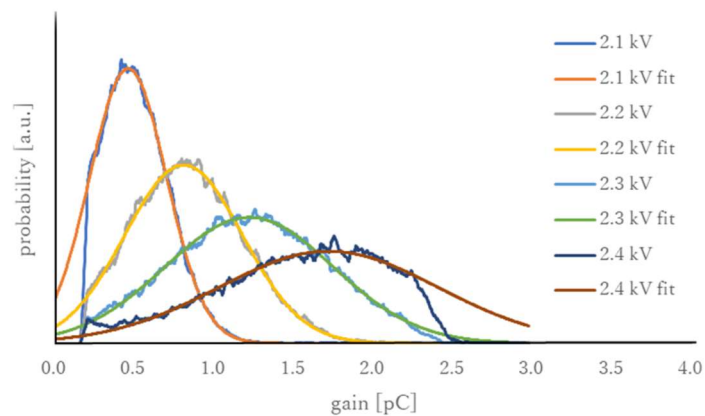


図 30 Normal MCP のパルスハイト分布 (30.4 nm)

各電圧でガウス分布に従う。電圧上昇に伴い、ゲインは増加し、その集中度は低下する。
すべての測定波長で同様の傾向が見られた。

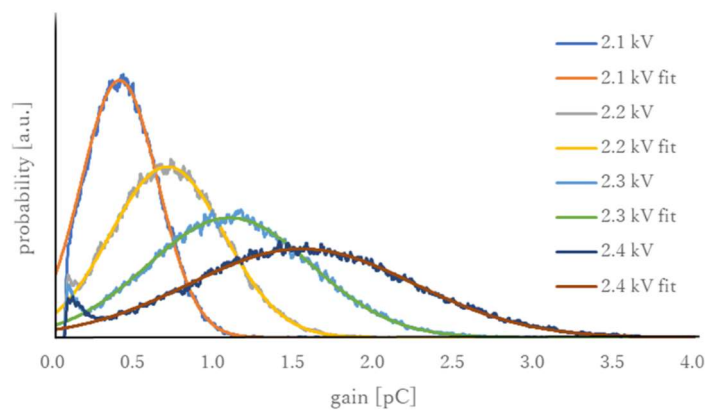


図 31 Normal MCP のパルスハイト分布 (46.2 nm)

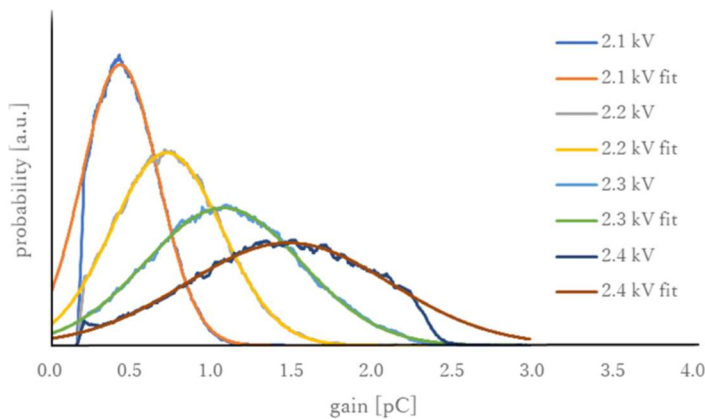


図 32 Normal MCP のパルスハイト分布 (58.4 nm)

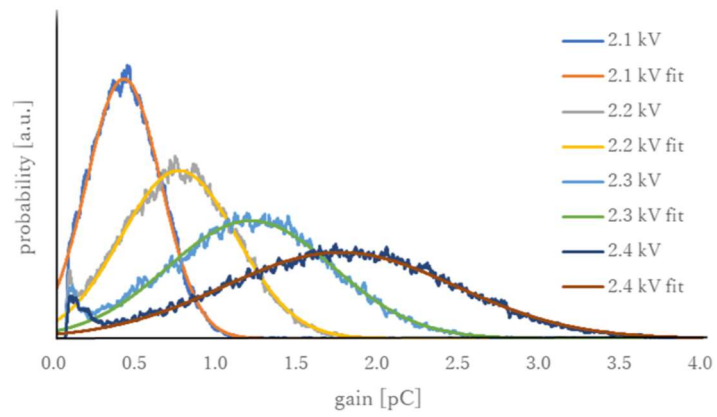


図 33 Normal MCP のパルスハイト分布 (67.2 nm)

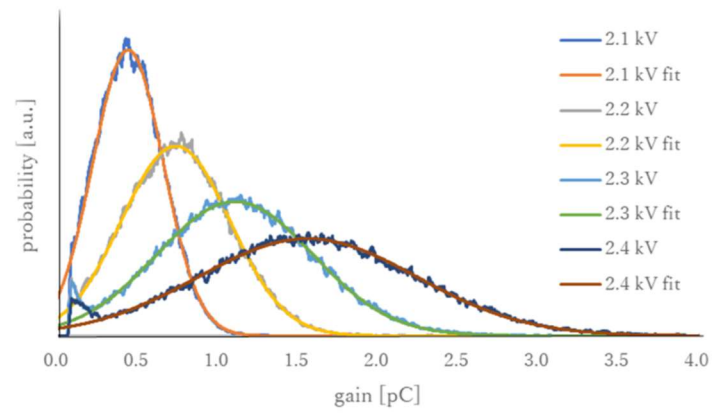


図 34 Normal MCP のパルスハイト分布 (73.4 nm)

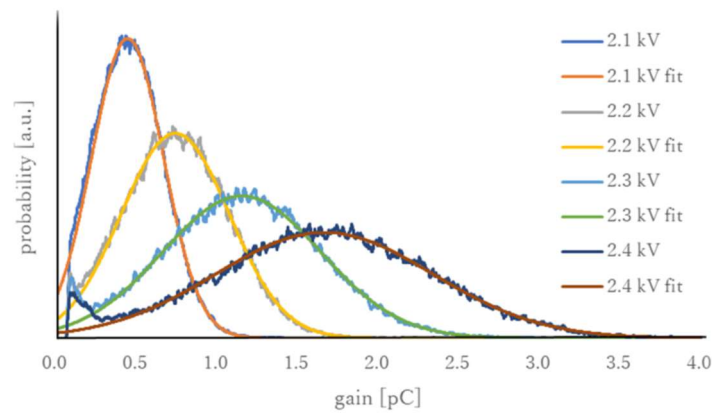


図 35 Normal MCP のパルスハイト分布 (83.4 nm)

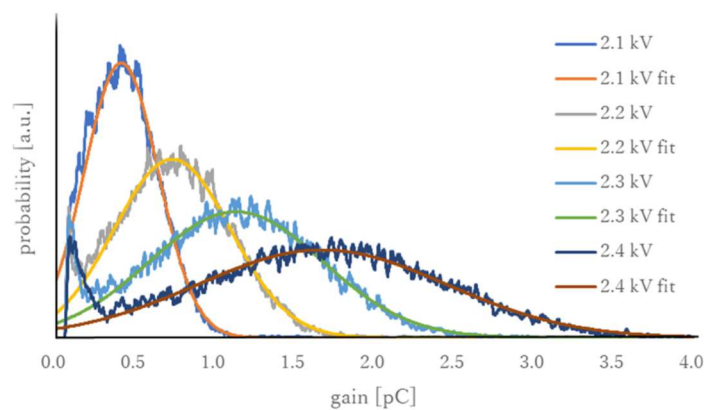


図 36 Normal MCP のパルスハイト分布 (121.4 nm)

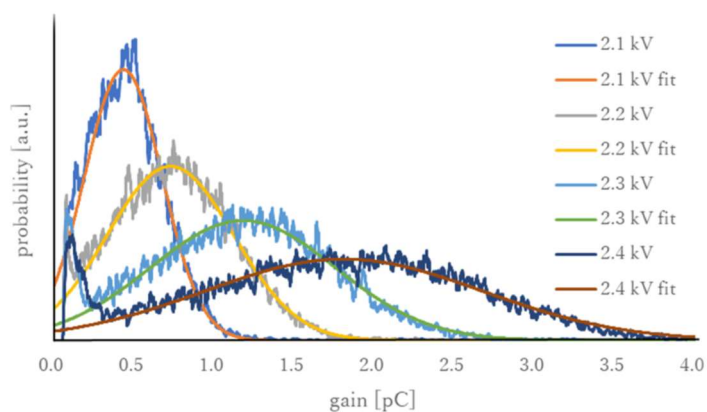


図 37 Normal MCP のパルスハイト分布 (130.4 nm)

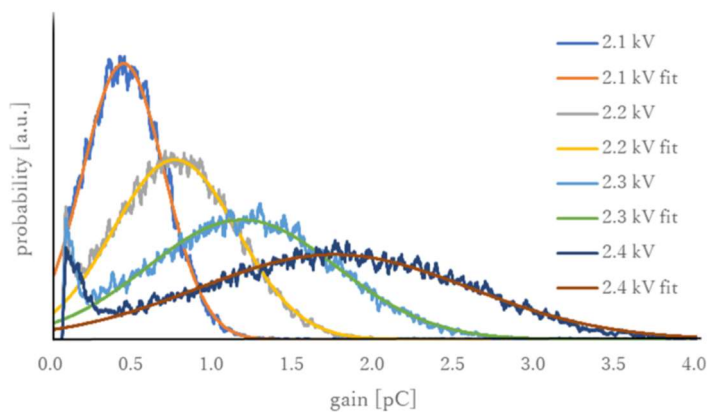


図 38 Normal MCP のパルスハイト分布 (121.6 nm (D_2 ランプ光源))

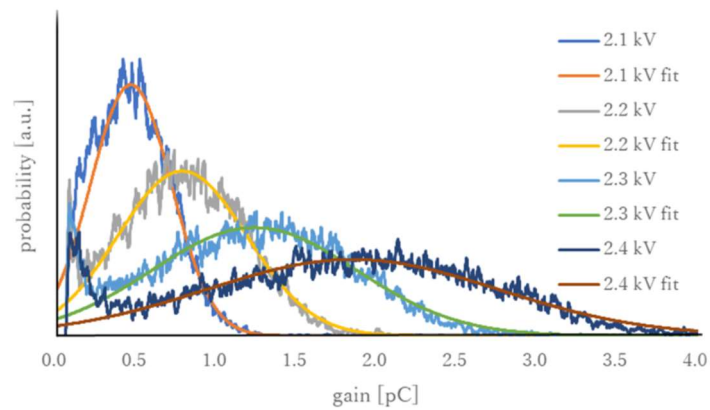


図 39 Normal MCP のパルスハイト分布 (130.4 nm (D_2 ランプ光源))

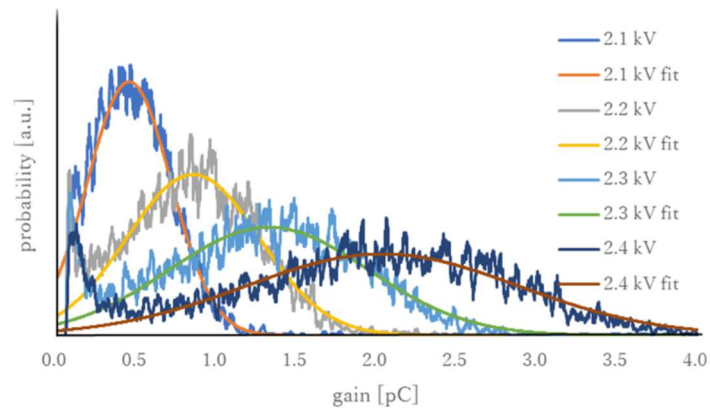


図 40 Normal MCP のパルスハイト分布 (140 nm (D_2 ランプ光源))

2.2.1.2. T-MCP のパルスハイト分布

1.2.8.3.で述べたように、T-MCP のパルスハイト分布は1つのガウス分布とならず、2つのガウス分布を組み合わせた分布となった。図 41-52 に T-MCP のパルスハイト分布を示す。

図 41 に示すように、T-MCP のパルスハイト分布を構成する2つのガウス分布を区別するための呼称を設けた。以降、T-MCP の bare 部のパルスハイト分布を構成するガウス分布の、ゲインが大きい方から、Tb1 (T-MCP bare 部 1st), Tb2 (T-MCP bare 部 2nd) とする。同様に T-MCP の CsI 部のパルスハイト分布について、TC1, TC2 と表記する。これに準じて、Normal MCP のゲインも図中では、N と表記する。

2.1kV の電圧印加では Tb1, Tb2 が重なり、フィッティングが適切に行えなかったのを検討しない。TC1, TC2 も同様である。

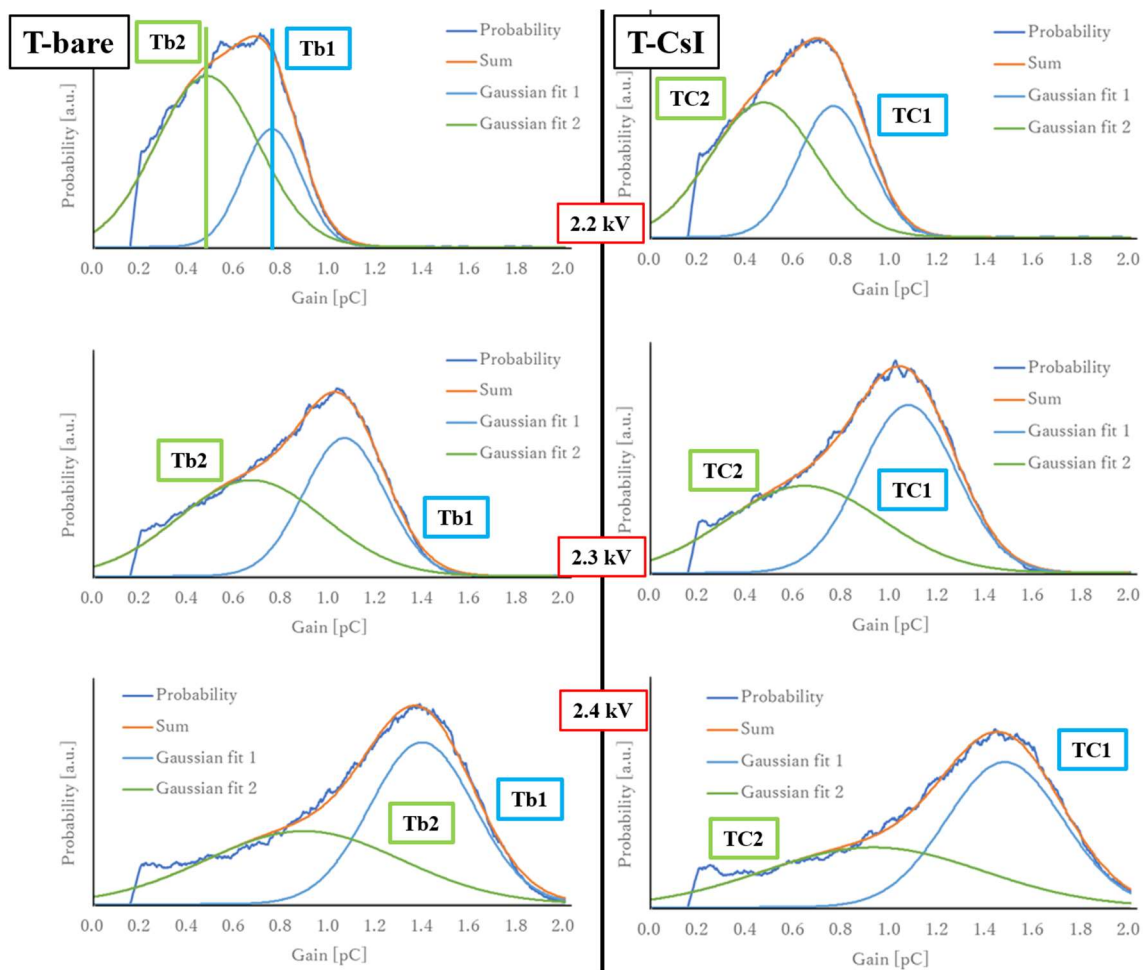


図 41 T-MCP のパルスハイト分布 (30.4 nm)

