

修士論文

ガイガーモードで駆動するピクセル化された
新形半導体光検出器の基礎特性に関する研究

音野 瑛俊

平成 20 年 1 月 18 日

概要

Pixelated Photon Detector(PPD)は単光子検出能力を持つ次世代光検出器である。PPDの最大の特徴は雪崩破壊が起こる「使ってはいけない」電圧領域で駆動させ、適切に暴走状態を収束させることで「光を感知したピクセルの数によって入射した光子総数を数える」という新しい測定原理を持ち込んだことである。

PPDは既存の光検出器に対して圧倒的な利点を持ち、究極の検出感度が求められている、生物化学物理の諸分野での普及が期待された。しかし、大面積化、高増幅率化、そして製品開発の効率化を課題として現在まで克服されていない。

本研究では常温での基礎特性について、同一PPDの他研究機関とのクロスチェックを行う過程で日本の研究者コミュニティで認知されていなかったアフターパルス現象を発見した。その後アフターパルスに関する研究はは各大学の研究室でも精力的に進められている。

次に液体窒素温度での振る舞いを世界に先駆けて測定した。液体窒素温度でさえ正常に動くという驚きの中、諸特性について測定を行いその結果について半導体物理に基づいた説明を与えた。

しかし、低温中での特徴的な波形は従来知見では説明することが出来なかった。本論文では、これまで考えられていたPPDの動作メカニズムそのものを疑い、それが全く不十分であることを示している。

この発見は20年近く続けられてきたPPDの開発において最大級の発見と位置づけ、真の動作メカニズムの構築、検証を行っている。

私は、PPDの直面している喫緊の課題をいち早く解決し、その上で圧倒的なスピードで既存の光検出器とPPDを取って替えるという、PPDの発明に続く第二の革命を最終目標としており、本研究はこの目標の端緒となると考える。

目次

第1章	序章	8
1.1	はじめに	8
1.2	本論文の構成	9
第2章	Pixelated Photon Detector 概説	10
2.1	PPD の応用の一例	10
2.1.1	国際リニアコライダー計画	10
2.1.2	X 線観測衛星	11
2.1.3	陽電子断層撮影装置 (PET)	11
2.2	PPD 開発状況	12
2.2.1	Multi-Pixel Photon Counter (MPPC)	12
2.2.2	その他の PPD	12
2.3	表面構造	13
2.4	内部構造	15
2.5	増倍メカニズム	17
2.6	クエンチング	19
2.6.1	パッシブクエンチング	19
2.6.2	その他のクエンチング	21
2.7	PPD の出力波形	21
2.8	ダークノイズ及びクロストーク	22
2.9	光子検出効率	24
第3章	MPPC の諸特性の測定	26
3.1	基本的なセットアップ	26
3.2	常温での測定	28
3.2.1	測定項目	28
3.2.2	測定に用いた回路と測定手法	29
3.2.3	浜松ホトニクスと信州大学の回路と手法	32
3.2.4	測定結果	32
3.2.5	考察	35
3.2.6	アフターパルスの遅延時間の測定	36
3.2.7	アフターパルスの起源	37

3.2.8	常温での測定のまとめ	38
3.3	低温下での測定	39
3.3.1	波形の観察	40
3.3.2	回復過程がアフターパルスに与える影響	40
3.3.3	測定項目	41
3.3.4	測定に用いた回路と測定手法	42
3.3.5	測定結果	46
3.3.6	考察	49
3.3.7	クエンチング抵抗値の測定及び波形のテール部の考察	56
3.3.8	低温での測定のまとめ	58
3.4	従来広く知られている PPD の動作メカニズムの検証	60
3.4.1	従来の広く知られている PPD の動作メカニズム	60
3.4.2	77K での平均波形	61
3.4.3	従来広く知られている PPD の動作メカニズムの検証のまとめ	62
第 4 章	PPD の動作メカニズムの検討	63
4.1	波形の説明	63
4.1.1	抵抗が存在しない場合の誘導電荷	63
4.1.2	抵抗が存在する場合の誘導電荷	64
4.1.3	予想される波形	65
4.1.4	観察された波形との比較	67
4.1.5	波形の説明のまとめ	67
4.2	クエンチの説明	68
4.2.1	キャリア注入と拡散	69
4.2.2	抵抗が存在する場合の増倍電荷の自己場によるクエンチ	70
4.2.3	クエンチの説明のまとめ	71
4.3	PPD の動作メカニズムの検討のまとめ	71
第 5 章	今後の開発について	73
第 6 章	結論	74
付 録 A	半導体の性質	75
A.1	シリコン結晶と共有結合	75
A.2	固体中の電子のエネルギーレベル	76
A.3	固体の導電性	77
A.4	不純物半導体	78
A.5	フェルミ準位と p-n 接合	79
A.6	p-n 接合の電気的特徴	81

付録 B Shockley-Ramo の定理	83
B.1 Shockley-Ramo 定理	83
B.2 拡張 Shockley-Ramo 定理	85
付録 C キャリアの注入	88
C.1 多数キャリア注入	88
C.2 少数キャリア注入	89

目次

2.1	国際リニアコライダー	10
2.2	NeXT 衛星	11
2.3	陽電子断層撮影装置 (PET)	12
2.4	MPPC の表面写真	13
2.5	MPPC 表面の凹凸スキャン 1	14
2.6	MPPC 表面の凹凸スキャン 2	15
2.7	MPPC の断面図	16
2.8	MPPC の電場分布	18
2.9	正孔の増倍が引き起こす暴走状態	19
2.10	従来考えられているクエンチのメカニズムと出力電荷	20
2.11	MPPC の出力と ADC 分布	22
2.12	ダークノイズ、クロストークの波形	23
2.13	クロストークの模式図	24
2.14	シリコンの光子吸収長のエネルギー依存性とイオン化係数の電場依存性	25
2.15	光子検出効率	25
3.1	常温、低温下での測定で共通の回路	26
3.2	図 3.1 で使用した電源と MPPC をマウントした回路	27
3.3	図 3.1 で浜松ホトニクス製アンプと増倍率の周波数依存性	27
3.4	基礎特性の測定例 (常温)	28
3.5	基礎特性の測定に用いた回路 (常温)	29
3.6	図 3.5 の主要なモジュールの入出力	30
3.7	増倍率測定に用いた ADC ヒストグラム	31
3.8	浜松ホトニクス及び信州大学の用いた回路	32
3.9	常温での測定結果 1	33
3.10	常温での測定結果 2	34
3.11	異なる測定手法による測定結果の違い	35
3.12	オシロスコープで観測したアフターパルスの例	36
3.13	アフターパルスの遅延時間の測定方法	36
3.14	アフターパルスの遅延時間	37
3.15	アフターパルス現象の概念図	38
3.16	クロストークやアフターパルスを含んだ様々なパルスパターン	39

3.17	低温化での測定のセットアップ	39
3.18	各温度での MPPC の出力波形	40
3.19	クエンチからの回復過程	41
3.20	基礎特性の測定に用いた回路 (低温)	42
3.21	図 3.22 の主要なモジュールへの入力	43
3.22	増倍率測定の回路図 (低温)	44
3.23	ダークノイズレート測定の回路図 (低温)	44
3.24	各温度における増倍率	46
3.25	各温度でのダークノイズ率	47
3.26	各温度でのクロストーク率	48
3.27	アフターパルス時定数測定用の TDC 分布	49
3.28	各温度でのアフターパルスの放出時定数	50
3.29	伝導電子密度の温度依存性	51
3.30	電場中での電子、正孔の移動速度の温度依存性及び正孔のイオン化係数の温度依存性	52
3.31	熱励起とトンネル効果	53
3.32	ダークノイズ率の温度依存性	54
3.33	クロストークの起源となる電子遷移とその放射光子のスペクトラム	55
3.34	時定数の温度依存性	56
3.35	ポリシリコン抵抗の構造	56
3.36	電流電圧曲線を得るための回路図	57
3.37	ポリシリコンの抵抗値を測定するための電流電圧曲線	57
3.38	下流に外部抵抗を付けたセットアップ	58
3.39	外部抵抗が波形に与える影響	59
3.40	従来広く知られている PPD の動作メカニズム	60
3.41	77K での各電圧での波形と I_0 に対応する波高	62
4.1	キャリアの運動と誘導電荷	64
4.2	誘導電荷と PPD の出力波形	66
4.3	予想される各温度での MPPC の出力波形	66
4.4	キャリアの運動と誘導電荷	67
4.5	予想される各温度での MPPC の出力波形	69
4.6	注入キャリアの拡散の様子	70
A.1	シリコン結晶の構造	75
A.2	互いに接近する H 原子	76
A.3	2 個の H 原子の接近によって生じる 1s 軌道のエネルギーの変化	76
A.4	6 原子分子 H_6	76
A.5	固体水素のエネルギーバンド図	77
A.6	導体 Cu 結晶のエネルギーバンド図	77

A.7	絶縁体 KCl 結晶のエネルギーバンド図	77
A.8	シリコン結晶のエネルギーバンド図	78
A.9	Si にドナー P をドーピングした時のエネルギーバンド (n 型半導体)	79
A.10	Si にアクセプタ B をドーピングした時のエネルギーバンド (p 型半導体)	79
A.11	真性半導体、n 型半導体、p 型半導体のエネルギーバンド図	80
A.12	P-N 結合と空乏層	81
A.13	順、逆方向電圧を印加した P-N 接合とアバランシェ増倍	82
B.1	電場内を電荷が移動する様子	84
B.2	抵抗を考慮した場合の誘導電荷と増倍電荷の割合	87
C.1	不純物のドーピングによるシリコン半導体の抵抗率の変化	89

表 目 次

2.1	MPPC 各部の幅及び高さ	14
2.2	MPPC 各部の不純物濃度及び厚さ	17
2.3	半導体光検出器の種類とその増倍メカニズム	18
2.4	MPPC の型番とその開口率	24
3.1	図 3.5 で使用したモジュール一覧	29
3.2	アフターパルスを考慮した測定結果	35
3.3	格子欠陥の種類とその例	37
3.4	図 3.22 で使用したモジュール一覧	43
3.5	各温度におけるピクセル静電容量とブレイクダウン電圧	47
3.6	各温度におけるクエンチング抵抗値と RC 時定数	58
3.7	各電圧における I_0 に対応する波高 [mV]	61
4.1	各温度での増倍電荷と誘導電荷の比	65
4.2	77K での増倍電荷と誘導電荷の比率を予想と実測で比較	67
A.1	シリコン結晶の基本定数	75

第1章 序章

1.1 始めに

1990年代以降、単光子に感度を持つ新しい光センサーが世界から注目されている。Pixelated Photon Detector(以下 PPD) と呼ばれるこのセンサーは多数のフォトダイオードのピクセルを持ち、これをガイガーモードで動作させることで「光子を感知したピクセルの数によって入射した光子総数を数える」という新しい計測原理を持ち込んだことが最大の特徴である(第一の革命)。

PPDは低バイアス電圧動作での高い増倍率、高い光子検出効率、高速応答、優れた時間分解能、かつ広い波長範囲に感度を持つ。さらに固体素子であるため衝撃に強く、また冷却が不要であることから従来からフォトンカウンティングに用いられてきた検出器に代わる、大きな将来性を持っている。

このように、動作が容易で高性能な検出素子である PPD は、光検出器の究極の検出感度が求められる蛍光分析、蛍光寿命計測、共焦点顕微鏡、バイオ/化学センサ、生物ルミネッセンス分析、単一分子検出などの生命、物性分野を始めとして磁場の影響を受けない特徴やコンパクトさを生かした、PET(Positron Emission Tomography) 装置と MRI(磁気共鳴画像装置) と一体化した新しい医療装置や衛星、高エネルギー分野への応用も期待されている。

しかし2000年を越えた現在、世界多数の研究所で多くの研究者が精力的に開発を行っているにも関わらず、上記の応用即ち従来の光検出器から PPD への置換は進んでいるとは言い難い。これは主に

- 十分とは言い難い増倍率
- 狭い有感面積
- 高いダークノイズレート
- デバイスの特性を調査しながら試行錯誤を繰り返す開発手法
- 製品開発にかかるコスト、時間

が挙げられる。

本研究はこの現状を打破し、PPD の性能を向上させ、一気に世界に普及を広めるという第二の革命を目指している。

1.2 本論文の構成

以下に本論文の構成を述べる。

- Pixelated Photon Detector 概説
 - － PPD の諸分野への応用
 - － 浜松ホトニクス製の PPD を例に取った表面内部構造の説明
 - － PPD の一般的性質の説明
- 常温での測定
 - － 従来と異なる測定手法の提案
 - － 日本の研究者コミュニティで認知されていなかったアフターパルス現象の発見
- 低温での測定
 - － 回復過程の存在の発見
 - － 諸特性の測定結果に対する半導体物理に基づいた考察
 - － 現在世界で広く認知されている動作メカニズムの再検討の必要性の発見
- 動作メカニズムの再構築
 - － 考案したメカニズムの首尾一貫性の検討

以上によって、PPD の基礎特性に関する深い理解を目指し、同時に従来の動作メカニズムに対する世界の理解に一石を投じた。そして、新たなメカニズムを考案しその検証を行っている。

仮に完全な PPD の動作メカニズムの確立に成功しているとするれば、今後の PPD 開発において最大の起爆剤となる可能性がある。

次の一手としては、マクスウェル方程式、ボルツマン方程式、シュレーディンガー方程式、ショックレー方程式に従う PPD 内の物理を再現する。これは既存のソフトウェアパッケージを利用し、PPD 特有のガイガーモードでの振る舞いは別途実装する。

そして正確な理解ができた上で、適切なモデル化を行いシミュレーションの結果を開発へフィードバックする正統的な開発を目標としている。

第2章 Pixelated Photon Detector 概説

2.1 PPD の応用の一例

ここでは PPD の応用として国際リニアコライダー計画、X 線観測衛星、陽電子断層撮影装置/磁気共鳴画像装置を紹介する。

2.1.1 国際リニアコライダー計画

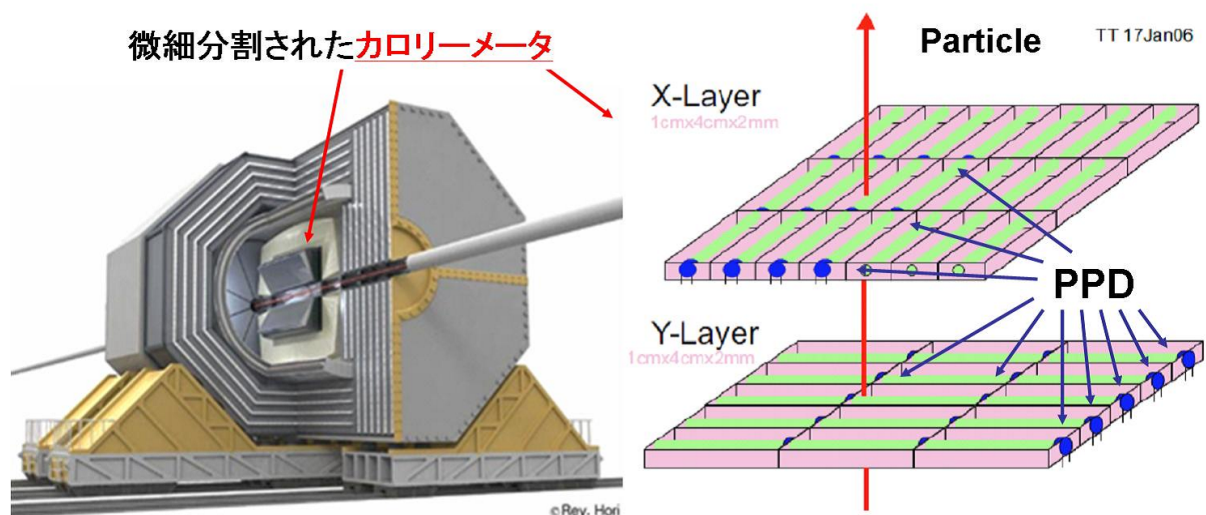


図 2.1: (左) 全長 40km、中心エネルギー 1TeV を目指す偏極電子陽電子加速器の衝突ポイントに置く検出器のコンセプトデザインの一つ。強い磁場を特徴とする。(右) 微細分割されたカロリメータの概観図。

次世代の加速器プロジェクトである国際リニアコライダー計画は、Higgs 粒子及び超対称性粒子の精密研究が目的である。稼動が迫っている LHC 実験はこれらの粒子の存在を確認することを目的の一つとしているが、クォークなどの構造を持った陽子同士が衝突するためバックグラウンドが多く解析が難しい。そこで、国際リニアコライダー計画では構造のない電子と陽電子を衝突させることで Higgs 粒子や超対称性粒子を生成し、その崩壊粒子を高いエネルギー分解能で測定することで、質量や性質を精密に研究することができる。

高いエネルギー分解能を実現するため、電子、中性粒子および光子のエネルギーを測定するための部分（カロリメータ）を1000万チャンネルに細分化して磁場中で使用する。これらの条件は光検出器の選択にも制限を与え、1000万個の使用が可能なくらい十分安価であること、そして磁場耐性があることが望まれ、PPDをその一つの候補として開発を進めている。

2.1.2 X線観測衛星

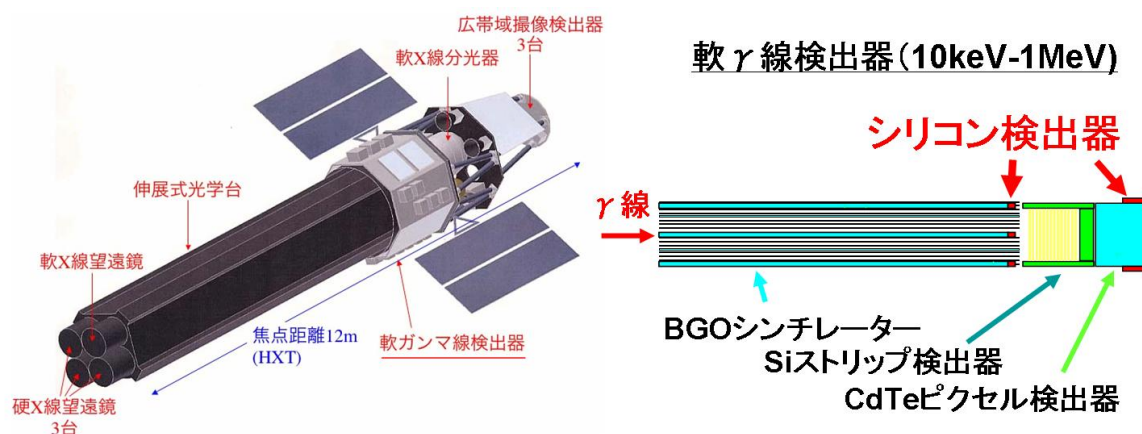


図 2.2: (左図) 次期 X 線天文衛星 NeXT のデザイン。搭載検出器は広域撮像検出器、軟 γ 線検出器、軟 γ 線分光器の三種類。(右図) 軟 γ 線検出器のデザイン。10keV から 1MeV の光子が BGO に入射して発生したシンチレーション光をシリコン検出器等で検出する。

衛星分野では Astro-E2 衛星に続く日本で 6 番目の X 線天文衛星として NeXT 衛星の打上げを目指している。この計画の第一目的は宇宙における高エネルギー粒子の加速機構を調べ、未だ知られていない非熱的宇宙の極限を探査することである。このような非熱的宇宙は熱的放射の影響が次第に薄れていく硬 X 線領域から顕在化すると考えられているが、従来の衛星では 10keV を超える硬 X 線の観測が難しく、未だ精度の良い観測が十分に行なわれていない。NeXT 衛星は 80keV までの硬 X 線領域において世界ではじめて撮像観測を行なうとともに、数 100keV の γ 線領域を過去にない精度で観測することを目標としている。

衛星に搭載する検出器は軽量であること及び堅牢さが要求される。Astro-E2 衛星では光電子増倍管が搭載されたが、NeXT 衛星では PPD と同様のシリコン半導体が広帯域撮像検出器、軟 γ 線検出器への使用に向けて検討されている。今後 PPD の開発を待って、検出器として PPD が採用される可能性は非常に高いと考えられる。

2.1.3 陽電子断層撮影装置 (PET)

陽電子断層撮影 (PET) は近年発展している放射線医療の一つで、一部が陽電子放出核子に転換したブドウ糖と光検出器を用いることで癌の早期発見を可能にする。このブドウ糖を体内に摂取

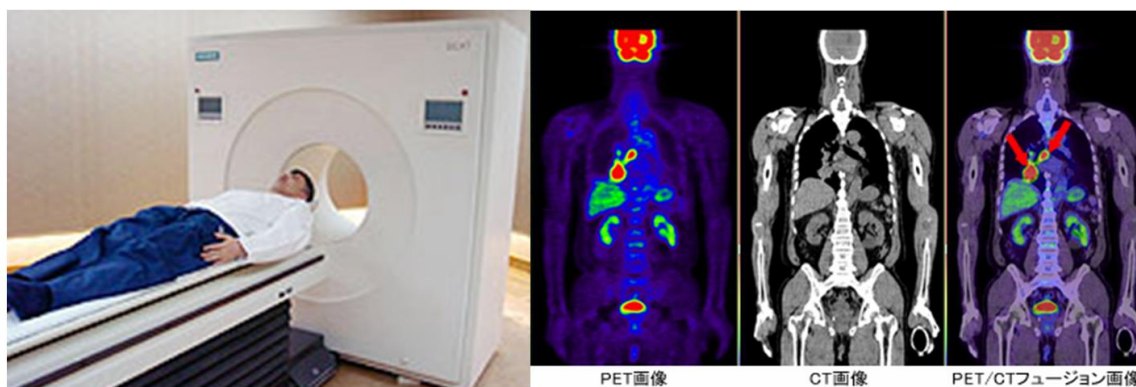


図 2.3: (左図) 陽電子断層撮影装置の概観。光検出器を環状に配置し、体内から放射される γ 線を効率よく検出する。(右図) 陽電子断層撮影装置を用いて撮影された画像と CT 画像を合成する。その結果、癌患部の臓器の特定が容易となる。

すると、癌細胞は正常細胞に比べてエネルギーを多く消費するため、陽電子を含むブドウ糖が癌細胞に集まり、そこで陽電子は電子と対消滅した結果 γ 線が 2 つ背中合わせに放射される。この 2 つの γ 線の到達時間差や角度分布を精度よく測定し、CT 情報と合わせることで癌の正確な 3 次元分布を調べることができる。

従来の PET は光電子増倍管を用いており、問題点は 1 回の検査費用 10 万円、検査時間 30 分と利用者の負担が大きいことが挙げられる。PPD を用いることでコストの低下、また高感度であるため検査時間の短縮、精度の向上が期待される。それに加え、磁場耐性を利用して PET/MRI を同時に行なうことも可能となる。

2.2 PPD 開発情況

2.2.1 Multi-Pixel Photon Counter (MPPC)

Multi-Pixel Photon Counter(MPPC) とは浜松ホトニクス社が製品化した新形光検出器の販売名称であり、現在 1mm 四方に 100 ピクセル、400 ピクセル、1600 ピクセルを収めたものが製品化されている。回復時間が常温中で数 ns 程度と他 PPD に比べ非常に短いことが特徴である。

本論文における PPD 研究は主に浜松ホトニクス社製の 1600 ピクセル MPPC(S10362-11-025)を用いている。

2.2.2 その他の PPD

海外の研究所においてそれぞれ特色ある PPD が開発されており、以下に列挙する。詳細については省略する。

- MRS-APD (Metal Resistive Semiconductor APD)

- SiPM (Silicon Photo Multiplier)
- SPM (Silicon Photo Multiplier)
- MPGM APD (Micro Pixel Geiger-mode APD)
- AMPD (Avalanche Micro-pixel Photo Diode)
- SSPM (Solid State Photo Multiplier)
- GM-APD (Geiger Mode APD)
- SPAD (Single Photon Avalanche Diode)

2.3 表面構造

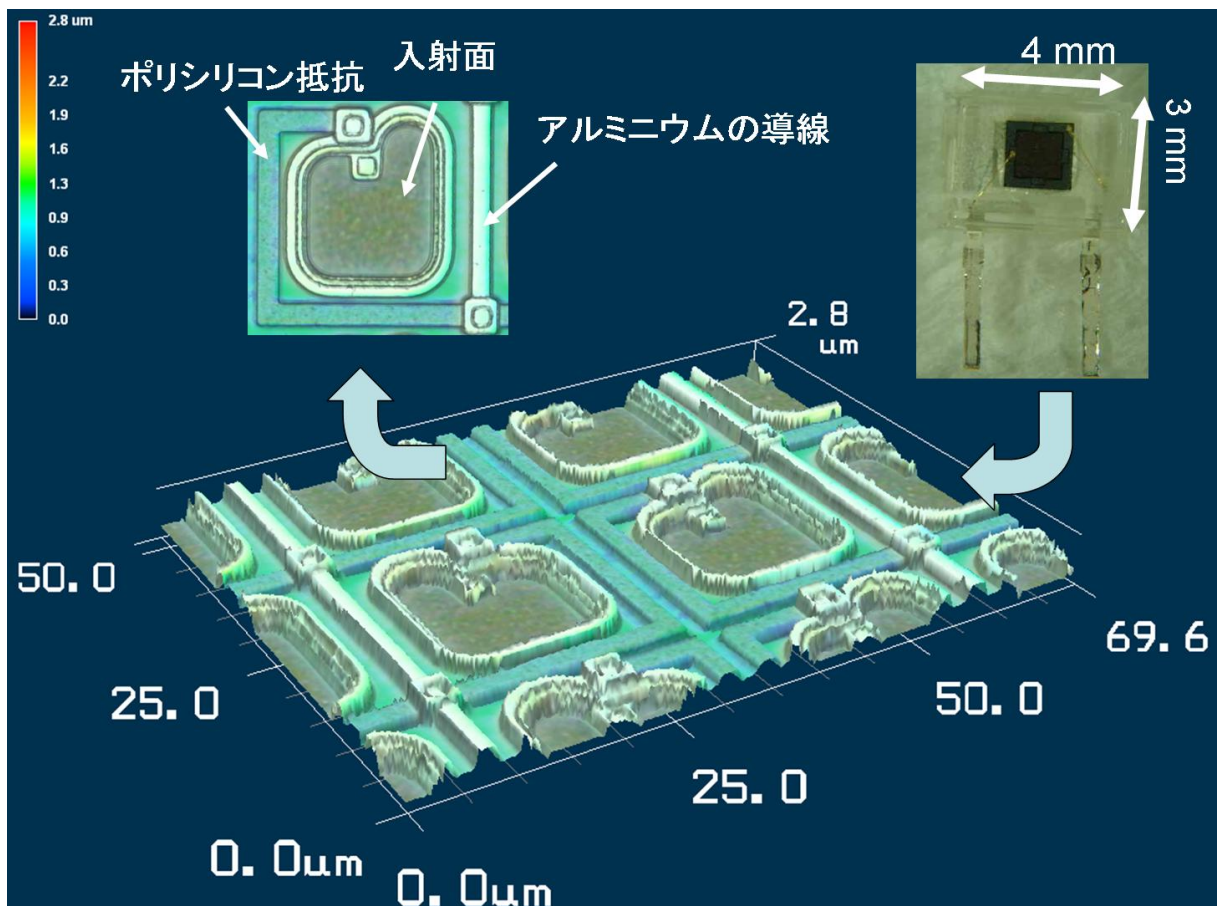


図 2.4: Keyence 社の協力によって撮影された MPPC 表面のレーザー顕微鏡写真。

Keyence 社の協力により、プラスチックパッケージの 1600 ピクセル MPPC(S10262-11-025) のレーザー顕微鏡写真を撮影した。加工されたシリコンチップは 3mm × 4mm × 1mm のパッケージに収められており、1mm 角の受光面は 25 μ m ピッチでピクセル化され、その上にサブマイクロの精度でポリシリコン抵抗やアルミニウム導線が加工されている。図 2.4 左上は単一ピクセルの拡大図である。光の入射窓が灰色の部分にあたり、それを取り巻く様にポリシリコン抵抗、アルミニウムの導線が実装されている。

また、レーザー顕微鏡は対象物表面の凹凸をスキャンすることが可能である。図 2.5 上図中の水色の線上の高低差を測定した結果を図 2.5 下図に示す。

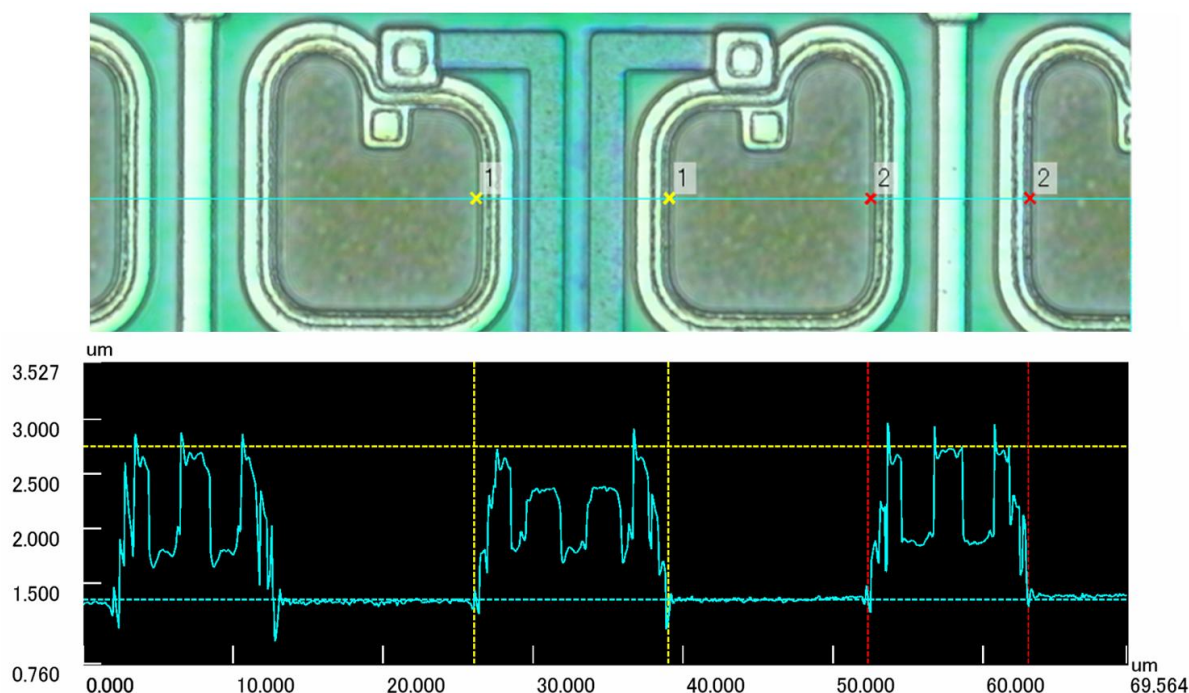


図 2.5: Keyence 社の協力によって撮影された MPPC 表面のレーザー顕微鏡写真。

	幅	入射窓からの高さ
入射窓	15.0 μ m ~ 17.4 μ m	0.0 μ m
入射窓周辺部	0.2 μ m	0.0 μ m ~ 1.4 μ m
ポリシリコン抵抗	0.2 μ m	1.0 μ m
アルミニウム導体	0.2 μ m	2.0 μ m
入射窓内の突起	0.3 μ m	0.6 μ m ~ 1.2 μ m
ポリシリコン内の突起	0.3 μ m	2.0 μ m ~ 3.0 μ m

