

# 宇宙科学研究所報告

第128号

固体検出器による1-100keV電子計測技術の研究

小笠原桂一・浅村和史・齋藤義文・向井利典  
宇宙科学研究所 太陽系プラズマ研究系

2003年9月

宇宙科学研究所

この報告書は宇宙科学研究所が，研究成果を公表するために発行する  
不定期継続刊行物です。

本報告についてのお問い合わせは下記にご連絡下さい。

宇宙科学研究所 管理部庶務課法規・出版係

## 固体検出器による 1-100keV 電子計測技術の研究

小笠原 桂一, 浅村和史, 齋藤義文, 向井利典  
宇宙科学研究所太陽系プラズマ研究系

### Development of solid-state detectors for measurements of 1-100keV electrons

By

K. Ogasawara, K. Asamura, Y. Saito, T. Mukai

**Abstract:** Information on energy spectra of 1-100 keV electrons is expected to provide an important clue to understand heating and acceleration processes of magnetospheric plasmas. However, the distribution functions in the transition range of thermal (several keV) to non-thermal (100 keV) energies are not well known observationally owing to problems in the measurement techniques. This study aims at bridging the gap with the development of a new measurement technique to detect these electrons with high reliability by using a solid-state APD (Avalanche PhotoDiode) detector instead of the conventional ones. The APD is a kind of p-n junction semiconductor with an internal gain due to the avalanche amplification of electron-hole pairs in the strong electric field within its depletion region, which is usually applied for photoelectronic devices.

To begin with, we have measured characteristic X-rays from Fe 55 (5.9keV) in order to calibrate the APD. Secondly, for a fundamental experiment to detect electrons, we have set up an electron gun, which can generate 1-20keV electron beams impinging onto the APD (Type Z7966-20, Hamamatsu Photonics Co. Ltd.) in a vacuum chamber. The experimental result shows that the pulse height distribution from the APD signal exhibits a significant peak for the electrons with energies above 8keV, and positions of the peaks shows a good linearity, with which incident electron energies can be highly resolved. The energy resolution slightly depends on the incident electron energy. For low-energy electrons (lower than 10keV), it has a characteristic tail on the low energy side, while for incident electrons at higher energies (near 20keV) the energy resolution gets a little worse and the position of the peak appears at slightly lower channel than expected. Qualitatively, the low-energy tail features can be caused by the dead-layer on the surface of the device and its inhomogeneity. Nonlinearity and worse resolution of high-energy peaks may have caused by a space-charge effect of created e-h pairs. For the quantitative understanding, we have developed a Monte Carlo particle simulation of charge transport and collection inside the APD. We have also done a

comparative experiment between APD and CEM (Burle industry Co. Ltd.) in terms of detection efficiency. Promisingly, this APD shows a better efficiency, compared to CEM, at higher energies than 5keV and nearly three times higher efficiency at 20keV.

Finally we discuss countermeasures for applications of the APD in space, such as the temperature response and radiation damage, as well as extension of the energy range and enlargement of the detectable area.

## 概 要

地球磁気圏はダイナミックな現象に富んでいるが、その中でも高温のプラズマシートの成因と粒子加速・加熱過程の解明は宇宙空間物理学における重要な問題である。1keV から 100keV というエネルギー帯は、プラズマシート電子において熱的なスペクトル構造から非熱的なものへと移行を示す特徴的な領域であり、このエネルギー帯での電子計測は磁気圏におけるプラズマ加速・加熱メカニズムの本質に迫る上で直接的な手がかりとなりうる。その重要性にもかかわらず、1keV から 100keV の電子は今日までは検出素子の技術上の問題から観測のギャップ領域となっており、正確に測定することが難しかった。従ってこの領域の電子をターゲットにした観測を行うことは新しい観測領域の開拓であり、またこれまで行われてきた観測の信頼性を問う点においても非常に有意義である。本研究の目的は、APD (Avalanche Photodiode) という素子をこのエネルギー帯の電子計測に応用し、その穴を埋めようとするものである。本論文の構成を以下に記す。