左が bare 部, 右が CsI 部への紫外線の照射をしたグラフ。
 上から順に 2.2, 2.3, 2.4 kV の電圧 MCP へ印加した結果である。
 Tb1, Tb2, TC1, TC2 を例示している。

2つのガウス分布でフィッティングが行えた。
 すべての測定波長で同様の傾向が見られた。

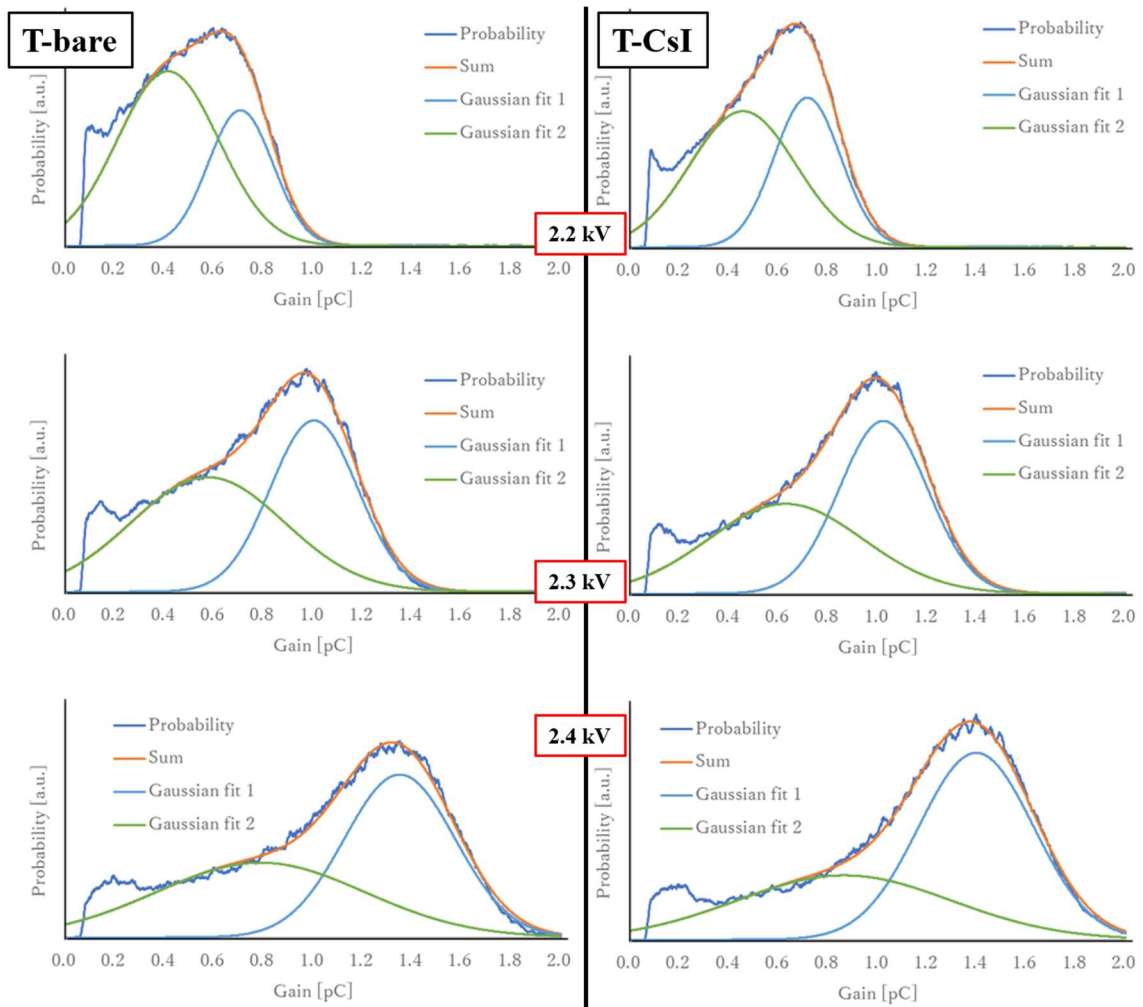


図 42 T-MCP のパルスハイト分布 (46.2 nm)

左が bare 部, 右が CsI 部.

上から順に 2.2, 2.3, 2.4 kV 電圧印加.

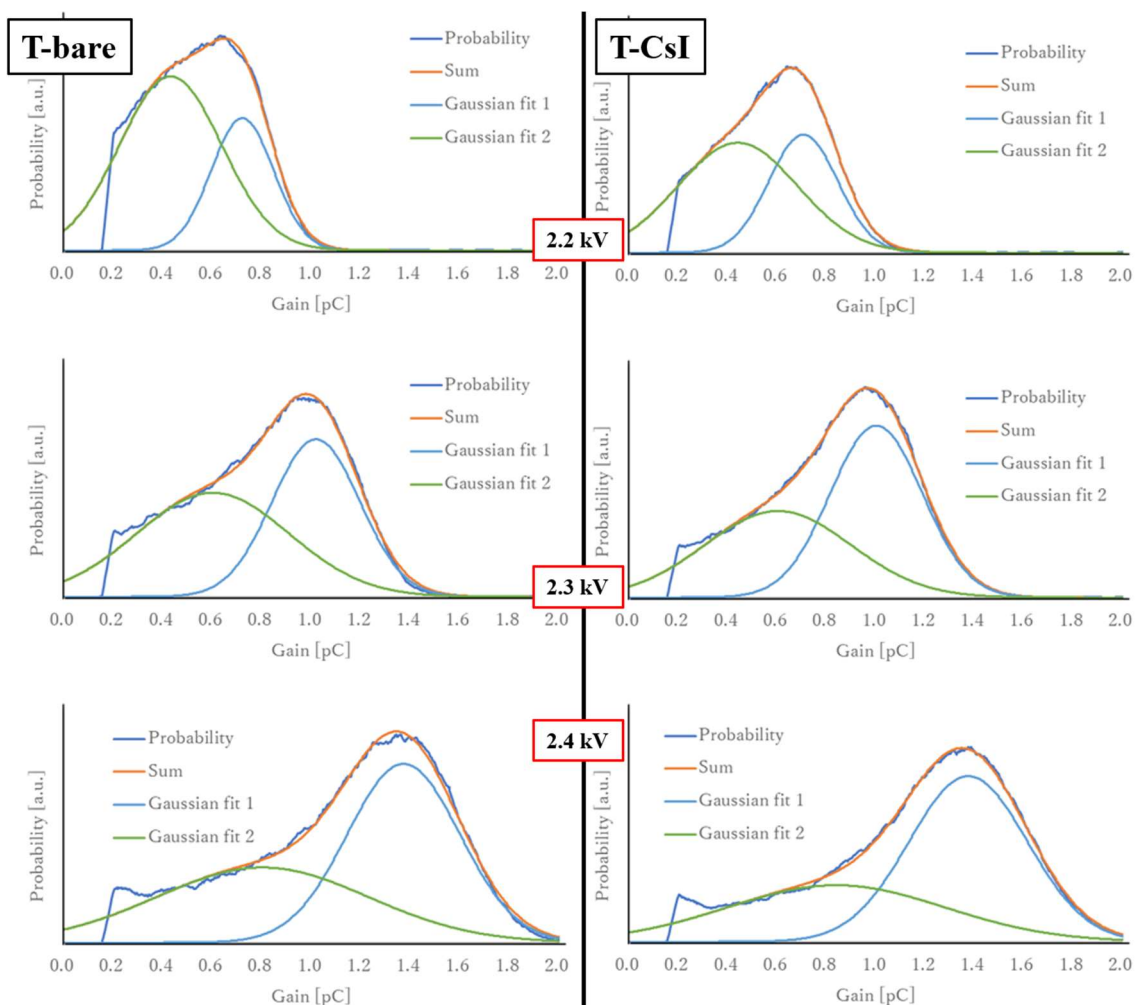


図 43 T-MCP のパルスハイト分布 (58.4 nm)

左が bare 部, 右が CsI 部.

上から順に 2.2, 2.3, 2.4 kV 電圧印加.

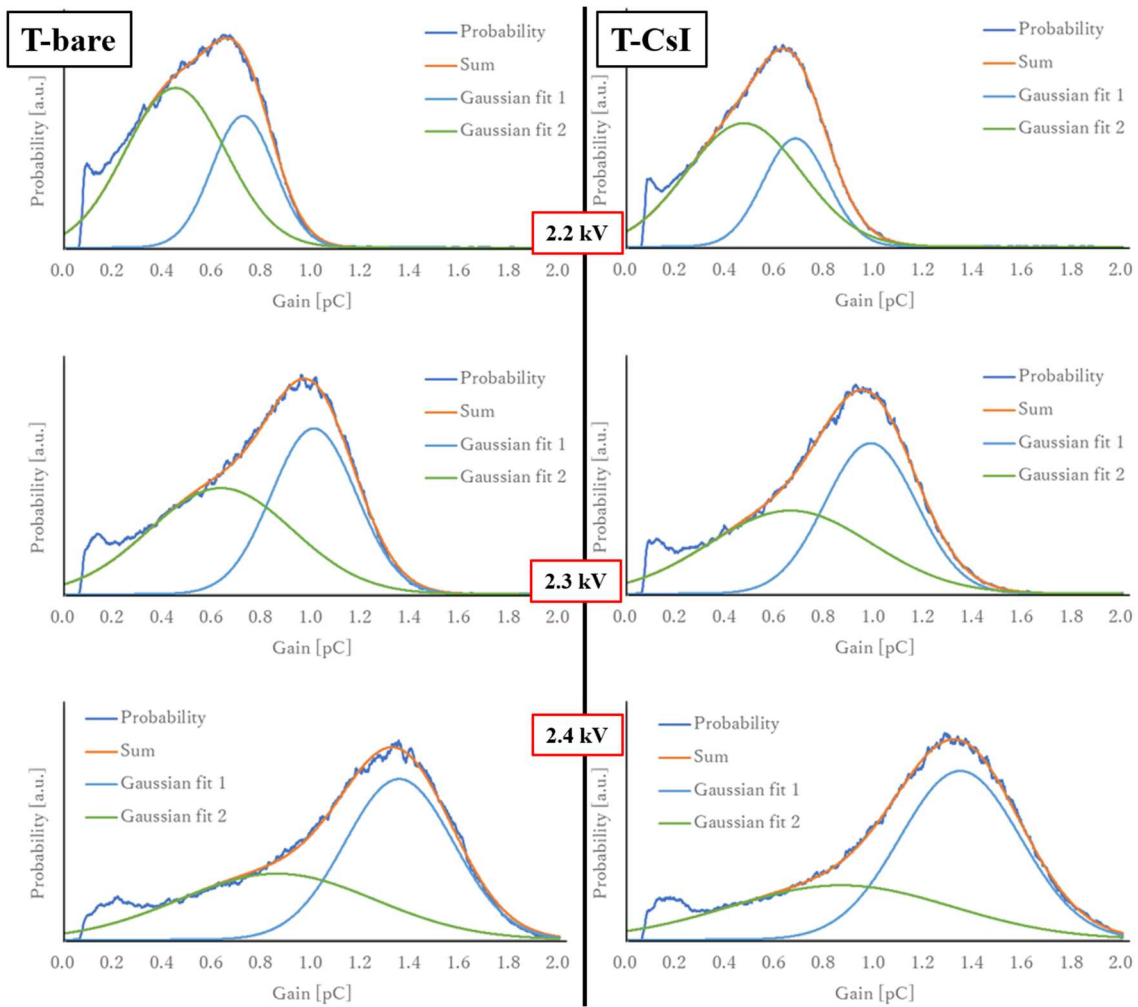


図 44 T-MCP のパルスハイト分布 (73.4 nm)

左が bare 部, 右が CsI 部.

上から順に 2.2, 2.3, 2.4 kV 電圧印加.