表 2.1: MPPC 各部の幅及び高さ

図 2.6 やその他の測定とあわせ、MPPC 内の各部の長さを表 2.1 にまとめた。全体の面積に対する入射窓の開口率は 30.8% である [4]。

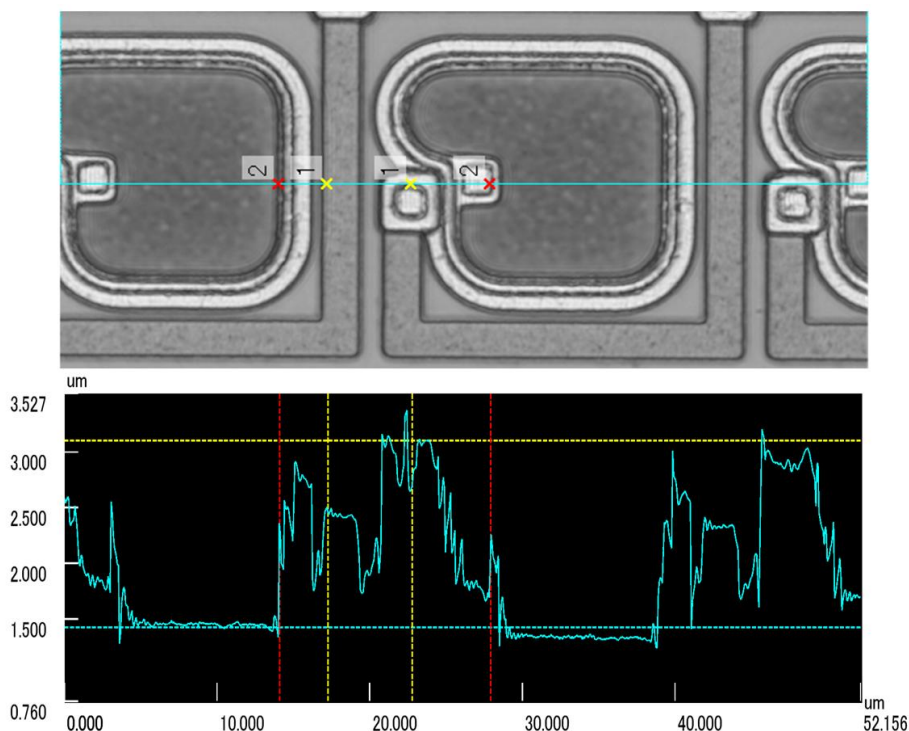


図 2.6: Keyence 社の協力によって撮影された MPPC 表面のレーザー顕微鏡写真。

2.4 内部構造

MPPC の内部構造について段階的に公開されているが、不純物濃度などの詳細は公開されていない。ここではすでに公開されている単純な構造と、その構造で適当な不純物濃度を設定したときの電場分布を計算した。計算には (株) 半導体先端テクノロジーズ SELETE が開発した半導体デバイスシミュレーター HyDeLEOS/T-CAD を用いた。

図 2.7 に示すように、MPPC の入射窓の直下から順に、拡散層、吸収層、コントロール層、増倍層、基盤が存在する。そして表面にはポリシリコン抵抗およびアルミニウム導線が実装されている。表面の回路の役割については次の節で説明する。

- 拡散層

不純物密度が高いので空乏していない。増倍電荷 (正孔) や誘導電荷 (電子) が注入されると層全体に拡散する (付録 C)。

- 吸収層

不純物密度が低いので完全空乏化している。入射光子は主にこの層で吸収され代わりに電子正孔対が生成される。電子は増倍層へ正孔は拡散層へ輸送される。また、増倍層で作られた増倍電荷 (正孔) も拡散層へ輸送する。

- コントロール層

不純物密度は高いが非常に薄いため完全空乏化している。増倍層の厚さや吸収層の電場などを調節するために存在する。

- 増倍層

不純物密度が低いので完全空乏化している。この層に存在する電荷は強い電場を受けて衝突電離を引き起こし、電荷数が増倍する。

- 基盤

不純物密度が高いので空乏していない。増倍電荷 (電子) や誘導電荷 (正孔) が注入されると層全体に拡散する。

増倍層での衝突電離は電場がおよそ $3.0 \times 10^5 \text{V/m}$ 以上であると顕著に起こり始める。増倍層では $3.0 \times 10^5 \text{V/m}$ を越える電場がかかっており、吸収層その他の電場はこの値を越えていない。

拡散層はガードリングに囲まれている。このガードリングは拡散層の周囲の角での電場の集中を防ぐ役割を果たす。ガードリングの不純物分布に変化が電場へ与える影響はすでに調べられており、 $0.4\mu\text{m} \sim 0.6\mu\text{m}$ 程度の厚さの設定が効果的であることがわかっている [6]。また、 SiO_2 層は絶縁体として用いられている。

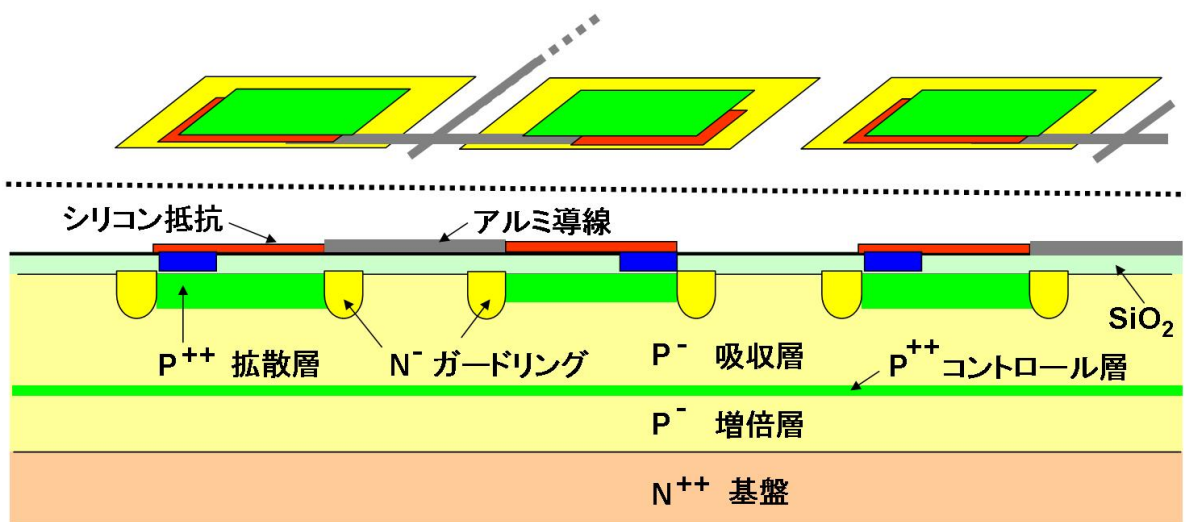


図 2.7: MPCC の断面図

不純物の種類、濃度、厚さを適当な値を設定し(表 2.4)、MPPC の典型的な印加電圧 (75.0V) を印加した上で、各部での電場の強さを計算し、図 2.8 に示した。

	半導体の型 (不純物)	不純物濃度	厚さ
拡散層	P ⁺⁺ (B)	$1.0^{18} \times \text{cm}^{-3}$	0.5 μm
吸収層	P ⁻ (B)	$1.0^{15} \times \text{cm}^{-3}$	1.5 μm
コントロール層	P ⁺⁺ (B)	$2.0^{17} \times \text{cm}^{-3}$	0.02 μm
増倍層	P ⁻ (B)	$1.0^{15} \times \text{cm}^{-3}$	1.0 μm
基盤	N ⁺⁺ (As)	$1.0^{18} \times \text{cm}^{-3}$	0.5 μm

表 2.2: MPPC 各部の不純物濃度及び厚さ

2.5 増倍メカニズム

半導体光検出器には様々な種類があるが、それらは全て p-n 接合に逆方向電圧を印加して駆動する。この検出器は入射光が価電子帯の電子を励起することで電子正孔対ができ、電位差によって電子と正孔がそれぞれ逆の方向へドリフトすることで電流が流れることを原理としている。

ここで印加電圧が低い場合は増倍領域は存在せず、1 光子に対して最終的に收拾されるキャリアーは最大で 1 組である。その電荷量は検出器固有の雑音に比べてとても小さいため、十分な光量が入射しないと検出することができない。

そこで、一定以上の電場を生成するように電圧をかけることで電子が加速され、シリコン原子との衝突の際に次々と電子を弾き出すことで、雪崩増幅が起きる。この増幅過程はアバランシェ増幅と呼ばれ、アバランシェ増幅を利用した半導体検出器をアバランシェフォトダイオードと呼ぶ。アバランシェフォトダイオードは 1 光子からできた電子正孔対にたいしておよそ 10 ~ 1000 倍の利得を持っている。しかしこの利得では、1 個の光子による信号を、検出器固有の雑音に対して有意な電流として判別するには至らない。現在流通しているアバランシェフォトダイオードの場合、20 個程度の光子が同時に来たときに検出が可能となる。

そこでロシアの研究者によってアバランシェフォトダイオードを基礎とした 1 光子検出能力のある半導体検出器の開発が行われ、1990 年末に製品化された。シリコン中の正孔の有効質量は電子より 3 倍ほど重いため、増倍を起こし難い。アバランシェフォトダイオードは加速されたキャリアーのうち電子のみが増倍に関係しているが、さらに電場が強くなると正孔もアバランシェ増幅を起こし始める。この増倍メカニズムを利用した検出器をガイガーモードアバランシェフォトダイオードと呼ぶ。

表 2.3 に以上で示した半導体光検出器とその増倍メカニズム及び増倍率についてまとめる。

この電子起源の雪崩増幅と電子及び正孔起源のアバランシェ増幅が起きているときの増倍の時間発展を図 2.9 に示す。

左に示すのが電子起源のみの雪崩増幅である。右上電子が p 型半導体から空乏層にドリフトしてきたと考え、その時間をスタートとする。すると空乏層をドリフトする間に次々と増倍が起き

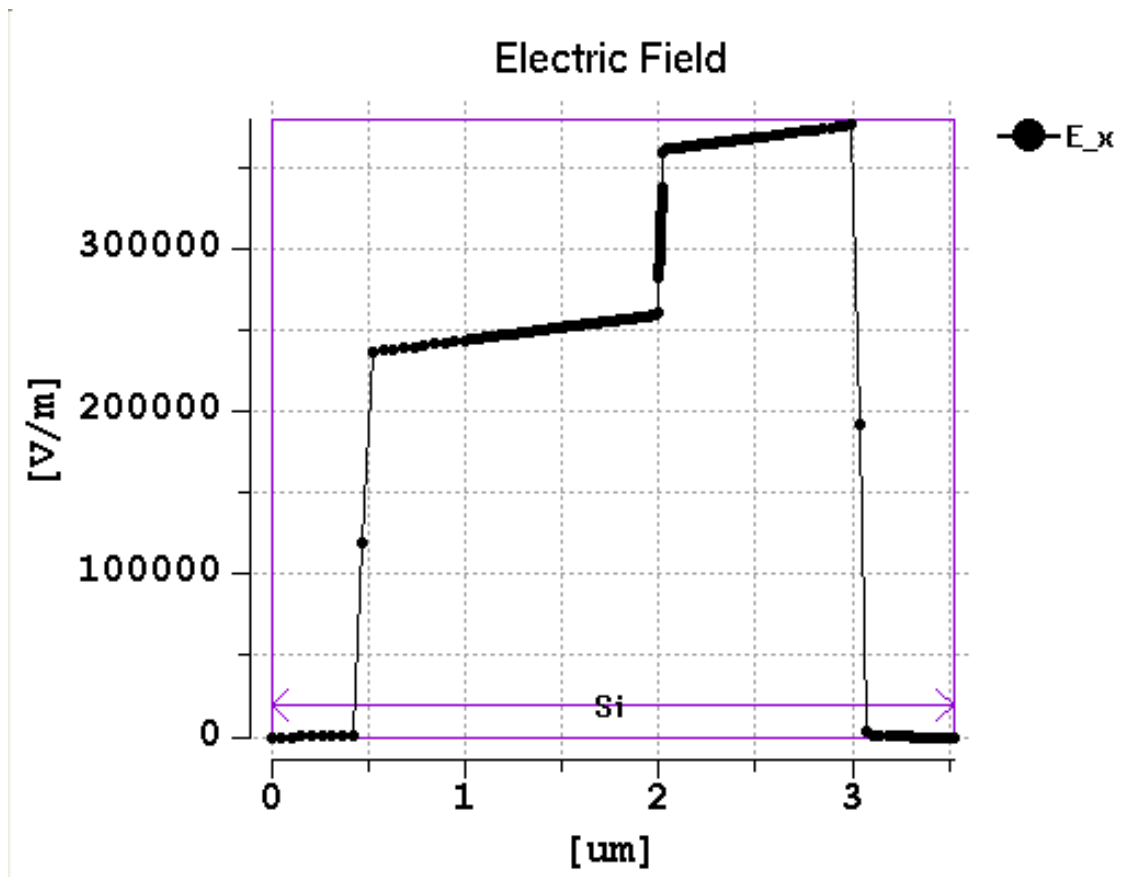


図 2.8: 各層が表 2.4 に示す組成の半導体に 75V を印加した時の電場分布。横軸は表面からの厚さを示す。

名称	電子の増倍	正孔の増倍	増倍率
フォトダイオード	×	×	1
アバランシェフォトダイオード	○	×	$\sim 10^2$
ガイガーモードアバランシェフォトダイオード	○	○	∞

表 2.3: 半導体光検出器の種類とその増倍メカニズム

ていくが最終的に 30psec 程度で電子が空乏層から抜けてしまい、増倍は収束する。

これに対し右に示すのが電子、正孔ともにアバランシェ増幅の起源となる場合である。この場合、電子がアバランシェ増幅を起こす際に出来た電子正孔対の正孔が逆方向にドリフトし、そちらもアバランシェ増幅を起こすことになる。そのため、電子と正孔が増倍を繰り返して空乏層の中を行き来するため暴走状態となるのである。その結果、アバランシェフォトダイオードよりはるかに高い増幅率を得ることができる。

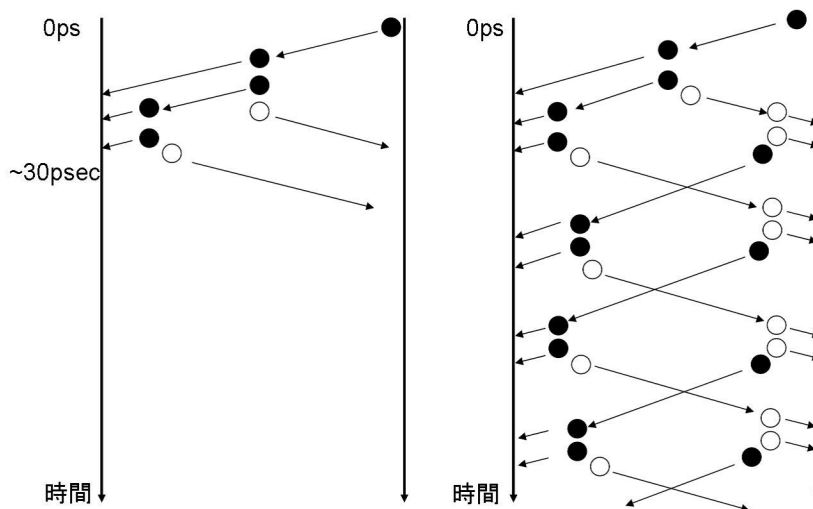


図 2.9: (左) アバランシェフォトダイオードの空乏層での増倍過程の時間発展。縦軸が時間に相当し、約 30psec で増倍が収束する。(右) ガイガーモードでの増倍過程の時間発展。電子、正孔ともに増倍が続き、暴走状態となっている。

2.6 ケンチング

表 2.3 でガイガーモードアバランシェフォトダイオードの増幅率は無限大と記したが、PPD を始めとする光検出器では様々な方法で暴走を抑制し、有限の増幅率を持つ。まず、PPD はパッシブケンチングを用いている。以下で説明するパッシブケンチングの原理は現在世界で最も知られている原理であり、常温での PPD の振舞をうまく再現する。

次に他の抑制方法についても紹介する。

2.6.1 パッシブケンチング

PPD は P-N 結合したシリコン半導体と抵抗を最小単位とするが、この抵抗が重要な働きをする。半導体の電極の直後に抵抗を配置することで増倍中に誘起された電流が抵抗に流れ込み、そこで電圧が低下する。その結果 P-N 接合に印加されている電圧が下がり増倍領域の電場が低下す

ることになる。衝突電離を起こし始める電圧を $V_{\text{breakdown}}$ とすると、増倍領域にかかっている電圧が $V_{\text{breakdown}}$ に等しくなった時に増倍は収束する。

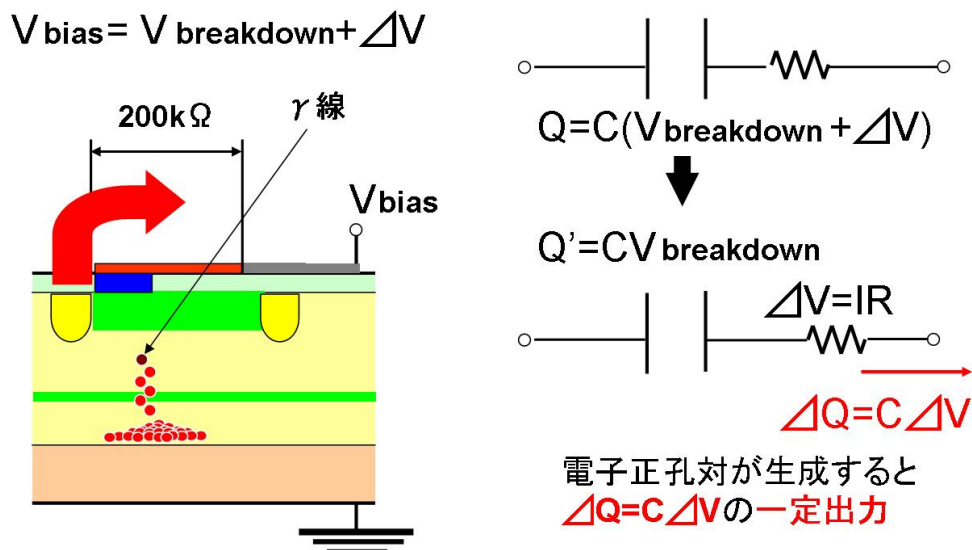


図 2.10: (左) $V_{\text{breakdown}} + \Delta V$ が印加された PPD に光子が入射し、増倍が起きたとするとその誘導電流が抵抗を通過する。すると増倍領域の電場の低下が起こり、増倍が収束する。(右) P-N 結合の実効的静電容量を C として出力の前後の P-N 接合の両端の電荷の差分を考え出力電荷を求めると、入射光子数に関わらず $C\Delta V$ と一定になる。

増倍率 G は印加電圧の $V_{\text{breakdown}}$ に対する増分 ΔV と P-N 結合の実効的な静電容量 C 及び電気素量 e を用いて

$$G = \frac{C\Delta V}{e}$$

と表すことができる。

これは光入射以前の平衡状態での P-N 接合の両端に $C(V_{\text{breakdown}} + \Delta V)$ の電荷が存在し、増倍のクエンチの瞬間には $CV_{\text{breakdown}}$ に減少すると考えると、その差分に相当する $C\Delta V$ がパルスとして出力されるためである。さらにこのパルスの波高 $H[\text{V}]$ は $50[\Omega]$ インピーダンスのオシロスコープで見た場合、クエンチング抵抗値 $R[\Omega]$ を用いて

$$V = \frac{\Delta V}{R} \times 50 \quad (2.1)$$

となり、常温での測定はこの計算結果とほぼ首尾一貫している。

この結果、ピクセルからの出力は仮に同時に数個の光子が同じピクセルに入射したとしても出力は $C\Delta V$ と一定の値を持つ。そして、印加電圧に対して増倍率が線形に増加するため、電圧の設定が容易であるという利点もある。

さらに、次に述べる抵抗を用いない増倍キャリアの自己場によるクエンチに比べて増倍が収束に到る時間が速く、 1nsec 程度でクエンチが起きる。これは自己場によるクエンチは増倍キャリア

がピクセル内全面に広がる必要があることに対し、抵抗を用いたクエンチはある瞬間の増倍キャリアの動きに誘導された電流がどの程度抵抗で電圧を落とすかでクエンチのタイミングが決まる。アバランシェ増幅の典型的な時間は1ステップが数10psecであるため、 $C\Delta V$ に相当する電荷に成長するまでに1nsecはかからない。

また、パッシブクエンチングをおこす抵抗の素材として、浜松ホトニクスは常温でおよそ200k Ω のポリシリコンを採用し、欧米の研究所では1M Ω 程度の金属抵抗を用いている。金属は抵抗値の温度係数が小さいが、ポリシリコンは負の温度計数を持ち、比較的溫度変化が大きい特徴がある。

2.6.2 その他のクエンチング

- 増倍キャリアの自己場によるクエンチ [1]

電子正孔のアバランシェ増幅が継続している間、Shockley-Ramoの公式に従って極板には誘導電荷が現れ続け、その結果、暴走が止まらない。しかし、徐々にP-N接合領域を挟む形で電子正孔の雲が発達し、その自己場が電場遮蔽することで増倍領域の電場が降下を始め。そして、正孔がアバランシェ増幅を起こさない電場強度にまで低下すると暴走状態が終わる。これはガイガーカウンターの増倍収束と類似のプロセスである。

この収束までに1 μ sec程度かかるため、その間は不感時間となる。光通信や加速器を用いた実験などでは1 μ secの不感時間は長く実用化は難しい。また、増倍率が安定しないことも問題として挙げられる。

- アクティブクエンチ [5]

トランジスタなどのアクティブな素子を用いたクエンチも存在する。ガイガーモードアバランシェダイオードの出力をオペアンプの入力につなげ、出力を電源ラインにつなげる。すると光が入射して増倍が始まるとオペアンプによってフィードバックされた電圧のために増倍領域の電場が降下し、強制的に暴走状態が収束する。

アクティブクエンチングは他にも様々なタイプがあるが、ピクセルごとに外部回路を付ける必要があるためコスト、省スペースの点で問題がある。

他には、光が入射するタイミングがわかっている場合、入射のタイミングにあわせて電圧を印加する方法も考えられている [5]。

2.7 PPDの出力波形

PPDは1つのピクセルの有感領域に複数個光子が入射したとしても同様の暴走状態に陥るため単一の光子が入射した時と出力は変わらない。つまり光子がきたかどうかを判別することができるが、いくつ光子がきたかは分からない。この問題は、ピクセルを複数個並べ、出力は1つにまとめることで解決された。

この複数個のピクセルに多数の光子が入射したとする。もし光子数に対してピクセル数が十分に多ければそれぞれの光子は異なるピクセルに入り、同じピクセルに2つの光子が入る確率は少ない。するとこの複数個のピクセルからの出力の合計することで光子数を計数することができる。

図 2.11 中左は同時に3ピクセルに光が入射した時の出力を示している。右上のオシロスコープの波形は複数回のパルスを重ね書きしたもので、光が入射したピクセルの数によって波高が離散化されていることがわかる。右下のヒストグラムは強いLED光(赤)と弱いLED光(黒)のADC分布である。図中の等間隔に広がるピークがそれぞれ光子数に対応し、計数能力があることがわかる。

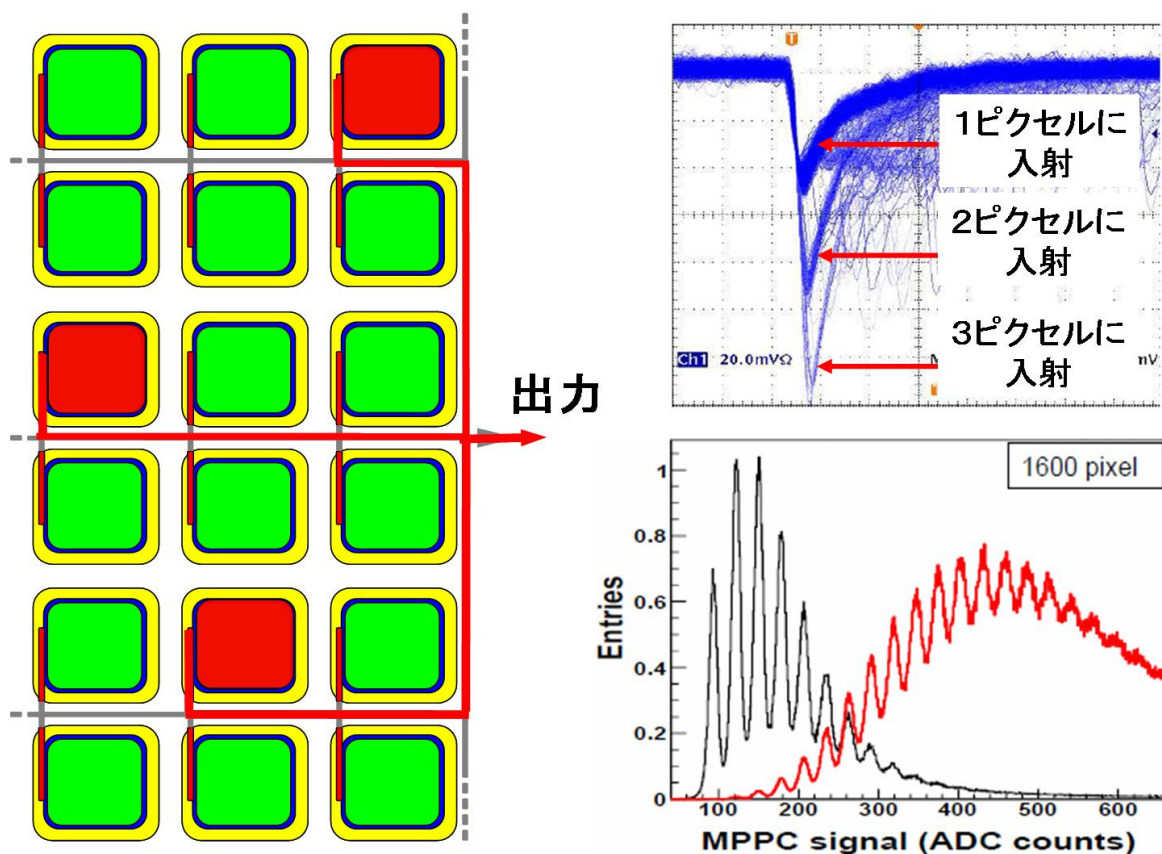


図 2.11: MPPC の出力と ADC 分布

2.8 ダークノイズ及びクロストーク

暗箱中で光が入射しない環境でも PPD からは出力が存在し、ダークノイズと呼ばれる。ダークノイズは以下の二つの原因が考えられている。[1]

- 熱励起

熱的に活性化した共有結合電子が 1.1eV のバンドギャップを越えるエネルギーを得ることができれば電子正孔対が生成される。また、Au(金)原子などの深い準位を持つ不純物がドーピングされている場合、電子正孔対の生成確率は増加する。常温では熱励起起源のダークノイズが優勢である。

- トンネル効果

逆バイアス状態で、空乏層が十分薄く (10nm 以下)、電界が十分高い (10^8V/m 以上) 時、価電子帯の電子はエネルギー障壁を量子力学的トンネル効果で越えて伝導帯に移り、電子正孔対を作る。低温中のダークノイズは熱励起が抑制されるためトンネル効果が優勢となる。

これらの電子正孔対は増倍領域でアバランシェ増幅を起こし、2.6.1 節で示した増倍率を持つため光子が入射した場合と区別が付かない。図 2.12 に光が入射しない環境での出力の重ね書きを示す。

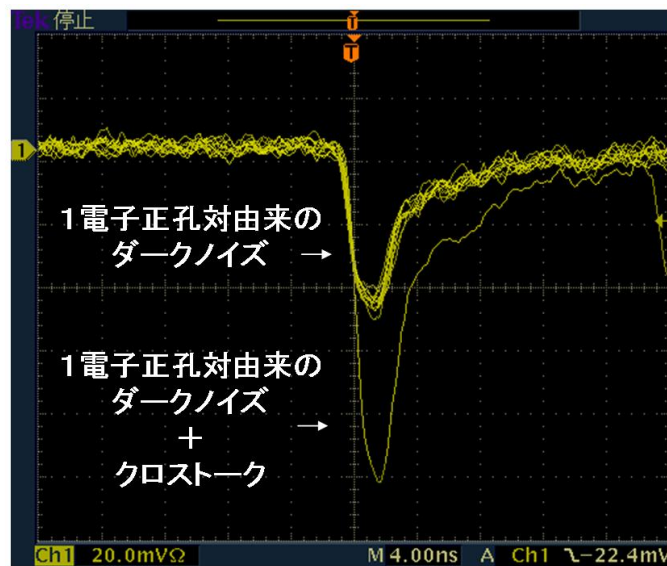


図 2.12: ダークノイズ、クロストークの波形

図中、1電子正孔対由来のダークノイズの2倍の波高をもつパルスが存在し、クロストークと呼ばれている。これはあるピクセルでのアバランシェ増幅中に二次光子が放射され、それが他のピクセルで吸収されて電子正孔対を作るとそれらが再びアバランシェ増幅を引き起こす。この二つのアバランシェ増幅の時間差は光子の飛行時間とドリフト時間の和であり 1ns 未満と見積もられる。そのためクロストーク由来のパルスは原因となるパルスにパイルアップして出力され、2倍の波高となる。図 2.13 にクロストークの模式図を示す [1]。

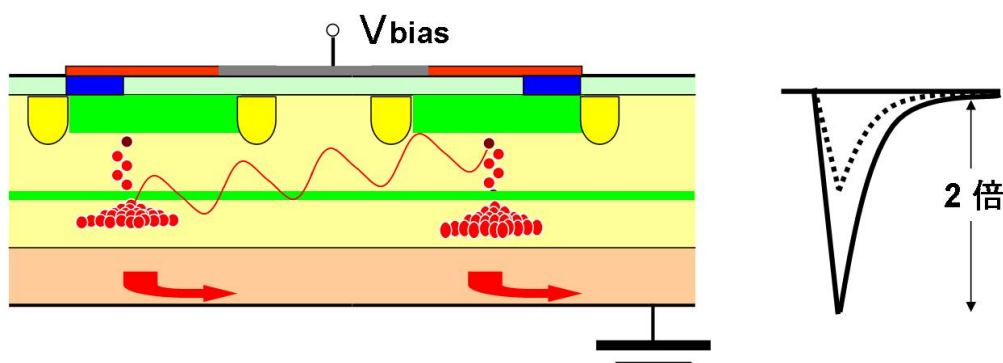


図 2.13: クロストークの模式図

2.9 光子検出効率

ガイガーモードアバランシェフォトダイオードの光子検出効率は、開口率、波長ごとの吸収長、各ピクセルでの電場分布、キャリアの移動速度、イオン化係数によって決定する。正確には、ドリフト中の電子正孔対が格子欠陥や再結合中心にトラップされ、吸収されてしまう確率を考慮しなければならないが、大変小さいため本論文では無視する。

以下に MPPC の開口率とピクセル数の関係をまとめる [4]。

型番	ピクセル数	開口率
S10262-11-025	1600	30.8%
S10262-11-050	400	61.5%
S10262-11-100	100	78.5%

表 2.4: MPPC の型番とその開口率

100 ピクセルの開口率はおよそ 80% であるが、1600 ピクセルの開口率はおよそ 30% となり、ピクセル数に大きく依存することがわかる。

さて、任意の波長の光子が入射する時の応答を考える。シリコンにバンドギャップを超えるエネルギーを持った光子が入射すると、価電子帯から伝導帯に電子が励起されることで電子正孔対ができる。図 2.14 左に光子のエネルギーとその時の吸収長を示す。今、ガイガーモードアバランシェフォトダイオードの厚みを $10\mu\text{m}$ とすると、およそ 300K の場合 1.5eV 、77K の場合 1.8eV 以上のエネルギーの光子に対して感度があることになる。可視光は $1.7\text{eV}\sim 3.1\text{eV}$ のため可視光が入射すると、p-n 接合部分にある増倍領域より浅い位置で電子正孔対ができる確率が高く、その場合電子が増倍領域へ向かってドリフトする。

増倍領域が $1\mu\text{m}$ であるとする、イオン化係数が 10^4 以上となるような電場がかかっていればドリフト中の電子がシリコン原子をイオン化し新しい電子正孔対ができることになる。例えば、今 $1\mu\text{m}$ に渡って $5 \times 10^6\text{V/cm}$ の電場が存在すると仮定すると電子、正孔のイオン化係数は 1×10^5 、