第1章ではこの 1-100keV 電子の観測意義について過去の研究結果も交えて議論した上で、2次電子増倍管、アバランシェ増倍のない固体検出素子という今日の電子計測技術と、それに付随する検出効率やノイズ対策という問題点を取り上げる。第2章では本研究で 1-100keV 電子を的確な有感領域内で測定できるという結論に至った APD 素子の原理について、理論的な面から紹介する。APD は固体検出素子 (SSD) の一種である。内部の高電界に起因するオージェ過程を介した衝突電離により雪崩的に信号電荷を増倍させ、常温でも高 S/N 計測が可能である。一方で高電界稼働によるノイズの付加もあり、S/N に制限を与えている。

第3章では X 線を使った浜松ホトニクス製 APD (Z7966-20) の較正実験結果を示す。 $^{56}\text{Fe}$  線源の 5.9keV 輝線のピークを捉えることに成功し、雪崩増倍を経た後でも電離放射線のエネルギー分解を行えることがわかった。ピークの分解能の推移から、以下の実験における印加バイアス電圧を 151V とした。

第4章では 1-100keV 電子と検出器固体との相互作用について論じる。モンテカルロ法による計算機シミュレーションコードを開発し、入射電子の内部過程を再現して軌道を解いた。

そして第5章では目標であった APD による 5keV から 20keV 電子ビーム計測の基礎実験結果を示すとともに、計測時の分解能を決めている物理について議論する。電子は入射エネルギーに対して直線性をもって計測され、APD によって X 線と同様に電子もエネルギー分解が可能であることがわかった。また分解能は 12keV において最もよい結果が得られた。低エネルギー電子に対しピーク形成を決めているのは不感層の厚みであり、分解能には内部の生成電荷による空間電荷効果が影響を及ぼしている可能性がある。電子計測実験の最後に CEM との比較実験を示す。APD は 20keV の電子に対しては CEM の 3 倍の効率で計測が可能であり、CEM に代わって高い効率で 1-100keV 電子を計測できる可能性が拓けた。最後に第6章では、本研究のまとめと将来の探査衛星への応用を見据えた課題について検討する。

## 目 次

### 概要

#### 第 1 章 宇宙空間プラズマの 1-100keV 電子（導入）

- 1.1 1-100keV 電子の地球磁気圏物理
  - 1.1.1 地球磁気圏概観
  - 1.1.2 地球磁気圏における非熱的電子
- 1.2 1-100keV 電子計測技術
  - 1.2.1 2 次電子増倍管
  - 1.2.2 半導体検出器
  - 1.2.3 半導体検出器のエネルギー分解能

#### 第 2 章 アバランシェ・ホトダイオード (APD)

- 2.1 個体素子検出系の原理
  - 2.1.1 CSA
  - 2.1.2 整形アンプ (shaping amplifier)
  - 2.1.3 検出器系の総合ノイズ
- 2.2 APD 素子の原理
  - 2.2.1 アバランシェ効果ー PN 接合の降伏減少
  - 2.2.2 APD のエネルギー分解能の統計的限界
  - 2.2.3 過剰雑音係数 (excess noise factor)
- 2.3 今回の実験で用いた APD の構造

#### 第 3 章 APD による X 線計測実験

- 3.1 X 線計測系
  - 3.1.1 計測系の概観
  - 3.1.2 計測系のテスト
- 3.2 X 線計測結果
  - 3.2.1 波高分析結果
  - 3.2.2 動作点についての議論