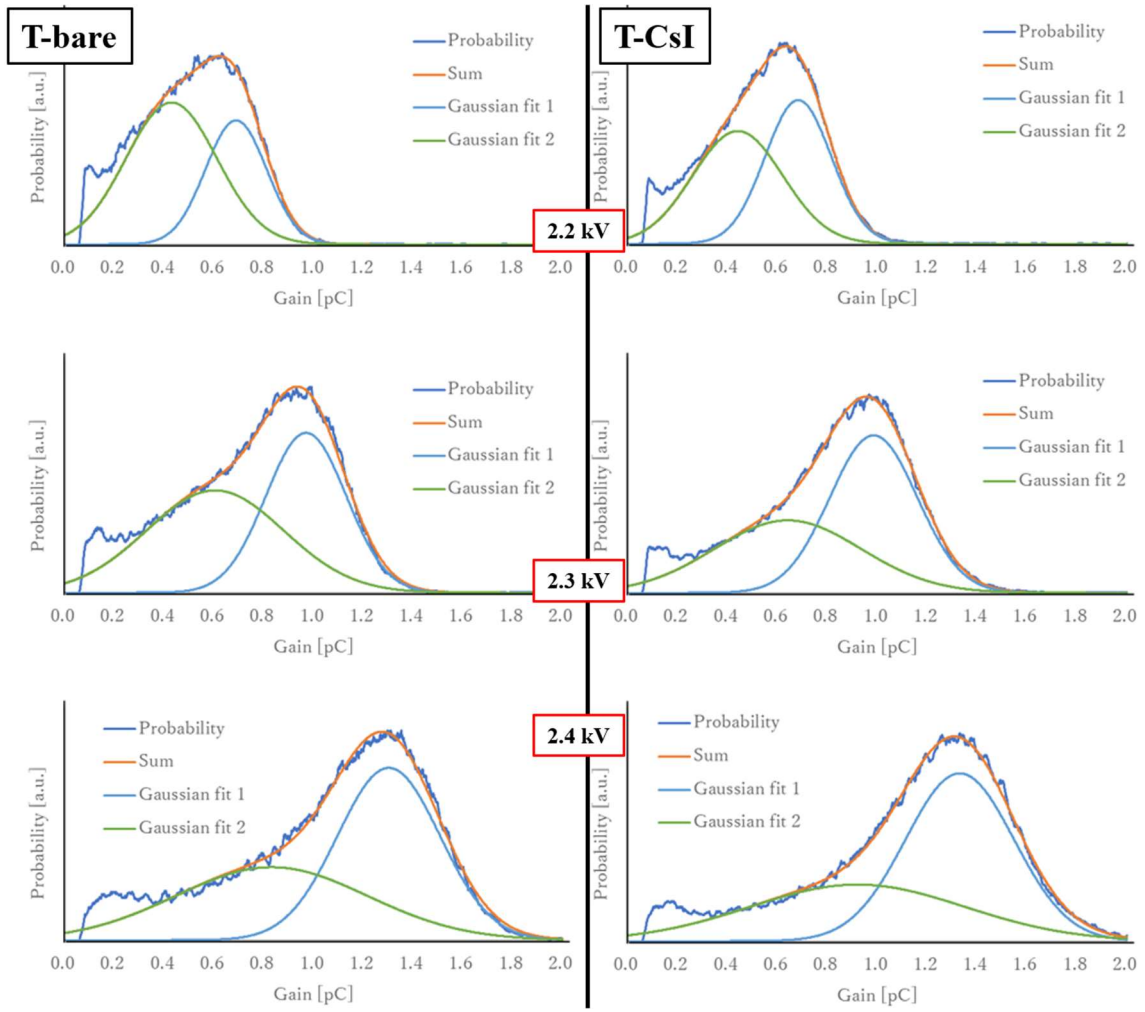


図 45 T-MCP のパルスハイト分布 (67.2 nm)

左が bare 部, 右が CsI 部.

上から順に 2.2, 2.3, 2.4 kV 電圧印加.

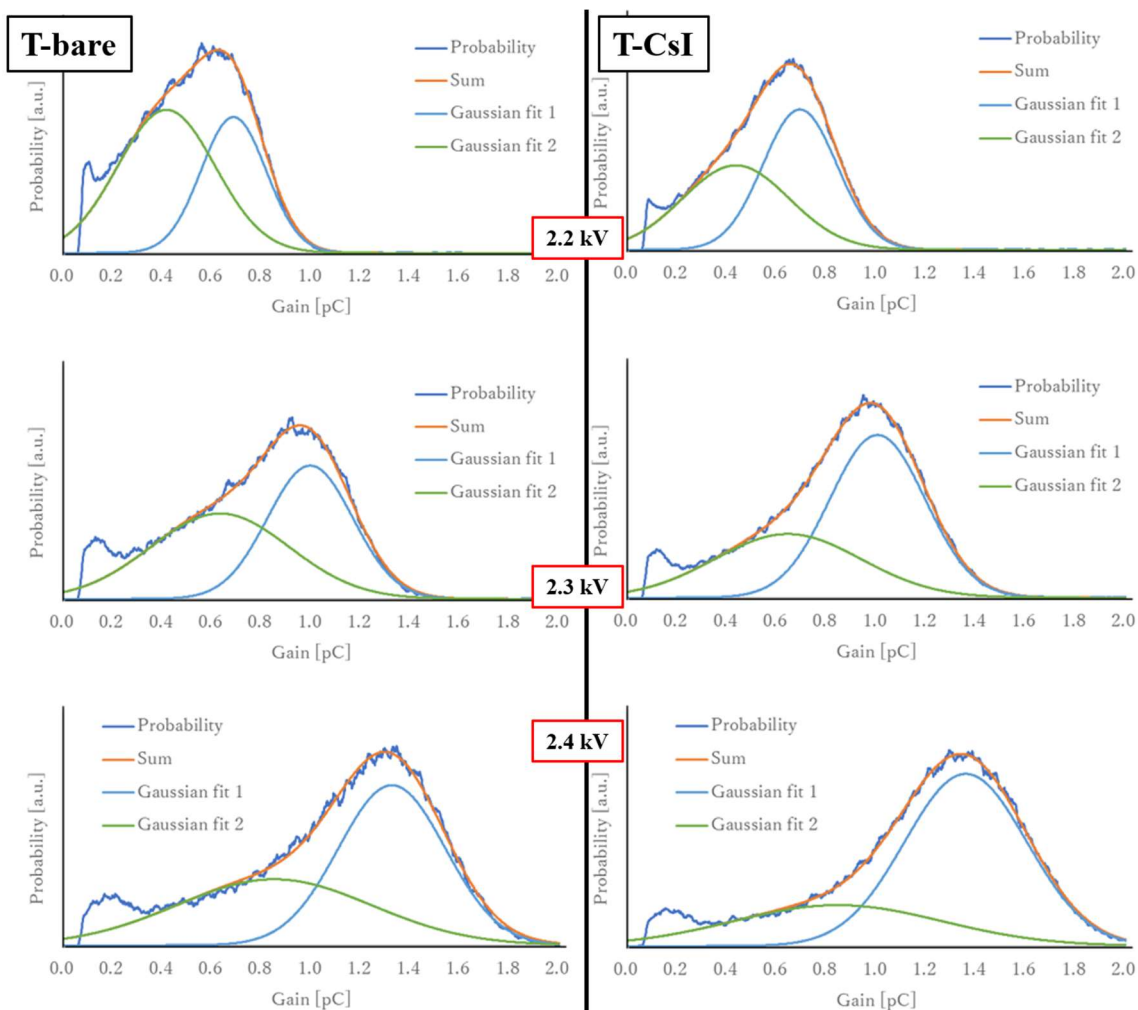


図 46 T-MCP のパルスハイト分布 (104.8 nm)

左が bare 部, 右が CsI 部.

上から順に 2.2, 2.3, 2.4 kV 電圧印加.

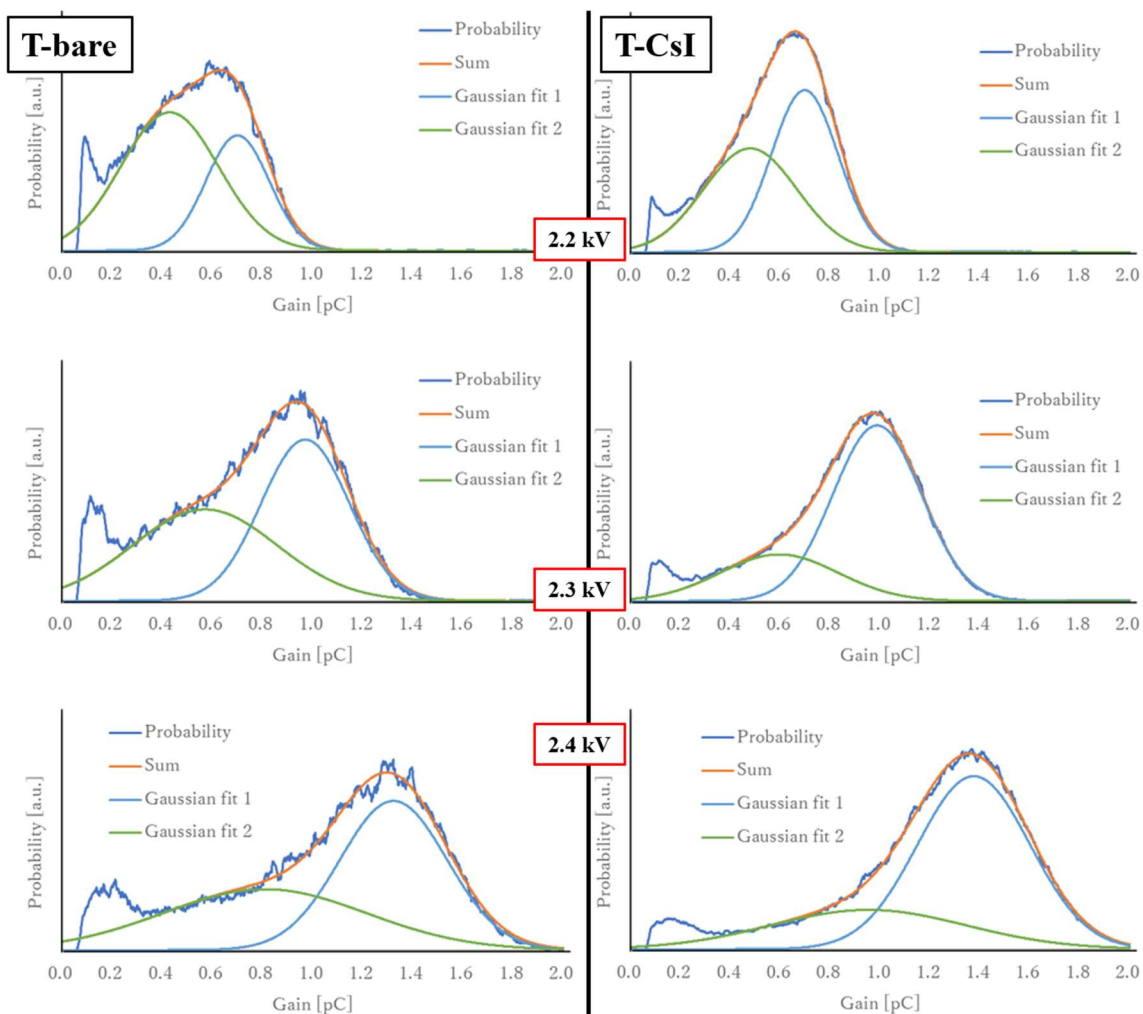


図 47 T-MCP のパルスハイト分布 (121.4 nm)

左が bare 部, 右が CsI 部.

上から順に 2.2, 2.3, 2.4 kV 電圧印加.

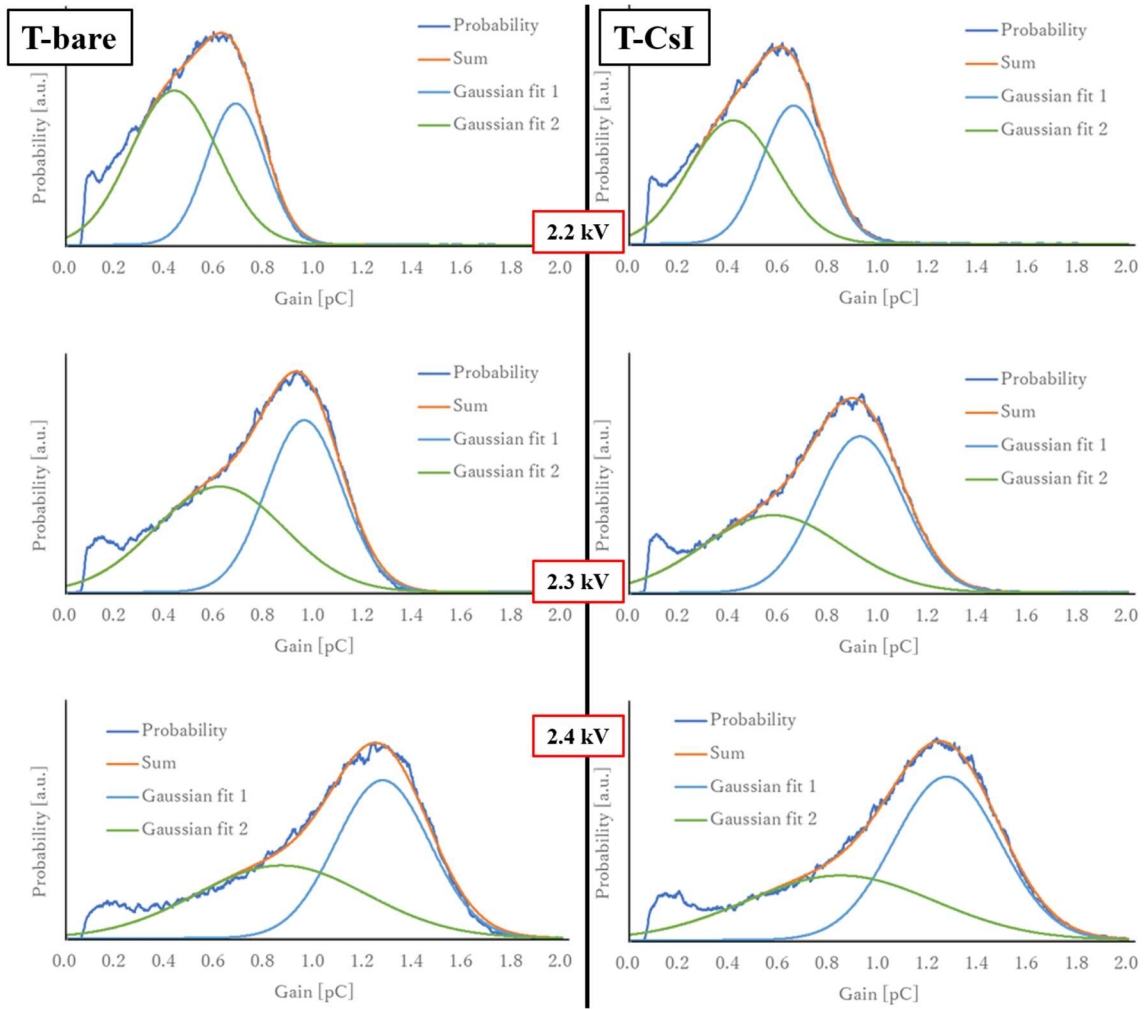


図 48 T-MCP のパルスハイト分布 (83.4 nm)

左が bare 部, 右が CsI 部.

上から順に 2.2, 2.3, 2.4 kV 電圧印加.