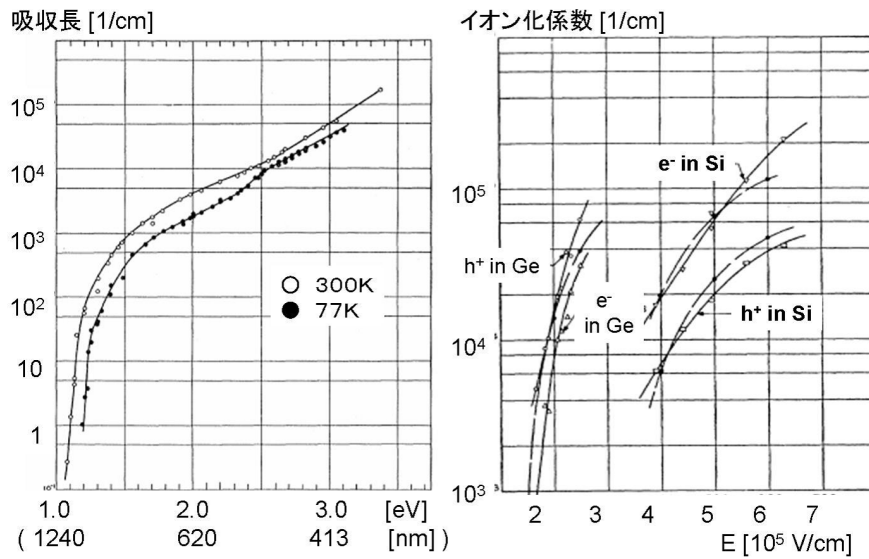


図 2.14: (左) シリコンの光子吸収長のエネルギー依存性 [20](右) 電場とイオン化係数 [18]

4×10^4 となる。そこに電子がドリフトしてくると、およそ 10 対の電子正孔が生まれ、その正孔が空乏層を抜けるまでに 4 対の電子正孔を生み、この電子は次に 40 対の電子正孔を生成する。

以上の過程で暴走状態が始まり、シグナルが出力される。この際、光子検出効率は正孔の増倍が起こる確率に強く依存する。正孔の増倍率はブレイクダウン電圧近傍では十分高いとは言えず、光子検出効率も低いですが電圧を上げていくにつれて効率も上昇し、やがて飽和に至る。

図 2.15 左は光子検出効率の波長依存性を示す。この図は十分な電圧を印加した状態で測定されており、およそ 400nm 程度の波長に最も感度があることがわかる。図 2.15 右は光子検出効率の電圧依存性を示す。この図は 1600 ピクセルに 500nm の波長の光を入射した時の測定で、図 2.15 左から求めることができる、およそ 20% の値に向かって飽和していく様子を見ることができる。

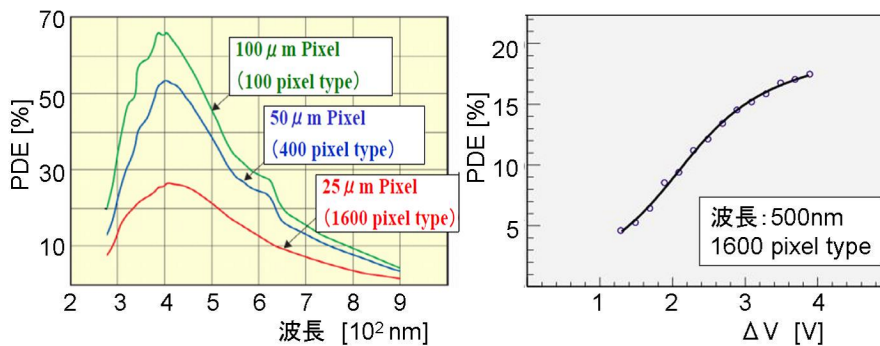


図 2.15: (左) 光子検出効率の波長依存性 [2](右) 光子検出効率の電圧依存性 [3]

第3章 MPPCの諸特性の測定

今回の測定で使用した素子は、第2節の図2.4で示した浜松ホトニクス社の1600ピクセルMPPC(S10262-11-025)である。この章では以下の二つの測定についてまとめる。

- 常温での測定

浜松ホトニクスの出荷前の測定及び信州大学での測定とのクロスチェックを行った。

- 諸特性に対して新たな測定手法の確立
- MPPCにおいて今まで認知されていなかったアフターパルス現象を発見

- 低温での測定

液体窒素温度でのMPPCの振る舞いを世界に先駆けて測定した。

- 回復時間の存在の発見によるアフターパルスの精密測定の困難
- 他諸特性の測定結果に対する半導体物理に基づいた考察
- 出力波形から帰結される動作メカニズムの再構築の必要性の発見

3.1 基本的なセットアップ

MPPCはオシロスコープで波形を見るなど簡単な測定であれば、図3.1に示すセットアップで行うことができる。後の実験はこのセットアップを核として下流のエレクトロニクスを交換することで測定を行った。まずこの基本的なセットアップについて説明する。

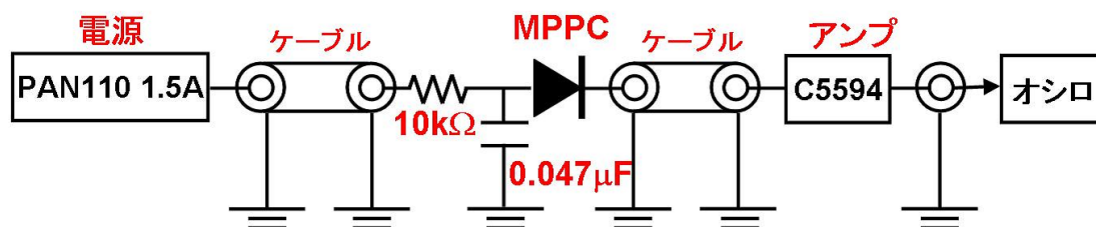


図 3.1: 常温、低温下での測定で共通の回路

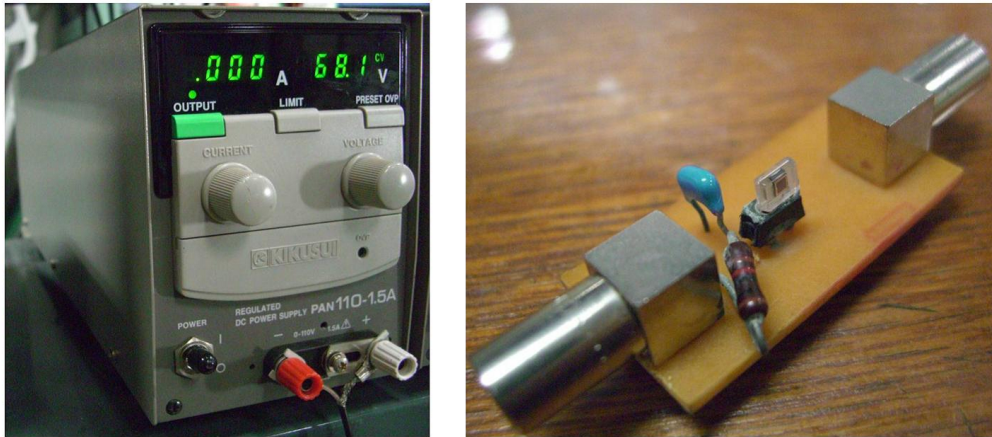


図 3.2: 図 3.1 で使用した電源と MPPC をマウントした回路

- 電源部 (図 3.2 左)

(株) 菊水社の PAN110-1.5A。最大電圧 110V、低リップルノイズ (0.5mVrms)、低電源変動 (6.5mV) の直流電源である。RS-232C ケーブルを用いたリモートコントロールも可能である。

- MPPC マウント部 (図 3.2 右)

10k Ω 及び 0.047 μ F の抵抗、コンデンサで電源のローパスフィルターを形成し、その下流に MPPC をマウントした。この基盤は (株)MITS 社の基盤カッター FP-21 を用いて製作した。

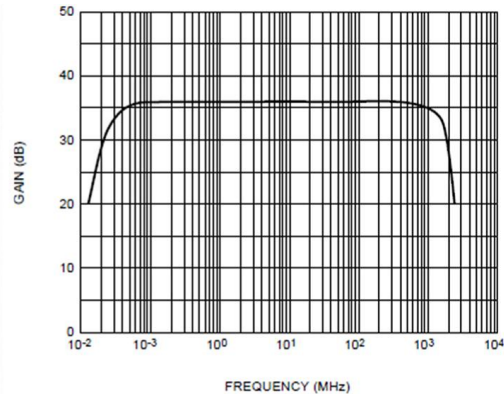
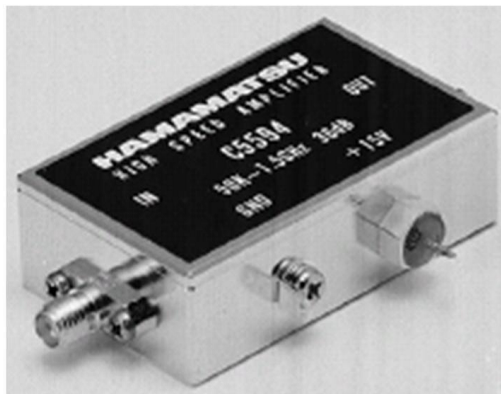


図 3.3: 図 3.1 で浜松ホトニクス製アンプと増倍率の周波数依存性

- アンプ部 (図 3.3 左)

(株) 浜松ホトニクス社の C5594。図 3.3 右に示すように 50kHz ~ 1.5GHz までの帯域に対して 36dB の増倍能力を持つ。入力、出力インピーダンスは共に 50 Ω 。12V ~ 15V の電源を必要とし、(株) 高砂社の GPT322 を用いた。

3.2 常温での測定

浜松ホトニクスは出荷前に増倍率、ダークノイズレート、クロストークレートの測定をしており、KEK 測定器開発室に所属する信州大学がそれらの再測定を行った。その際、特にクロストークレートにおいて浜松ホトニクスより高い値が測定され、浜松ホトニクスの測定に手法上の誤りがあったことがわかっている。しかし、増倍率、ノイズレートについても信州大学の測定は浜松ホトニクスの測定よりも高い値であったが、本研究での測定はよい一致を示した。

さらにクロストークレートの測定は信州大学と異なる手法で行い、信州大学の測定結果と比較する中でそれまで注目されていなかったアフターパルス現象を発見した。

3.2.1 測定項目

以下に測定項目を列挙し、図 3.4 にそれぞれの項目に対する測定例を示す。

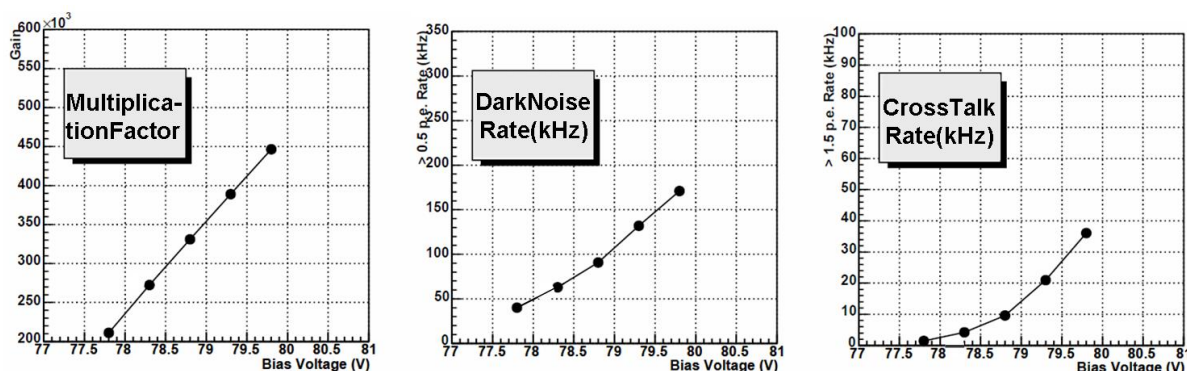


図 3.4: (左) 増倍率 (中) ダークノイズレート (右) クロストークレート

- 増倍利得

MPPC は 10^5 程度の増倍率を持つが、オシロスコープなどのエレクトロニクスで測定するためにはさらにアンプを必要とする。今後の応用分野の拡大のためには増倍率の向上が必要である。

- ダークノイズレート

シリコンチップの均一性と並び、ダークノイズレートの低下は大面積化への開発において非常に重要な役割を果たす。光電子増倍管のダークノイズレートは 1kHz 程度であることに對し、MPPC は 1600 ピクセルの場合、常温で数 100kHz 程度である。

- クロストークレート

MPPC のクロストークレートは数 10kHz であり、ダークノイズとの比率を考えると 10%程度である。クロストークが起ると本来出力される信号よりも大きな出力が得られるため、校正が必要となる。

3.2.2 測定に用いた回路と測定手法

図 3.5 の回路及び表 3.1 の測定器材を用いた。

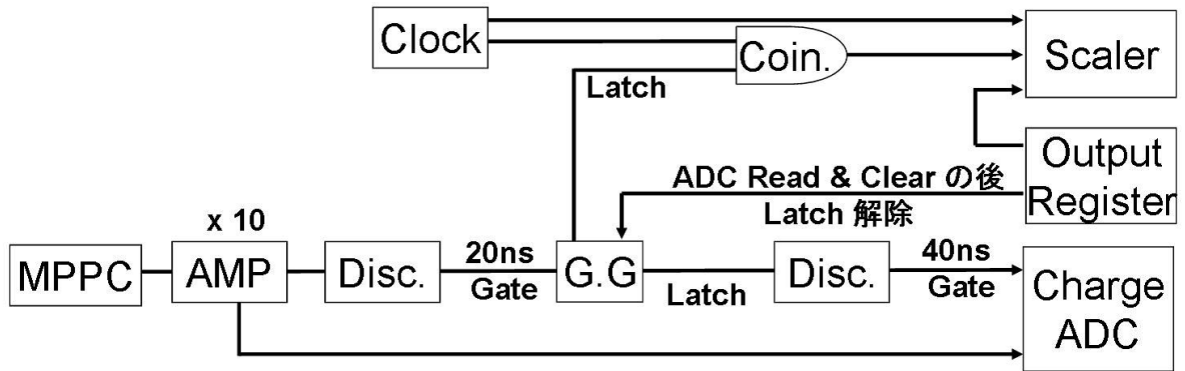


図 3.5: 増幅率、ダークノイズレート、クロストークレートを測定するための回路図

	モジュール名	型番	会社
NIM	AMP	N-TM 231	Technoland Corporation
NIM	Discriminator(上流)	Model 708	Phillips Scientific
NIM	Gate Generator	KN1500	Kaizu Works
NIM	Discriminator(下流)	KN246	Kaizu Works
NIM	Clock Generator	KN270	Kaizu Works
NIM	Coincidence	N-TM 103	Technoland Corporation
CAMAC	Crate Controller	CC/NET	Toyo corporation
CAMAC	ADC	2249A	LeCroy
CAMAC	Scaler	C-SE 113	Technoland Corporation
CAMAC	Output Resistor	KC3471	Kaizu Works

表 3.1: 図 3.5 で使用したモジュール一覧

それぞれのモジュールの入出力を図 3.6 に示す。

- 増倍率

アンプの増倍率を A 、1 電子正孔対由来のパルスに相当する ADC のチャンネル数を d 、ADC

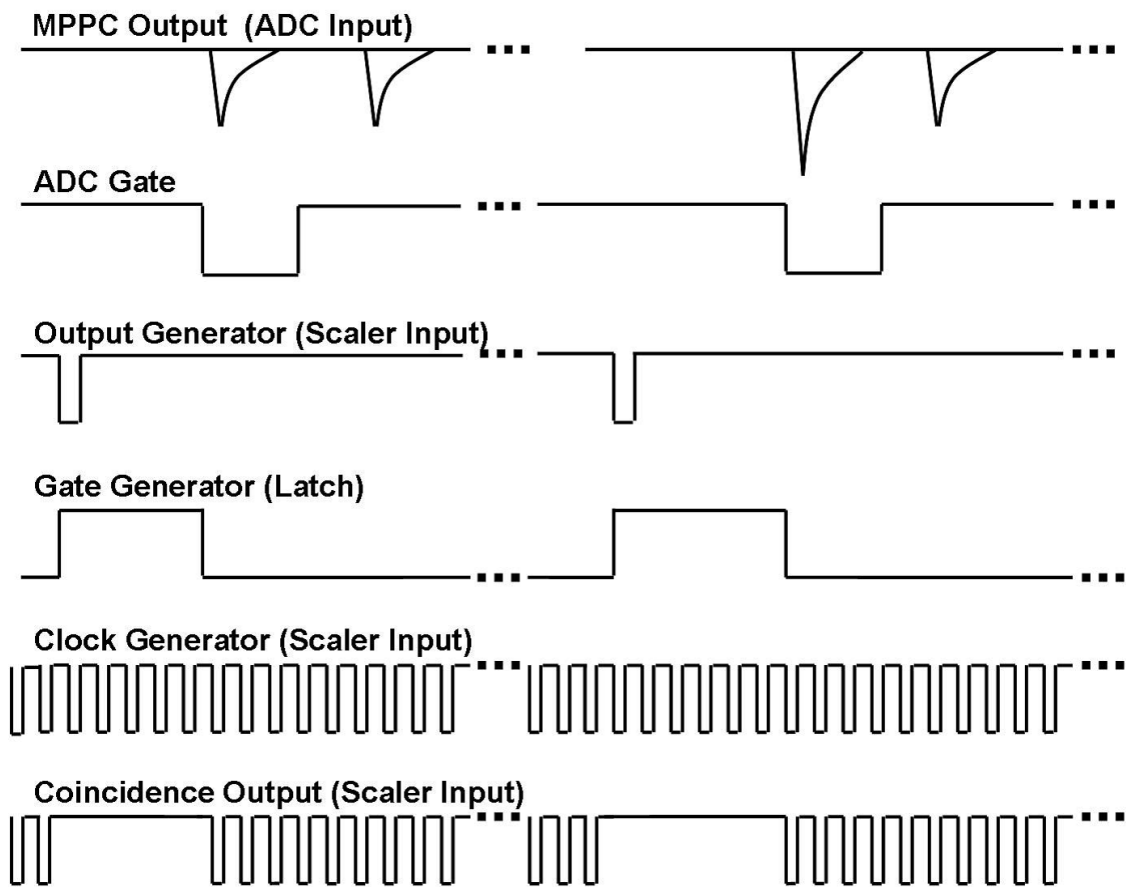


図 3.6: 図 3.5 の主要なモジュールの入出力

の変換係数を α とすると増倍率 G は以下の式となる。

$$G = \frac{\alpha d}{eA} \quad (3.1)$$

- ダークノイズレート

OutputResistor、ClockGenerator、Coincidence からの出力を Scaler でカウントした値を S_0 、 S_1 、 S_2 とし、ClockGenerator の周波数を F とすると、

$$\text{DarkNoiseRate} = \frac{S_0}{S_1 - S_2} \times F \quad (3.2)$$

- クロストークレート

ADC 分布からパルス全体に対する 2 電子正孔対以上由来のパルスの比 R が計算できる。また、偶然同じゲート幅 T の中にダークノイズ由来のパルスが 2 つ生成されることを考慮すると、クロストークレートは以下の式となる。

$$\text{CrossTalkRate} = \text{DarkNoiseRate} \times R - \text{DarkNoiseRate}^2 \times T \quad (3.3)$$

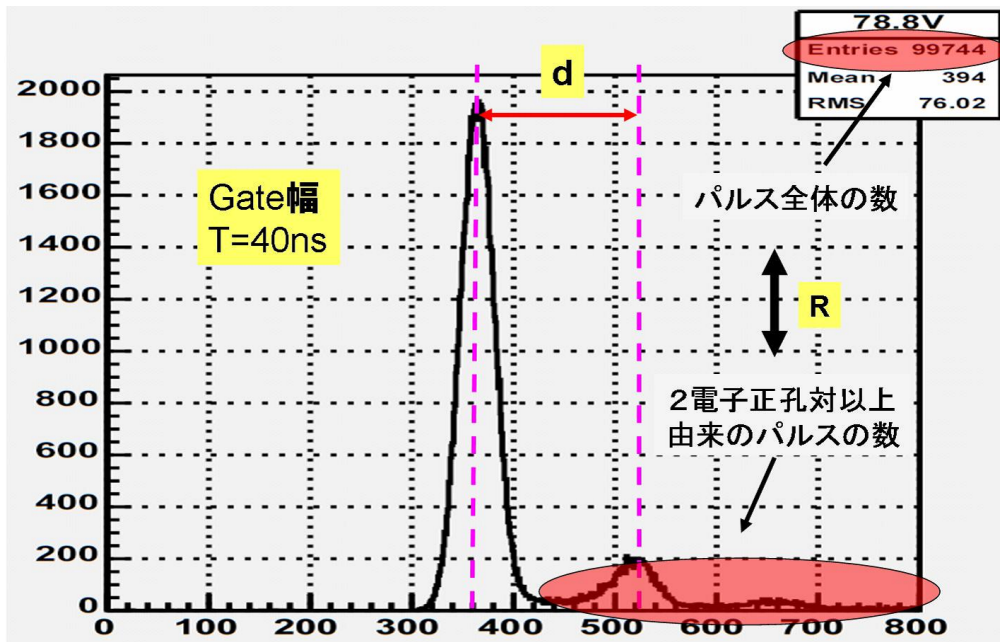


図 3.7: 増倍率測定に用いた ADC ヒストグラム

3.2.3 浜松ホトニクスと信州大学の回路と手法

浜松ホトニクスの測定手法は増倍率を求める回路は本測定と同様であるが、ダークノイズレート、クロストークレートを測定する回路は異なっており、図 3.8 に示す。

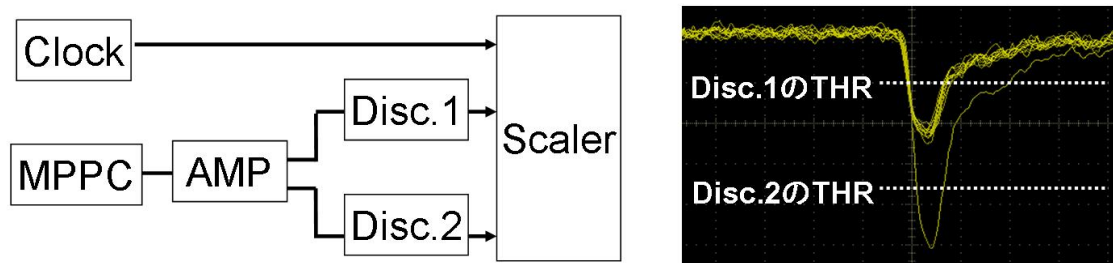


図 3.8: 浜松ホトニクス及び信州大学の用いた回路

Discriminator1、Discriminator2、ClockGenerator からの出力を Scaler でカウントした値を S3、S4、S5 とし、ClockGenerator の周波数を F とすると、ダークノイズレート及びクロストークレートは以下の式となる。信州大学の手法は浜松ホトニクスの手法に準じている。

$$\text{DarkNoiseRate} = \frac{S3}{S5} \times F \quad (3.4)$$

$$\text{CrossTalkRate} = \frac{S4}{S5} \times F \quad (3.5)$$

3.2.4 測定結果

3.2.2 節の手法を用いて 10 個の MPPC について測定を行い、結果を図 3.9、3.10 に示す。

浜松ホトニクスは増倍率が 2.75×10^5 の時の電圧値でダークノイズレートとクロストークレートを測っているためそれぞれの値について電圧依存性は調べていない。

- 増倍率

本測定と浜松ホトニクスの出荷前測定はおよそ一致した。信州大学での測定とは系統的にずれているように見られるが定量的には評価していない。

- ダークノイズレート

本測定と浜松ホトニクスの出荷前測定はおよそ一致した。信州大学での測定は本測定より 1 割程度大きな値となっている。3.2.5 節で考察を加える。

- クロストークレート

浜松ホトニクスの測定値は本測定及び信州大学での測定に比べて低い、これは測定時に手法上の問題があったことがわかっている。またクロストークレートは本測定の方が信州大学の測定より 2 倍程度大きな値となっている、3.2.5 節で考察を加える。

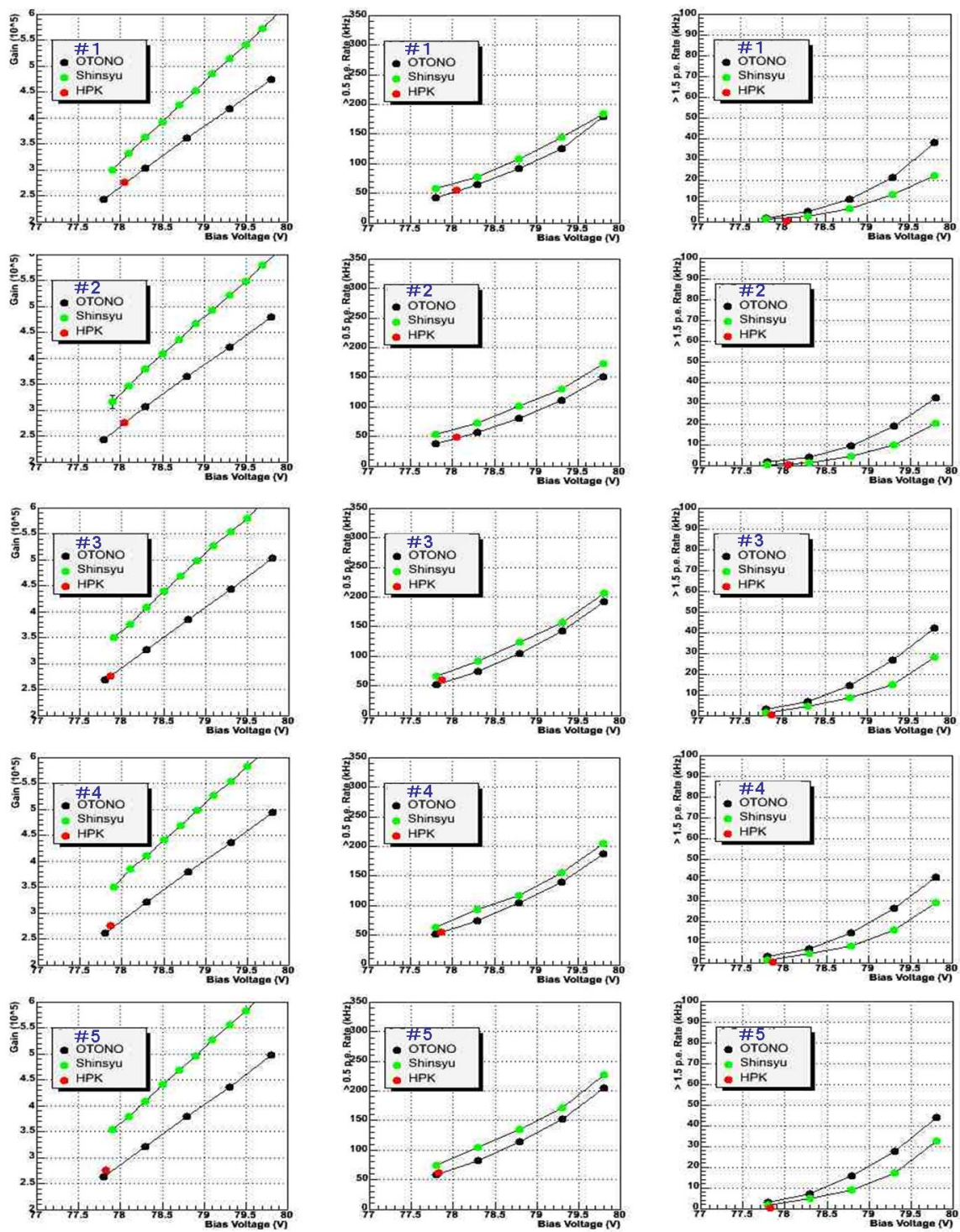


図 3.9: (左) 増倍率 (中) ダークノイズレート (右) クロストークレート

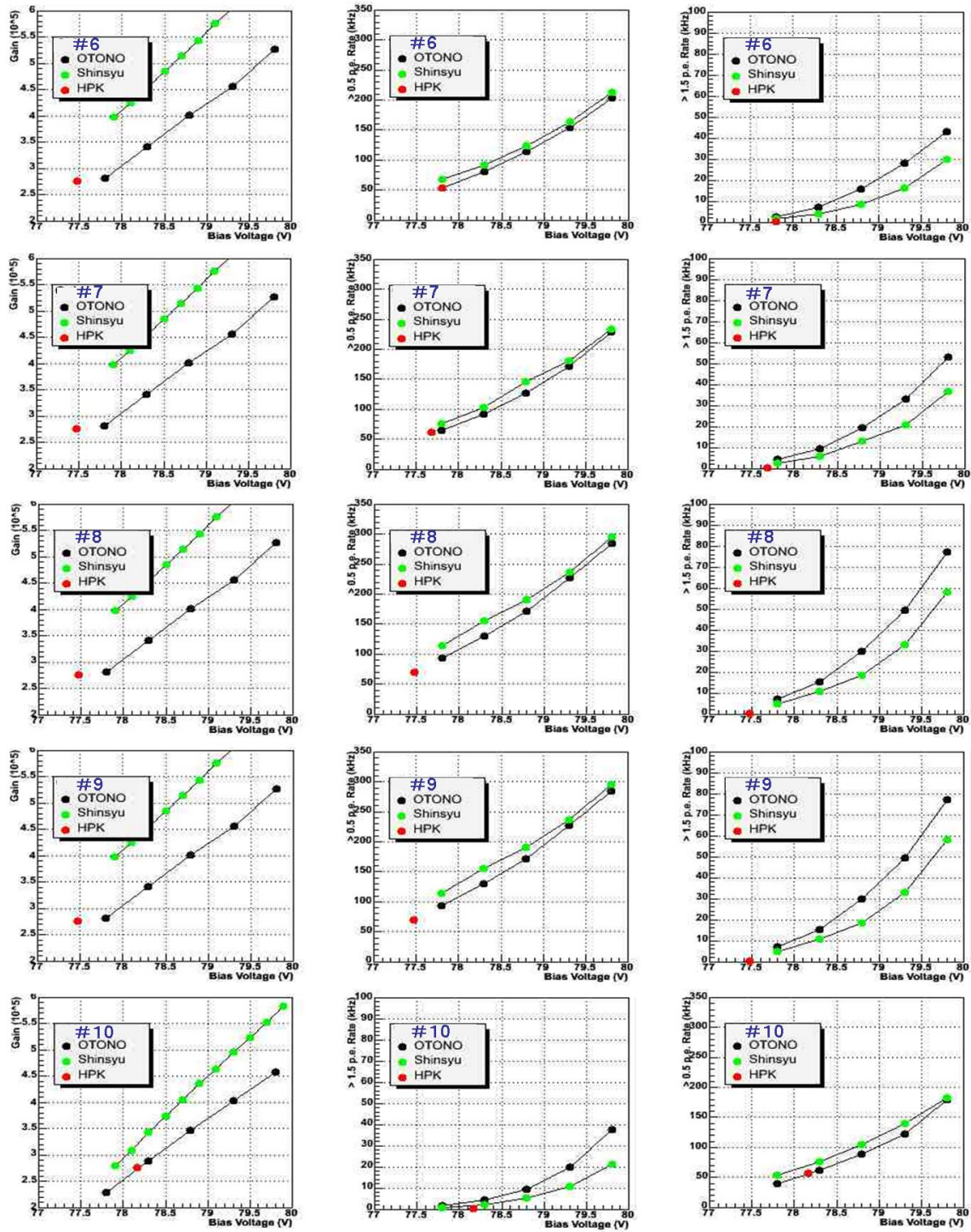


図 3.10: (左) 増倍率 (中) ダークノイズレート (右) クロストークレート

3.2.5 考察

ダークノイズレートとクロストークレートについての信州大学と本測定の違いはダークノイズを起源とするアフターパルスを仮定すると説明が可能である。図 3.11 に示すようなダークノイズとそのダークノイズを起源とするアフターパルスが信州大学及び本測定の回路に入力されたとする。