#### 第 4 章 電子と物質の相互作用

- 4.1 電子と物質の相互作用概説ーモンテカルロ法で用いた仮定
- 4.2 モンテカルロ・モデリング
- 4.3 軌道計算結果例

#### 第 5 章 APD による電子計測実験

- 5.1 電子の検出実験
  - 5.1.1 実験システム
  - 5.1.2 電子波高分布解析
  - 5.1.3 数値計算によるピークの再現

## 5.1.4 素子応答の非線形性についての議論

## 5.1.5 まとめ

## 第6章 結論

## 6.1 全体のまとめ

## 6.2 応用に向けて

## 謝辞

## 付録A PN接合ダイオード中の空乏層

## A.1 エネルギーダイヤグラム

## A.2 空乏層

## 付録B 電気回路の雑音

## B.1 熱雑音

## B.2 Shot Noise

B.3  $1/f$  ノイズ

## 付録C 電子銃

## C.1 熱電子放出の物理

## C.2 酸化物陰極 (oxide cathode)

## 参考文献

## 第 1 章 宇宙空間プラズマの 1-100keV 電子（導入）

宇宙に存在する物質の 99% は、構成粒子が正電荷をもつイオンと負電荷をもつ電子に解離しているプラズマと呼ばれる状態にある。恒星の外気、星雲や星間物質など、そのほとんどがプラズマの物理に従って記述される。そして我々の太陽系もまた、その例外ではない。地球のすぐ近く、たった地上 100km ほどにある電離層やそのすぐ周辺の地球磁気圏でさえ、プラズマ物理の手法無しには理解することはできないのである。本章では、本論文のエッセンスである 1-100keV 電子計測技術が磁気圏物理においてどのような役割を果たし得るのか過去の研究と照らし合わせて議論したい。

### 1-100keV 電子の地球磁気圏物理

#### 1.1.1 地球磁気圏概観

地球固有の双極子磁場は太陽が放出する 500km/s 程度の超音速プラズマ（太陽風）に曝されている。アルヴェーン（Alfvén）のプラズマ凍結定理により太陽風のプラズマは容易に地球磁場内に入り込めないため、昼側磁場は太陽風動圧と磁気圧の平衡位置まで圧縮され、反対に夜側はちょうど彗星の尾のように引き伸ばされてプラズマの空隙領域である地球磁気圏（magnetosphere）を形作っている（図 1.1）。太陽風プラズマと磁気圏プラズマとの境界面を磁気圏境界（magnetopause）と呼ぶ。また赤道面南北両側の空間にはローブ（magnetic tail lobe）と呼ばれる領域が広がっており、地球の極域に根を降ろす磁力線が夜側へと伸びている。磁力線は、北半球では地球方向、南半球では半地球方向を向いていて、南北のローブが接する赤道面近くには磁場が弱く、高温のプラズマがたまっているプラズマシート（plasma sheet）という領域がある。

こういった地球磁気圏のプラズマは決して静的なものではなく、外力の影響のもとで動きながら磁気圏内に電流系を形成している。言い換えれば、地球磁気圏の形はこの電流系によって維持されているのである。磁気圏境界の表面には磁極近傍のカusp（cusp）領域の周辺を大きく回るように磁気圏境界面電流（magnetopause current）が、また尾部領域にはローブを巻き込むように尾部電流（tail current）と磁気中性面電流（neutral sheet current）がθ状に存在している。磁気圏内部の磁場が双極子に近い領域では、地球半径の数倍のところから西側に向かって

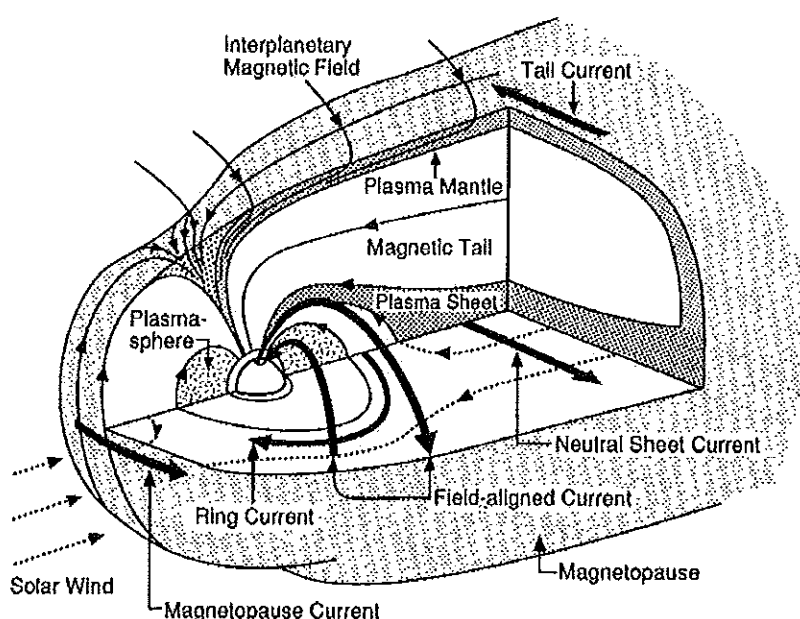


図 1.1 電流系、電磁場、プラズマ分布から見た地球磁気圏算結果 [Kivelson, 1995]