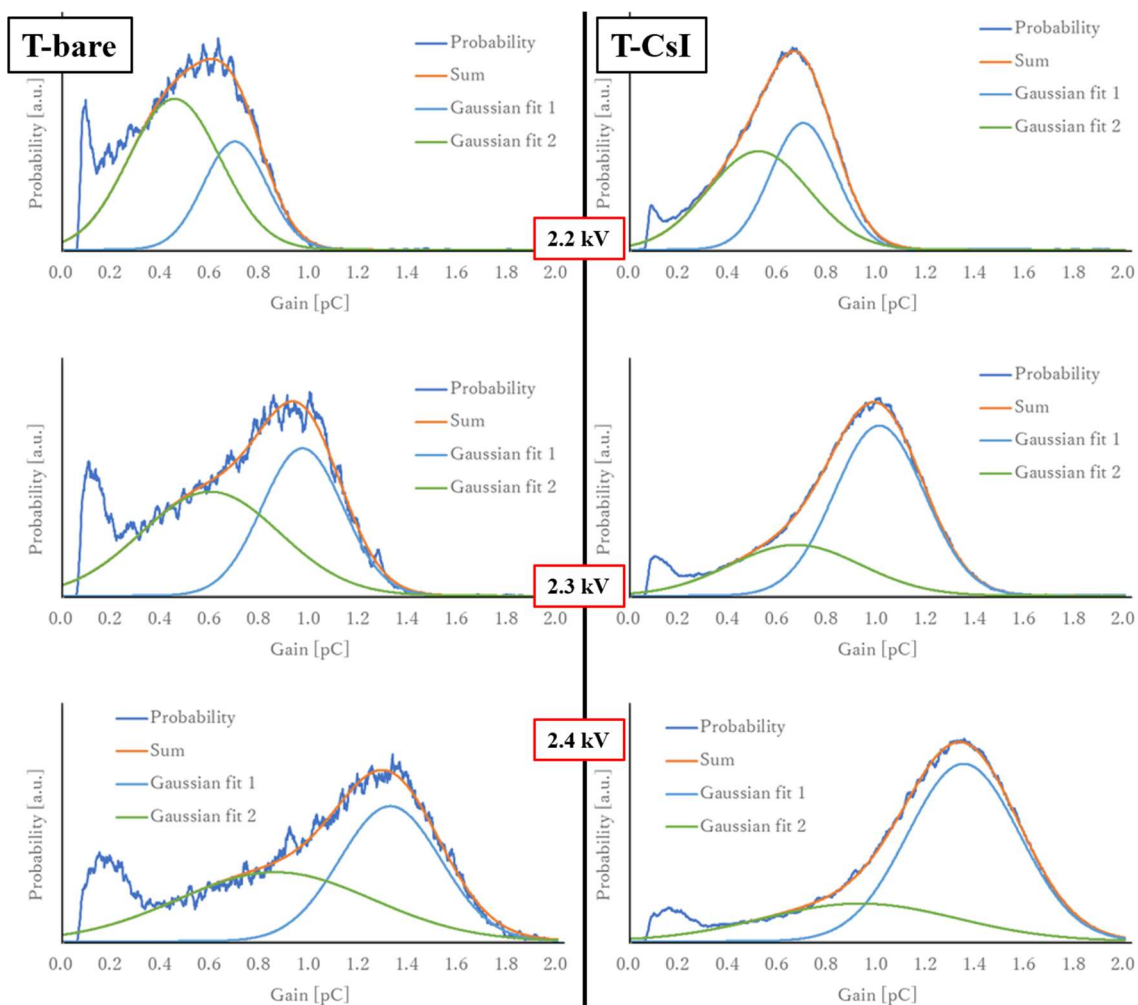


図 49 T-MCP のパルスハイト分布 (130.4 nm)

左が bare 部, 右が CsI 部.

上から順に 2.2, 2.3, 2.4 kV 電圧印加.

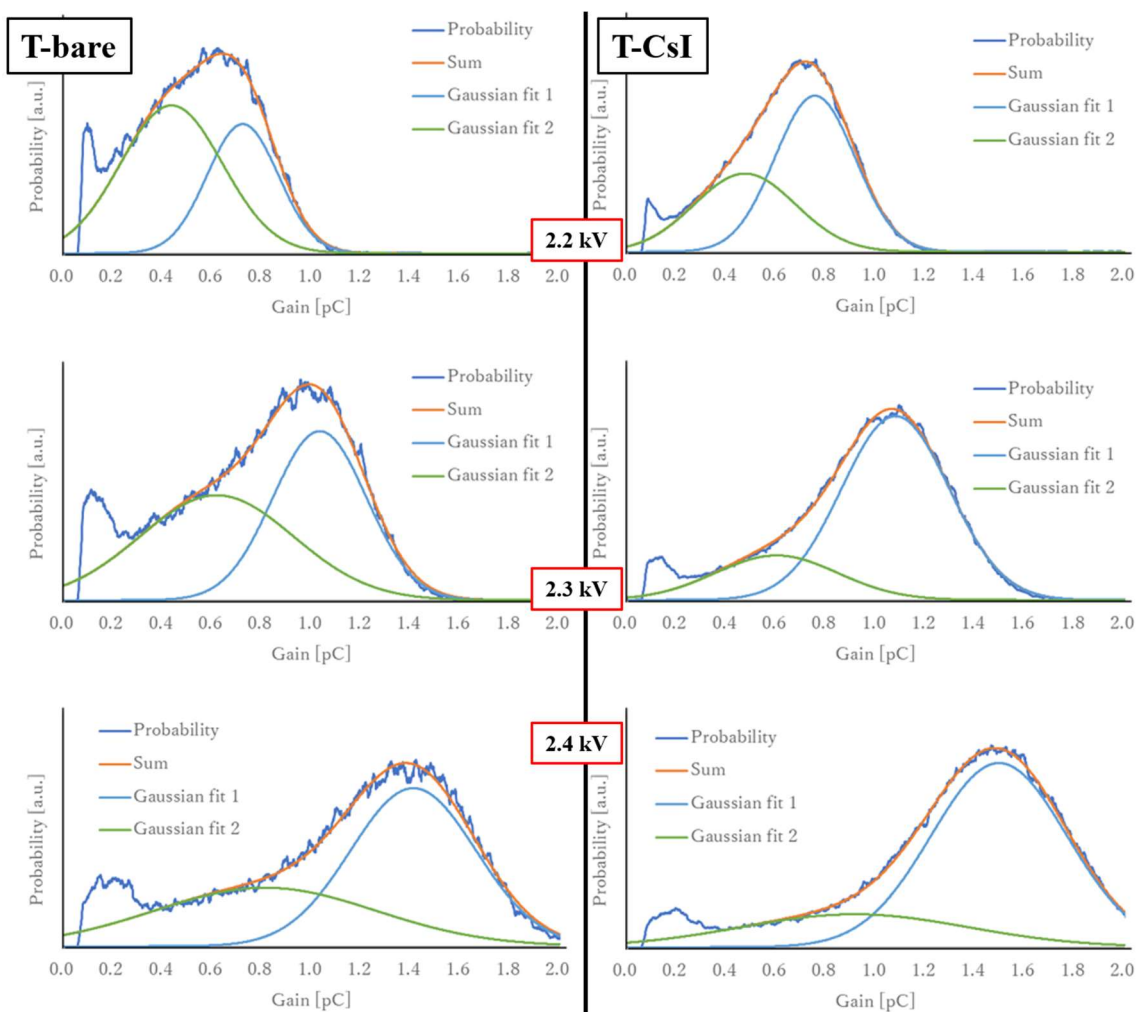


図 50 T-MCP のパルスハイト分布 (121.6 nm, D₂ ランプ)

左が bare 部, 右が CsI 部.

上から順に 2.2, 2.3, 2.4 kV 電圧印加.

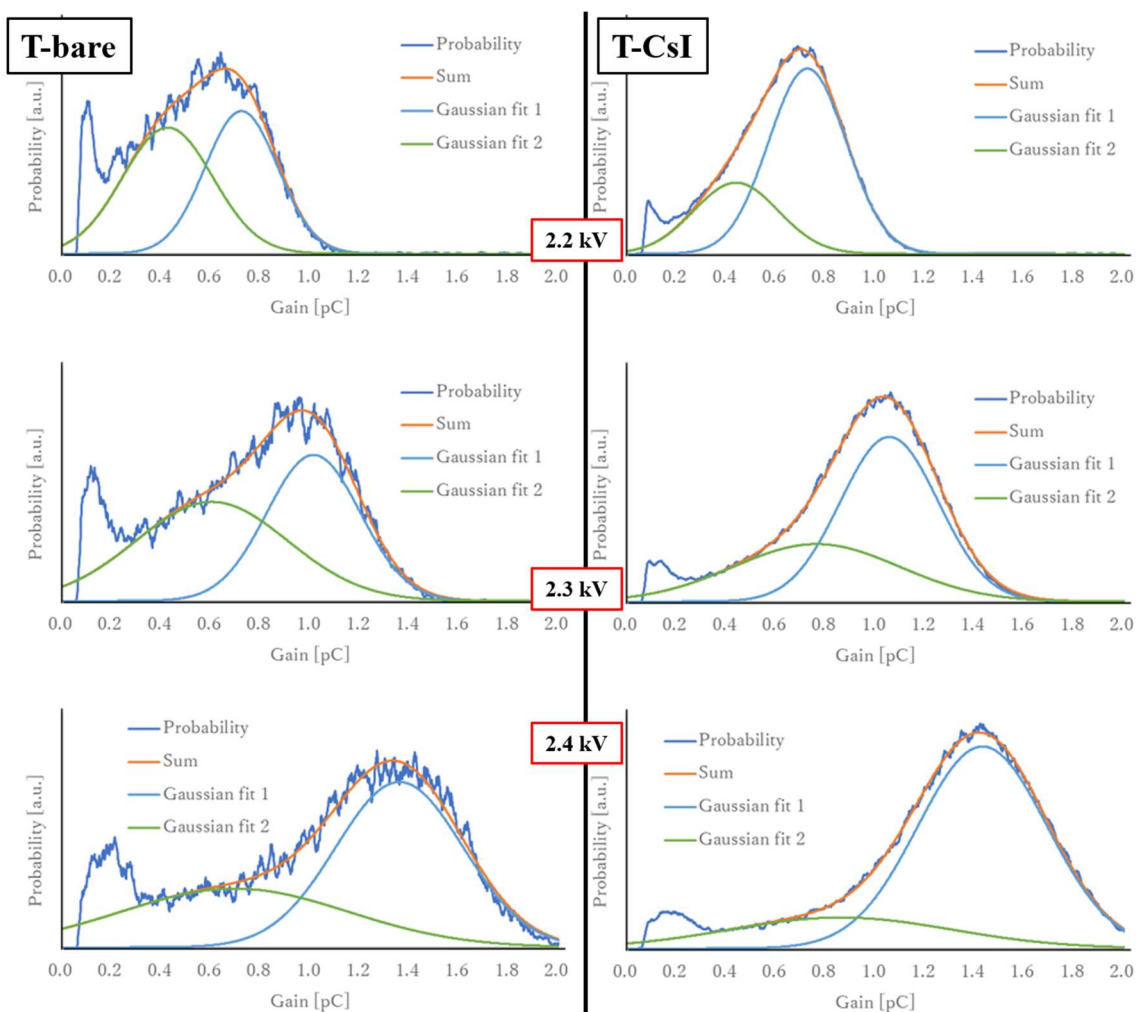


図 51 T-MCP のパルスハイト分布 (130.4 nm, D₂ ランプ)

左が bare 部, 右が CsI 部.

上から順に 2.2, 2.3, 2.4 kV 電圧印加.

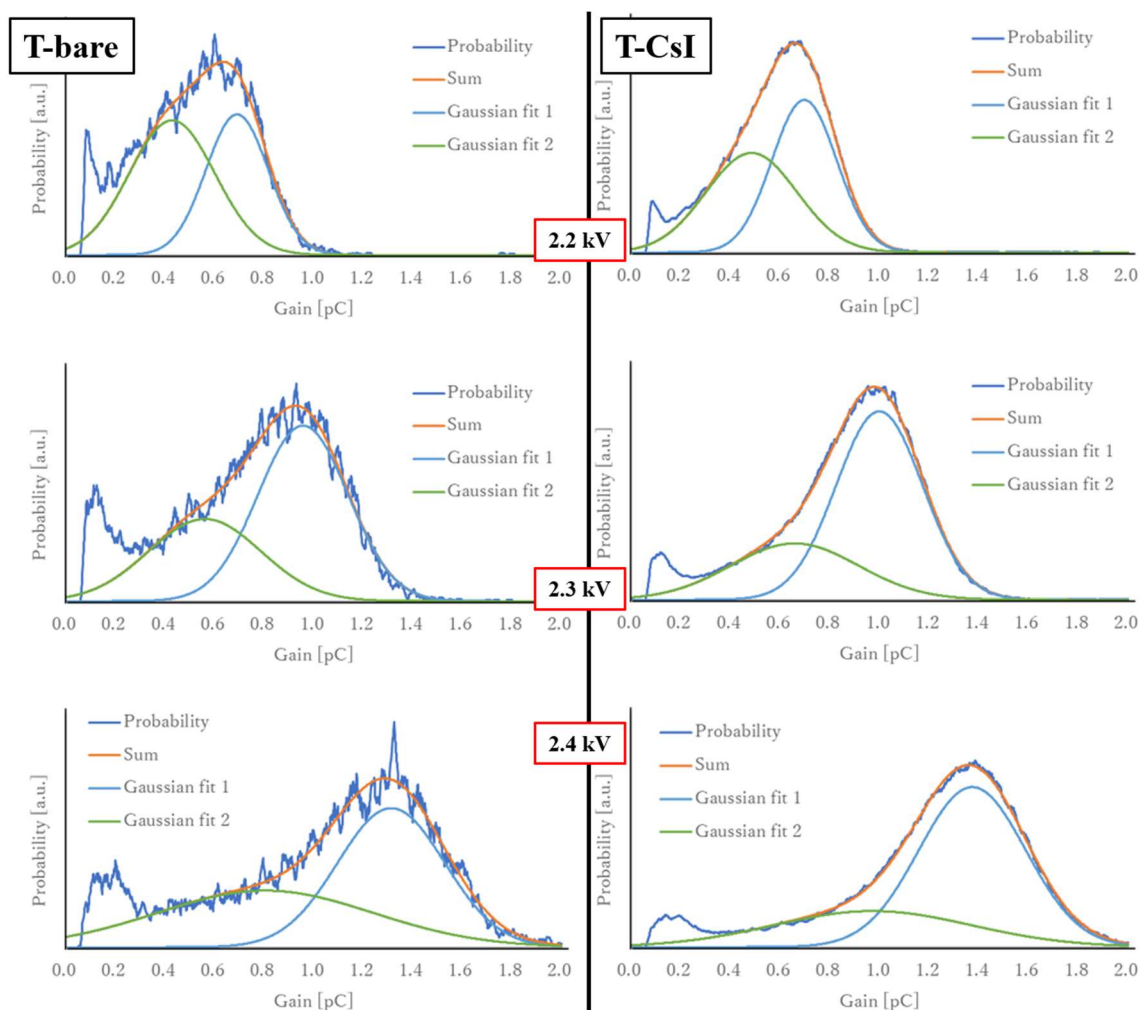


図 52 T-MCP のパルスハイト分布 (140 nm, D₂ ランプ)

左が bare 部, 右が CsI 部.

上から順に 2.2, 2.3, 2.4 kV 電圧印加.