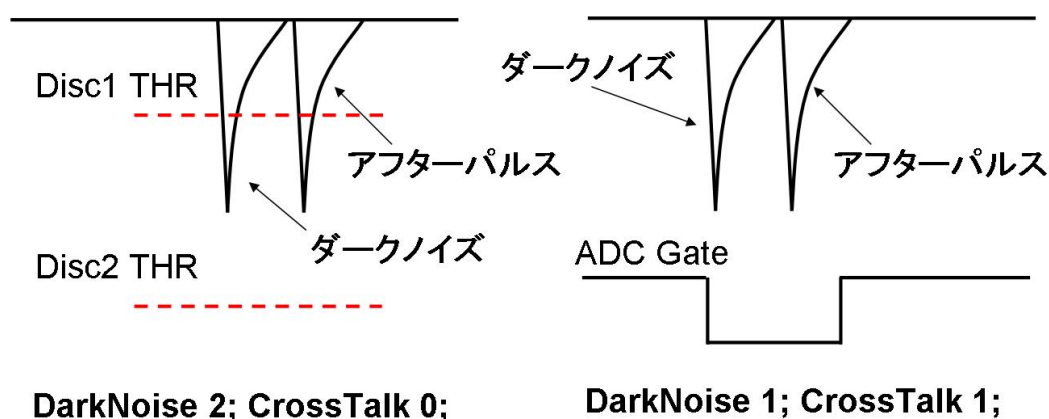


図 3.11: (左) 浜松ホトニクス、信州大学の手法 (右) 本論文での手法

信州大学の測定の場合 Discriminator に設定したそれぞれの閾値 (ダークノイズ用、クロストーク用) とパルスの波高との比較になるため、ダークノイズ2つとクロストークなしと判断される。本測定では ADCgate の間に入力された電荷量で判断するため、ダークノイズ1つクロストーク1つとなる。以上をまとめると、表 3.2 となる。

	ダークノイズ	クロストーク
信州大学での測定	ダークノイズ+アフターパルス	クロストーク
本測定	ダークノイズ	クロストーク+アフターパルス

表 3.2: アフターパルスを考慮した測定結果

アフターパルスがダークノイズに対して1割程度、クロストークに対して同程度の割合で存在すれば首尾一貫した説明が与えることができる。

オシロスコープを見ると、確かにアフターパルスを確認することができた。図 3.12 に示す様におよそ 40nsec の間にアフターパルスと思われる現象が多数回起きている事象も頻繁に観測することができた。

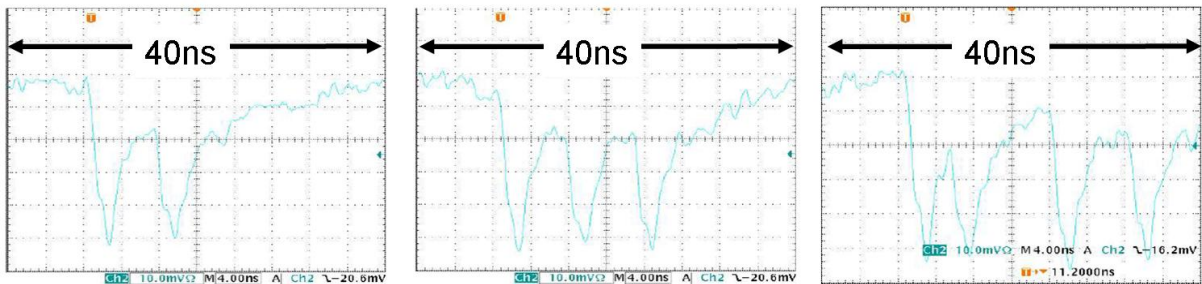


図 3.12: オシロスコープで観測したアフターパルスの例

3.2.6 アフターパルスの遅延時間の測定

ある遅延時間で発生するアフターパルスの頻度を測定するために図 3.13 のように 40nsec の ADC ゲートを少しずつずらし、そのゲート内でパルスが発生する確率を調べた。MPPC は図 3.10 の #8 を用い、電圧は 78.0V とした。その時のダークノイズレートはおよそ 150kHz である。

アフターパルスが存在しないとすると、ゲートに入るのは偶然生成されたダークノイズのみであり、その確率は $150\text{kHz} \times 40\text{nsec} = 0.006$ と一定となる。そこにアフターパルスが出力されると、このオフセットからの超過として測定される。

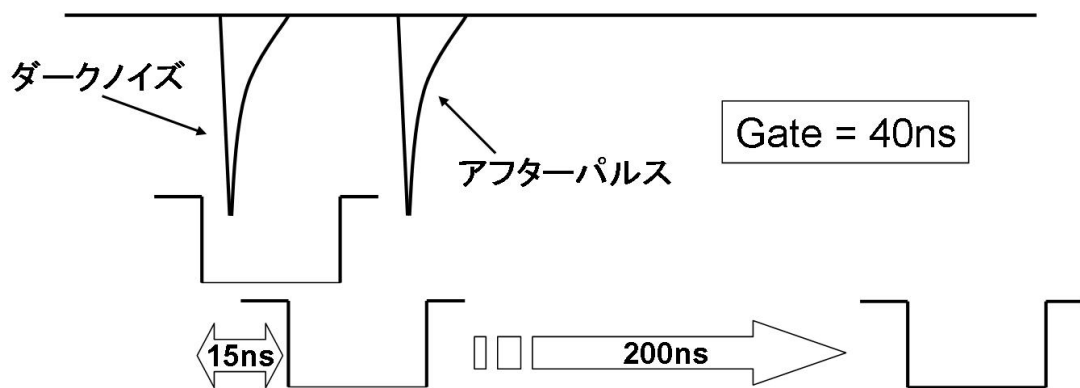


図 3.13: アフターパルスの遅延時間の測定方法

図 3.14 に測定結果を示す。測定した時間の中ではダークノイズに近接するほどアフターパルス発生確率が高く、離れるにつれて一定値に漸近しているのが確認された。時定数を持って指数的に減少すると思われるため、次章では TDC を用いて精密に測定を行う。

またこのアフターパルスの起源については次節で扱う。

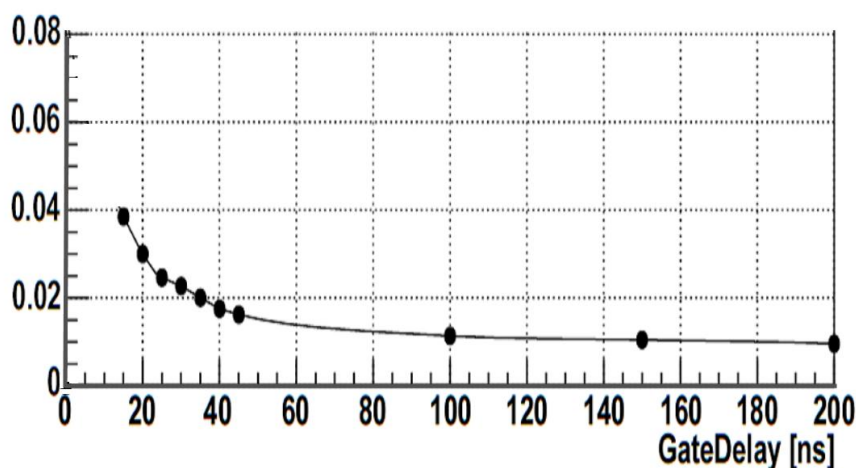


図 3.14: アフターパルスの遅延時間

3.2.7 アフターパルスの起源

シリコン結晶は Appendix1 の図 A.1 のような共有結合による結晶構造をしているがこれは理想的な場合である。実際には結合の作られていない格子が存在し格子欠陥と呼ばれ、パターンに応じて点欠陥、線欠陥、面欠陥と分類される (表 3.3)。この格子欠陥は原子数に比べると非常に少なく、通常の導電性などを考える場合には無視することができる。

欠陥のパターン	例
点欠陥	不純物、空孔
線欠陥	転位
面欠陥	表面、界面
全欠陥	ガラス、非晶体

表 3.3: 格子欠陥の種類とその例

アバランシェ増幅の際に大量に生み出された電子正孔対の中で、一部のキャリアが上述の格子欠陥に一時的に束縛され、フェルミの黄金律によって一定の確率でそこから放出されるような現象がある。このとき、放出された電子はある確率でアバランシェ増幅を起こし、最初のアバランシェ増幅とは別の信号として観察される (図 3.15 参照)[1]。

以上のメカニズムで出力されたアフターパルスはすでに海外の PPD で発見されている。MPPC でも同様の現象が起きていることは現在まで報告されていなかったが、本測定によって存在が証明された。

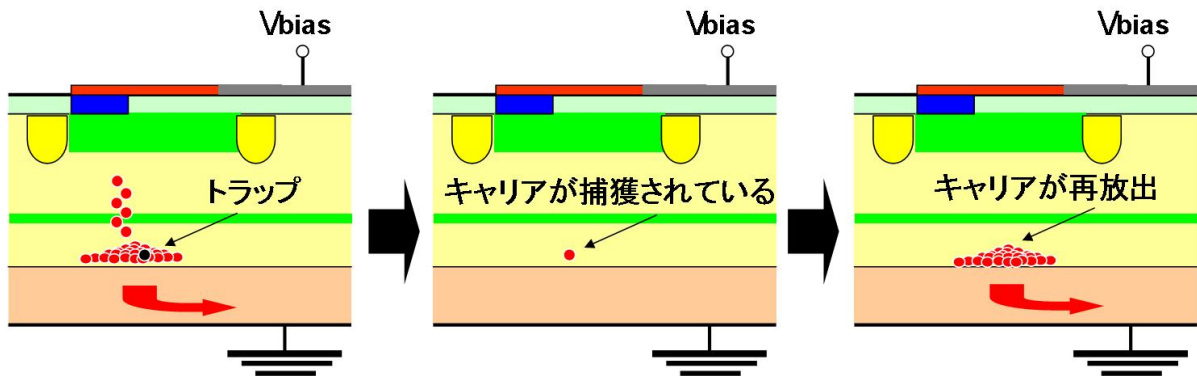


図 3.15: アフターパルス現象の概念図

3.2.8 常温での測定のまとめ

1600 ピクセル MPPC(S10262-11-025) について浜松ホトニクス及び信州大学で測定された基礎特性 (増倍率、ダークノイズレート、クロストークレート) のクロスチェックを行った。特にダークノイズレートとクロストークレートの測定で ADC を用いた異なる手法を用いたため測定結果に有意な違いが観測された。

この違いはダークノイズを起源として発生するアフターパルスを考慮することで説明可能であることを指摘し、ダークノイズから遅延させた ADC ゲートを用いた測定によって MPPC でのアフターパルスの存在を証明した。

アフターパルスの起源は、格子欠陥に増倍キャリアが一時トラップされた後、放出にあたり再び増倍が起きるメカニズム (海外の PPD ですでに報告されている) と同様であると考えている。

今後の測定はアフターパルスの存在を考慮して精密に行う必要があり、クロストーク及びアフターパルスが連鎖的に出力されるパルスを適切に分類する必要がある。

図 3.16 に様々なパルスパターンを示す。これらを分類するためには ADC を用いた電荷量の測定や Discriminator を用いた閾値による選別を併用する必要がある。また、FADC やオシロスコープを用いた波形解析も効果的であると考えられる。

さらに、アフターパルスは起源となるパルスの電荷量に比例して生成確率が上昇し、再放出の時定数は低下する。つまり、アフターパルスを測定する時はどのパルスがその起源に相当し、そのパルスが何電子正孔対由来かを把握する必要があるのである。図 3.12 の中央の波形を例にとると、3 つのパルスが連続して出力された場合、3 つ目のパルスの起源は 1 つ目のパルスか 2 つ目のパルスのどちらかであるかはわからない。以降の測定ではアフターパルスを測定する場合、隣接するパルスを起源とすると仮定しているが、これは修正する必要がある。

以上に留意して低温化での測定に移る。

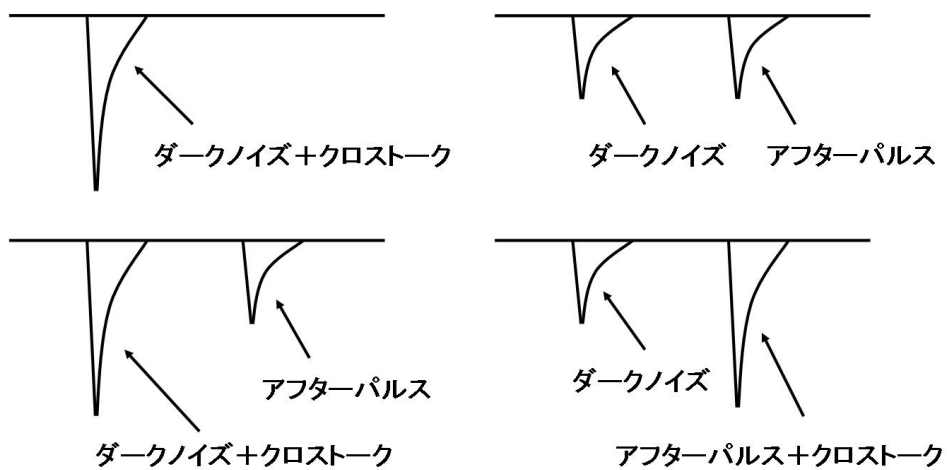


図 3.16: クロストークやアフターパルスを含んだ様々なパルスパターン

3.3 低温下での測定

今回の実験で測定した MPPC の基礎特性は、増倍率、ブレイクダウンボルテージ、ダークノイズレイト、クロストークレイト、アフターパルスの時定数である。アフターパルスが起こる確率については以降で述べる回復過程を考慮しなければならないため、本論文では測定を回避した。

また、実験は常温下 (300K)、エタノールを冷媒としたドライアイス温度 (200K)、液体窒素温度 (77K) の三種類の温度で行った。MPPC の写真と実験セットアップを図 3.17 に示す。

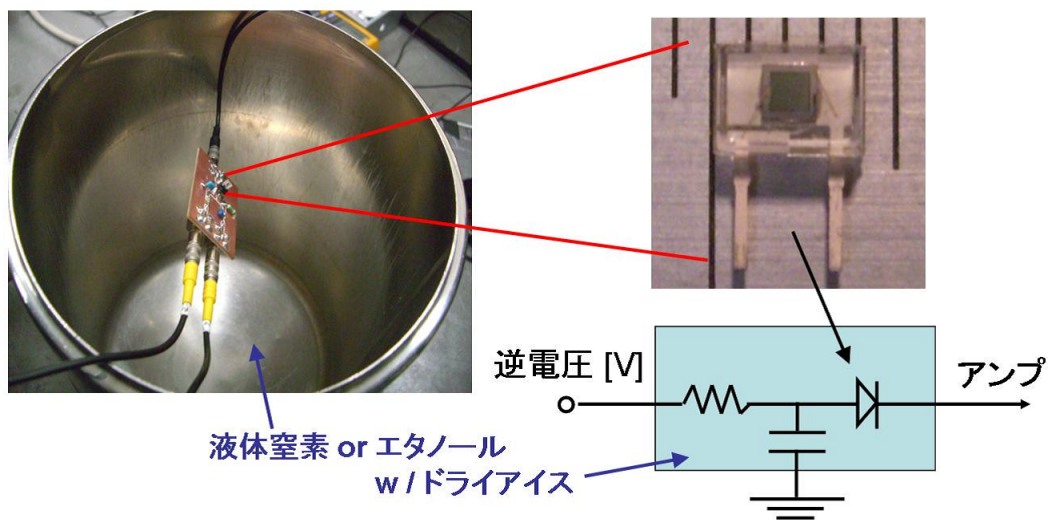


図 3.17: 低温化での測定のセットアップ

測定系は暗箱に入れてあり、基盤を液体窒素やエタノールに直接漬けて測定を行った。PPDでは、ブレイクダウンとその後の現象(アフターパルスやクロストーク)は入射光による信号とダークノイズで変わらない(2.8節参照)ため、基本的にダークノイズを用いて諸測定を行っている。

3.3.1 波形の観察

図 3.18 が MPPC の出力波形を 50Ω のインピーダンスを持ったオシロスコープで見たものである。室温では、立ち下がりの後、 10ns 程度の時定数で電圧が回復する。パルスは非常に短い時間幅のスパイク部分 (1ns 以下) と、比較的長いテール部分からなる。テール部分は温度が低くなるにつれて長くなっていく様子が分かる。テール部分の時定数はポリシリコンの抵抗値 R と空乏層

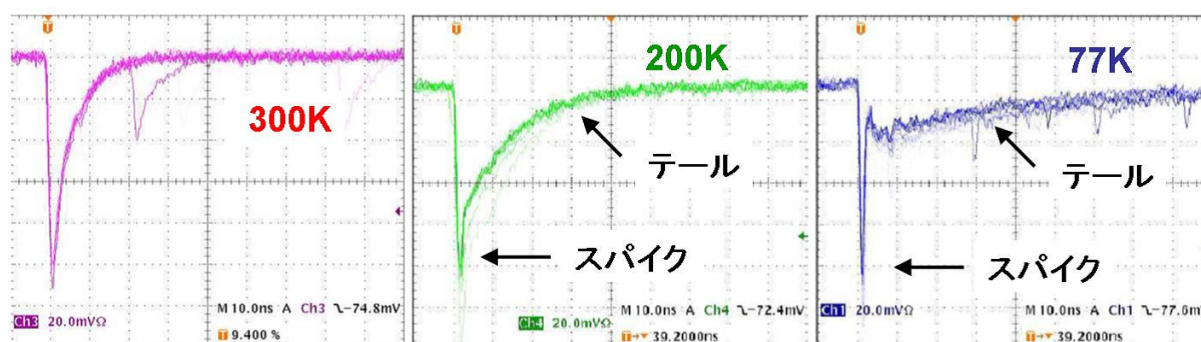


図 3.18: 各温度での MPPC の出力波形

の静電容量(第 3.3.5 節参照) C を用いて RC と表されると考えられるが、温度が低くなるにつれて R が大きくなり、 C が変化しない(後述第 3.3.5 節参照)ことから定性的に説明出来る。スパイク部分については 4 章で考察する。

3.3.2 回復過程がアフターパルスに与える影響

MPPC は他の PPD に比べてクエンチング抵抗の抵抗値が小さいため回復時間が短いことを特徴とする。アフターパルスは起源となるパルスと同一ピクセルで起こるため、時間的に近接して出力されたアフターパルスはその時の回復状態を電荷量、波高に反映する。

そのため図 3.19 中に示す様に、 20nsec 未満の遅延時間で発生したアフターパルスについては ADC や Discriminator を用いた測定では観測が難しい。

増倍電荷が格子欠陥にトラップされた場合、

- 近接した遅延時間では回復途上であるため波高が低い上に増倍される確率は低い(図 2.15)が、
- 近接した遅延時間で放出される確率が指数的に高まる

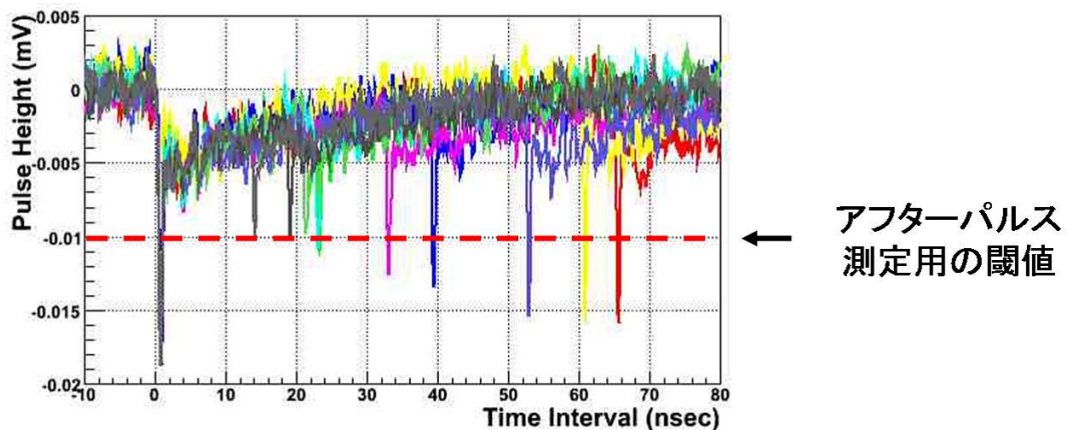


図 3.19: クエンチからの回復過程に放出されたアフターパルス。77K の特徴的な波形のため回復波高が回復していく様子がよく分かる。赤線は Discriminator の閾値。

ため、近接するアフターパルスの正確な測定がアフターパルスの放出確率において重要な役割を果たす。

今測定は NIM、CAMAC を用いた測定系を用いるためアフターパルスの発生確率の評価は回避し、トラップされたキャリアの放出の時定数の測定のみを行った。

近接したアフターパルスの取扱いについては FADC やオシロスコープを用いた波形解析が必要となり、同研究室を始めとして他大学においても精力的に研究を行っている [14]。

3.3.3 測定項目

以下に低温中での測定項目を示す。

- 増倍率
 - P-N 結合の静電容量
 - ブレイクダウン電圧
- ダークノイズレート
- クロストークレート
- アフターパルス放出の時定数

3.3.4 測定に用いた回路と測定手法

図 3.20 に示す回路を用いて測定を行った。それぞれのモジュールについて表 3.21 に示した。それぞれのモジュールの役割については以降の測定項目で説明する。ADC、TDC、Scaler の入力は図 3.21 に示した。

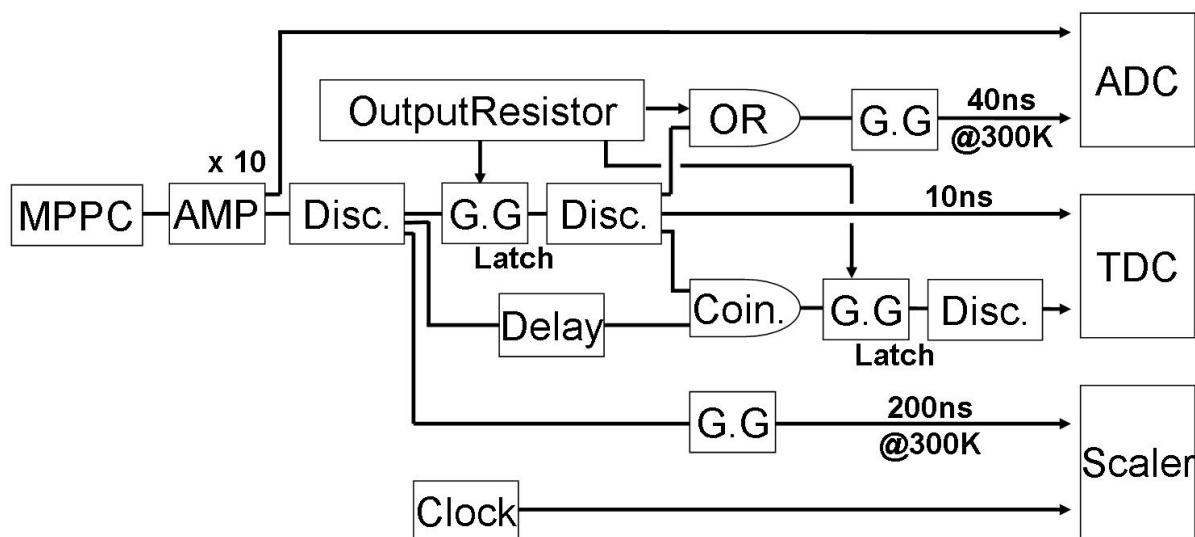


図 3.20: 基礎特性の測定に用いた回路 (低温)

- 増倍率

増倍率の測定は図 3.22 上のような回路で行った。セルフトリガ -、ランダムトリガ - による ADC 分布は図 3.22 下のようなになる。トリガーの選択はアウトプットレジスターによって行っている。

セルフトリガ - とランダムトリガ - のペDESTAL の ADC チャンネルの差は 1 電子正孔対起源の電荷量を表しているので、それぞれの中心値と誤差を、ガウス関数を用いたフィッティングによって求めた (図 3.22)。アンプの増倍率を A 、ADC のチャンネル数の差を d とすると、ADC の変換係数を α とすると増倍率は、

$$G = \frac{\alpha d}{eA} \quad (3.6)$$

となる。

- ダークノイズレート

ダークノイズレートの測定は図 3.23 のような回路で行った。ダークノイズに付随するアフターパルスを考慮して十分な長さのゲートを用いている。300K での測定でのゲート幅は 200nsec とした。3.3.5 節で示すが 300K でのアフターパルスの放出の時定数は最も優勢な時

	モジュール名	型番	会社
NIM	AMP	N-TM 231	Technoland Corporation
NIM	Discriminator(上流)	Model 708	Phillips Scientific
NIM	Gate Generator	KN1500	Kaizu Works
NIM	Discriminator(下流)	KN246	Kaizu Works
NIM	Clock Generator	KN270	Kaizu Works
NIM	Delay	N-TS 050	Technoland Corporation
NIM	Delay	N-TM 055	Technoland Corporation
CAMAC	Crate Contoroler	CC/NET	Toyo corporation
CAMAC	ADC	2249A	LeCroy
CAMAC	TDC	KC3781A	Kaizu Works
CAMAC	Output Resistor	KC3471	Kaizu Works

表 3.4: 図 3.22 で使用したモジュール一覧

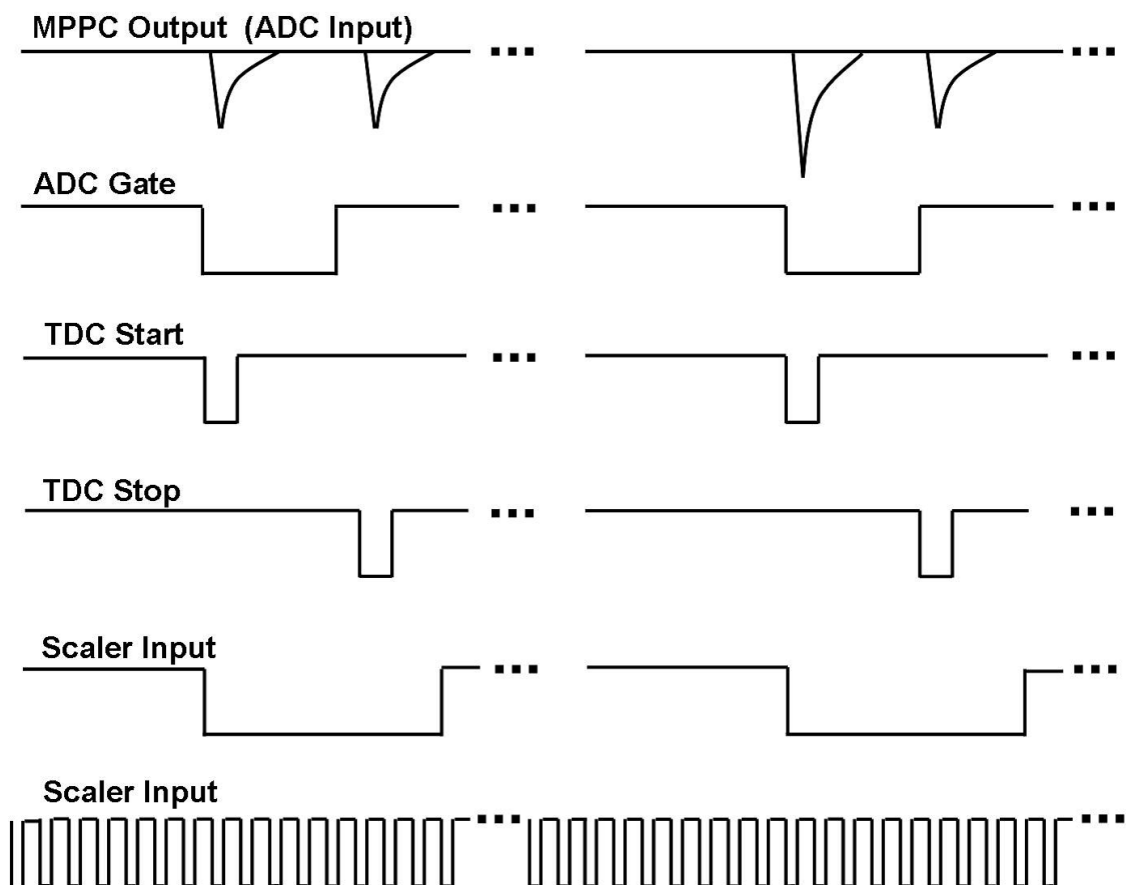


図 3.21: 図 3.22 の主要なモジュールへの入力

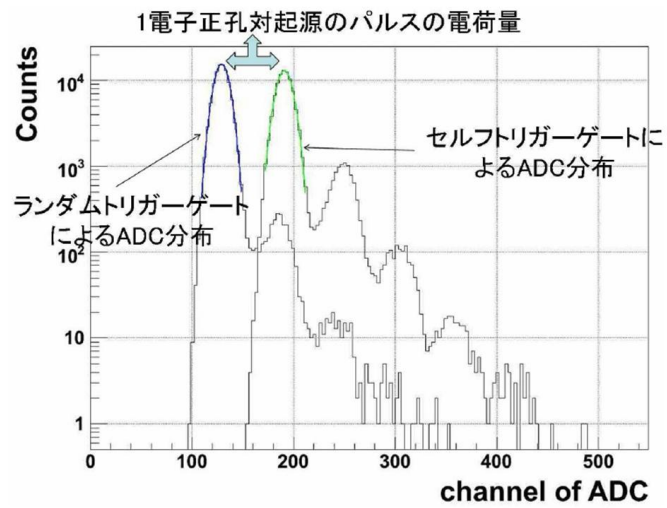
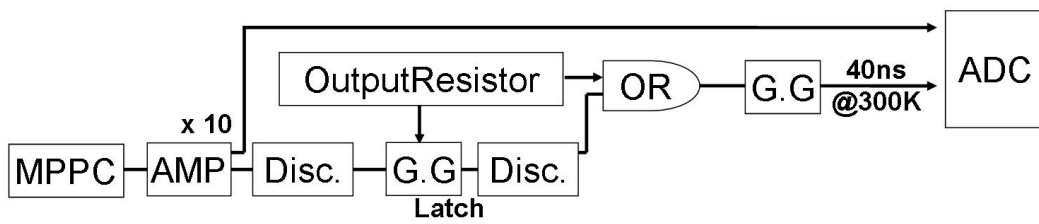


図 3.22: 増倍率測定回路図 (低温)

定数が 20nsec 程度で次に優勢な時定数が 100nsec 程度であり、200nsec のゲート幅の中に十分入っていると考えられる。

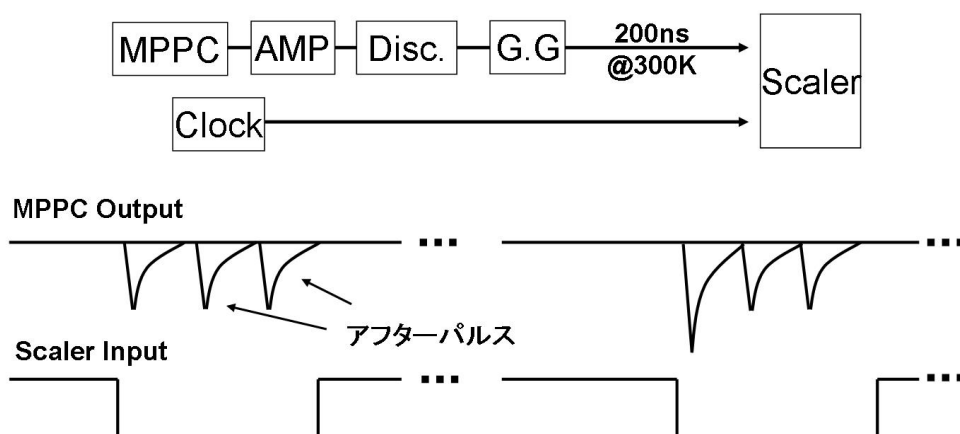


図 3.23: ダークノイズレート測定の回路図 (低温)