環状電流 (ring current) が存在している。これは、地球磁場の磁力線に沿ってバウンスするプラズマ粒子のドリフト運動 ( $\nabla B$ ドリフトや曲率ドリフト) に起因するものである。ここまでに挙げたものは全て磁力線に垂直な電流系であるが、図 1.1 に見られるように沿磁力線電流 (field-aligned current) も存在し、極域の電離圏と磁気圏を繋いでいる。沿磁力線電流は主に電子によって担われており、この二つの領域の間の運動量輸送に重要な役割を果たしている [Kivelson, 1995]。

### 1.1.2 地球磁気圏における非熱的電子

磁場と電離気体であるプラズマは強く相互作用し、互いに影響を及ぼし合う。この磁場とプラズマの複雑な運動を凍結定理の観点から大きなスケールで扱うのが磁気流体力学 (MHD) であり、前述の太陽風プラズマと磁気圏の相互作用、あるいは磁気圏内の電磁気学的プロセスを理解するのに重要である。しかし実際の地球磁気圏では、MHD 的な現象とともに粒子混合過程や粒子加速過程によって生成された様々なエネルギースペクトルのプラズマ群が幅広いエネルギーレンジにわたって存在し、多彩な現象を引き起こしているということが、GEOTAIL 衛星等の人工衛星による in-situ 観測により明らかになってきた。こういった各領域間での物質輸送や粒子加速、加熱のメカニズムを理解するためには MHD 的なマクロスケールの物理だけでは不完全であり、物理現象の核心領域における個々のイオンや電子の性質をミクロスケールで知る必要がある。また、興味深いことに、ミクロスケールの電子の物理がその空間でのマクロスケールの物理を決定づけているという指摘もある。本研究のターゲットとする 1-100keV 電子は、地球磁気圏内のプラズマシートにおいてマックスウェル分布で表される熱的なスペクトルから非熱的なスペクトルへの移行を示すエネルギー帯の電子である。ここで過去の観測例を 2 点ほど挙げることにする。

図 1.2 の左側は、NASA の人工衛星 ISEE 1 号が 1978 年 DAY43 の 1800-2000UT にかけて地球磁気圏のプラズマシート内で観測したイベントにおける電子の微分フラックスである。このときプラズマシートの温度は 65 分間かけて徐々に上昇した。図は温度が上昇し終る直前の 1948UT のものであるが、マックスウェル分布では数 keV 以上の高エネルギー側のスペクトルがうまくフィットできないことがわかる。この論文では  $\kappa$  分布 ( $\kappa = 5.5$ ) を使うことで分布関数を決めているが、この  $\kappa$  分布については明確な物理的根拠は与えられていない [Christon et al., 1988]。図 1.2 の右側もプラズマシート内のデータであり、1996 年 12 月 10 日 1742-1804UT に GEOTAIL 衛星