2.2.1.3. Normal MCP, T-MCP のゲインの違い

2.2.1.2. のパルスハイト分布より得られた, Normal MCP のゲイン, Tb1, Tb2, TC1, TC2 のゲインを以下の図 53-57 にまとめる. これらの図より, 30-130 nm 程度の範囲におけるゲインについて波長依存性は見えない. Normal MCP, T-MCP のゲインは, 各電圧でこの波長域に亘って平均を取り, その値を各電圧の代表値として扱う.

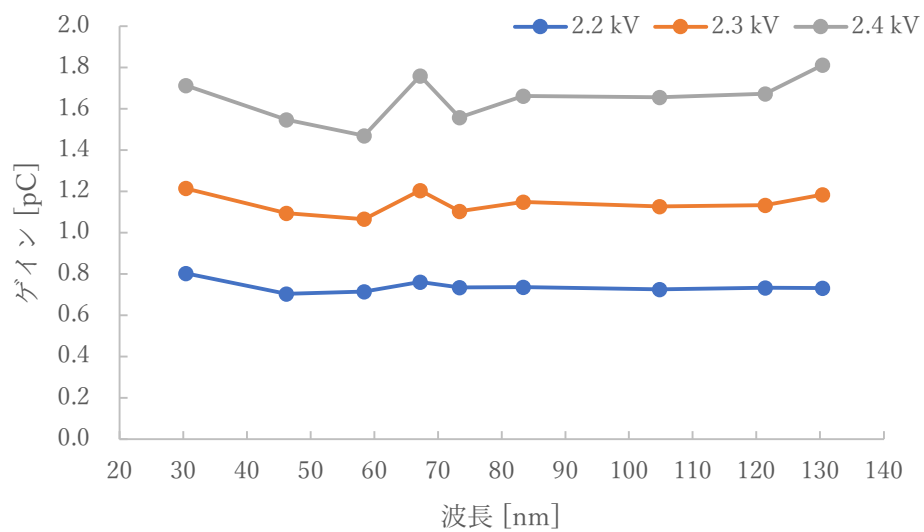


図 53 Normal MCP におけるゲインの印加電圧ごとの波長依存性
各電圧で共通する明確な波長依存性は見られない。

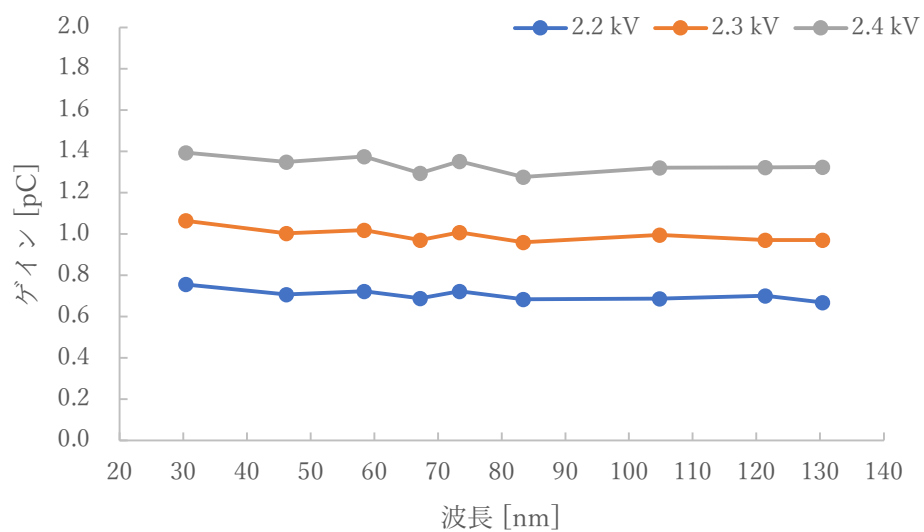


図 54 ゲイン Tb1 の印加電圧ごとの波長依存性
各電圧で共通する明確な波長依存性は見られない。

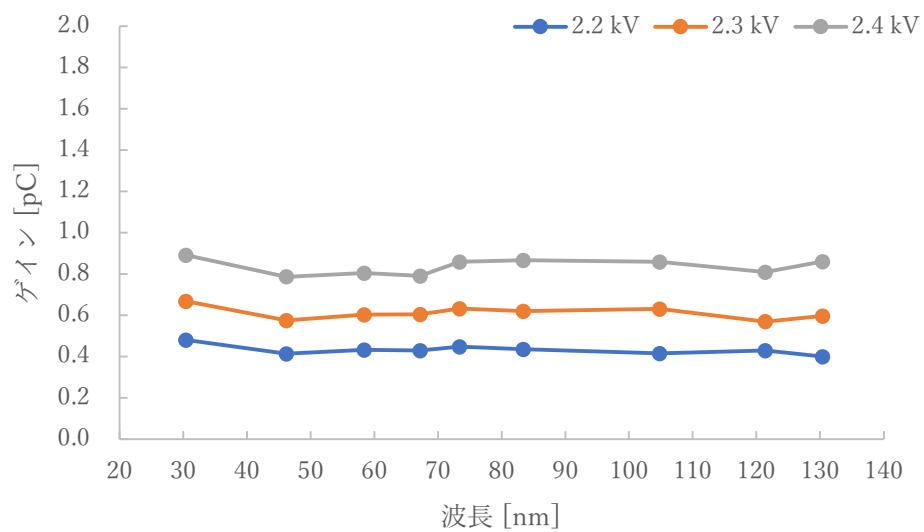


図 55 ゲイン Tb2 の印加電圧ごとの波長依存性
各電圧で共通する明確な波長依存性は見られない。

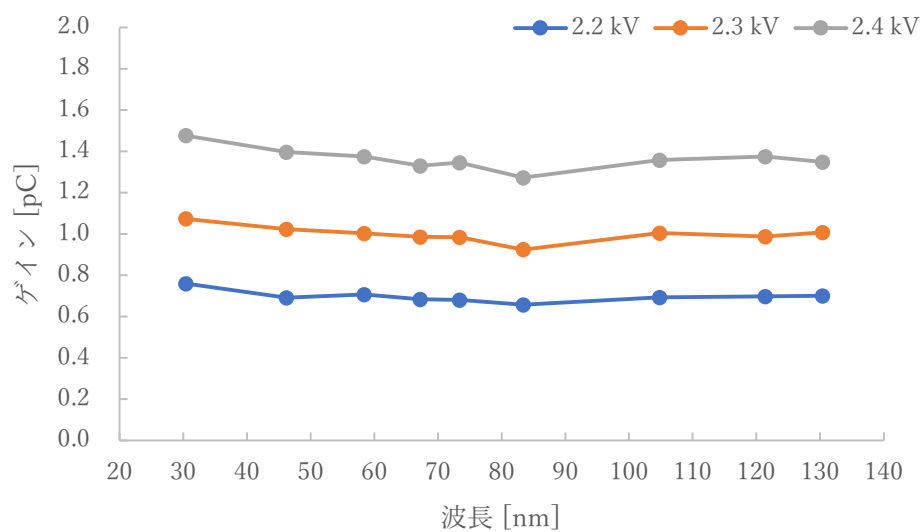


図 56 ゲイン TC1 の印加電圧ごとの波長依存性
各電圧で共通する明確な波長依存性は見られない。

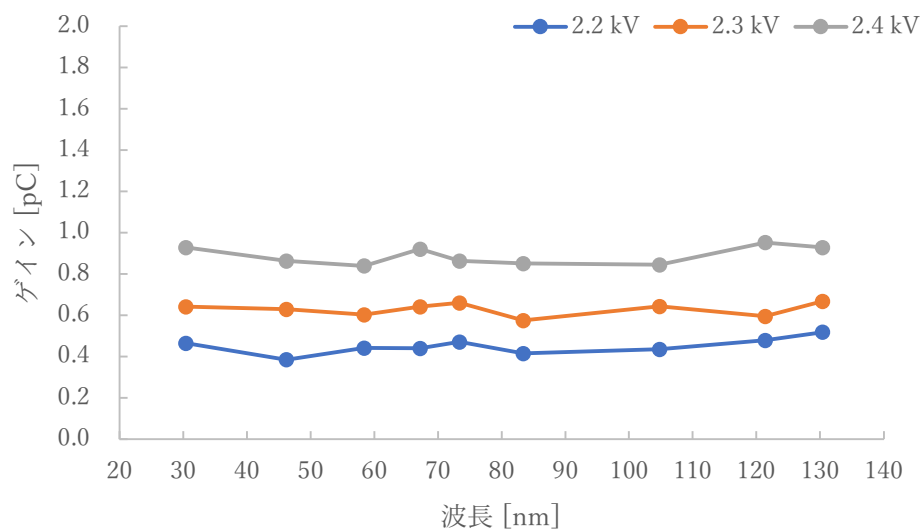


図 57 ゲイン TC2 の印加電圧ごとの波長依存性
各電圧で共通する明確な波長依存性は見られない。

図 58 にゲイン N, Tb1, Tb2, TC1, TC2 の電圧依存性のグラフを示す。電圧は、ブリーダー抵抗を考慮し、表 5 の数値から換算した値を用いている。電圧の増加に伴い、Normal MCP, T-MCP のゲインの差が増大していることが分かる。例えば 2.2kV の電圧印加に対しては、Tb1, Tb2 は、それぞれ Normal MCP のゲインの約 0.7 倍, 0.45 倍となっている。このような差が生じる要因を考察する。

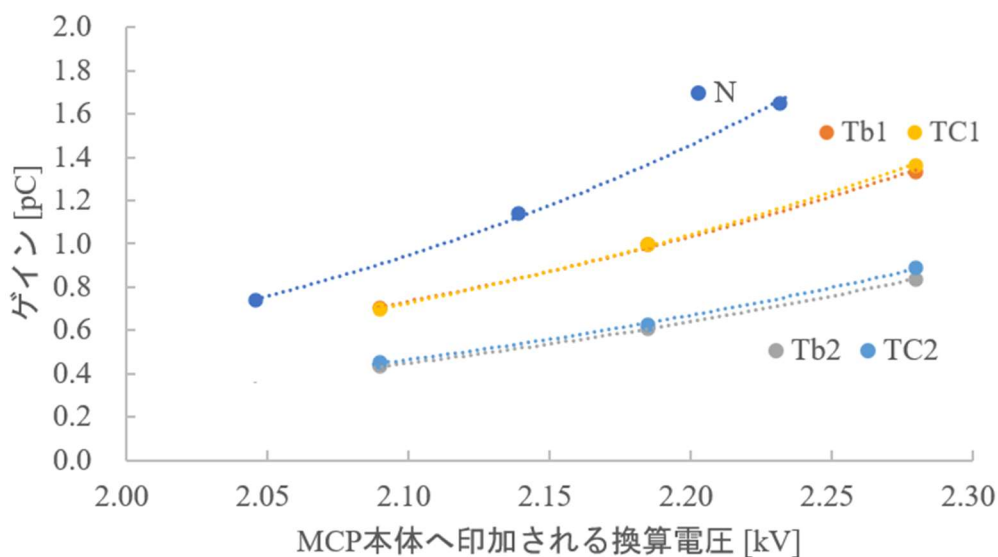


図 58 ゲイン N, Tb1, Tb2, TC1, TC2 の電圧依存性
電圧増加に伴い、ゲインの差が増大していることが分かる。

2.2.2. 検出効率

1.2.6.2.で述べたように、測定したパルスハイト分布にフィッティングしたガウス分布の積分値から、検出されたカウントを導出し、そのカウントの比を検出効率の比として図59-61に示す。また、検出効率（カウント数）の電圧依存性はなかった。検出効率は、開口率と電子変換効率（光電物質蒸着の有無）で変化すると考えられる。

T-MCP は、30-100 nm の光に対して、Normal MCP の 1.4-1.6 倍の検出効率を達成している。100 nm 以上の光だと、Normal MCP に対して検出効率は低下する傾向が見られる。また、T-MCP でも光電物質は電子変換効率向上をもたらすことが分かった。