ゲート幅を T 、真のダークノイズレートを R 、計測された見掛けのダークノイズレートを R' とおく。このとき、見掛けのダークノイズレートは、実効的な計測時間が 1 秒あたり $R'T$ だけ短くなっているから、見掛けのダークノイズレート R' と真のダークノイズ率レート R との関係は次のようになる。

$$R = \frac{R'}{1 - R'T} \quad (3.7)$$

以上の補正を含めて各温度で、ダークノイズ率の電圧依存性を調べた。ゲート幅は 77K と 200K では $1\mu s$ に、300K では $0.2\mu s$ に設定した。

- クロストークレート

クロストーク率の計測に用いた回路は、3.2.3 節で示した浜松ホトニクス回路と同様である。2 電子正孔対起源相当以上になっている事象をクロストークとし、クロストークの計数を全事象の計数で割ったものをクロストーク率とした。

- アフターパルスの時定数

トラップされた電子が再放出される時定数を求めるために、アフターパルスの時間分布を TDC を使って測定し、ヒストグラムを作成、それを複数の指数関数を用いてフィッティングするという方法を取った。回路は図 3.20 全体を用いている。

一般に、ある時刻 t において事象 X が起きる確率密度が $P_X(t) = \frac{1}{\tau}$ のように定数 τ 用いて表されるとき、時刻 0 から考えて時刻 t で初めて X が起きる確率 $P(t)$ は、指数関数を用いて

$$P(t) = A \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad (3.8)$$

のように表すことができる。このことは以下のようにして説明できる。

1秒あたりに事象 X が起きる確率が $\frac{1}{\tau}$ であるから、 $\frac{1}{n}$ 秒あたりでは $\frac{1}{\tau n}$ の確率で事象 X は発生する。よって時刻 t で初めて事象 X が発生する確率は

$$P(t) = \frac{1}{\tau} \left(1 - \frac{1}{\tau n}\right)^{nt} \quad (3.9)$$

ここで、時間間隔を細かくする極限、すなわち n を大きくする極限を取れば、 $\left(1 + \frac{1}{n}\right)^n \rightarrow e$ を用いて、

$$P(t) = \frac{1}{\tau} \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad (3.10)$$

となる。この τ を、事象 X の時定数と呼ぶ。

このことから、再放出の過程をもつアフターパルス、 A_1, A_2, \dots があるとき、ある種となるパルスの発生する時刻を $t = 0$ として、次に時刻 t において初めて次のパルスが発生する確率は以下のように表せる。ことが分かる。

$$P(t) = N \exp\left(-\frac{t}{\tau_{noise}}\right) + A_1 \exp\left(-\frac{t}{\tau_1}\right) + A_2 \exp\left(-\frac{t}{\tau_2}\right) + \dots \quad (3.11)$$

ここに、 N, A_1, A_2, \dots は定数、 $\tau_{noise}, \tau_1, \tau_2, \dots$ はノイズおよびアフターパルスの時定数である。

3.3.5 測定結果

- 増倍率

図 3.3.5 に各温度における増倍率を示した。このグラフから分るように、低温下でも常温と変わらず 10^5 以上の増倍率を得ることができることがわかる。

バイアス電圧 V の時、増倍率はブレイクダウン電圧 V_0 および実効的な空乏層の静電容量 C を用いて、

$$G = C(V - V_0)/e \quad (3.12)$$

となることから、各温度における V_0 および C を求めることができる。測定で得られた各温度における増倍率のバイアス電圧依存性 (図 3.24) からピクセル静電容量とブレイクダウン電圧を求め、表 3.5 に示した。

ブレイクダウン電圧は温度と共にほぼ線形に低下し、静電容量は温度に依存しないことが分かる。

- ダークノイズレート

ダークノイズの温度依存性を図 3.25 に示す。77K でのダークノイズレートは 300K から 200K へのダークレートの減少から予想される値より高いように思われる。次節で考察を加える。

また、PPD の広面積化を高いダークノイズレートが妨げていると序章で述べたが、もしドライアイス温度まで冷却することが可能であればこの問題は緩和されると考えられる。

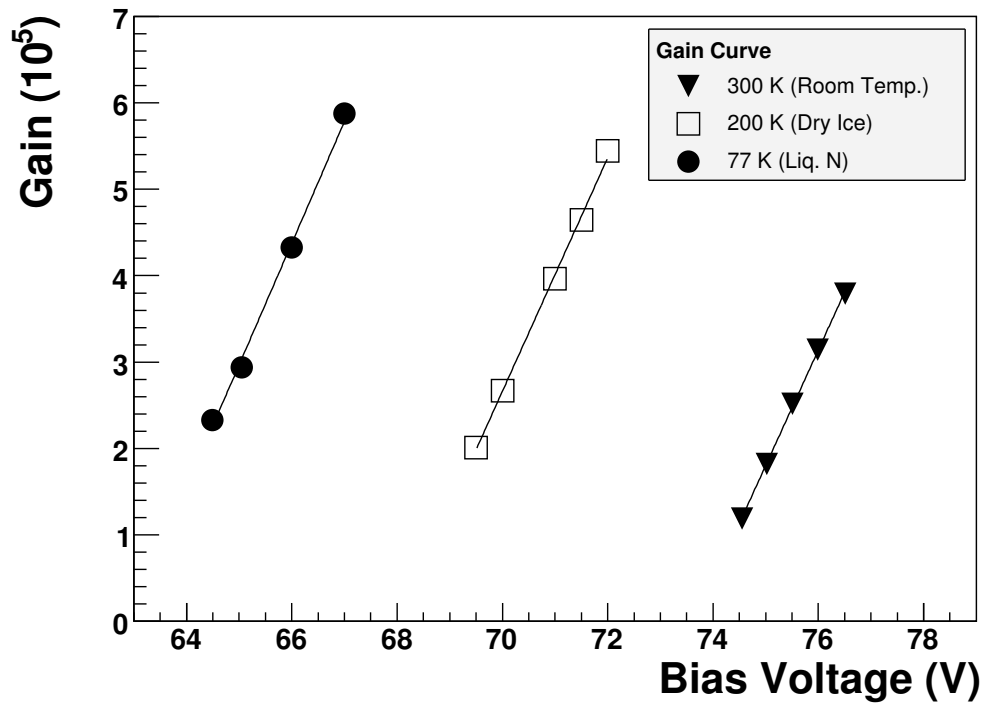


図 3.24: 各温度における増倍率

温度 (K)	ピクセル静電容量 (pF)	ブレイクダウン電圧 (V)
300	21.4±0.5	73.6
200	21.6±0.3	68.0
77	22.3±0.2	63.5

表 3.5: 各温度におけるピクセル静電容量とブレイクダウン電圧

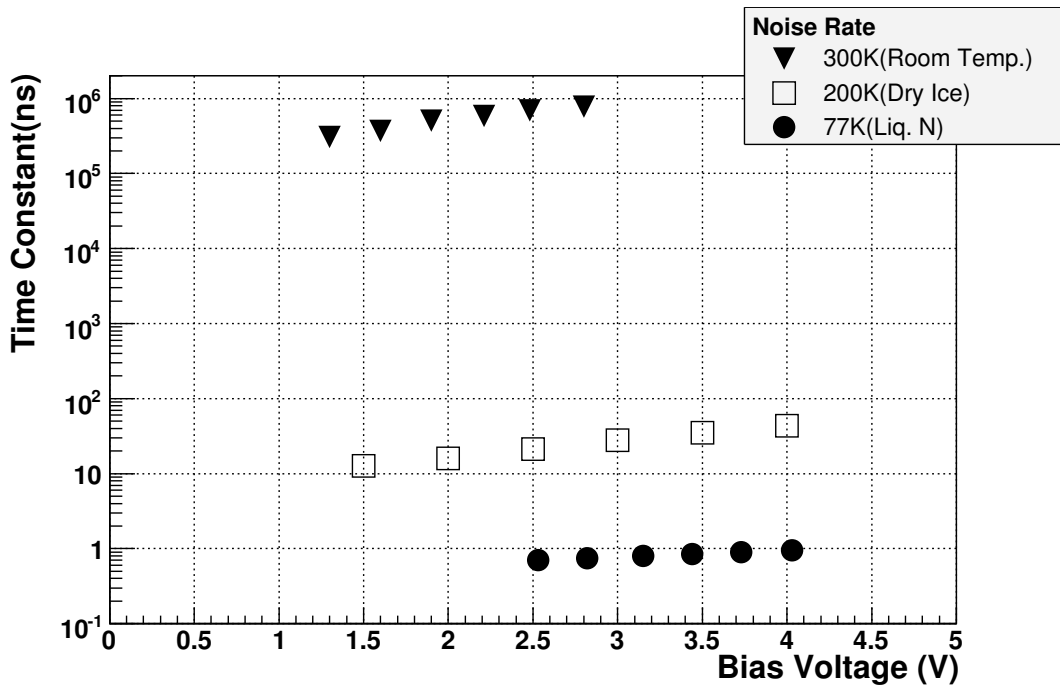


図 3.25: 各温度でのダークノイズ率

- クロストークレート

各温度でのクロストーク率の電圧依存性は図 3.26 のようになる。低温下では常温に比べ、クロストーク率の低下を確認することができる。

- アフターパルスの時定数

図の回路では、任意の時間にゲートジェネレーターのラッチが解除され、あるパルスがトリガーされたとき、そのパルスとその次にトリガーされたパルスとの時間間隔が TDC によって測定される。種となるパルスがクロストークを起こしているときは複数のピクセルで増倍が起きているため、アフターパルスの種も増える。そこで ADC の情報を用いて、種となるパルスが 1 電子正孔対起源のものだけを選択し、解析に用いた。この結果得られたヒストグラムが、図 3.27 のようなヒストグラムである。

どのヒストグラムでも、時間定数の短いアフターパルスやノイズが支配的になる。そこで、すべてのヒストグラムを

$$A_1 \exp\left(-\frac{t}{\tau_1}\right) + A_2 \exp\left(-\frac{t}{\tau_2}\right) \quad (3.13)$$

のように、二つの指数関数の和でフィッティングした。(図 3.27)

この方法によると、常温中ではノイズ率が高いため、指数関数の一つはノイズを表すことになる。そこで、常温中でのアフターパルス時定数の測定にはノイズ率の小さい 4 ピクセルが

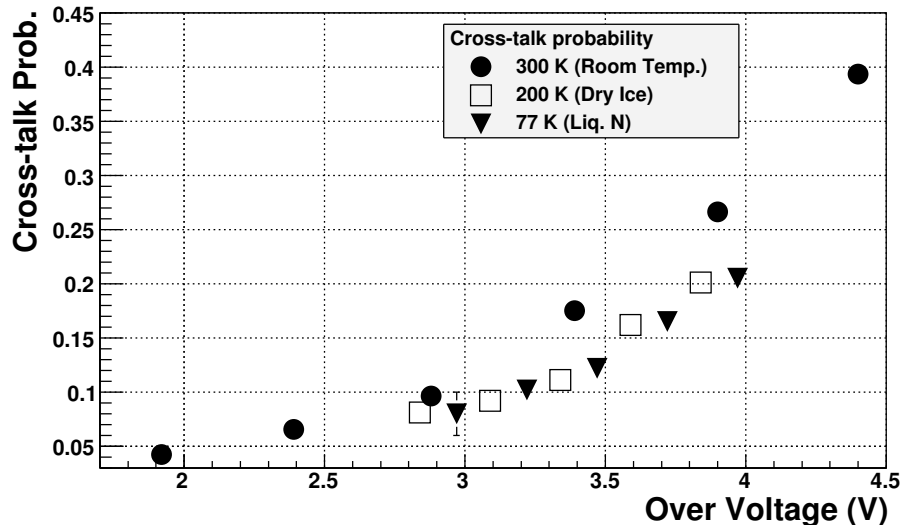


図 3.26: 各温度でのクロストーク率

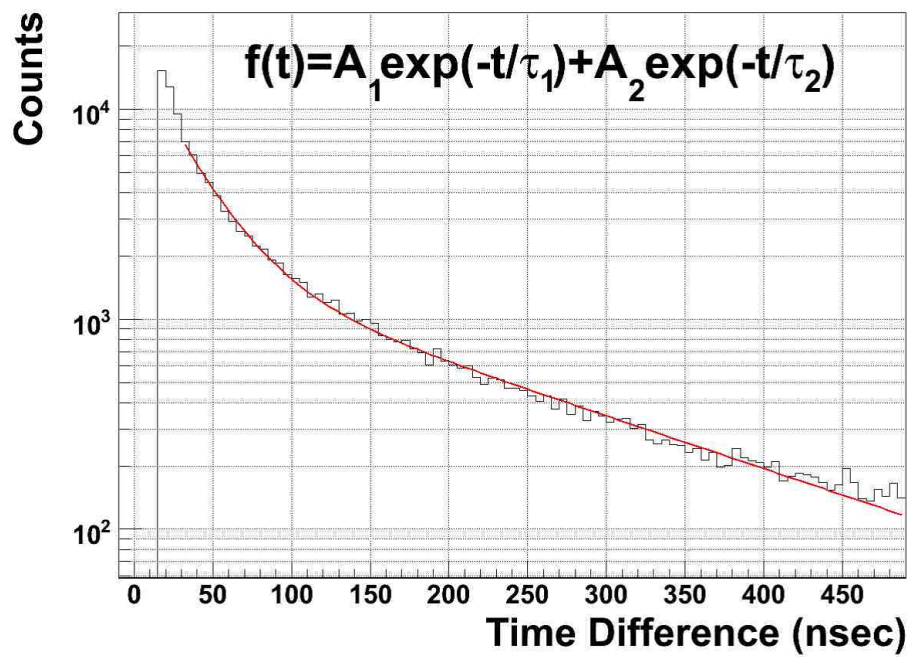


図 3.27: アフターパルス時定数測定用の TDC 分布

らなる MPPC を用いた。ピクセル数が 1/400 なので、ノイズ率も約 1/400 になる。ここで 4 ピクセル MPPC のアフターパルス時定数は 1600 ピクセルのものと同じであると考えた。このようにして得られたアフターパルス時定数の各温度におけるバイアス電圧依存性を、図 3.28 に示す。

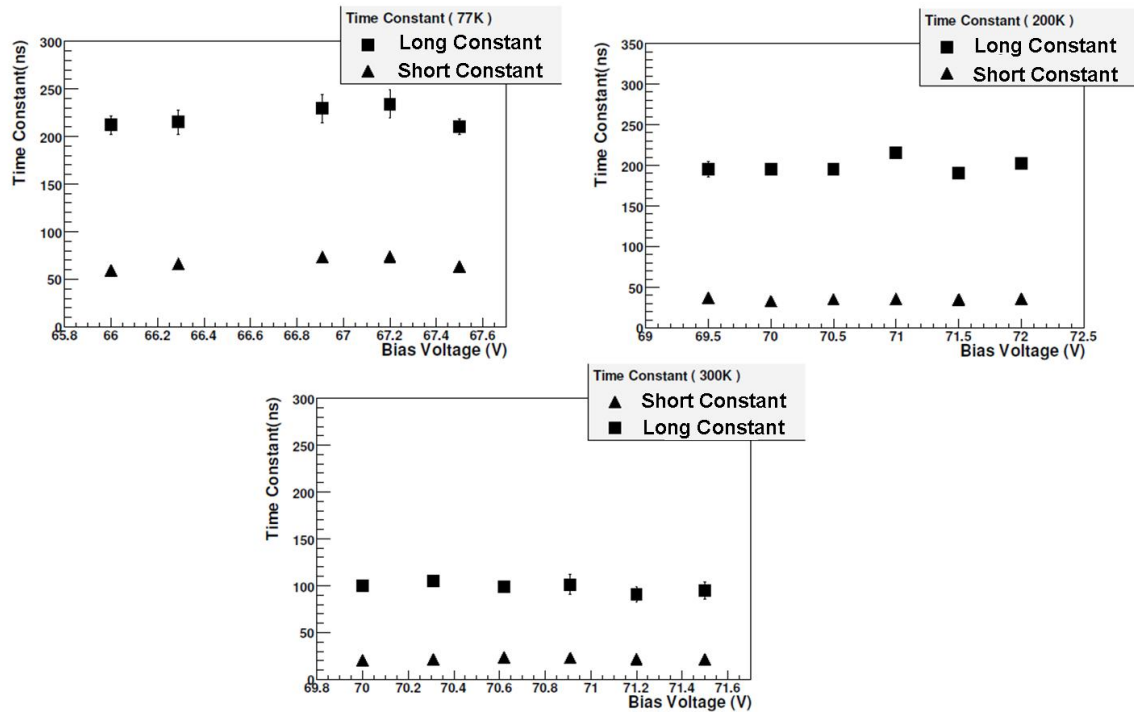


図 3.28: 各温度でのアフターパルスの放出時定数 (左上)77K(右上)200K(左下)300K

グラフで表されている時定数は、最も短い時定数及び次に短い時定数である。各温度でこの時定数は異なるが、バイアス電圧には誤差の範囲内で依存がないことが分かる。

これらは測定した時間の範囲内で各温度毎の最も支配的な影響をもたらすアフターパルスの時定数である。

3.3.6 考察

- 増倍率

波形の変形などが観測されているが、低温下でも 10^5 を越える増倍率を持ち、正常に動作していること自体が驚きである。増倍率の電圧依存性から導かれる静電容量やブレイクダウン電圧について以下に考察を示す。

- 静電容量

空乏層の静電容量は、その厚さに依存する。非常に理想的にモデル化された場合として平行平板コンデンサーを考えると、その静電容量 C は極板の面積 S と極板間距離 d を用いて、

$$C = \frac{\epsilon S}{d} \quad (3.14)$$

と表される (ϵ は誘電率)。空乏層の静電容量の場合、極板間距離 d はその厚さに相当すると考えることができる。

図 3.29 は不純物を印加したシリコンの伝導電子密度の温度依存性である (不純物濃度 N_d は $N_d = 1 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$)。

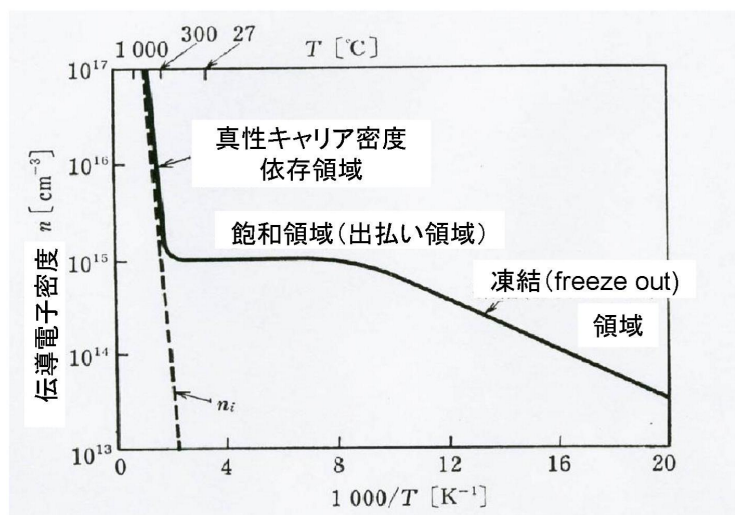


図 3.29: 伝導電子密度の温度依存性。300K と 200K では伝道電子密度はほぼ一定だが、77K ではおよそ半減している。これは格子振動エネルギーがシリコンの禁止帯エネルギーに比べて小さくなっていることを示している。[24]

77K では、伝導電子密度は凍結領域に入り、単位体積あたりの伝導電子密度が常温中より小さい。この場合、常温と同様の内部電界を作るためには空乏層が広がる必要がある。よって、空乏層が室温中ですでに半導体の全領域に広がってしまっていないのならば低温中では厚さを増し、静電容量は小さくなると予想される。もし静電容量が変わらないのであれば、室温中ですでに空乏層が半導体の全領域に広がってしまっていることを意味すると考えられる (完全空乏化)。

静電容量が温度に依存しないことから、MPPC では空乏層が p 型半導体の全領域に広がっていると結論付けることができる。

- ブレイクダウン電圧

図 3.30 左は電子及び正孔の移動速度の電場依存性および温度依存性を示す。弱い電場 ($\leq 10^3 \text{V/cm}$) では温度による移動速度の変化が大変大きい、電場が強くなるにつれて (\geq

10^4 V/cm) 差が小さくなっている。増倍領域の電場はおよそ $3 \times 10^5 \text{ V/cm}$ 以上であるため、増倍領域のキャリアの移動速度はおよそ 10^7 cm/sec 付近であることが予想される。

正孔のイオン化係数の温度依存性を図 3.30 右に示した。低温になるほど同じイオン化係数を得るために低い電場でよいことがわかるため、低温ではブレイクダウン電圧は低下する。

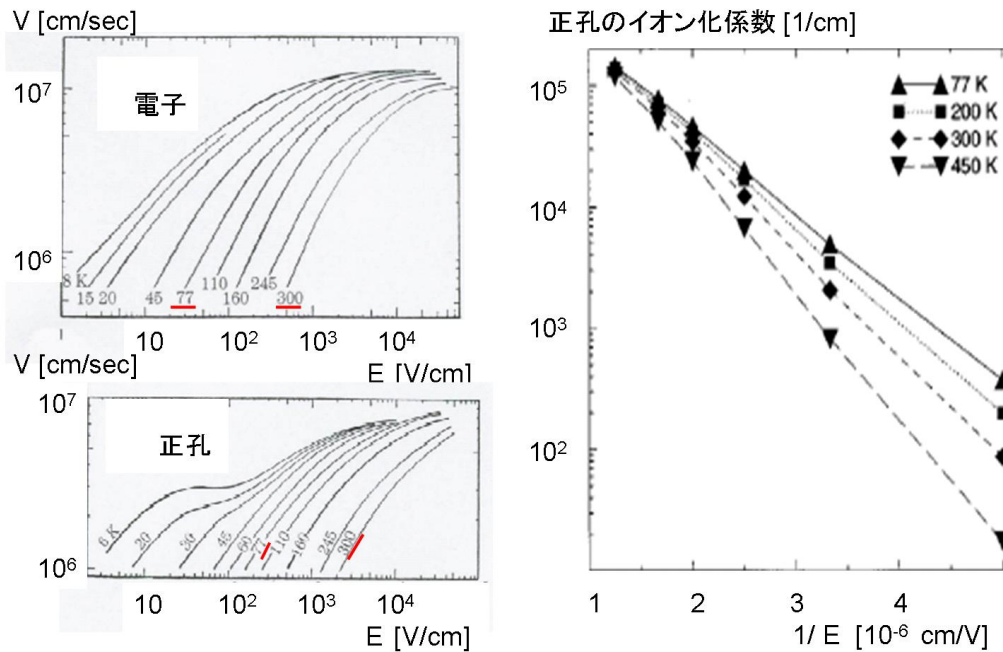


図 3.30: (左) 電場中での電子、正孔の移動速度の温度依存性。同じ電場強度では電子正孔ともに低温下の方が移動速度が速い。また高電場では温度に関らず一定の値に収束している。[21] (右) 正孔のイオン化係数の温度依存性。移動度を反映して同じ電場強度では低温下の方がイオン化係数が高い。[16]

- ダークノイズレート

ダークノイズの起源は 2 種類あり、熱励起とトンネル効果がある。これらの概念図を図 3.31 に示した。ここで p-n 接合は完全空乏化しているとして、空乏層の厚さは一定とする。

- 熱励起

温度がゼロでない場合、結晶中の電子には熱エネルギーが与えられる。すると、価電子帯の電子が熱エネルギーをもらってバンドギャップを超え伝導帯に上がりうる。この励起過程は空の伝導体に電子を 1 つ作るだけでなく、電子が完全に詰まっていた価電子帯中に空席すなわち正孔を 1 つ作り、これらが増倍領域にドリフトした場合増幅を起こし、シグナルとして出力される。ある絶対温度 $T[\text{K}]$ での熱励起の単位体積当た

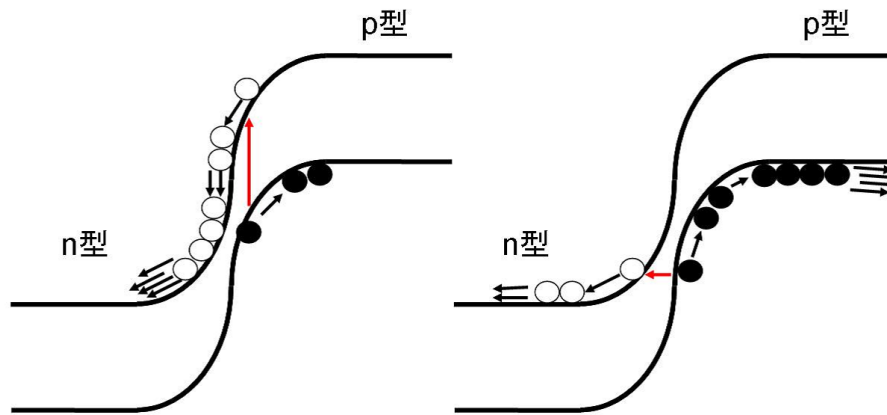


図 3.31: (左) 熱励起によるアバランシェ増幅過程 (右) トンネル効果によるアバランシェ増幅過程

りの確率 $p(T)$ は

$$p(T) \propto T^{3/2} \exp\left(-\frac{E_g}{2k_B T}\right) \quad (3.15)$$

で表わされる。ここで k_B はボルツマン定数である。上式より熱励起を起源とするダークノイズは温度に強く依存し、一定温度の時のダークノイズの頻度は印加電圧における光子検出効率に従うと考えられる。

– トンネル効果

p-n 接合に十分な逆電圧をかけると p 型半導体の価電子帯よりも n 型半導体の伝導帯の方がエネルギー準位が低くなり、間に逆電圧に相当するエネルギー障壁が存在する状態となる。このとき量子力学的なトンネル現象が起こり電流が流れるようになる。電子がトンネル現象を起こす確率 T は、電場の強さを E としたとき

$$T \propto E \times \exp\left(-\frac{E_g^{3/2}}{E}\right) \quad (3.16)$$

で表わされる。

上式より、トンネル効果を起源とするダークノイズは温度には依存せず、印加電圧の大きさに強く支配される。

図 3.32 の値は図 3.25 から求めた各温度での典型的なダークノイズレートを示している。同図中の曲線は、熱的励起を起源としたダークノイズ率の理論曲線を 300K の値で規格化したものであり、式 3.15 で表される曲線である。200K と 300K のダークノイズ率の変化はそれらの起源が熱的励起であることを仮定すると説明可能であり、77K でのダークノイズはトンネル効果が起源であると考えるのが妥当である。

- クロストークレート

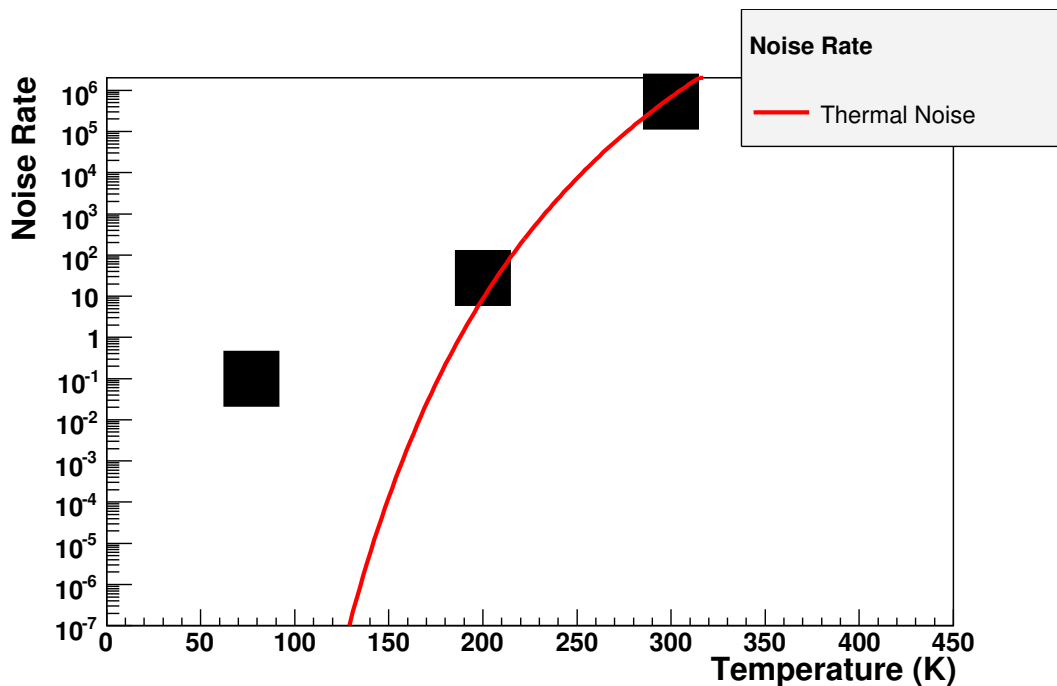


図 3.32: ダークノイズ率の温度依存性

アバランシェフォトダイオードにおける二次光子の放射自体は 1950 年代にすでに観測され、バンドギャップエネルギーから 3eV 程度までの連続分布となっている [9]。これはおよそ 400nm 以上の可視光から赤外光に至るスペクトラムとなり、620nm 前後にピークを持つ。図 2.15 より、この波長領域はシリコンが再吸収することが可能であるためシグナルとして出力されることになる。

この二次光子に対して理論的な説明も試みられてきたが近年になってようやく観測されるスペクトラムを説明するようなモデルが立てられた [10]。このモデルによると二次光子の起源はエネルギーによって異なり、2.0eV までは導電帯から価電子帯への直接遷移、2.3eV までは導電帯の中での遷移による制動放射、それ以降は導電体から価電子帯への間接遷移が優勢となる。

図 3.33 左は横軸が波数ベクトル、縦軸がエネルギーを表わしている。直接遷移は運動量に相当する波数ベクトルが保存しているが、間接遷移は遷移の前後での運動量の差が格子振動となることで運動量が保存している。

図 3.33 右は二次光子のスペクトラムを示している。このスペクトラムの強度は 20K まで変化しないことが報告されている [11]。つまり、クロストークを起こす頻度はそれぞれの温度での光子に対する吸収長が反映されることになり、図 2.14 より、77K でもクロストークが観測されることが期待される。

クロストークの原因となる 2 次光子の放出の物理は温度に依らないため、クロストーク率は

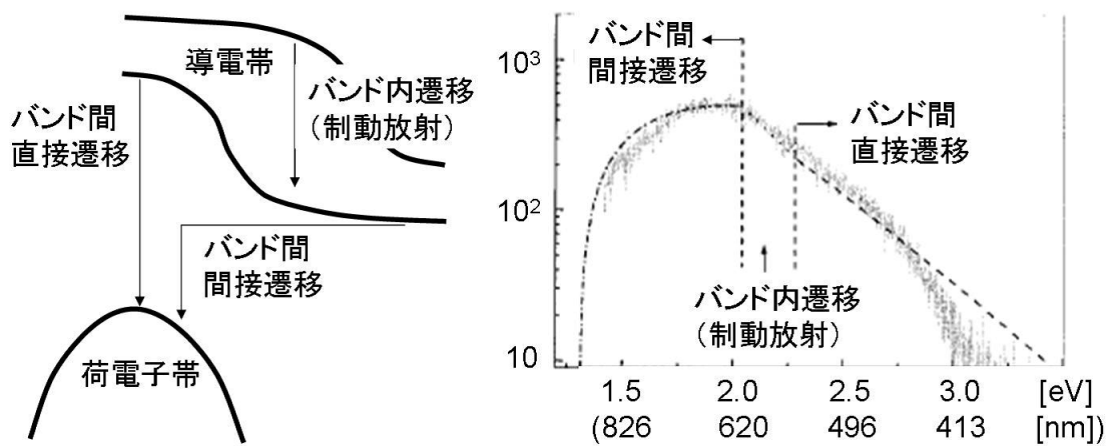


図 3.33: (左) 電子遷移 (右) 二次光子のスペクトラム [10]