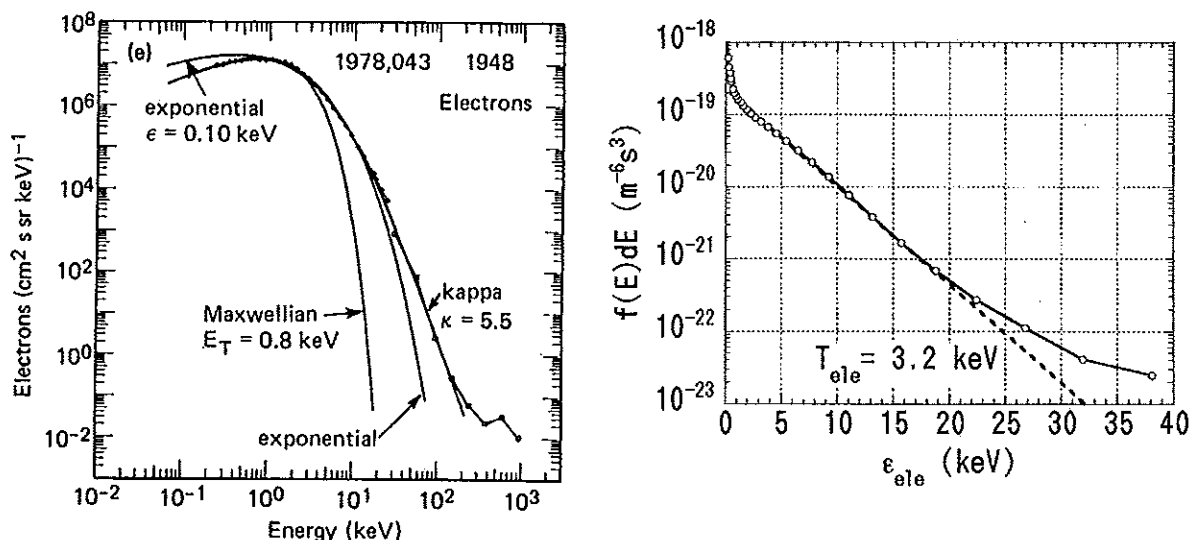


図 1.2 ISEE1 号によるプラズマシート電子の微分フラックス (左) [Christon et al., 1988] と GEOTAIL 衛星が観測した磁気リコネクション領域近傍での電子の位相空間密度 (右) [Hoshino et al., 2001]



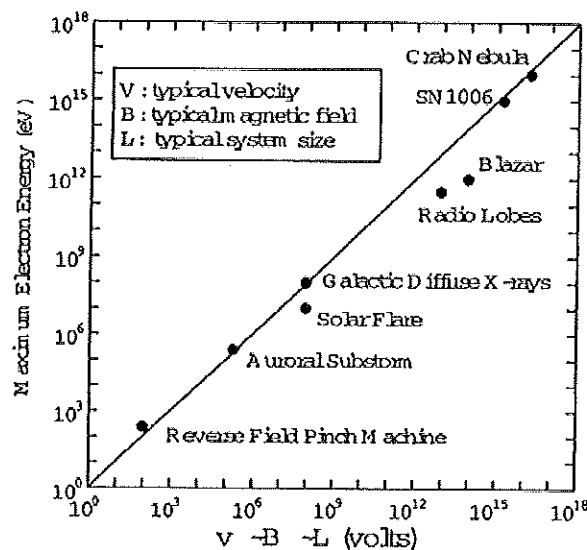


図 1.3 宇宙空間における様々な系について観測から見積もられた電子の最高エネルギー [Makishima, 1999]

によって観測された磁気リコネクションに関連した高エネルギー電子イベントの電子の位相空間密度を示している。データは1745-1800UTについて全てのピッチ角で積分されたもので、点線は3.2keVのマックスウェル分布関数を描いたものである。この電子分布も20keV程度までは熱的なマックスウェル分布でよくフィットできるが、それ以上ではマックスウェル分布よりせり上がっていることが見てとれる。これは指数関数分布に近似され、磁気リコネクションによる電子加熱過程を示しているとの推論はなされているが、その物理的意味については明らかではない [Hoshino et al., 2001]。これまでの観測においてフラックスの少ない高エネルギー粒子計測の時間分解能が十分でなく、こうした非熱的な分布関数の成因となる加速・加熱過程についてはどちらの例をとってもはっきりしておらず、重要な未解決問題である。