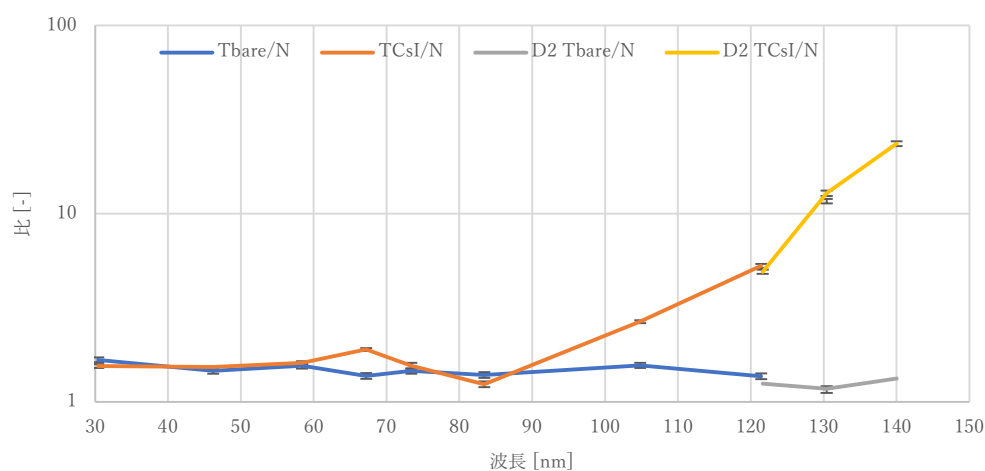


図 59 検出効率の比 (2.4kV) の対数グラフ

Normal MCP のカウントを分母に取り、Tb, TC のカウントを分子に取った値の波長依存性を示している。D2 は重水素ランプを光源とする測定である。

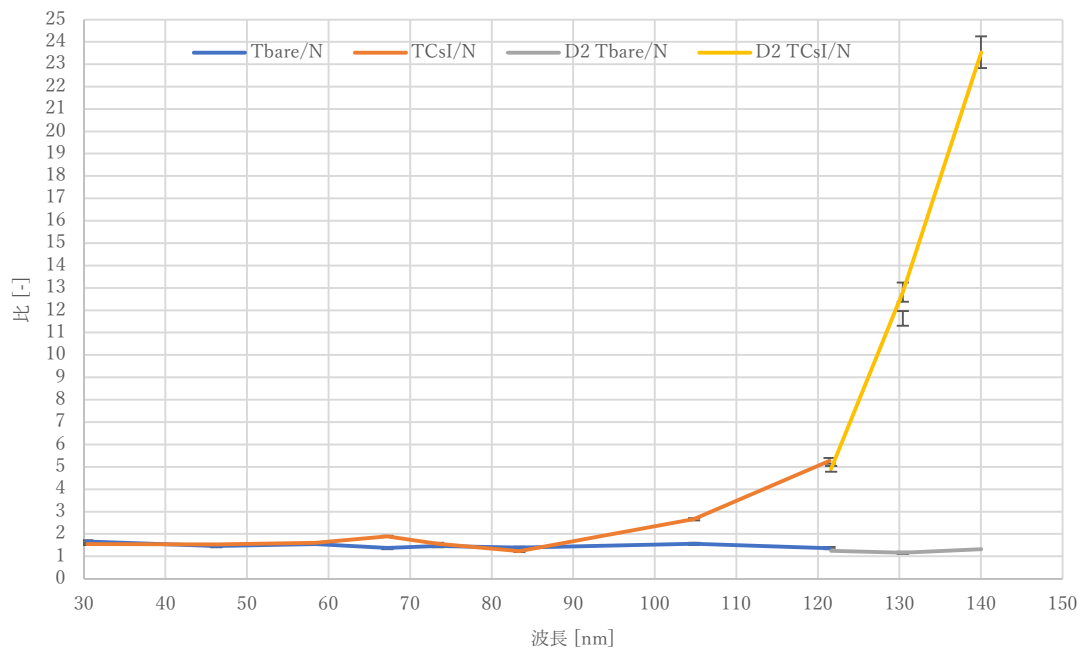


図 60 検出効率の比 (2.4kV) の線形グラフ
T-MCP においても光電物質は電子変換効率向上効果を示す。

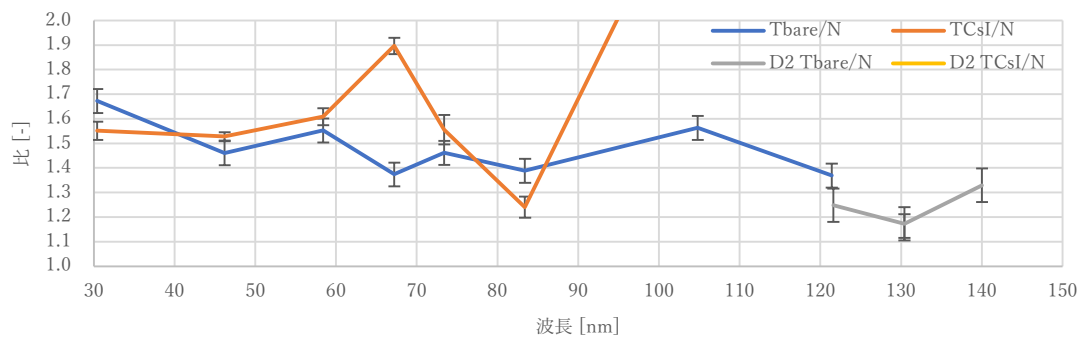


図 61 検出効率の比 (2.4kV) の線形グラフ (拡大)
T-MCP は 30-100 nm の光に対して、Normal MCP の 1.4-1.6 倍の検出効率を達成している。100 nm 以上の光だと、Normal MCP に対して検出効率は低下する傾向が見られる。

2.2.3. T-MCP の 2 つのガウス分布の電圧依存性

Tb1, Tb2 を平均値とするガウス分布の面積を, ここでは単に Tb1, Tb2 と表現する. T-MCP の bare 部におけるパルスハイト分布の面積 (T-MCP bare 部への入射光子の総カウント) は $Tb1+Tb2$ と表せる.

TC1, TC2 も同様に扱う.

ここで, 光電子の総数 (即ち, 検出効率) は, 電子変換効率 (光電物質の有無), 開口率によって変化するパラメータであるので, Normal MCP, T-MCP への印加電圧を変えても発生する光電子の総数は殆ど変わらない.

即ち, $Tb1+Tb2$, $TC1+TC2$ は, 電圧が変化してもほぼ一定である.

$Tb1+Tb2$ を分母として, それぞれ Tb1, Tb2 を分子とした数値は, 印加電圧に応じて変化する様子が見られた (図 62).

すべての測定波長で, 印加電圧増加に伴い, $Tb1/(Tb1+Tb2)$ は増加し, $Tb2/(Tb1+Tb2)$ は減少した.

TC1, TC2 では, 全測定波長で同様の傾向が確認できた (図 63).

即ち, 印加電圧増加に伴って, $TC1/(TC1+TC2)$ は増加し, $TC2/(TC1+TC2)$ は減少した.

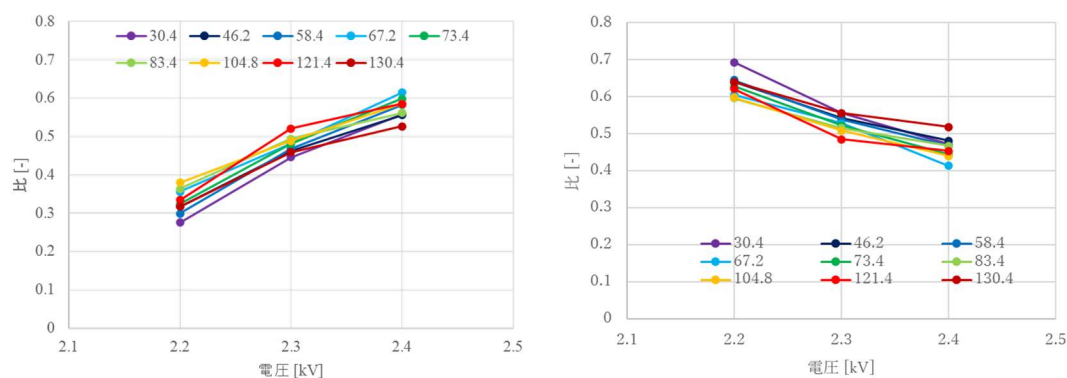


図 62 T-MCP bare 部への入射光子カウント ($Tb1+Tb2$) に占める Tb1 (左), Tb2 (右) の割合の電圧依存性

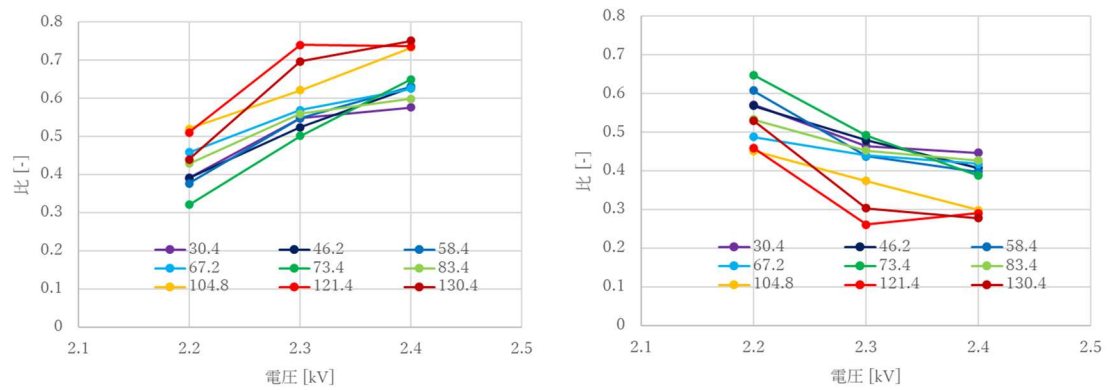


図 63 T-MCP CsI 部への入射光子カウント (TC1+TC2) に占める
TC1 (左) , TC2 (右) の割合の電圧依存性

3. 考察

3.1. Normal MCP, T-MCP のゲインの違い

3.1.1. テーパー構造について

図 64 に示すように MCP はバイアス角が 12° なので、光の入射方向と MCP のチャンネル軸方向のなす角は 12° となる。

テーパー角は 15° となっており、当該角を図示する。この時テーパー部の深さは MCP 表面から $6\ \mu\text{m}$ 程になっており、入射光がその分チャンネル内部へと到達できる。従って、Normal MCP よりもチャンネルの奥で光電効果を起こすので、電子増倍距離が短くなると考えられる。これが Normal MCP と T-MCP の通常部での電子増倍過程におけるゲインの差を生じていると考えられる。この差（約 $6\ \mu\text{m}$ ）が有意であるか考察する。その手法として、Eberhardt (1981) の離散ダイノードモデル式を用いて、以降の項で計算を行う。

また、テーパー部とチャンネル内部で同じ本数の電気力線から電場がなっているとする、テーパー部はチャンネル内部より開いた空間となっているので（図 65）、テーパー部の電場の方が弱いと考えられる。図 66 に、Normal MCP と T-MCP の電位分布と、テーパー構造による電子軌道の変化を示す。テーパー構造により、電子の到達する電位が低くなっていることが示唆される。これが原因で、発生した光電子が電場から十分な加速を得られずにチャンネル壁へ衝突し、二次電子を放出できずにエネルギーを失う可能性がある。これはゲインの低下に繋がる。

もしくは、テーパー部で二次電子を複数発生させたにも拘らず、チャンネル内部へと向かう電場が弱いために（図 66）、その一部の光電子が MCP 外部へ脱出してしまう可能性がある。この場合、結果として最初のゲインが下がったように見える。

テーパー部での電子増倍過程において、光電子発生場所の電場が重要なパラメータになっているとすると、テーパー部の MCP 表面側とチャンネル内部側でも電場が異なるため、光電子発生場所がテーパー部先端からチャンネル内部へと向かうにつれて電子増倍過程が連続的に変化すると考えられる。

即ち、テーパー部での電子増倍のパルスハイト分布は FWHM が広くなるはずである。

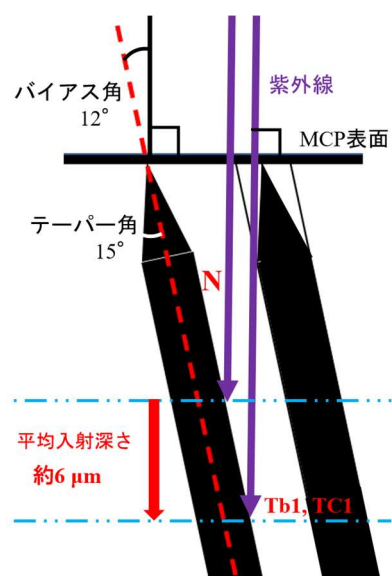


図 64 テーパー部断面図（テーパ構造の有無による光の入射深さの違い）
 テーパー構造がない場合の光の入射位置を N，ある場合の入射位置を Tb1, TC1
 と表記している。

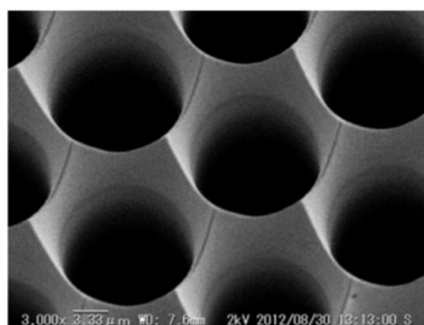


図 65 T-MCP 表面拡大図
 （浜松ホトニクス株式会社，資料）

空間の広がりの確認でき，電場が弱くなることを示唆する。

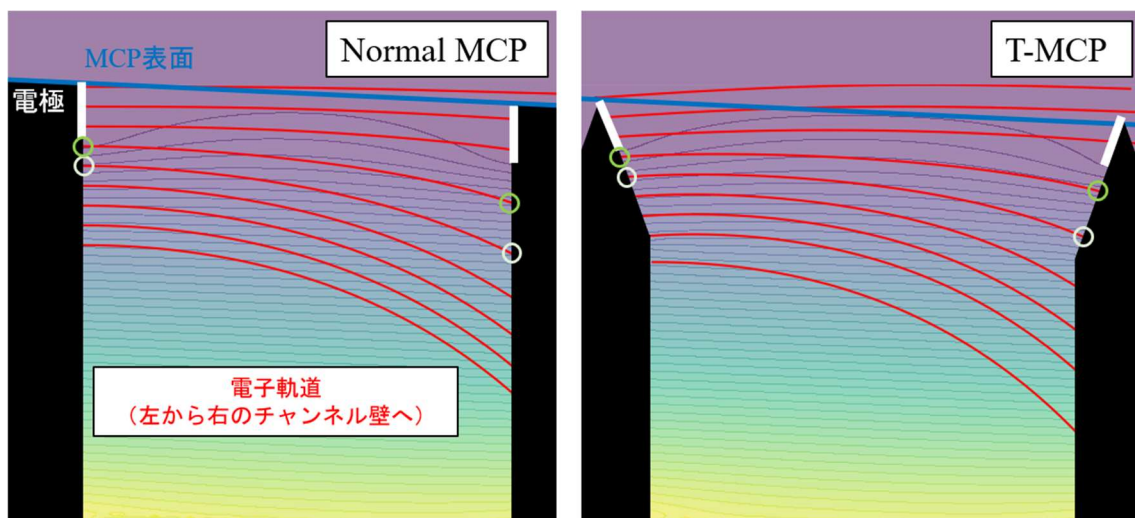


図 66 Normal MCP と T-MCP のチャンネル入り口で生じた電子の軌道イメージ

各 9 本の赤線は電子軌道を表す。

背景のグラデーションは，上部が低電位，下部が高電位を示す。

等電位線も図示しており，左右の図中の等電位線は同じ電位に対応している。

テーパ構造により，電子の到達する電位が低くなっていることが示唆される。

図 66 の描画について説明する．二次元で表したチャンネル断面図の電位を，適切な境界条件を定めてラプラス方程式を数値的に解くことで描画した。

二次元の xy 座標における電位 $p(x, y)$ の分布はラプラス方程式（式(2a)）で表現できる。

$$\Delta p = \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial y^2} = 0 \quad (2a)$$

電位分布を数値的に計算するために，式(2a)の左辺を，中心差分を用いて二次精度で離散化する．格子点 (i, j) を中心として

$$\frac{p_{i+1,j} - 2p_{i,j} + p_{i-1,j}}{(dx)^2} + \frac{p_{i,j+1} - 2p_{i,j} + p_{i,j-1}}{(dy)^2} = 0 \quad (2b)$$

と表せる．これを変形して $p_{i,j}$ について解くと

$$p_{i,j} = \frac{(dy)^2(p_{i+1,j} + p_{i-1,j}) + (dx)^2(p_{i,j+1} + p_{i,j-1})}{2((dx)^2 + (dy)^2)} \quad (2c)$$

となる．境界条件を定めた上で，全格子点における電位 $p_{i,j}$ について反復して数値計算を行うことで，電位分布を導出できる。

初期条件は全電位を 0 V とした．境界条件は電極が 0 V ，チャンネル壁は導体であるため，電極からの距離に比例して電位が上がるとした．三段 MCP に 2100 V の大きさの電圧が印加されているとき，1 段当たり 700 V がかかっている．今回実験で用いた MCP のチャンネル径とチャンネルの長さの比は 40 であり，チャンネル径を d としたとき $4d$ のチャンネル壁の長さで 70 V の電圧上昇が起こるような境界条件とした（チャンネル長 $40d$ で 700