光子の吸収長に依存する。図 2.15 左を参照すると 77K では 300K に比べて吸収長が長い
ため、クロストーク率は小さくなると考えられる。

● アフターパルスの時定数

過去の論文に、アフターパルス現象では、温度が低いほど時定数は長くなるという報告がある [1]。温度に対する依存性は図 3.34 のようなアレニウスプロットに従い、4 個の直線はそれぞれ異なる束縛のエネルギー準位を表している。このプロットをそのまま 77K まで外挿していくと 77K における時定数は ms のオーダーとなり、常温の時よりも遥かに長いものになる。よって、77K ではこの 4 個と異なる束縛のエネルギー準位が存在し、なんらかの時定数でアフターパルス現象が観察されるか、アフターパルス現象がほとんど観察されないかのどちらかであると予想される。

前述のように、過去の測定では室温近くのアフターパルス時定数がアレニウスプロットに従うことが示されており、この結果をそのまま液体窒素温度にまで外挿すると、アフターパルス時定数は非常に長くなり、観測されないと予想された。それにも関わらず液体窒素温度でも約 55ns 及び約 220ns の時定数を持つアフターパルスが観測されたことは、アフターパルスのトラップ準位として、室温の時とは異なる準位が存在することを示唆している。

今後、この方法と同様の測定で、より長い時間を測定できる TDC を使用すれば、(今回の測定では 500ns まで) さらに長い時定数で放出されたアフターパルスが発見されることが期待される。

3.3.7 クエンチング抵抗値の測定及び波形のテール部の考察

ポリシリコン抵抗は図 3.35 に示すように、多数のシリコン粒子が連なって構成されており、シリコンの粒子同士の接合部の非結晶構造が主な抵抗になっている。この抵抗は温度が低くなるほ

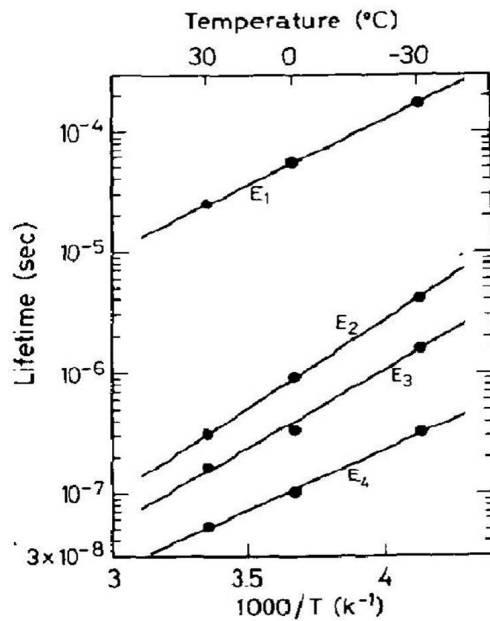


図 3.34: 時定数の温度依存性 [12]

ど抵抗値が大きくなる。

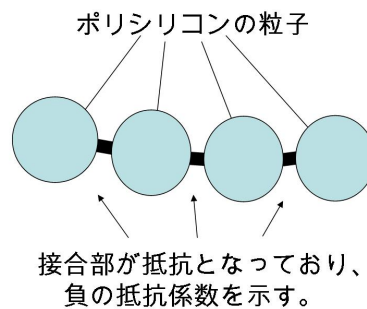


図 3.35: ポリシリコン抵抗の構造 [13]

MPPCのクエンチング抵抗はポリシリコンで作られているため温度依存性が大きく負の抵抗係数を持つと予想される。しかし、クエンチング抵抗は各ピクセルに付いているため大変小さく、抵抗値の直接測定は難しい。今測定では図 3.36 の回路図を用い、MPPCに順方向電圧をかけることで電流電圧曲線を求めることで抵抗値を評価した。図 3.37 が測定結果である。電流が十分流れている時、p-n 接合の抵抗値はクエンチング抵抗の抵抗値に比べて無視することができる。

電流が 10mA の時の電圧値からクエンチング抵抗 1 つ当たりの抵抗値を計算し、さらにすでに求めたピクセル静電容量と合わせて RC 時定数を求めると表 3.6 となる。

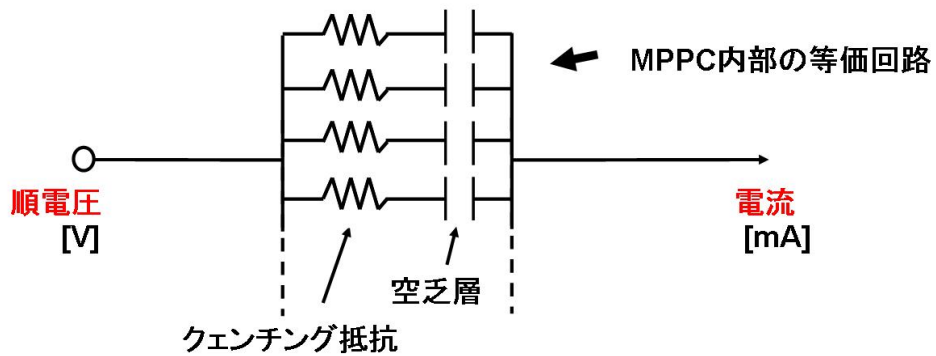


図 3.36: 電流電圧曲線を得るための回路図。MPPC に順電圧を印加している。

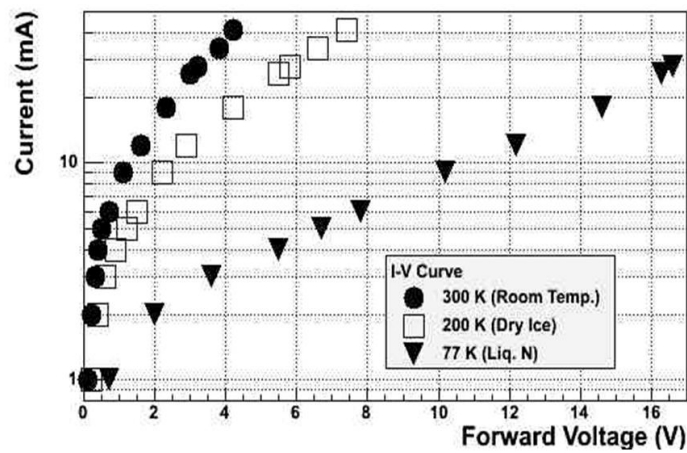


図 3.37: 電流電圧曲線。低温下ではポリシリコン抵抗の抵抗値が増大したために電流が流れにくくなっていることがわかる。

温度 (K)	クエンチング抵抗値 (M Ω)	RC 時定数 (nsec)
300	0.21	4.6
200	0.40	8.8
77	1.68	35.8

表 3.6: 各温度におけるクエンチング抵抗値と RC 時定数

77K での波形はスパイク部とテール部が明確に分かれているため、テール部の時定数を求めることが容易である。そこで、77K で 67.2V の電圧を印加した時の波形のテール部を 10nsec 以降で指数関数でフィットして時定数 τ_{77K} を求めたところ

$$\tau_{77K} = 35.7 \pm 2.9 [nsec] \quad (3.17)$$

となり、77K での RC 時定数とのよい一致を確認することができた。

ここで 300K で MPPC の下流に 100k Ω の抵抗を置いて波形の変化を観察した。図 3.38 にセットアップを示す。

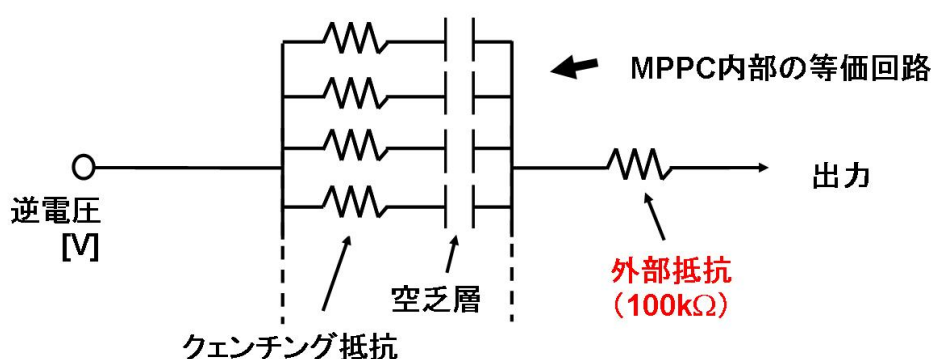


図 3.38: 下流に外部抵抗を付けたセットアップ

図 3.39 左が観測された波形であり、図 3.39 右は左図の立ち下がりの拡大である。

これらを見ると 300K であっても抵抗を追加することで 77K の波形と同様なスパイクが観察された。以上より 77K での特徴的な波形はクエンチング抵抗の抵抗値の変化が原因であると結論付けることができる。

3.3.8 低温での測定のまとめ

低温中の測定と常温中の測定を比較することにより、

- 静電容量、ブレイクダウン電圧、ダークノイズレート、クロストーク率の温度変化に対し、半導体物理に基づいた説明を与えることができた。
- アフターパルス時定数の測定では、常温中と異なると思われる新たな束縛準位を見ることができた。

といった成果があった、一方で、これら基礎特性の測定精度の向上に課題がある。特にダークノイズ、クロストーク、アフターパルス、回復過程を全て考慮に入れた解析を行うためには高帯域の FADC やオシロスコープを用いた波形の直接測定が不可欠であるが、NIM-CAMAC 系に比べると統計数で分が落ちる。

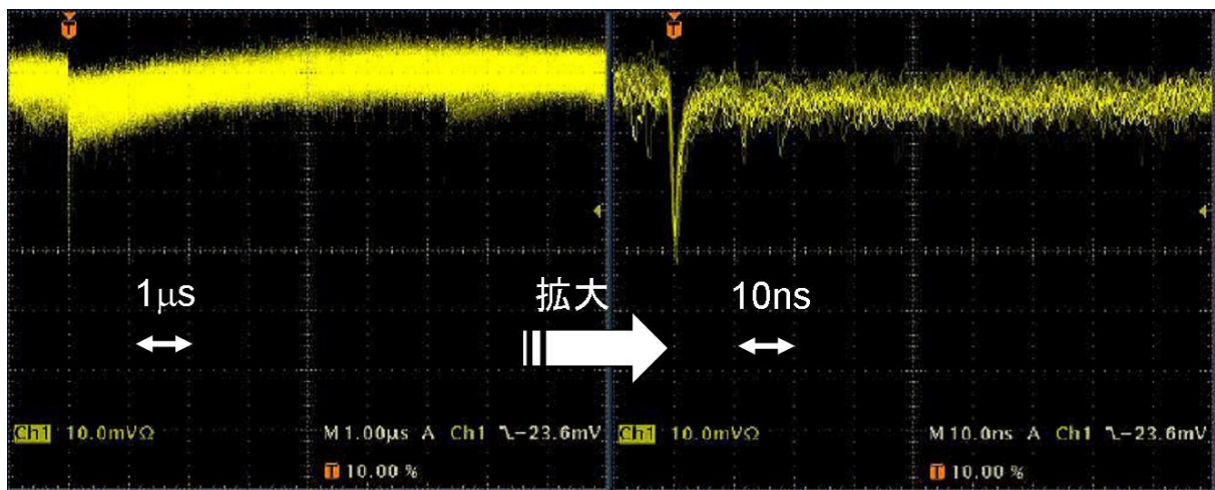


図 3.39: MPPC の下流に $100\text{k}\Omega$ の抵抗を付けたときの波形 (左図)1 目盛が $1\mu\text{sec}$ 。 $2\mu\text{sec}$ 程度の時定数で回復している。(右図)1 目盛が 10nsec 。 77K と同様のスパイクが見えている。

今後は波形解析による精密測定と NIM-CAMAC 系を用いた統計処理の二本柱で測定を進めていくことが望ましいと考える。

また、次節で詳しく述べるが、低温下での MPPC の出力波形は従来広く知られている PPD の動作メカニズムに疑問を投げかける。スパイク、テール部に分かれた波形を定量的に説明する完全な PPD の動作メカニズムを確立することに成功すれば、今後の PPD 開発において最大の起爆剤となる可能性がある。

3.4 従来広く知られている PPD の動作メカニズムの検証

前節では浜松ホトニクスが製作した MPPC を通じて、PPD の内部で起きている現象の半導体物理に基づいた理解に努めた。その結果、様々な振舞いについて従来の知見から定性的に説明可能であることがわかったが、低温中の波形については未だ説明に足るモデルを立てることが出来ていない。この章では低温中の波形から示唆される PPD の動作メカニズムに関して考察を加える。

3.4.1 従来の広く知られている PPD の動作メカニズム

PPD の動作メカニズムにおいて最も重要なことはどのように暴走状態が収束に到るかであり、従来の説明では P-N 結合に実装されている抵抗に流れる誘導電流が決定的な役割を果たす (図 3.40)。

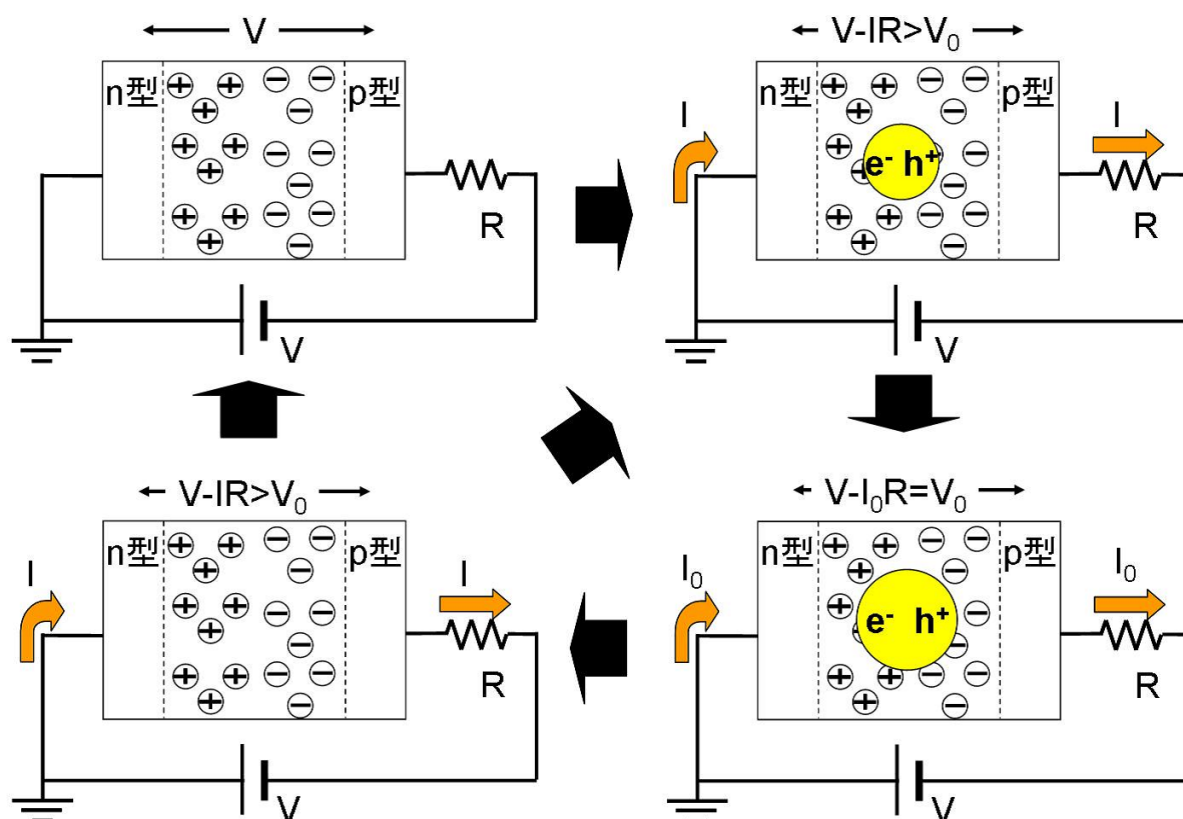


図 3.40: (左上) PPD 内の P-N 結合間にブレイクダウン電圧を越える電圧が印加されている。(右上) 電子正孔対が生まれ、増倍領域でアバランシェ増幅を起こすことで増倍過程が進む。(右下) 誘導電流が抵抗を流れる際に電圧を落とし P-N 結合間の電圧がブレイクダウン電圧まで下がり、増倍が停まる。(左下) 電源から電流が流れることで P-N 結合間の電圧が回復する。

このメカニズムに従うのであれば、波形としては抵抗に電流 $I_0 = -\frac{V-V_0}{R}$ が流れるまで立ち下がり、その後単調に回復していくはずである。これは P-N 結合の極板部の電荷を $Q(t)$ 、P-N 結合の実効的な静電容量を C とすると

$$\frac{Q(t)}{C} + I(t)R = V \quad (3.18)$$

を $Q(0) = CV_0$ を境界条件として解くと、

$$V(t) = -\frac{V - V_0}{R} e^{-\frac{t}{RC}} \quad (3.19)$$

となることからわかる。N 個のピクセルで同時にアバランシェ増幅が起きた場合は抵抗値は N 倍になるが静電容量は 1/N 倍になるため、RC 時定数は変化しない。

ここで、300K、200K、77K での MPCC の波形を見ると低温になるにつれてクエンチング抵抗の抵抗値が変化することでテール部の時定数が伸び、隠れていたスパイクを確認することができる。この変化の原因は図 3.39 より温度ではなく、抵抗値の増加であることがわかっている。

これらの波形でのピークからの回復過程は単一の時定数では説明できず、従来の単純な等価回路では不十分であることを示唆している。

3.4.2 77K での平均波形

77K での 1 対の電子正孔由来の波形を重ねあわせ、それぞれの時間での平均波高を求めると、典型的な波形を得ることが出来る。図 3.41 に印加電圧ごとの平均波形を示す。

この波形は 63 倍のアンプによって増倍され、50Ω インピーダンスのオシロスコープで観測したものであるため $I_0 = -\frac{V-V_0}{R}$ に相当する電流は $I_0 \times 63 \times 50[V]$ の波高として観測されるはずである。77K でのブレイクダウン電圧として $V_0 = 63.5V$ (3.3 章参照)、ポリシリコンの抵抗値として $R = 1.68M\Omega$ (3.4 章参照) を用いて各電圧での予想される波高を求めた。

図 3.41 中の赤い点線が I_0 に対応する波高に相当し、クエンチング抵抗を流れる電流によってアバランシェ増幅が抑制されると考えると 77K でのスパイク部で流れる電流は予想される電流値の 2 倍前後流れていることが分かる。

これらより、クエンチング抵抗を流れる電流によって電圧降下が起こり、アバランシェ増幅が抑制されるといったモデルは修正する必要があることが示唆される。

電圧 [V]	I_0 に対応する波高 [mV]
67.2	-6.9
66.7	-6.0
66.2	-5.1
65.8	-4.3

表 3.7: 各電圧における I_0 に対応する波高 [mV]

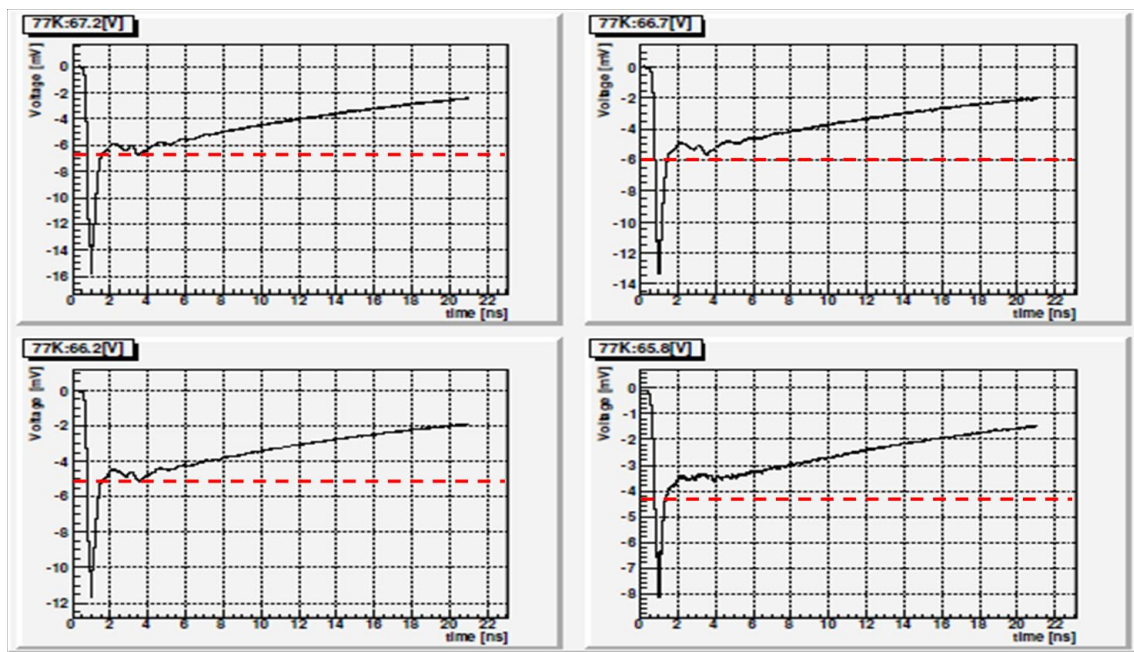


図 3.41: 77K での各電圧での波形。赤の点線は I_0 に対応する波高 [mV] を示し、スパイク部では予想される以上の電圧がポリシリコン抵抗で落ちていることがわかる。

3.4.3 従来広く知られている PPD の動作メカニズムの検証のまとめ

常温中での波形の回復過程はおよそ単一の時定数で記述され、波高はクエンチング抵抗に流れる電流でクエンチが起きると考えた場合の波高とほぼ一致していた。そのため従来の動作メカニズムは確からしいとされていたが、低温下での波形を説明することはできないと考えられる。

現状の動作メカニズムが不完全であるのであれば、その正確な理解は今後の PPD 開発において喫緊の課題となる。次章では新たな動作メカニズムの提唱とその首尾一貫性のチェックを行う。

第4章 PPDの動作メカニズムの検討

検出器からの出力は増倍電荷の移動が十分速い場合、回路系全体の抵抗値と静電容量値の積という単一の時定数で規程されるが、低温中ではポリシリコンの抵抗値が上昇することによって波形がスパイク部とテール部に分かれる。さらに、そのスパイク部のピークでの電流値を計算すると、クエンチング抵抗に電流が流れることでクエンチが起こるとするメカニズムから想定された値に比べ、約2倍の値となった。

これらは従来の動作メカニズムでは説明することが不可能であり、それぞれについて新たなモデルを検討する必要がある。この章では

- PPDの波形
- PPDのクエンチ

に分け、それぞれについて検討を行う。

4.1 波形の説明

半導体内部のキャリアの運動と出力波形はエネルギー保存則と密接な関係があり、誘導電荷が重要な働きをする。抵抗が存在しない、半導体と電源からなる系での誘導電荷はShockley-Ramoの定理から導くことができる(付録B.1)。しかし、PPDは従来の検出器と比較して、クエンチング抵抗のために回路系の抵抗値が非常に大きい(100kΩ～)ことが特徴である。

そこで、本研究ではShockley-Ramoの定理を抵抗を含む系に拡張し、PPDでの出力波形を考えた(付録B.2)。

4.1.1 抵抗が存在しない場合の誘導電荷

抵抗がない場合、半導体内部で生成されたキャリアが極板にたどり着いた時の誘導電荷は移動電荷に等しく、これは以下のエネルギー保存則から導かれる。電荷 q の電子正孔が電圧 ϕ が印加された半導体内部を x_i から x_f まで移動した時、電場が E_i から E_f に変化したとする。その時、誘導電流 I を用いてエネルギー保存則をたてると、

$$\frac{1}{2} \int_{\tau} \epsilon E_i^2 d\tau = \phi \int I(t) dt + \frac{1}{2} \int_{\tau} \epsilon E_f^2 d\tau + \int_{x_i}^{x_f} qE' \cdot dx \quad (4.1)$$

となる。ここで E' はキャリアが作る電場を除いた電場としている。

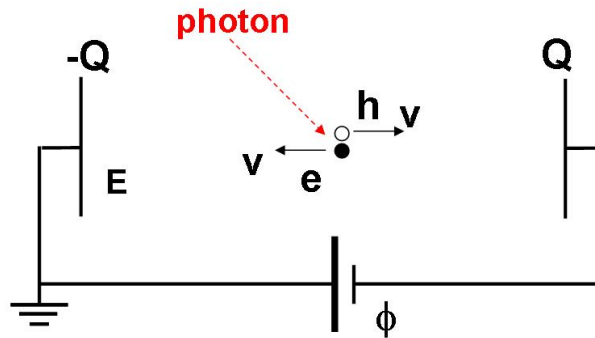


図 4.1: キャリアの運動と誘導電荷

これを解くと、

$$I(t) = \frac{qE(x_e) \cdot v(x_e)}{\phi} + \frac{qE(x_h) \cdot v(x_h)}{\phi} \quad (4.2)$$

となり、それぞれの時間で誘導電荷の差分はそれぞれのキャリアが存在している地点での電場の強さとキャリアの速度によって決定される。そして、極板にキャリアがたどり着いた時の誘導電荷 Q は

$$Q = q \quad (4.3)$$

となり、誘導電荷の総量は移動電荷と等しくなる。

4.1.2 抵抗が存在する場合の誘導電荷

回路に $R[\Omega]$ の抵抗が存在すると、誘導電流が抵抗に流れ込む時に発生する熱エネルギーを考慮にいれる必要があり、誘導電荷を Q' とすると

$$\frac{1}{2} \int_{\tau} \epsilon E_i^2 d\tau = \phi \int I'(t) dt + \frac{1}{2} \int_{\tau} \epsilon E_f^2 d\tau + \int_{x_i}^{x_f} qE' \cdot dx + R \int I(t)^2 dt \quad (4.4)$$

と拡張することができ、簡単のため電場 E が一様、 $v(x_e)$ 、 $v(x_h)$ 一定とすると、

$$I'(t) = \frac{-\phi + \sqrt{\phi^2 + 4RqEv}}{2R} \quad (4.5)$$

$$= \frac{qEz}{\phi} \left(1 - \frac{qEv}{\phi^2} + \dots\right) \quad (R \rightarrow 0) \quad (4.6)$$

となる。移動電荷と誘導電荷の比を求めると

$$Ratio = \frac{I'(t)}{I(t)} = \frac{\frac{-\phi + \sqrt{\phi^2 + 4RqEv}}{2R}}{\frac{qEz}{\phi}} = \frac{-1 + \sqrt{1 + \frac{RqEv}{\phi}}}{2 \frac{RqEv}{\phi^2}} \quad (4.7)$$

となる。この式から移動電荷と誘導電荷の比は $\kappa = \frac{RqEv}{\phi^2}$ のみで決定されることも分かる (付録 B.2 参照)。

また、増倍率 G を用いて $q = eG$ とする。表 4.1 は、MPCC を駆動させた時の典型的な値を代入した時の各温度での増倍電荷と誘導電荷の比を示す。 ($G = 5.0 \times 10^5$ 、 $E = 3.0 \times 10^7$ [V/m]、 $v = 1.0 \times 10^5$ [m/s]) 電圧は $G = 5.0 \times 10^5$ の時の値を採用した。

温度 [K]	電圧 [V]	抵抗値 [Ω]	Ratio
300	77.4	0.21	0.29
200	71.7	0.40	0.21
77	66.5	1.68	0.099

表 4.1: 各温度での増倍電荷と誘導電荷の比

以上から、温度が下がりポリシリコンの抵抗値があがるにつれて、誘導電荷が顕著に抑制され、77K では増倍電荷に対して 10%弱の比率となることがわかる。

4.1.3 予想される波形

以上の考察によると、増倍電荷と誘導電荷の電荷量はつり合っていない。しかし、光子入射以前の平衡状態まで戻る必要があり、そのためには増倍電荷と誘導電荷の差分に相当する電荷が流れる必要がある。よって予想される波形は図 4.2 のように 2 成分から構成され、

- スパイク部は誘導電荷に一致し、増倍電荷 (パルス全体) との比は式 4.7 に従う
- テール部は増倍電荷と誘導電荷の差分に一致し、初期状態までの回復を促す

と考えられる。ここで誘導電荷と回復電荷の和は増倍電荷に等しい。

また、表 4.1 から 300K、200K、77K での波形を予想することが可能であり、その概観を図 4.3 に示す。回復過程は RC 時定数に従い、ピーク値 V_0 は

$$Q - Q' = \int V_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) dt \quad (4.8)$$

を解いて $V_0 \propto \frac{Q - Q'}{\tau}$ となる。

つまり、テール部のピーク値は時定数の変化を強く反映し、スパイク部のピーク値との相関が小さい。そのため、温度が下がりポリシリコンの抵抗値が上昇するにつれて 2 つの成分の存在が顕著になることが期待される。

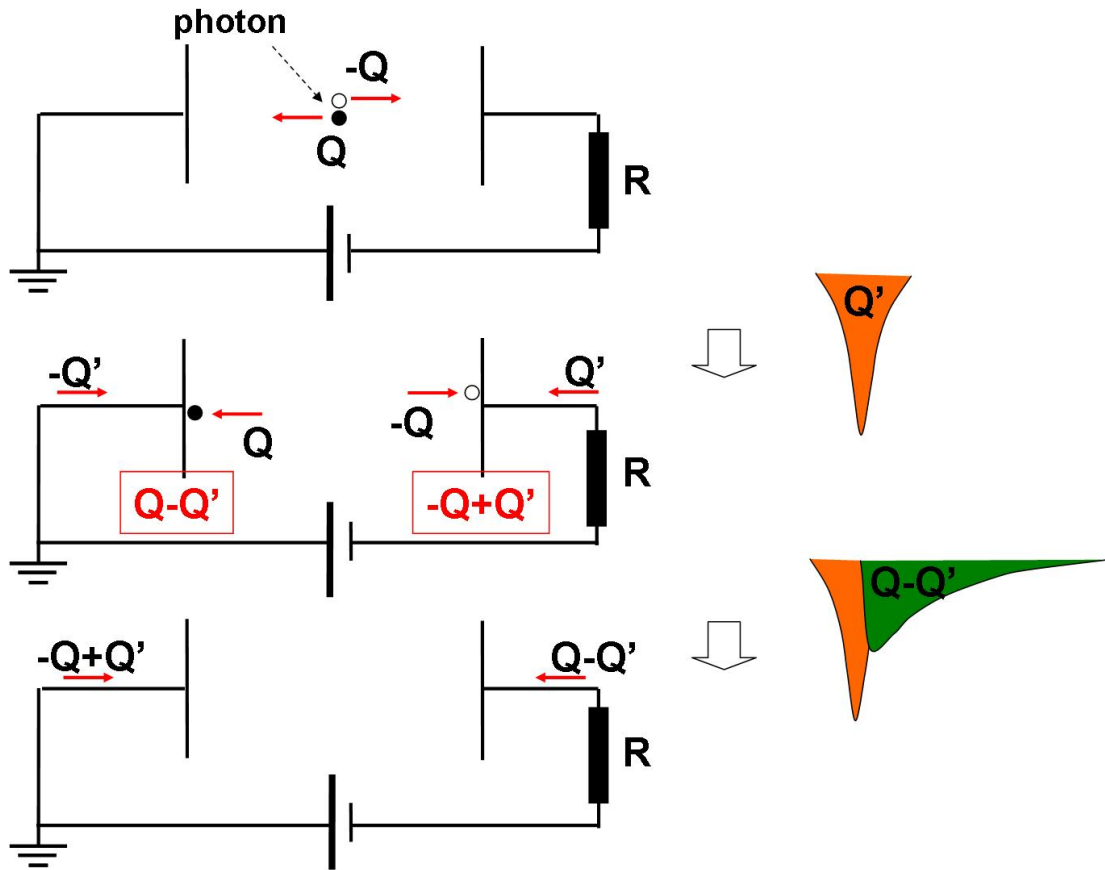


図 4.2: 誘導電荷と PPD の出力波形

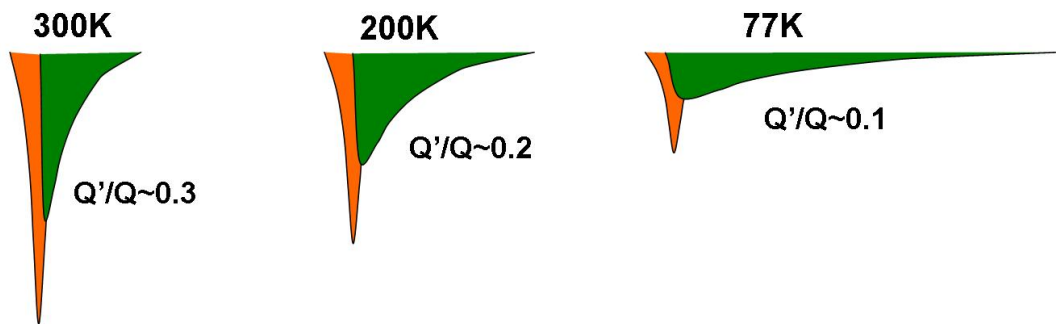


図 4.3: 予想される各温度での MPPC の出力波形

4.1.4 観察された波形との比較

図 3.18 より 300K、200K の波形はスパイク部とテール部の切り分けが難しい。そのため本研究では 77K の平均波形を用いてスパイク部とパルス全体の電荷の比率を求めた。10nsec までの電荷は直接積分を行い、それ以降はフィッティング関数を用いて積分を行った。例を図 4.4 に示す。