これまで見て来たように地球磁気圏プラズマにおいて1-100keV電子は、非熱的な様相を表す一つの象徴的なエネルギーレンジであるといえる。それは磁気リコネクション領域やその近傍での粒子加速現象、あるいはここでは取り上げなかったが無衝突衝撃波面での電子加熱など、磁気圏物理におけるパラダイム検証に直結する観測ターゲットと言えよう。磁気圏内に限らず、宇宙空間のあらゆる高エネルギー現象における特徴的なエネルギースペクトルは、やはりエネルギーレンジの極めて広い非熱的なものである。図 1.4 は、観測に基づいて見積もられた宇宙空間の様々な系の電子の最高エネルギー  $E_{\text{max}}$  を  $v \times B \times L$  に対してプロットしたものであり、それぞれ  $v$  はその系における典型的な速度、 $B$  は磁場、そして  $L$  は空間スケールを示している。 $E_{\text{max}}$  と  $vBL$  はよい比例関係にあるが、これは効率的な粒子加速には大きな系のサイズ ( $L$ ) と強いローレンツ電場  $v \times B$  が欠かせない要素であることを示している [Makishima, 1999]。このように粒子加速は宇宙の色々な場所で起こる普遍現象であり、地球磁気圏は小さなスケールの粒子加速実験室とも言うことができる。地球磁気圏サブストームと太陽フレアを例にとれば、磁気リコネクションという観点からすると類似した電子加速メカニズムが存在している。これを観測面から実証しようとしたとき、サブストーム時のプラズマシートは領域ごとに直接観測で検証される可能性があるのに対し、太陽表面で電子の観測を行うことは限りなく不可能に近く、2 次的な X 線等の観測からメカニズムを類推するほかない。太陽はまだしも、探査機を送り込むことができない太陽系外の天体や星間のプラズマは in-situ 観測が本質的に不可能であることを考えれば、我々の観測データのインパクトは大きく、また適用範囲も広い。

## 1.2 1-100keV 電子計測技術

これまで述べて来た通り、1-100keV 電子は地球磁気圏において非常に重要なターゲットである。その重要性にもかかわらず、検出器の技術的問題から同時に観測が困難なエネルギー帯でもある。ここでは現在 1-100keV 電子に対して用いられている電子検出技術とその問題点について触れておく。

### 1.2.1 2次電子増倍管

非常に低エネルギー（数 eV）の電子に対しても感度があるのは、CEM（Channeltron Electron Multiplier, Burle industries inc.）、MCP（Micro-Channel Plate）といった2次電子増倍管である。通常数十 keV のレンジまで用いることができる。まず、2次電子増倍の簡単な原理について図 1.4（左）に示した。計測時には図のように入力側電極はほぼグラウンド電位にしておき、出力側の方に高い正バイアス電位（ $\sim 3\text{kV}$ ）を与えておく。電子が入力側の表面に入射すると、2 $\sim$ 3個の2次電子を放出する。これらの電子は増倍管内の強い正バイアス電場によって加速され、チャンネルの長さ全てを使って次々に2次電子が増倍されていく。そして最終的なゲインは $10^7 \sim 10^8$ に及ぶ。

CEM は一本の管であるが、広い有効面積に多くの管を組み込んで位置検出を行えるようにしたのが MCP であり、読みだし電極（アノード）を細分することでイメージングが可能になった（図 1.4 右）。MCP の原理は、CEM と同様の増倍管を細長いマイクロ管で作り、それを蜂の巣状に何十万と積み上げるといものである。管が細くなると一本の管で増倍電子数が飽和してしまう恐れがあるため、こうしたプレートを2, 3段積み上げることでいくつものマイクロ管に信号を分散し、効率よく増倍を行うようにしている。通常は電子入射方向による出力電荷量の変化を抑えるために、それぞれの段で管の軸方向がずれるようにしている。マイクロ管内での電子の増倍プロセスは CEM の場合と同じ原理である。

CEM も MCP も、全体は  $10^{-6}\text{Torr}$  以上の高真空中に納めて使う。またどちらも、電子に限らずイオンや軟 X 線、紫外線、可視光などの光子に加え、素粒子など様々な放射線に感度がある。これは時としてバックグラウンドノイズ対策が問題となることを意味する。

CEM や MCP といった2次電子増倍管は数 keV 以下の電子に対しては効率がよいが、表面の2次電子放出効率 (yield) のエネルギー依存性のために数 keV を超える電子に対しては検出効率が低下してしまうという問題がある。図 1.5 は、入射電子のエネルギーに対する CEM の検出効率の変化を示している [Paschmann et al., 1970]。まず全体の傾向として言えることは、検出絶対効率は数百 eV  $\sim$  数 keV にピークがあり、それ以降では減少傾向に