V の電位変化がある)。また電極の長さは、Normal MCP、T-MCP とともに $d/2$ である。全座標の電位を反復して計算する回数を十分多くすると、図 66 に示すようにチャンネル内の等電位線はチャンネル軸に対し垂直に描け、このとき電気力線はチャンネル軸に平行になっていると考えられる。これは Gatti et al. (1983) の計算結果と一致し、電位の描画は精度よくできていると考えられる。よってこの計算回数を収束条件とした。

図 66 の赤線の電子軌道について、発生した電子は、Normal MCP と T-MCP それぞれにおいて、チャンネル壁から垂直に飛び出すとし、その運動エネルギーは 10 eV とした。今回実験で用いた 30 - 120 nm の光のエネルギーは 10 - 40 eV であり、鉛ガラスの仕事関数は 10 eV 程度であることから (Fraser (1983)), 目安としてこの値を用いた (1 eV のオーダーでの初期エネルギーの変化では、電子軌道は大きくは変わらなかった)。全座標での電位が求められているので、その傾きを計算することで全座標における電場も求められる。座標 (i, j) における電場を $E_{i,j}$ 、電子の加速度を $a_{i,j}$ 、電子の質量を m 、電気素量を e として、運動方程式 (式(3)) が立てられ、全座標における加速度 $a_{i,j}$ が求められる。E と a は、x, y 成分を独立に計算した。

$$ma_{i,j} = eE_{i,j} \quad (3)$$

電子の、時刻 t における位置 (i, j) 、その時の速度 $v_{i,j}$ 、加速度 $a_{i,j}$ が分かっているとき、時間 dt 後 (時刻 $t+1$ とする) の、位置、速度、加速度が計算できる。電子が図 66 の左側のチャンネル壁の初期位置から出発してから、図の右側のチャンネル壁に到達するまでこの過程を繰り返して座標を更新することで、電子軌道を描画した。電子軌道は、チャンネル壁の上端から図 66 の左右の図において同じ y 座標の間隔で出発点を設けており、Normal MCP、T-MCP のそれぞれの図の赤線の始点では同じ電位になっている。緑の円は、上から 4 本目の電子軌道の始点と終点を示している。同様に白い円で 5 本目を示している。Normal MCP と T-MCP において終点の円を比較 (図の上部の 0 V からの等電位線の数进行考慮) すると、テーパ構造により電子の到達する電位が低くなっていることが分かる。

ここで、二次電子を生じるためにチャンネル壁への衝突する一次電子の運動エネルギーは、一次電子が発生した場所の電位と衝突する場所の電位差で決まると考えられる。つまり、T-MCP ではテーパ部で生じた電子が、運動エネルギーの低い状態での衝突を起こし、最初の電子のゲインが減ると考えられる。Eberhardt の離散ダイノードモデル式では、最初の電子のゲインが全体のゲインに影響をもたらすことを示している。つまりこのテーパ構造による電場の変化によって全体のゲインが Normal MCP より下がってしまうのではないかと考えられる。

1 つの電子のゲインに関係するチャンネル内の衝突距離の差がどの程度か考察する。1.2.4.1.で触れた Eberhardt (1981)では、クロスオーバーポテンシャル (一次電子の衝突により、MCP チャンネル壁で二次電子の放出比が 1 となる最初の電位) が 20 V 程度だと求められている。今回三段 MCP に印加された電圧は 2.0 - 2.3 kV 程であり、三段 MCP の総チャンネル長 1440 (= $40 \times 12 \times 3$) μm で割ると、1 μm 当たり 1.4 - 1.6 V の電位変化があること

になる。つまり数 μm の衝突距離の違いがゲインに影響を及ぼし得ると考えられる。即ち、電場の向きの関係で最初のゲイン、さらには全体のゲインが変化することはあり得ると考えられる。図 66 の縮尺について、電極長さが $6\ \mu\text{m}$ 、チャンネル径はどちらも $12\ \mu\text{m}$ であるので、横向きに非常に引き伸ばした形になっている（計算は適切な数値の比で行った）。

なお、MCP は真空中で稼働しているので、粒子等の摩擦の影響はないと考えられる。また時間スケールの点から、複数の光子による電子増倍が並行して行われる可能性は低いので、最初の電子衝突に関しては他の電子増倍の電子の影響を受けるといったこともないと言える。

3.1.2. 実測値から Normal MCP のゲイン飽和時の電圧-ゲイン特性の導出

次項で実測値から電圧-ゲイン特性を表す近似曲線を用いるにあたり、適用すべき関数を選定する。ゲイン飽和時の電圧-ゲイン特性は、非線形パラメータを複数持ちモデル式の構築が難しいので、近似関数を実験結果から経験的に得る。ゲイン未飽和時は、Eberhardt のモデル式でゲインは電圧の冪関数で近似されたので、飽和時も冪関数 ($G = aV^b$) で近似する。

3.1.3. 実験結果から得たゲイン飽和時の電圧-ゲイン特性を表す近似曲線とゲイン未飽和時の電圧-ゲイン特性を表す離散ダイノードモデル式より、ダイノードゲインとダイノード数の導出

MCP は印加電圧の増加などによりゲインが高くなると、空間電荷飽和などの現象のためにゲインが飽和状態になる (Qiangqiang et al. (2016))。ゲインが飽和状態になるとパルスハイト分布はガウス分布に従うことが知られており、今回実験で取得したパルスハイト分布から、実験時に MCP のチャンネル内でゲイン飽和が起きていたことが分かる。

今回の $2.1\text{--}2.4\text{kV}$ の MCP への印加電圧増加に伴い、ゲインの増加も確認できたので、ゲイン飽和時も電圧依存性があることが分かる。

ゲイン飽和はチャンネル内の電子数が閾値に達すると起こると考えられる。MCP のチャンネル内でゲイン飽和が起こるとき、チャンネル内で電子増倍開始直後はゲイン未飽和状態であるので、1.2.4.1.に述べた電圧-ゲイン特性を表す離散ダイノードモデル式が成り立つと考えられる。その後電子数が閾値に達すると、離散ダイノードモデル式が成立しなくなり、ゲイン飽和状態での電子増倍過程が開始する。飽和状態でも印加電圧増加に伴いゲインが増加することは、チャンネル内におけるゲイン未飽和状態での電子増倍距離が短くなり、ゲイン飽和状態での電子増倍距離が長くなっていることを意味する。図 67 にそのイメージを示す。

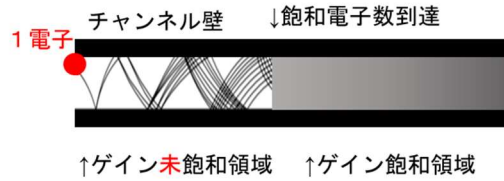


図 67 ゲイン飽和状態における 1 つのチャンネル内のイメージ
ある電子数に達するとゲインの未飽和から飽和状態へと移ると考えられる。

2 つの領域では電子数の単位距離当たりの増倍率が異なるので、
この領域の区間の長さの比の変化により最終的な増倍電子数が変化すると考えられる。

つまり、異なる MCP（但し、チャンネル長さ、チャンネル直径、チャンネル材質は同じ）に同じ電圧が印加されていてゲインが異なり、且つ、ゲイン飽和状態であるとき、その MCP らはチャンネル内でゲイン飽和に至る距離が異なることを示している。
チャンネル内で飽和に至るまでのゲイン未飽和時には、電圧-ゲイン特性を離散ダイノードモデル式で記述できる。

ここでゲインが飽和している実測範囲でのゲインの大きな差は、ゲイン未飽和時の小さな差が、印加電圧増加に伴って増大したものだと考えられる。特に、Normal MCP のゲインと Tb1, TC1 の差は光の入射深さの違いから生じていると考えられるが、その差がゲインに有意な差を与えるのか、Tb1, TC1 のダイノード距離を求めることで考察する。

改めて離散ダイノードモデル式（式(1), (1a)）を以下に示す。各文字は、ゲイン G 、仮想ダイノード数 n 、第一ダイノードゲイン σ_1 、二番目から n 番目までのダイノードのゲイン σ 、クロスオーバーポテンシャル V_c 、調整のための係数 K （本論文の考察では $K=1$ とする）である。

$$\begin{aligned} G &= \sigma_1 \sigma^{n-1} \quad (1) \\ &= \sigma_1 (V/nV_c)^{K(n-1)} \\ \log G &= K(n-1)\log V - K(n-1)\log nV_c + \log \sigma_1 \quad (1a) \end{aligned}$$

1.2.4.で述べたように、飽和時のゲインの挙動は非線形パラメータが多く解析的に考察することは難しいため、ゲイン非飽和時について考えたい。

Eberhardt (1981)で少なくともゲイン 10^5 まではモデル式を適用できていた。今回得た実験結果を近似する曲線で、低電圧、低ゲイン領域に外挿し、信頼できる区間を推論して、離散ダイノードモデル式の適用を試みる。

3.1.2.よりゲイン飽和時の電圧-ゲイン特性は冪関数での近似が適切であるとした（図 68）。

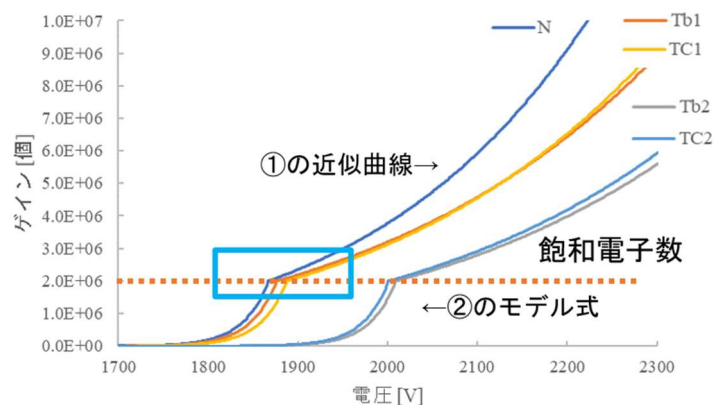


図 68 飽和による電子増倍率の変化のイメージ

水色の枠内が飽和から未飽和へと至る境界であり，電子増倍率が変化する．

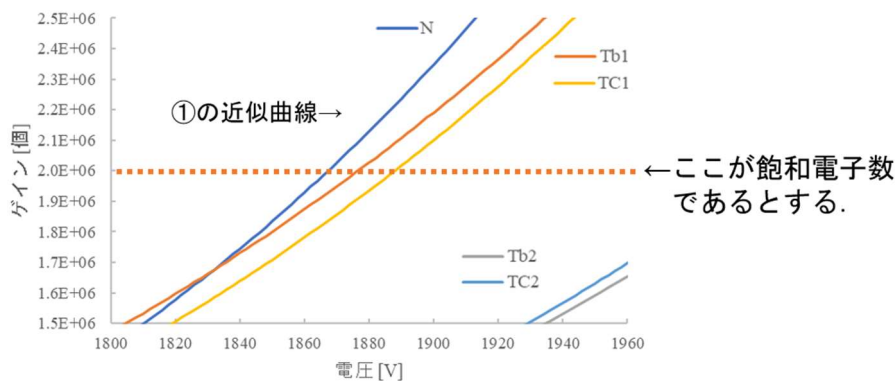


図 69 実測値の各近似曲線の延長

ゲイン N と Tb1 が 1830V 付近で交わる．

ここは未飽和から飽和へ至る境界付近だと考えられる．

ゲイン飽和時より未飽和時の方が，電子増倍の障害がないため，チャンネル内の単位距離当たりの電子増倍率は大きいと考えられる（図 68）．Normal MCP と T-MCP は，同じ材質，同じチャンネル直径であり，電子数が多い程，電子増倍に寄与する電子が多くなるので，ゲインの大きさ（つまり総電子数）が逆転することはないと考えられる．

一方，ゲイン飽和時，全体としてのゲインが減少すれば減少する程，異なる MCP のゲインの差も小さくなる筈である．

異なる MCP のゲインの逆転は起きない条件で，最もゲインが近づく点では単位距離当たりの電子増倍率の転換が起きていると考えられる．

即ち，近似曲線が交わる直前が，ゲインの飽和領域と未飽和領域の転換地点であり，ここにおける電子数がチャンネル内におけるゲイン飽和の閾値であると言える．

今までの議論を踏まえて，今回実験に用いた MCP のゲインの飽和閾値を，電子数 2E6 であると仮定する（図 69）．N, Tb1, Tb2, TC1, TC2 の近似曲線が，ゲイン 2E6 に至る電

圧が各 MCP の電子増倍過程の飽和電圧であると見なせ、これを離散ダイノードモデル式に代入して、ダイノード数 n 、ダイノードゲイン σ を求める。

まず、飽和ゲイン $G = 2E6$ を定めたので、近似曲線から飽和電圧 V が求められる。

離散ダイノードモデル式において未知のパラメータは σ_1 、 n となる。 V_c は Eberhardt (1981) のデータより、23.35V としている。

σ_1 、 σ も新しく生じた電子が電場により加速されて生じる二次電子の個数であり、近い値だと考えられるので、離散ダイノードモデル式で、 $\sigma_1 = \sigma$ において (n, σ) の組を求める。

この仮定において離散ダイノードモデル式は

$$G = (V/nV_c)^n \quad (1b)$$

と書ける。ここで n 以外は既知のパラメータとなり、 n が求められる。

図 70 に示したように、飽和ゲイン $2E6$ を満たす n は 2 つあるが、小さい方の n の場合、ダイノードゲインが大きすぎて不適であるので、1 つに定まる。

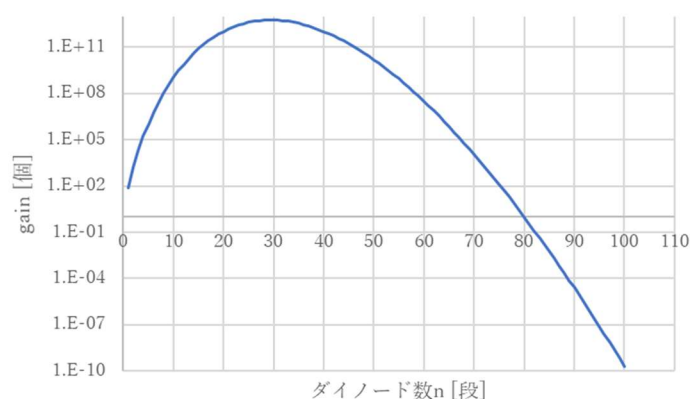


図 70 仮定をおいた Eberhardt 式による n - G 特性
解は 2 つあるが、1 つは定性的に除外できる。

ここで $\sigma_1 = \sigma$ と置いていた条件下での σ が、 $\sigma = V/nV_c$ より導出される。

よって (n, σ) の組が導出された。また、3 段 MCP のチャンネルの長さは、 $12 \times 40 \times 3 = 1440 \mu\text{m}$ なので、これをダイノード数 n で割って、MCP の各部分におけるダイノードの長さを求められる。その値は、Tb1, TC1 で、22-23 μm となった (表 6)。