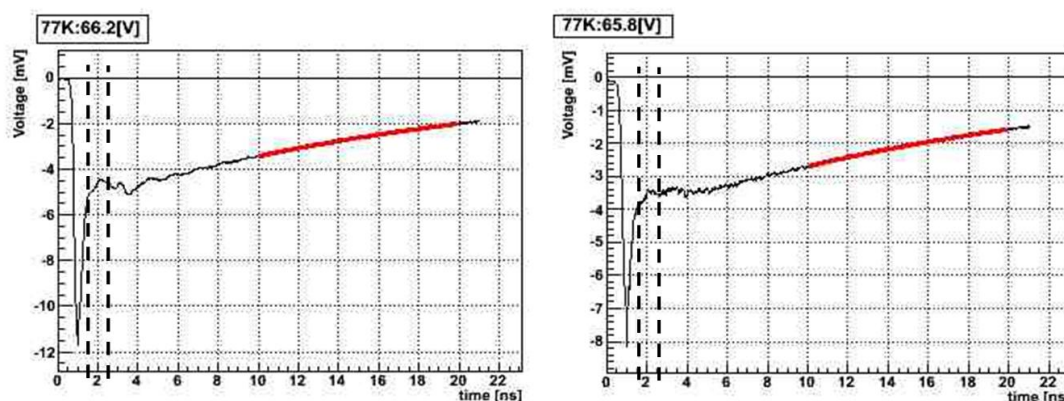


図 4.4: キャリアの運動と誘導電荷。図中点線が 1.5nsec と 2.5nsec に対応

スパイク部とテール部は 1.50nsec ~ 2.50nsec で切り分け、それぞれの場合で求めた比率を誤差の最小値、最大値とした。計算は 4 点の電圧値で行い、表 4.2 で示す。

電圧 [V]	増倍率 [10^5]	Ratio(予想)	Ratio(実測)
65.8	4.1	0.11	0.076 ± 0.022
66.2	5.3	0.096	0.080 ± 0.022
66.7	5.6	0.094	0.083 ± 0.023
67.2	6.7	0.087	0.083 ± 0.023

表 4.2: 77K での増倍電荷と誘導電荷の比率を予想と実測で比較

以上より、予想と実測は因子 2 の範囲内でよい一致をしていることがわかった。スパイク部とテール部の切り分け方を改善し、さらに定量的な議論が望まれるが、今後の課題とする。

4.1.5 波形の説明のまとめ

MPPC の低温下で観測された波形は半導体そのものの性質の変化などからは説明が困難であった。本論文では回路系のエネルギー保存則を用いた解決を目指し、Shockley-Ramo の定理を拡張し、抵抗が存在する系での誘導電荷を計算した。

従来、誘導電荷と増倍電荷の電荷量は等しいと思われていたが計算の結果、抵抗が存在する系では誘導電荷と増倍電荷の電荷量が異なることを示唆していた。さらに考察を進めると、平衡状

態に戻るためにはそれらの差分に相当する電荷が流れる必要に気付き、それらが低温中の2成分波形を構成していると考えた。

そこで、観測された波形を解析することで、スパイク部が誘導電荷に相当する可能性について調べたところ、因子2の範囲内での一致を示し、定性的に正しいと考えられる。

今後の課題としては

- エネルギー保存則 (Shockley-Ramo の定理) を考える上で無視した微小な効果の見積もり
 - － 浮遊容量や浮遊抵抗
 - － 電池のする仕事
- 波形解析におけるスパイク部とテール部の切り分け
 - － アンプ特性などのエレクトロニクスの影響の見積もり
 - － モデル波形でのフィットによる切り分けの精度向上
 - － 外付け抵抗を実装した回路でのスパイク部とテール部の比率の測定

が考えられる。

4.2 クエンチの説明

前節での考察より、スパイク部でのクエンチが起きていると考えられ、その時にの電流値は従来考えられていたメカニズムから想定される値の2倍程度となっている(3.4.2節参照)。また、ガンマ線を用いた放射線耐性の研究の過程で単一ピクセル由来ではあるが、正常なパルスに対して5倍程度の波高を持った放電現象が確認されている[15]。このような現象の理解及び今後の開発において正しいメカニズムの構築が必要である。

この節では、以下に順に示すような増倍電荷の自己場によってクエンチが起こるメカニズムを検証する。

1. 光が入射し、キャリアが増倍層へ輸送される。
2. 増倍が始まり増倍電荷が増倍層の中を移動する。
3. 誘導電荷が拡散層と基盤に注入される
4. 増倍電荷が拡散層と基盤に注入される
5. 誘導電荷より増倍電荷多いため電荷が相殺せず、増倍電荷は拡散し蓄積する
6. 拡散した増倍電荷がコンデンサとして働き、増倍層の電場を下げる
7. クエンチが起こる
8. 回復過程が起こる

図 4.5 に同様のメカニズムを図示した。

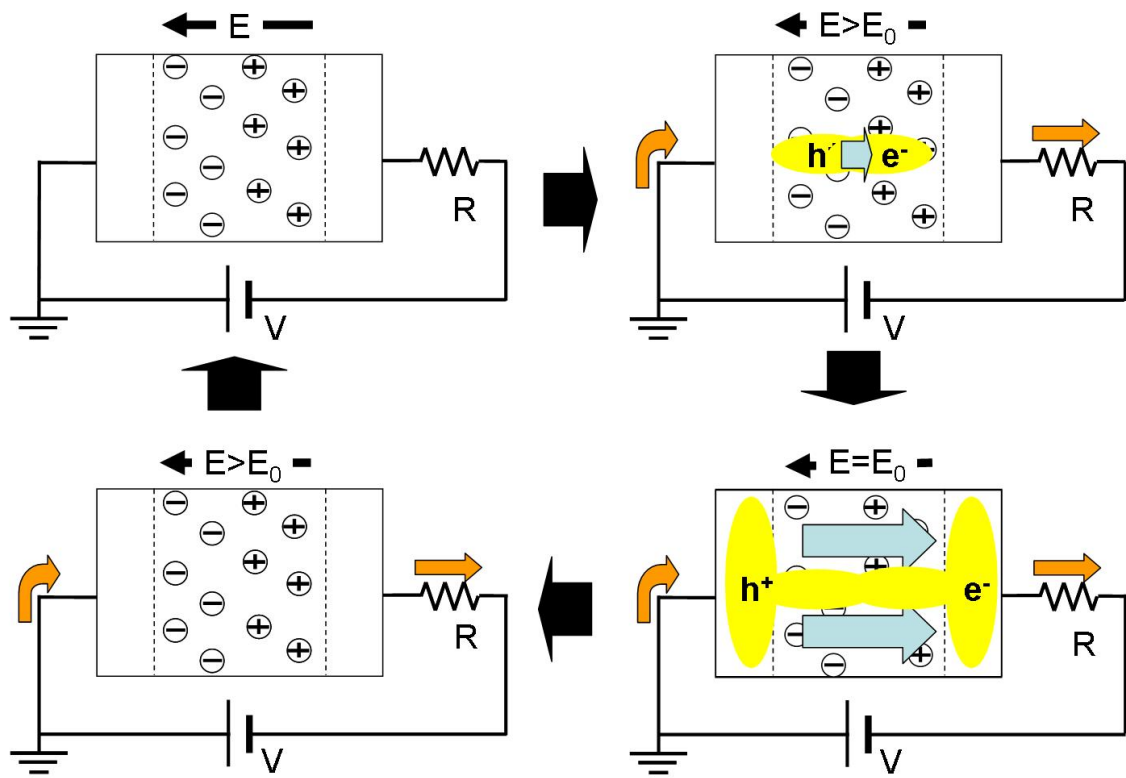


図 4.5: 予想される各温度での MPPC の出力波形

4.2.1 キャリア注入と拡散

拡散層に注目する。拡散層は P^{++} 型半導体なので正孔をキャリアとする。すると、注入される誘導電荷 (電子) は少数キャリアに相当し、増倍電荷 (正孔) は多数キャリアに相当する。

キャリア注入によって局所的な非平衡状態が生まれるが、これは濃度差を減少させる方向に拡散が進む。これは多数、少数キャリア注入に共通の現象であり、拡散層への正孔 Δp の注入を例にとると以下の連続の方程式、オームの法則、ポアソン方程式に従う。

$$e \frac{\partial \Delta p}{\partial t} = -\nabla \cdot i \quad (4.9)$$

$$i = -\sigma \nabla V \quad (4.10)$$

$$\nabla^2 V = -\frac{e \Delta p}{\epsilon} \quad (4.11)$$

これらを解くと

$$\Delta p(t) = \Delta p(0) \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right), \quad \tau = \frac{\epsilon}{\sigma} \quad (4.12)$$

となり、拡散時間 τ は物質に依存する。図 C.1 を参照すると 10^{18}cm^{-3} のキャリア濃度を持つ P 型半導体の場合、 $\sigma \sim 1.7 \times 10$ であるので $\tau \sim 0.6 \times 10^{-13} [\text{s}]$ である。キャリアが高電場の中を $1 \mu\text{m}$ を移動するためにはおよそ 10psec かかることから、拡散は増倍電荷の移動に比べて遥かに速い時間であることがわかる (付録 C.1 参照)。

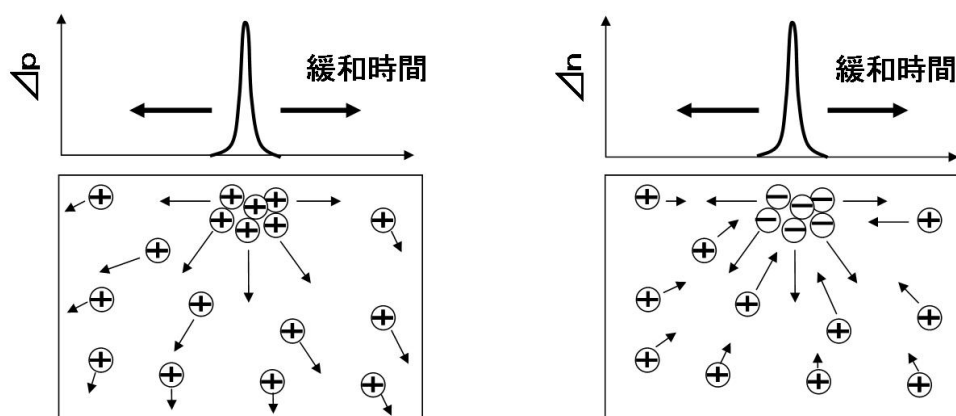


図 4.6: 注入キャリアの拡散の様子

少数キャリア注入の場合、拡散の後に再結合過程が起こり、平衡状態へ戻ろうとする。再結合の時定数は深い準位を持つ不純物トラップの密度と関係があり平衡状態に戻る時間を速くしたい場合、このトラップを多くドーピングする必要がある (付録 C.2 参照)。

4.2.2 抵抗が存在する場合の増倍電荷の自己場によるクエンチ

拡散の速度が非常に速いため、拡散層や基盤にたどり着いたキャリアはすぐに拡散を起こし、図 4.5 右下のようにコンデンサを形成する。ここで面積の値 S として表面部 $15.0\mu\text{m} \times 17.4\mu\text{m}$ と背面部 $25.0\mu\text{m} \times 25.0\mu\text{m}$ の中間である $443.0\mu\text{m}^2$ を採用する。77K で 66.2V の電圧を印加していると考えると、増倍キャリアによる電場低下 $\Delta E'$ は

$$\Delta E' = \frac{Q - Q'}{\epsilon S} = \frac{e \times G \times (1 - \text{Ratio})}{\epsilon S} \quad (4.13)$$

$$= \frac{1.6 \times 10^{-19} \times 5.3 \times 10^5 \times (1 - 0.08)}{11.7 \times 8.9 \times 10^{-12} \times 443.0 \times 10^{-12}} \sim 1.7 \times 10^6 \quad (4.14)$$

となる。この電場低下において、増倍電荷と誘導電荷の間に差があることが非常に重要な役割を果たしていることが分かる。

次に、空乏層に印加された電圧 V がブレイクダウン電圧 ($V_0 = 63.5$) まで変化した時に降下する電場 ΔE は V_0 に対応する電場 E_0 を用いると

$$\Delta E = E_0 \times \frac{V - V_0}{V_0} \quad (4.15)$$

$$= 3.82 \times 10^7 \times \frac{66.2 - 63.5}{63.5} \sim 1.6 \times 10^6 \quad (4.16)$$

となる。ここで、 $E_0 = 3.83 \times 10^7$ は $1\mu\text{m}$ の増倍層を仮定することで電子、正孔のイオン化係数を用いて計算機で求めた。すると、およそ

$$\Delta E \sim \Delta E' \quad (4.17)$$

が確認することができ、これは増倍電荷による電場低下がクエンチに十分であることを示している。

そこで、 $\Delta E = \Delta E'$ を仮定すると

$$G \propto \frac{E_0}{V_0} \times \Delta V \quad (4.18)$$

が導くことができ、これは図 3.24 に示すような電圧と増倍率の線型性を再現する。

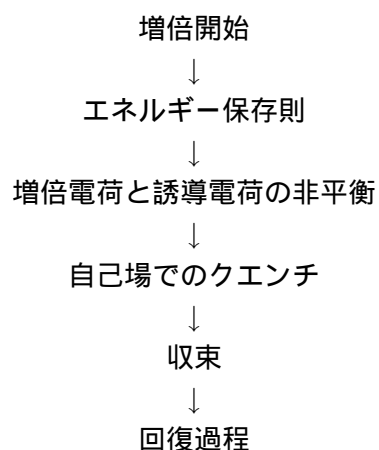
4.2.3 クエンチの説明のまとめ

クエンチング抵抗を電流によってクエンチが起きるメカニズムは出力されたパルスの波高を決定するが、低温下でのパルスの波高は予想される値と一致しない。そのため、増倍電荷が拡散層と基盤で拡散することでコンデンサを形成し、その自己場によってクエンチするモデルを考えた。

このメカニズムはPPDの出力されたパルス波高に対して制限を与えるものではなく、低温中の波形を説明する上でも不都合がない。さらに、印加電圧と増倍率との線型性も破らず、実験事実を再現している。

4.3 PPDの動作メカニズムの検討のまとめ

以下に本研究で考案したPPDの動作メカニズムをまとめる。



ここで最も重要なことは、抵抗が存在する系でのエネルギー保存則を解くと増倍電荷と誘導電荷の電荷数に非平衡が生じることである。そのために自己場によるクエンチが生じて収束にいたり、その後増倍電荷と誘導電荷の差分に相当する電荷が流れて初期状態に戻ることになる。

このメカニズムは、従来考えられていたメカニズムでは理解できなかった低温中のパルス波形に説明を与え、さらに今後の開発の方針についても示唆を与えることになる(次章参照)。

第5章 今後の開発について

ここでは今後の開発項目とその実現に向けた方針について列挙する。

- 高増倍率化

最も単純な方法としては印加電圧を十分上昇させることが考えられる。しかしながら本論文では触れなかったが、ブレイクダウン電圧から 5V 程度高い電圧を印加すると急激にパルスの数が増え、現実的には使用が不可能となる。前章の考察の検証に基づくと、クエンチは増倍層の厚さ D と電場の強さ E に依存する。4.18 式より、増倍率 G は $G \propto \frac{E_0}{V_0} \times \Delta V$ となる。電場が一様であり、 $V_0 = E_0 D$ が成り立っているとすると、この関係式は変形することができ、 $G \propto \frac{1}{D} \times \Delta V$ となる。

つまり、増倍層を薄くすることで高増倍率が達成されると考えられる。ただし、トンネル効果が空乏層が 10nm、電場勾配が 10^8V/m 程度になると顕著になるため注意する必要がある。

- 高検出効率化

検出効率は入射面に対する開口率の割合で決定されている。そのため、高検出効率を達成するためには、開口率を向上させればよい。そのために

- 抵抗の厚さを薄く、細くすることで抵抗率を上げ、長さを短くする。すると入射面に占める抵抗の面積を低下させることができる。
- 次に、内部構造を反転させることで表面に存在した抵抗、導線を基盤の上に実装する。するとそれまで抵抗などの直下の電場のない場所で吸収された光子に対しても感度を持つことができ、開口率が 100% に近付くと考えられる。

- 大面積化

高面積化を考える上でダークノイズレートの低減は欠かすことができない。そのためには本研究の測定より、低温での使用が効果的であると考えられる。

他には、ピクセル間に遮蔽物を入れることでのクロストークの低減や、格子欠陥の少ないシリコンを用いることでのアフターパルスの低減が考えられる。

第6章 結論

本研究で扱った新型半導体光検出器 PPD は、序章でも述べた数え切れないほどの利点のために今後、生物、化学、物理の各分野に加速度的に普及していくと考えられる。

しかし、半導体内部の物理の支配方程式から導かれる現象は極めて多岐に渡り、正確な理解が難しい。さらに高電界に加速された電子が光子を放出する、格子欠陥にトラップされるなどを始めとする、未だ物性的に定量的な説明されていないことも多い。低温下の振る舞いもあわせると、PPD はこれらの半導体物理を余すことなく内包し、まさに玉手箱の様なデバイスである。

本論文での第一の目標は、これらの物理現象の測定方法の確立である。様々な手法を模索する中で、アフターパルスの発見に到った。現在アフターパルスに関する研究は各大学の研究室でも精力的に進められている。

次に低温下での特性の変化についての定性的な理解であり、世界に先駆ける研究であった。低温下での振る舞いが与えてくれた驚きは枚挙に暇がなく、この過程で波動方程式を始めとする物理の幹となる方程式群から半導体物理を考察する必要性を認識し、現在は数値シミュレーションの枠組の確立に向けて努力を続けている。

そして、低温中の特徴的な波形と真摯に向き合う中で、現在まで定説となっていた動作メカニズムが、全く不完全であることを発見した。この発見は 20 年近く続けられてきた PPD の開発において最大級の発見と位置づけ、真の動作メカニズムの構築、検証に邁進している。

私は、最終的な目標は PPD の大面積化、高増幅率化、そして製品開発の効率化である。その上で世界に圧倒的なスピードで普及を進め、既存の光検出器と PPD を取って替えるという、PPD の発明に続く第二の革命を目指している。私は今後、測定、数値シミュレーションを通じて動作メカニズムの深い理解を得る正統的な研究を続けることで、夜明けは近いと確信している。

付録 A 半導体の性質

固体の性質を理解するためには電子のエネルギーバンド構造の知識が不可欠である。単一の原子からなる系では、量子力学から導かれるように電子は離散的なエネルギーレベルを取る。一方、固体のように無数の原子からなる系では電子の取りうるエネルギーレベルは幅を持ち、バンドとなる。このエネルギーバンド中にどのように電子が入っているかによって、その固体の電気伝導度や光学的特性が決まるのである。

この章では、電子のエネルギーレベルが固体中でバンド構造をなすことを説明し、その上で金属、絶縁体、半導体のエネルギーバンドを説明する。そして最後に、不純物半導体同士の接合とその電気的性質について簡単に説明する。

A.1 シリコン結晶と共有結合

物質は、その構成が孤立した原子か多数個の原子かで振る舞いが大きく変わる。本論文で扱うシリコン半導体は、各原子が規則正しい配列で並んだ巨大分子で構成されている。この結晶構造は半導体物理を決定する電子のエネルギー状態と深く関わっている。

まず、結晶構造に関する基本定数を表 A.1 に列挙する。

半導体結晶は共有結合をしていることに注意する。全ての価電子が結合電子として働くため一般

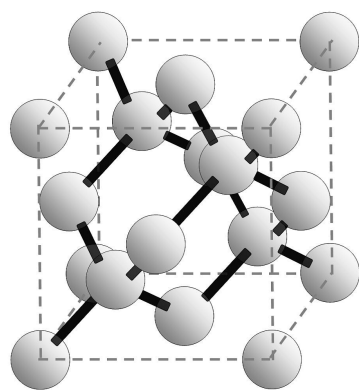


図 A.1: シリコン結晶の構造

結合の種類	共有結合
結晶構造	ダイヤモンド構造
結合エネルギー	1.1eV
単格子の原子数	8
格子定数	5.430Å
原子密度	$5 \times 10^{22} \text{cm}^{-3}$
抵抗率	$3.0 \times 10^5 \Omega \text{cm}$

表 A.1: シリコン結晶の基本定数

的には結晶の中を自由に動きまわることが出来ない。しかし、この結合エネルギー (1.1eV) 以上に相当する光が照射されると、励起された電子は原子の回りに局在するのではなく、およそ 60 Å

の球内に相当する範囲に存在する。これが格子定数 (5.4 Å) に対して十分大きいことは、電子が伝導電子として動くことを意味する。

原子密度は半導体に注入する不純物濃度と比較される基本定数であり、一般的な半導体は $10^{14} \sim 10^{22} \text{cm}^{-3}$ 程度の不純物を注入して使用している。その結果、抵抗率は $10^2 \sim 10^{-4} \Omega \text{cm}$ に低下する。

A.2 固体中の電子のエネルギーレベル

半導体の電気伝導は固体内の電子の動きによって生じる。そこで、半導体の動作原理を知るために、固体内の電子のエネルギー状態について概観する。

量子力学から、1個の原子核に束縛されている電子の全エネルギーは量子化された離散的な値をとることが導かれる。では、2個以上で分子を構成する場合はどうであろうか。図 A.2 で 1s 軌道に電子を持った2つの水素原子が接近する場合を考える。

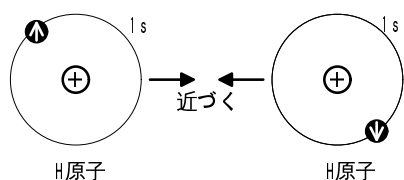


図 A.2: 互いに接近する H 原子

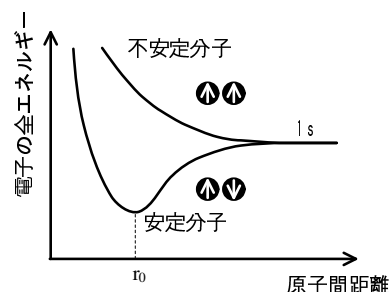


図 A.3: 2 個の H 原子の接近によって生じる 1s 軌道のエネルギーの変化

原子間距離が短くなるにつれてそれぞれの 1s 軌道上の電子はそれぞれの原子核との間に静電気が働くようになる。この静電気が電子のエネルギーに摂動として働き、1s 軌道固有のエネルギーレベルに変化が生じることになる。その結果、もとの 1s 軌道より安定な結合性軌道と、もとの 1s 軌道より不安定な半結合性軌道ができる。

水素分子は2個の電子を持つためこれらの電子は結合性軌道に収容され、安定分子となる。2個の原子が近づいて分子を作る際、1つのエネルギー準位が2重に分離することから、N個の同一原子からなる分子では各エネルギー準位はN重に分離することが期待される。

実際、6原子分子 H_6 の場合図 A.4 に示すようになる。

さらに多くの原子で構成されている固体水素では、準位の分裂が非常に多くなり準位が帯状になるため許容帯

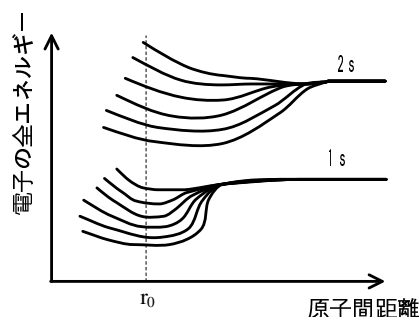


図 A.4: 6 原子分子 H_6

と呼ばれている (図 A.5)。この帯の内部ではエネルギーは実質的に連続していると考えられており、このようなエネルギー構造をバンド構造と呼ぶ。電子が許容帯と許容帯の間のエネルギーを持つことはなく、このエネルギー領域は禁制帯と呼ばれている。

A.3 固体の導電性

固体の導電性はエネルギーバンド図と関連付けて理解することができる。原子は互いに近づいてくると、各エネルギーレベルが広がり、重なり合う。導体、絶縁体として Cu、KCl 結晶のエネルギーバンド図を図 A.6、図 A.7 に示す。 r_0 を格子定数とする。

Cu 結晶の場合、一番外側の 4s 軌道の 2 つの空きに 1 つしか電子が存在しておらず、従って、Cu 結晶のエネルギーバンドでも 4s バンドには半分しか電子が入っていない。Cu 結晶に電圧を印加して電子が移動する場合は、この半分空きになっているレベルを移動することになる (自由電子)。一般に、自由電子のように電荷を運ぶ際の担い手になる粒子を、キャリアという。

KCl 結晶の場合を考える。Cl 原子は一番外側の軌道 (3p) に 1 つ空きを持っている。これに対して K 原子は一番外側の軌道 (4s) に 1 つしか電子を持っていない。このような電子配置を持っている K と Cl が近づくと、4s(K) 軌道の電子が放出されて 3d(Cl) 軌道に入り安定となる。この時、3p 軌道にはまったく空気がなく充満帯と呼ばれ、4s 軌道 (伝導帯) には全く電子が存在していない。KCl 結晶では充満帯と伝導帯の間 (禁止帯) の幅が 10eV と大きいため自由電子が存在せず、従って電圧を印加しても電流は流れない。

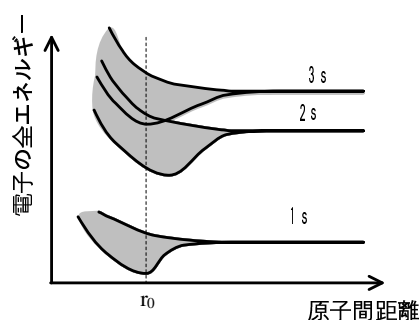


図 A.5: 固体水素のエネルギーバンド図

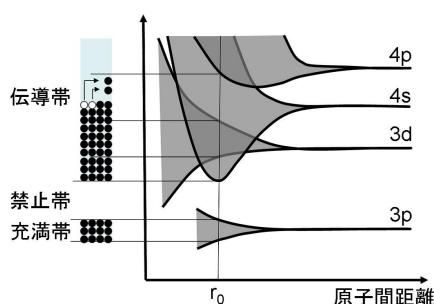


図 A.6: 導体 Cu 結晶のエネルギーバンド図

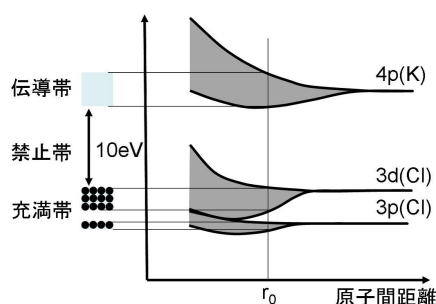


図 A.7: 絶縁体 KCl 結晶のエネルギーバンド図

次に Si 結晶に移る。最外殻軌道である、主量子数が 3 の軌道は sp^3 混成軌道) を作り、Si 原子ではこの軌道に 4 個の電子が存在する。Si 結晶ではこの 4 個の電子が 1 つずつ他の 4 個の原子と

共有し、他の4個の原子の電子を1つずつ3p軌道に入れて共有する。Si結晶では1つのSi原子を4個のSi原子で囲むことで、空席が双方の電子によって埋まり安定となる(図A.1参照)。Si結晶の場合、禁止帯幅は1.1eVである。

このような結合は共有結合と呼ばれ、金属結合の様に自由に動ける電子はない。しかし、KCl結晶の場合ように禁止帯幅が10eVもない場合には、外部から与えられる熱や光エネルギー、あるいは電圧によって容易に充満帯の電子が伝導帯に移ることができ、自由電子となる。この結果として共有結合結晶は環境に応じて導電性が生じることになり、半導体と呼ばれている。

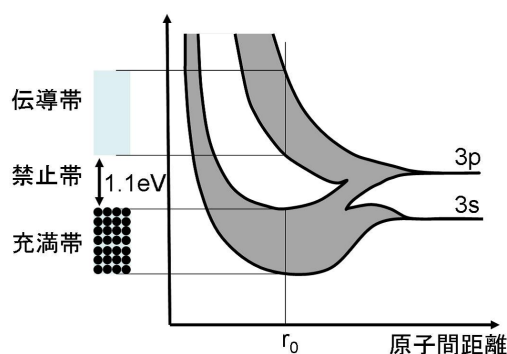


図 A.8: シリコン結晶のエネルギーバンド図

また、上述の過程により自由電子が生まれる際、その電子の抜けた後に生じる”抜け殻”も結晶の中を自由に動きまわることが出来る。この”抜け殻”は正孔と呼ばれ、電子と同様にキャリアとして働く。半導体のキャリア密度 n_i は、禁制帯の幅が狭いほど、また温度が高いほど高くなる。

A.4 不純物半導体

半導体には真性半導体と不純物半導体がある。真性半導体は不純物が添加(ドーピング)されておらず、前節までの半導体はこれに属する。それに対し不純物半導体はキャリアを発生させる不純物がドーピングされている。ドーピングする不純物には電子を発生させるものと正孔を発生させるものがある。Si結晶を例にとって、両者を簡単に説明する。

電子を発生させる不純物は、Pなどの5個の価電子を持っている元素である。Si結晶の中にPをドーピングすると、Si原子は4個の価電子を持つから、共有結合に必要な電子は4個であり、残り1個の価電子は余分になり、この電子は結晶の中を自由に動き回る伝導電子となることができる。この様に電子を放出する原子はドナーと呼ばれ、ドナーがドーピングされた半導体をn型半導体と呼ぶ。

次に正孔を発生させる不純物であるが、これはBなどの価電子を3個もつ元素である。ドーピングされたB原子がSi原子と共有結合する時に価電子が1個不足する。価電子が1個不足することは電子の抜け殻が1個生じたことと同等なので、これは正孔として働く。正孔は電子を受け入れる

ことができることから、このように正孔をつくる原子はアクセプタと呼ばれる。そしてアクセプタをドーパされた半導体を p 型半導体と呼ぶ。

以上の n 型半導体、p 型半導体のエネルギーバンド図を図 A.9、図 A.10 に示す。

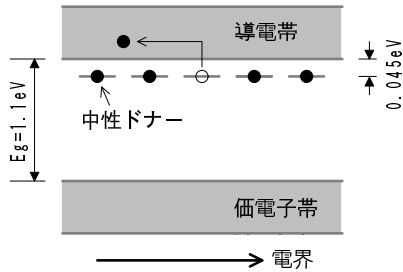


図 A.9: Si にドナー P をドーパした時のエネルギーバンド (n 型半導体)

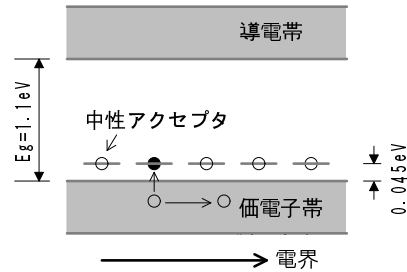


図 A.10: Si にアクセプタ B をドーパした時のエネルギーバンド (p 型半導体)

室温に置かれた真性半導体では、室温に対応する熱エネルギーで励起した電子正孔対が導電に寄与する。この時の電子と正孔の数は同じである。一方、不純物半導体は片方のキャリアがもう片方よりもはるかに多くなる。多い方のキャリアを多数派キャリア、少ない方のキャリアを少数派キャリアと言う。例えば n 型半導体の場合、ドナー不純物による電子の数が、熱励起で発生する正孔の数よりもはるかに多いので、多数キャリアである。これに対して、数の少ない正孔は少数キャリアである。

A.5 フェルミ準位と p-n 接合

絶対零度では、電子はエネルギーの低いバンドから順につまんでいく。従って、最後に收容された電子は最も高いエネルギーを持っている。そこで、さらにもう 1 つ電子を收容することを考える時、この電子の存在確率が $1/2$ になるエネルギーをフェルミ準位という。

真性半導体の場合、フェルミ準位は E_i と表わされ、伝導帯端エネルギー E_V と価電子帯端エネルギー E_C を用いて

$$E_i = \frac{1}{2}(E_C + E_V) + \frac{3}{4}kT \ln \frac{m_h}{m_e}$$

と表わされる。ここで m_h は正孔の質量、 m_e は電子の質量のためこれらの値は等しくないため厳密に E_i はバンドギャップの中心からずれるが、一般にはバンドギャップの中央に近似される。この時、伝導電子と正孔の密度はともに等しくこのキャリア密度を n_i と定義する。

また、不純物半導体の場合、n 型半導体の場合のフェルミ準位を $E_{F(n)}$ 、p 型半導体の場合の

フェルミ準位を $E_{F(p)}$ とすると、

$$E_{F(n)} = E_i + kT \ln \frac{N_d}{n_i}$$

$$E_{F(p)} = E_i - kT \ln \frac{N_a}{n_i}$$

である。ここで N_d はイオン化したドナー密度、 N_a はイオン化したアクセプタ密度である。図 A.11 で真性半導体、不純物半導体のフェルミエネルギーの違いを示す。

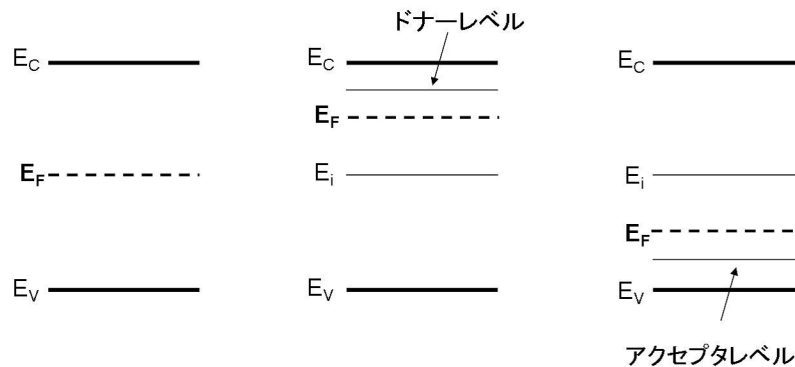


図 A.11: (左) 真性半導体 (中)n 型半導体 (右)p 型半導体のエネルギーバンド図。

この p 型半導体と n 型半導体を接合することを考える。フェルミエネルギーは、それ以下には電子が存在することが出来るエネルギーであり、p 型半導体と n 型半導体では両者のフェルミエネルギーは一致していない。この両者を接合した場合、フェルミエネルギーが同じ結晶の中で異なるため、部分的にキャリア密度が異なることになり、その結果としてキャリアが拡散し電流が流れる。拡散は熱平衡に達して双方のフェルミエネルギーが一致するまで続けられる。

図 A.12 が p-n 接合のエネルギーバンド図である。このようにエネルギーバンドに曲がりが生じるのはここでキャリアを拡散させる拡散電位差が発生するためであり、この電位差が p-n 接合にエネルギー障壁を生じさせる。

この拡散電位差を E_D とすると、これは $E_{F(p)} - E_{F(n)}$ に一致する。エネルギー E と電位 V の間には $V = -\frac{E}{e}$ の関係があるため、p-n 接合の拡散電位差 V_D は前述の式を用いて

$$V_D = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_a N_d}{n_i^2} \quad (\text{A.1})$$

と表わすことができる。実際のシリコン半導体の p-n 接合では拡散電位差の大きさは 0.7V (エネルギー障壁 E_D にして 0.7eV) 前後である。

また拡散の結果、電子や正孔などの電気を運ぶキャリアが存在しなくなるため接合部付近の領域は空乏層と呼ばれ、空乏層の不純物はイオン化し、空乏層には内部電界が生じる。

この p-n 接合は印加する電圧によってエネルギー障壁の大きさが変わり、電流が流れたり流れなかったりする。これを整流作用と呼び、p-n 接合半導体の大きな特徴の 1 つである。

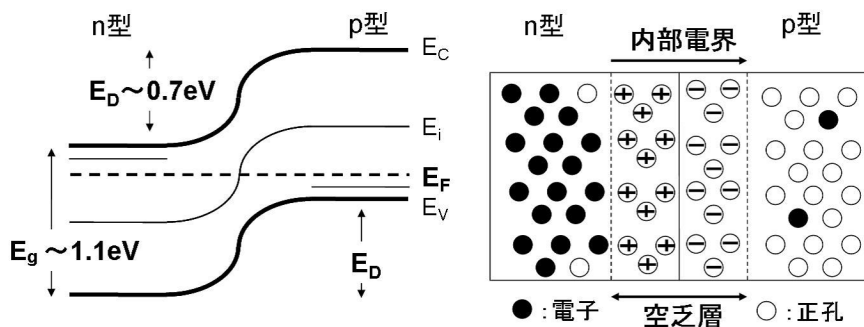


図 A.12: (左)n 型半導体と p 型半導体を接合したときのエネルギーバンド。(右) 拡散後のキャリア分布。接合部にはキャリアがないため空乏層と呼ばれ、イオン化した不純物のために内部電位が発生する。

A.6 p-n 接合の電気的特徴

p-n 接合は内部電界が生じており、n 型半導体の方が p 型半導体よりも電位が高い。ここで p 型半導体を正に、n 型半導体を負にするように外部から電圧を印加し、徐々に電圧を大きくしていくと、電流が流れ始める。そして p-n 接合の内部電位差 V_D に相当する電圧を超えると電流は急激に増大する。これはエネルギー障壁が無くなったことに相当する。この時の電圧をかけている方向を順方向と呼ぶ。

一方、p 型半導体を負に、n 型半導体を正にするように外部から電圧を印加すると空乏層が広がり、エネルギー障壁が高くなるように働くため、電子がエネルギー障壁を抜ける確率は低くなるが、その電子に由来する微弱な電流は流れている。

逆方向により大きな電圧をかけていくと、ある大きさ以上の電圧を印加したところから、急に電流が流れ始める。この電圧のことを、ブレイクダウン電圧 V_B という。電圧が低い場合には、電子は、半導体を構成する原子と衝突し、運動エネルギーを熱振動として原子に与えるだけである。しかし、十分な電場勾配 ($10^5 \sim 10^6 \text{ V/cm}$) によって加速された電子の場合、衝突した原子の共有結合を切って新たな電子正孔対をつくることができ、電子の数がねずみ算式に増えることになる。その結果、ブレイクダウン電圧を境として、電流の値が急増することになる。このような増幅過程を、アバランシェ増幅という。

p-n 接合の電流電圧特性を図 A.13 左、ブレイクダウン電圧を超えた逆方向電圧をかけた時の電子のアバランシェ増倍を図 A.13 右に示す。

電子、正孔どちらもアバランシェ増幅を起こすことあるが、電子の有効質量が正孔の有効質量より軽いので、電子起源の増倍の方が低い電圧で起こる。ここでブレイクダウン電圧とは電子起源の増倍が起き始める電圧を差し、正孔起源の増倍が起き始める電圧はガイガーモードブレイクダウン電圧とする。

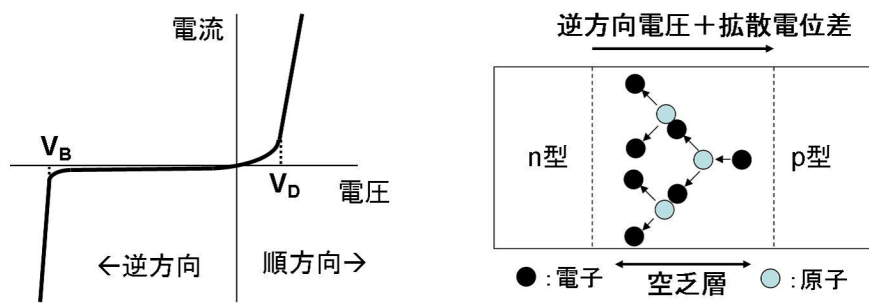


図 A.13: (左)p-n 接合に電圧を順方向、逆方向電圧を印加したときの電流の変化の様子。(右) ブレイクダウン電圧を超えた逆方向電圧をかけた時の電子のアバランシェ増倍

付録 B Shockley-Ramo の定理

半導体検出器やガスチェンバーでは、電荷キャリアが運動することで検出器から信号が出力される。そのため電荷が入射放射線によって形成され電場に従って運動を始めた瞬間に誘導電流が発生し、極板にたどり着いた時に収束する。この誘導電流がオシロスコープなどで観測されるパルスに相当するのである。

誘導電流の時間発展は Shockley-Ramo の定理に従う。この章ではまず Shock-Ramo の定理の導出を行い、次に回路に抵抗が入っている場合には拡張が必要なことを示す。この拡張は PPD での誘導電流の計算において本質的に重要な役割を果たす。

B.1 Shockley-Ramo 定理

電源 V に接続された半導体の内部を電荷 q が移動すると、エネルギー保存則を満たすように極板に電荷 Q が誘起される。この時に従う方程式は Shockley-Ramo の定理として知られ、誘導電荷の増分 ΔQ は電荷 q が電場 E を通過する速度 v を用いて

$$\Delta Q = qE(x) \cdot v(x)$$

となる。また x_i から x_f まで移動の際、電位が $\phi(x_i) = 0$ 、 $\phi(x_f) = V$ とすると誘導電荷の総量 Q は

$$Q = q$$

である。この Shockley-Ramo の定理は図 B.1 の様な電場の重ね合わせを用いて証明される。

図 B.1 内 (c) において E_1 から移動電荷 q の作る電場を除いた場を E'_1 とする。その中で電荷 q が x_i から x_f まで移動する時にする仕事は電場が E_{1i} から E_{1f} へ変化する際に得たエネルギーに一致する。すなわち、

$$\int_{x_i}^{x_f} qE'_1 \cdot dx = \frac{1}{2} \int_{\tau} \epsilon(E_{1i}^2 - E_{1f}^2) d\tau$$

が成り立つ。ここで半導体の領域を τ とした。次に (b) と (c) を重ね合わせた系でエネルギー保存の式を立てると、

$$VQ - \int_{x_i}^{x_f} q(E_0 + E'_1) \cdot dx = \frac{1}{2} \int_{\tau} \epsilon((E_0 + E_{1f})^2 - (E_0 + E_{1i})^2) d\tau$$

となり、以下に示す Green の定理を用いることができる。

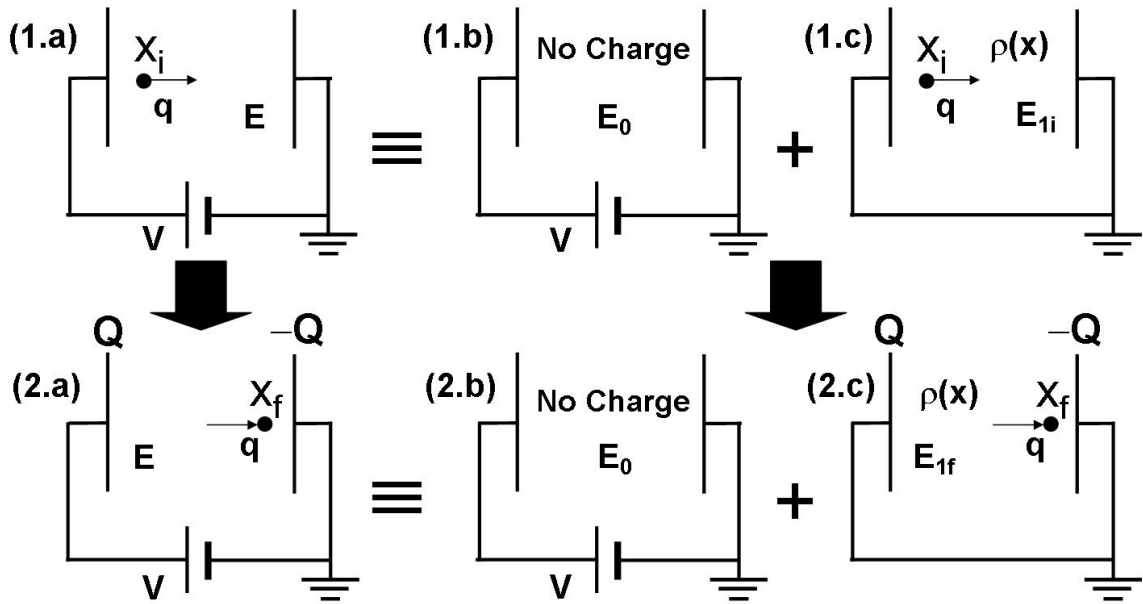


図 B.1: (a) 電場 E_0 内の x_i から x_f への移動電荷 q を、(b) 印加電圧 V の極板間に電荷が存在しない場 E_0 と (c) 接地した極板間に空間電荷 $\rho(x)$ と移動電荷 q が存在する場 E_1 の重ね合わせと解釈する。

$$\int_V (\phi_1 \nabla^2 \phi_0 + \nabla \phi_0 \cdot \nabla \phi_1) dV = \oint_S \phi_1 \nabla \phi_0 \cdot dS$$

ここで、(b) の系は電荷が存在しないため $\nabla^2 \phi_0 = 0$ 、(c) の系は接地しているため $\phi_1 = 0$ なので、

$$\int_{\tau} E_0 \cdot E_1 d\tau = \int_{\tau} \nabla \phi_0 \cdot \nabla \phi_1 \cdot d\tau = \oint_S \phi_1 \nabla \phi_0 \cdot dS - \int_{\tau} \phi_1 \cdot \nabla^2 \phi_0 \cdot d\tau = 0$$

となり、これを代入すると

$$\int_{\tau} \epsilon ((E_0 + E_{1f})^2 - (E_0 + E_{1i})^2) d\tau = \int_{\tau} \epsilon (E_{1i}^2 - E_{1f}^2) d\tau$$

となる。以上の式より

$$VQ(t) = q(\phi(x_f) - \phi(x_i))$$

を得ることができ、時間微分をとると

$$\frac{dQ(t)}{dt} = \frac{qE_z v}{V}$$

となる。

以上の導出から分かるように誘導電流はエネルギー保存則に従って流れている。そのため、PPD の様に大きな抵抗値を持った抵抗が入る場合、そこでのジュール熱が無視できなくなる。B.2 節では Shockley-Ramo の定理を拡張する。

B.2 拡張 Shockley-Ramo 定理

抵抗でのジュール熱を考慮してエネルギー保存則を立てると

$$VQ' - \int_{x_i}^{x_f} q(E_0 + E'_1) \cdot dx = \frac{1}{2} \int_{\tau} \epsilon((E_0 + E_{1f})^2 - (E_0 + E_{1i})^2) d\tau$$

であり、B.1 節と同様に变形すると、

$$\int I(t)^2 R dt + VQ'(t) = q(\phi(x(t)) - \phi(x(0)))$$

となり、これを整理する。

$$\begin{aligned} R \int \left(\frac{dQ'(t)}{dt}\right)^2 dt + V \int \frac{dQ'(t)}{dt} dt &= q \int \frac{d\phi(x(t))}{dt} dt \\ &= q \int \frac{d\phi(x(t))}{dx(t)} \frac{dx(t)}{dt} dt \\ &= q \int E(x(t)) \cdot v(t) dt \end{aligned}$$

以上より

$$R\left(\frac{dQ'(t)}{dt}\right)^2 + V\frac{dQ'(t)}{dt} - qE(x(t)) \cdot v(t) = 0$$

となり、 $\frac{dQ'(t)}{dt} \leq 0$ として解くと

$$\begin{aligned} \frac{dQ'(t)}{dt} &= \frac{-V + \sqrt{V^2 + 4RqE_z v}}{2R} \\ &= \frac{-V + V\sqrt{1 + \frac{4RqE_z v}{V^2}}}{2R} \\ &= \frac{-V + V\left(1 + \frac{1}{2} \cdot \frac{4RqE_z v}{V^2} - \frac{1}{8} \cdot \left(\frac{4RqE_z v}{V^2}\right)^2 + \dots\right)}{2R} \\ &= \frac{qE_z v}{V} - \frac{(qE_z v)^2}{V^3} R + \dots \\ &= \frac{qE_z v}{V} \left(1 - \frac{qE_z v}{V^2} R + \dots\right) \end{aligned}$$

ここで

$$(1+x)^{\frac{1}{2}} = 1 + \frac{1}{2}x - \frac{1}{8}x^2 + \dots$$

を用いた。

ここで、増倍電荷 $Q = eG$ と誘導電荷 Q' の比を考えると、

$$\begin{aligned} \text{Ratio} = \frac{Q'}{Q} &= \frac{-V + \sqrt{V^2 + 4RqE_z v}}{2R} \\ &= \frac{qE_z v}{V} \\ &= \frac{-1 + \sqrt{1 + 4\frac{ReGE_z v}{V^2}}}{2\frac{ReGE_z v}{V^2}} \\ &= \frac{-1 + \sqrt{1 + \kappa}}{2\kappa} \end{aligned}$$

となり、単一の変数 $\kappa = \frac{ReGE_z v}{V^2}$ でスケールリングすることがわかる。

77K での典型的な値 ($R = 1.68[M\Omega]$ 、 $V = 65.0[V]$ 、 $e = 1.6 \times 10^{-19}[C]$ 、 $G = 3.0 \times 10^5$ 、 $E = 3.0 \times 10^7[E/m]$ 、 $v = 1.0 \times 10^5[m/s]$) を代入すると $\kappa = 57.2$ となり、従来の Shockley-Ramo 定理から予想される値の 1 割程度しか誘導電流が流れないことがわかった。

ここで示した拡張は、抵抗に電流が流れ電圧が落ちることによる半導体内の電場降下などを考えなければいけない。この効果は $O(\frac{\delta V}{V})$ 程度などであるため今回は無視しているが、今後このような高次効果を含めて計算する必要がある。

Ratio of Induced Charge to Multiplied Charge

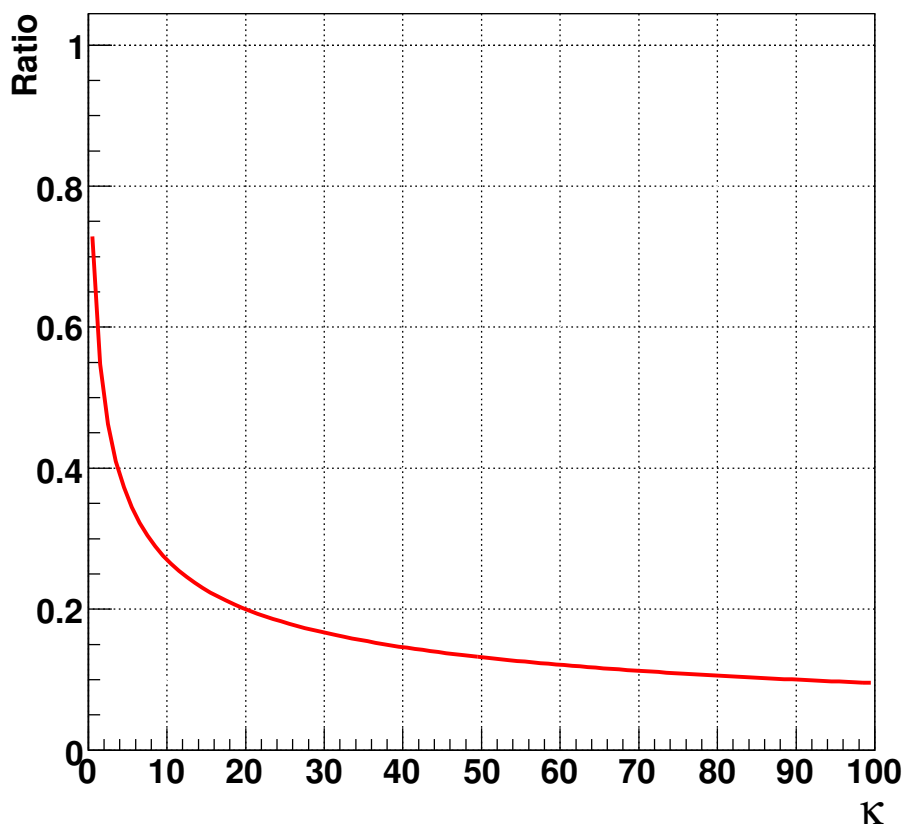


図 B.2: 抵抗を考慮した場合の誘導電荷と増倍電荷の割合。 κ が大きいとこの割合は有意に低下する。

付録C キャリアの注入

キャリア注入とは熱平衡状態に比べてキャリア濃度を何らかの方法で増やすことである。PPDでは空乏化していないP型半導体やN型半導体に増倍電荷や誘導電荷が侵入する。その時の振る舞いは例えばP型半導体の場合、注入電荷が正孔(多数キャリア)か電子(少数キャリア)かで振る舞いが大きく変化する。

C.1 多数キャリア注入

P型半導体中に正孔を注入する場合、過剰の正孔は極めて短時間で一様に広がろうとする。これは誘導緩和現象と呼ばれる。

過剰キャリア濃度 Δp の時間変化は電流密度 i を用いて以下の様に表示することができる。

$$e \frac{\delta \Delta p}{\delta t} = -\nabla \cdot i$$

この電流密度 i は過剰キャリアによって形成されるポテンシャルを ϕ とするとオームの法則より次の様に表すことができる。

$$i = -\sigma \nabla \phi$$

さらにポテンシャル ϕ_q はポアソン方程式より

$$\nabla^2 \phi = -\frac{q \Delta p}{\epsilon_r \epsilon_0}$$

となる。以上より

$$\frac{\delta \Delta p}{\delta t} = -\frac{\sigma \Delta p}{\epsilon_r \epsilon_0}$$

この式を解くと p は時間の関数として以下の様に表すことができる。

$$\Delta p(t) = \Delta p(0) \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)$$

ここで τ を抵抗率 ρ を用いて表すと

$$\tau = \rho \epsilon_r \epsilon_0$$

となる。 10^{18}cm^{-3} のキャリア濃度を持つP型半導体の場合、 $\rho \sim 0.6 \times 10^{-1}$ であるので

$$\tau = 0.6 \times 10^{-1} \times 11.7 \times 8.8 \times 10^{-12} \sim 0.6 \times 10^{-13} [\text{s}]$$

となり、psecよりはるかに速い時定数で拡散することがわかる。PPDでのキャリアの運動に当てはめて考えると、空乏層で増倍された電荷がそれぞれのP型及びN型半導体への侵入が多数キャリアの注入に相当し、これらの注入電荷は増倍過程よりも十分速い速度で拡散することになる。

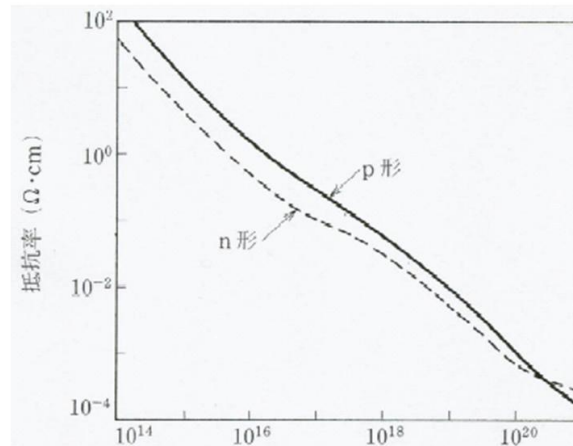


図 C.1: 不純物のドーピングによるシリコン半導体の抵抗率の変化を表したグラフ。濃度が高くなるにつれて抵抗率は低下していくことが分かる。[24]

C.2 少数キャリア注入

少数キャリア注入の場合も多数キャリア注入と同様の時定数で拡散が起きるが、その後に再結合と呼ばれる過程が起きる。

局所的に注入された少数キャリアは濃度差が減少させる方向に拡散が起きる。P型半導体に電子が注入された場合、電子の周囲には正孔が多数存在するため打ち消しあうことが容易であり、エネルギー的にも安定となる。そのため、一定の時定数で電子と正孔の再結合が起こり、熱平衡状態に戻る。

再結合は様々な過程が存在することが知られている。価電子帯の正孔と導電帯の電子が直接再結合する場合、平衡状態でのキャリア密度を p_0 、 n_0 とすると時定数はキャリア密度の和に反比例し、係数 B を用いて

$$\tau = \frac{1}{B(p_0 + n_0)} \sim \frac{1}{p_0}$$

となる。シリコンの場合 $B = 1.1 \times 10^{-14}$ であり、 10^{18}cm^{-3} のキャリア濃度を持つP型半導体の場合 $1.0 \times 10^{-4} \text{s}$ 程度となり、非常に長い時間が必要となる。

しかし、価電子帯と導電帯の中間程度のエネルギー準位をもつ不純物トラップがある場合、このエネルギー準位を経由して再結合を起こす過程が優勢となり、時定数は捕獲断面積 σ 、キャリアの速度 v_{th} 及びトラップ密度 N_t を用いて次の式で与えられる。

$$\tau = \frac{1}{\sigma v_{th} N_t}$$

例えばN型シリコン半導体に濃度 10^{17}cm^{-3} の金 (Au) をドーピングすると再結合の時定数は 10^{-10}s 程度に低下することが知られている。

PPD では半導体へ流れ込む誘導電荷が少数キャリアに相当し、流入の後に既に拡散している増倍電荷と再結合に到る。熱平衡状態に戻る時間を速くしたい場合、不純物トラップを多くドーピングする必要がある。

関連図書

- [1] D. Renker “Geiger-mode avalanche photodiodes, history, properties and problems” Nucl. Instrum. Meth. A 567 (2006) 48-56
- [2] Hamamatsu Photonics K. K. http://jp.hamamatsu.com/products/sensor-ssd/4010/index_en.html
- [3] 前田 高志 修士論文「リニアコライダー実験用カロリメータのための光検出器 MPPC の開発研究」
- [4] K. Yamamoto et al., “Newly Developed Semiconductor Detectors” International Workshop on new Photon-detectors 2007 Proceedings.
- [5] S. Cova, et al., “Avalanche Photodiodes and quenching circuits for single-photon detection” Applied Optics, VOL.35, NO.12, April, 1996
- [6] T. Kagawa et al., “Design of Deep Guard Ring for Geiger Mode Operation Avalanche Photodiode” IEICE TRANS. ELECTRON., VOL.E88-CC, NO.11, 2005
- [7] P. Buzhan et al., “Large area silicon photomultipliers: Performance and applications”, Nucl. Instrum. Meth. A 567 (2006) 78-82
- [8] G. Bertolini and A. Coche, “Semiconductor Detectors”, Elsevier-North Holland, Amsterdam, 1968.
- [9] R. Newman, W.C. Dash, R.N. Hall and W.E. Bursh, “Visible light from a silicon p-n junction” Phys. Rev. Vol. 98 A,p. 1536,1955.
- [10] Nader Akil et al., “A Multimechanism Model for Photon Generation by Silicon Junctions in Avalanche Breakdown” IEEE Trans. Electron Devices, Vol.46,No 5, p1022, 1999.
- [11] A.L. Lacaita, F. Zappa, S. Bigliardi, M. Manfredi. “ On the bremsstrahlung origin of hot-carrier-induced photons insilicon devices” IEEE Trans. Electron Devices, Vol.40, p577 , 1993.
- [12] S. Cova, A. Lacaita, G. Ripamonti. “ Trapping phenomena in avalanche photodiodes on nanosecond scale”. IEEE Trans. Electron Devices, Vol.12, p685, 1991.

- [13] Kotaro Kato, Terukazu Ono, and Yoshihiro Amemiya “A Physical Mechanism of Current-Induced Resistance Decrease in Heavily Doped Polysilicon Resistors” IEEE Trans. Electron Devices, Vol.ED-29, No8, p1156, 1982.
- [14] H. Oide et al., “Study of afterpulsing of MPPC with waveform analysis” International Workshop on new Photon-detectors 2007 Proceedings.
- [15] T. Matsubara et al., “Radiation damage of MPPC with by gamma-ray irradiation with ^{60}Co ” International Workshop on new Photon-detectors 2007 Proceedings.
- [16] K. Rose, N.A. Bannov, K.W. Kim, W.C. Holton, and M.A. Littlejohn “Temperature dependence of impact ionization coefficient in p-Si” J. Appl. Phys. 83, 4988 (1998)
- [17] N. Sano and A. Yoshii “Impact ionization rate near thresholds in Si” J. Appl. Phys. 75, 5102 (1994)
- [18] S.L. Miller “Ionization Rates for Holes and Electrons in Silicon” Phys.Rev.105,1246(1957)
- [19] Y.S. Chung, I.Y. Park, Y.I. Choi and S.K. Chung “Temperature dependent effective ionization coefficient for Si” Microelectronic Engineering, Volumes 51-52, May 2000, Pages 535-540
- [20] W.C. Dash and R. Newman “Intrinsic Optical Absorption in Single-Crystal Germanium and Silicon at 77K and 300K” Phys.Rev.99,1151(1955)
- [21] G.F. Knoll “Radiation Detection and Measurement Third Edition” John Wiley & Sons, Inc.
- [22] H. Otono et al., “Study of MPPC at Liquid Nitrogen Temperature” International Workshop on new Photon-detectors 2007 Proceedings.
- [23] S.M. Sze and J.C. Irvin, Solid State Electron,11(1968)599.
- [24] 岸野 正剛丸善株式会社「半導体デバイスの物理」

謝辞

本論文の研究の進行にあたり、適切な指導、助言を下された指導教員山下了准教授に心より感謝致します。夜遅くまで議論に付き合ってくれた日が昨日のように思い起こされます。次に、肩を並べて測定に付き合ってく頂き、怠惰な私を叱咤激励して頂いた研究員の吉岡瑞樹氏に深く感謝致します。両氏はアウトリーチングについても指導的役割を果たして頂き、また飲食の面でも多大なサポートを頂きました。厚くお礼申し上げます。

最も多くの時間、多岐にわたる議論を繰りかえしたであろう同研究室の生出秀行氏には感謝の言葉もありません。来年の修士論文に向けて頑張ってください。

また、KEK 測定器開発室の皆様や同研究室の久保田隆至氏、森田裕一氏、羽野仁志氏、末廣徹氏からはミーティングや普段生活を通じて様々なアドバイスや質問を頂き、有形無形の形で研究成果に生かすことができました。どうもありがとうございます。

次に敬愛する同回生の皆様、先輩の皆様、後輩の皆様にはお世話になりました。どうもありがとうございます。

そして秘書室の伊藤千代さま、小野涼子さま、塚本郁絵さま、湯野栄子さま、安蒜律子さま、薬師ひろ子さま、塩田雅子さま、いつも快適に研究生生活を送れているのは皆様のお陰です。どうもありがとうございました。

最後に、今まで 24 年間私を見守ってくれた両親に感謝の念を抱き、謝辞の言葉とさせていただきます。