表 6 第一ダイノードゲイン σ_1 とダイノードの長さの推定値

	N	Tb1	Tb2	TC1	TC2
飽和電圧 [V]	1870 $\pm$ 5	1880 $\pm$ 5	2010 $\pm$ 6	1890 $\pm$ 3	2000 $\pm$ 8
ダイノード数 n [段]	63.7 $\pm$ 0.2	64.0 $\pm$ 0.2	69.9 $\pm$ 0.3	64.5 $\pm$ 0.2	69.3 $\pm$ 0.3
ダイノード ゲイン σ [個]	1.26 $\pm$ 0.001	1.25 $\pm$ 0.001	1.23 $\pm$ 0.001	1.25 $\pm$ 0.001	1.23 $\pm$ 0.001
ダイノード 長さ [μ m]	23.1 $\pm$ 0.08	22.5 $\pm$ 0.08	20.6 $\pm$ 0.08	22.3 $\pm$ 0.05	20.8 $\pm$ 0.1

光の入射位置の違いにより約 6 μ m 電子増倍距離が短くなるとすると、トータルのゲインは、Normal MCP と比べて

$$\begin{aligned}
 & (\text{短くなった電子増倍}) \cdot (\text{電子増倍})^{n-1} / (\text{電子増倍})^n \\
 &= (\text{短くなった一回分の電子増倍のゲイン}) / (\text{一回分の電子増倍のゲイン}) \\
 &= 1.25^{[(23 \mu\text{m} - 6 \mu\text{m}) / 23 \mu\text{m}]} / 1.25 = 94 [\%]
 \end{aligned}$$

になると計算できた。

印加電圧増加に伴い、この差が増大すると考えられる。よって、入射光深さの違いは、有意なゲインの差になり得ると考えられる。

飽和電子数を変えて計算しても、同様の結論が得られた。

3.2. 検出効率

T-MCP は、30-100 nm の光に対して、Normal MCP の 1.4-1.6 倍の検出効率を達成している。テーパリングによる開口率の向上率は、90/57=1.6 倍である。即ち、テーパ加工による開口率向上は、検出効率向上に貢献することが示された。

1.4 倍と検出効率が想定より低いことがある原因としては、テーパ構造の先端付近で発生した光電子が、MCP の電場に引き寄せられず MCP 外部へ脱出してしまったことが考えられる。

図 61 に示されるように、波長 100 nm 以上の光だと、Normal MCP に対する T-MCP の検出効率は、100 nm 以下の光より低下する傾向が見られる。

100 nm 以上の光のエネルギーが 12.4 eV 以下ということを考慮すると、以下の 2 つの要因が考えられる。

①光のエネルギーが鉛ガラスの仕事関数（10 eV 程度（Fraser (1983)））に近くなるので、発生する光電子の運動エネルギーが小さくなると考えられる。ここで、通常部よりテーパ部の方が、空間が広い分電場が弱いと考えられ、鉛ガラス内部で生じた光電子がチャン

ネル内（鉛ガラス外部）に引き寄せられにくいのではないかと考えられる。

仕事関数は、(1) 電子を原子から引き離すエネルギー、(2) 引き離した電子を物質表面まで移動するエネルギー（つまり光電子の運動エネルギーの一部）、(3) 物質外へ脱出後の運動エネルギー（光電子の運動エネルギーの余剰分）だと解釈できる。

光のエネルギーが小さいことで、(2) が足りない光電子が生じるが、チャンネル内の電場が鉛ガラス内部にも少し影響を及ぼして、鉛ガラス内部からチャンネル内へと引き寄せられるのではないかと考えられる。そして電場が弱いテーパー部では、その効果が小さいと考えられる。

②光のエネルギーが小さいので、仕事関数を下回ることによって紫外線の吸収が起こらず、反射の割合が大きくなると考えられる。

このとき、テーパー部に入射した光で反射した光は、チャンネル内に入って光電効果を起こすものもあれば、MCP 外部へと進むものもある。

従って、反射してチャンネル内に入らなかった光の分だけ検出効率が低下する。

3.3. T-MCP の 2 つのガウス分布の電圧依存性

2.2.3.より、印加電圧増加に伴い、Tb1, TC1 が増加し、Tb2, TC2 が減少している。つまり、T-MCP で生じた光電子は、印加電圧の大きさによって、2 種類の電子増倍過程のどちらに属すかの割合が変動することが示唆された。

テーパー部と通常部の境界付近で生じた光電子が、印加電圧の増加によりチャンネル内に引き込まれやすくなるためではないかと考えられる。即ち、Tb1, TC1 の電子増倍過程が通常部由来であるという示唆になる。

3.4. テーパー角の最適化

テーパー構造により開口率が向上した割合と同じ程度の割合で検出効率も向上した。しかし、テーパー加工により、T-MCP の通常部、テーパー部由来と見られるゲインの両方で、Normal MCP のゲインより低下することが分かった。

ここで、ゲインの低下を防ぐためにはテーパー角を大きくすれば、T-MCP の通常部への光の入射深さは Normal MCP に近付き、ゲインも近くなると考えられる。一方で、開口率は変わらないとしても、図 66 に示したように電場はより弱くなると考えられ、T-MCP のテーパー部由来の電子増倍のゲインは小さくなり、また、発生した光電子がチャンネル内部に引き込まれず、検出効率も低下する恐れがある。

即ち、テーパー角を調整した際の検出効率とゲインは、トレードオフの関係にあり、ミッジョンにおいて重視すべき事項により、その採用する仕様は変わる。

4. まとめ

4.1. 結論

テーパー加工を施した MCP の特性を理解するために、通常の MCP（本論文では Normal MCP と表記）と、半面に CsI を蒸着した Tapered MCP に対して様々な波長の紫外線を入射し、パルスハイト分布を測定した。その結果、Normal MCP のパルスハイトが 1 つのガウス分布を形成するのに対し、T-MCP のパルスハイト分布は CsI 蒸着の有無にかかわらず 2 つのピークを持つガウス分布から構成されることが分かった。これは T-MCP における電子増倍過程が 2 種類あることを示唆しており、ゲインの大きい方が“通常部”，小さい方が“テーパー部”における光電効果を発端とすると考えられる。また、それぞれのゲインは Normal MCP のゲインより小さい。MCP の通常部における光電効果を由来とするパルスハイト分布については、光の入射位置がチャンネル内部へと移動することによって電子増倍距離が短縮されたことが要因だと考えられる。この距離が数 μm でも、ゲイン未飽和時に生じた小さなゲインの差が、ゲイン飽和時に大きなゲインの差をもたらし得ると結論付けた。

また、テーパー部由来のパルスハイト分布については、局所的に電場が弱いことで光電子の加速が不十分となり、最初の電子のゲインが低くなってしまったことが要因だと考えられる。

さらに、T-MCP への印加電圧増加に伴い、上述の 2 つの電子増倍過程の割合が変化する現象が見られたことから、T-MCP の電子増幅には電場が密接に関係していると言える。

T-MCP の開口率の向上の割合に伴って、検出効率も向上することが示された。

T-MCP においても光電物質 CsI は電子変換効率向上効果をもたらすことが示された。

これからのミッションにおける選択肢の 1 つである MCP のテーパリングについて先行研究が殆どないので、その特性について明らかにすることをこの研究の目的とした。T-MCP のパルスハイト分布は、通常の MCP に見られない特徴を持っており、それに関する考察を主として行った。

結果として、T-MCP のパルスハイト分布を構成する 2 つのガウス分布のゲインは、通常の MCP より小さいと分かったが、その原因を推定できたことでゲインを向上させるためのアイデアを提供できる。また、テーパリングにおける検出効率とゲインの大きさはトレードオフの関係にあることも分かった。

今後の惑星探査において、要求される MCP の検出効率とゲインを最適化する加工の手段としてテーパリングを提供し、そのパラメータを調整する方法を本論文で示唆した。

4.2. 今後の課題

T-MCP のゲイン特性に影響を与える要素として、本論文では電子増倍が開始されるチャンネル内における MCP 表面からの距離、テーパー部での電場の強さに注目して議論を行った。これらの影響をより明らかにするために、前者については光の様々な入射角度におけるパルスハイト分布測定、後者についてはテーパー部における電子の挙動の数値シミュレーションを行うと良い。

また、光の入射深さの考察の際に飽和電子数は一定としたが、印加電圧により変化する可能性がある。同じ数の電子雲電荷は、印加電圧による電場が強くなると相対的に弱くなるためである。

本研究の結果より、T-MCP のゲインをより安定させるためには、テーパー部における電場を強くすればいいと考えられる。その方法としては、MCP に強い電圧を印加すること、MCP 表面を覆う形で金属メッシュ等を配置し電場を作ること（この場合テーパリングの利点である開口率向上がメッシュの遮光により効果を発揮しない可能性がある）、テーパー角を鋭くしてチャンネル内部と同じくらいの広さの空間を形成すること（チャンネル壁が薄くなり強度が落ちる懸念がある）が挙げられる。

ゲイン飽和時における電圧-ゲイン特性を表す近似曲線の選定は、ゲイン飽和時におけるモデル式の立式の可能性を与える。空間電荷飽和の詳細な特性を得るために、様々な電圧における、様々な直径、長さのチャンネルを持つ MCP のゲインを測定すると良い。本論文の考察では、ある電子数に到達すると空間電荷飽和に至るとしたが、実際は徐々に空間電荷飽和の影響が大きくなってゆくと考えられる。空間電荷飽和のモデル化が困難であるのは様々なパラメータが組み合わさっているためである。上に述べた数値を変えて対照実験を行うことで、総電子数、空間電子密度、外部から印加された電場の強さ等が、電子増倍度過程全体に持つ影響力を定量的に評価することができると考えられる。

参考文献

Breskin. A. (1996), CsI UV photocathodes: history and mystery, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 371 (1996) 116-136

Davis. M. et al. (2011), Radiometric performance results of the Juno ultraviolet spectrograph (Juno-UVS), Proc. of SPIE Vol. 8146 814604

Eberhardt. E. H. (1979), Gain model for microchannel plates, APPLIED OPTICS. Vol. 18, No. 9, p.1418-1423

Eberhardt. E. H. (1981), AN OPERATIONAL MODEL FOR MICROCHANNEL PLATE DEVICES, IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol. NS-28, No. 1, p.712-717

Fraser. G.W. (1983),
THE CHARACTERISATION OF SOFT X-RAY PHOTOCATHODES IN
THE WAVELENGTH BAND 1-300 Å. Lead glass, lithium fluoride and magnesium fluoride,
Nuclear Instruments and Methods 206 (1983) 251-263

Gladstone. G. R. et al. (2014), The Ultraviolet Spectrograph on NASA's Juno Mission, Space Sci Rev (2017) 213:447–473

Kent. B. et al. (1995), Coronal Diagnostic Spectrometer: an extreme-ultraviolet spectrometer for the Solar and Heliospheric Observatory, Proc. SPIE, 2517, p.12-28

Jaffe L. D. and Herrell. L. M. (1996), Cassini I Huygens science instruments, SPIE Vol. 2803, 84-117

Leviton. D. et al. (1998), Optical metrology for the filter set for the Hubble Space Telescope (HST) Advanced Camera for Surveys (ACS), Proc. SPIE, 3356, p.350-360

Liu. Y. et al. (2018), The properties of opaque CsI photocathode, Proc. of SPIE Vol. 10817 108171I

Louis. A. F. et al. (1998), Imagers for the magnetosphere, aurora, and plasmasphere, OPTICAL ENGINEERING, Vol. 33 No. 2, 391-408

Mariscal. J. F. et al. (2018), PHEBUS UV spectrometer on board ESA-BepiColombo Mission: Instrument design & performance results, Proc. SPIE, 11180 111802T

McClintock. W. E. et al. (1993), Optical design of the Ultraviolet Imaging Spectrograph for the Cassini mission to Saturn, Optical Engineering 32(12), 3038-3046

Qiangqiang W., Zheng Y., Zhurong C. et al. (2016), Three-dimensional particle-in-cell simulation on gain saturation effect of microchannel plate, Rev. Sci. Instrum. 87, 073303 (2016)

Quémerais. E. et al. (2020), PHEBUS on Bepi-Colombo: Post-launch Update and Instrument Performance, Space Sci Rev (2020) 216:67

Siegmund. O. et al. (1995), Microchannel plates for the UVCS and SUMER instruments on the SOHO satellite, Proc. SPIE, 2518, p.344-355.

Siegmund. O. et al. (2010), Gallium nitride photocathodes for imaging photon counters, Proc. of SPIE Vol. 7732 77324T

Stern S. A. et al. (1998), ALICE—AN ULTRAVIOLET IMAGING SPECTROMETER FOR THE ROSETTA ORBITER, Advances in Space Research, Volume 21, Issue 11, p. 1517-1525.

Tremsin. A. and Siegmund. O. (2005), The quantum efficiency and stability of UV and soft x-ray photocathodes, Proc. of SPIE 59200I-1

Wiza. J. L. (1979), MICROCHANNEL PLATE DETECTORS, Nuclear Instruments and Methods, Vol. 162, 1979, pages 587 to 601

的場史朗 (2020), テーパー型マイクロチャンネルプレートのイオン検出効率, 原子衝突学会誌 第17巻 第4号

浜松ホトニクス株式会社, MCP アッセンブリ技術資料

浜松ホトニクス株式会社, “PMT について|光電子増倍管”,
https://www.hamamatsu.com/jp/ja/product/optical-sensors/pmt/about_pmts/index.html,
(参照 2022-01-24)

謝辞

本研究を進めるにあたり，吉岡和夫先生には指導教員として常日頃から大変多くのご指導を頂きました．心から感謝致します．

アストロバイオグループにおけるセミナーでは，吉川一郎先生，今村剛先生にも大変多くの貴重なご指摘やご意見を頂きました．感謝申し上げます．同じ研究室の鈴木雄大様，赤玉裕匡様，野村香菜枝様，佐々木優斗様には，日頃からミーティングでのご意見や，様々なご指導を頂き大変お世話になりました．また，吉川研の西村晟八様，楊軼様，林暉揚様，楊婕様，今村研の千葉翔太様，櫻井龍太郎様，岩中達郎様，須田智也様にも大変お世話になりました．厚くお礼申し上げます．

高エネルギー加速器研究機構の的場史朗先生，浜松ホトニクス株式会社の三宮恒一様を始めとする社員の皆様には，研究に関する多くの知見をご教授頂きました．ここに深謝の意を表します．

改めて，研究生活に関わった全ての皆様，本当にありがとうございました．