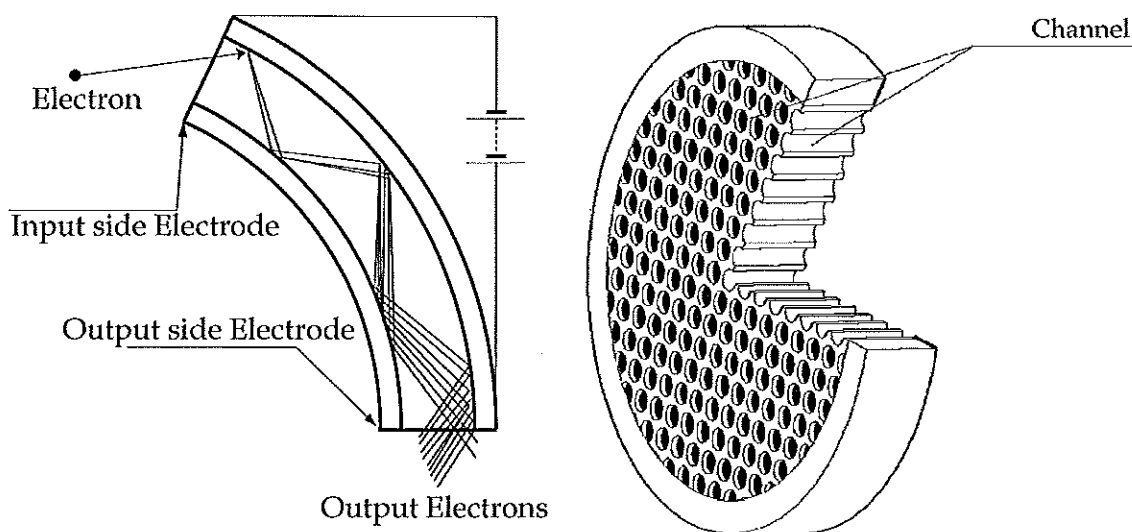


図 1.4 CEM, MCP の2次電子増倍の原理（左）と MCP の構造（右）

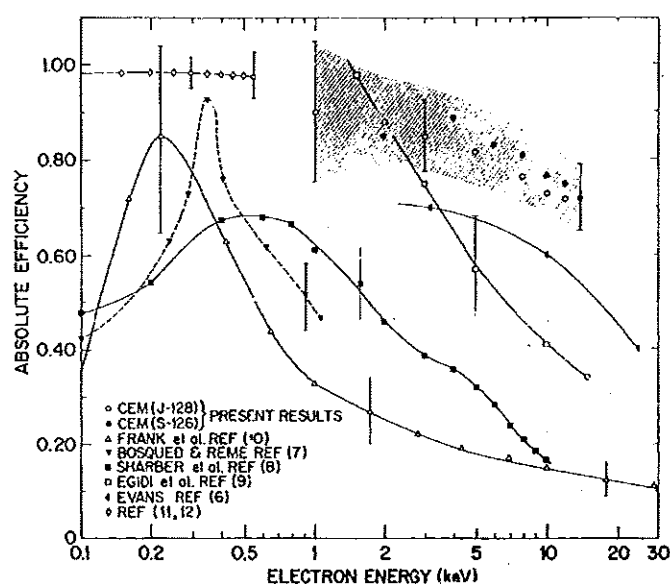


図 1.5 CEM の絶対検出効率 [Paschmann et al., 1970]

あるということである。宇宙空間では数 keV を超える電子のフラックスが指数関数的に少なくなるので、1-100keV 電子観測の統計精度を上げる点やそれに付随して時間分解能を上げられないという点で問題がある。それぞれの線はほぼ同じ構造の CEM に対して行われた実験者による結果の違いであるが、実験によって大きく結果が異なっているのがわかる。それは、電子の測定実験において素子への入射電子数の絶対量を見積もるのが難しいという実験技術上の問題があり、較正実験を行うこと自体が困難なためである。この実験については、本論文でも結果を示すことにする。

もう一つの問題として挙げられるのは、CEM や MCP ではバックグラウンドノイズを弁別するのが原理的に難しいということである。今まで紹介してきたように、2 次電子増倍管は信号電子の入射をカウントの有無としてしか知ることができない。バックグラウンドノイズに対しても同様である。従ってそのカウントがバックグラウンドノイズによるものなのかどうか判定するのは素子単体では不可能である。通常は上部に静電分析器と呼ばれる粒子の  $E/q$  ( $E$  はエネルギー、 $q$  は電荷) を分析できる部分をつけて入射粒子の弁別を行う [eg. Mukai et al., 1994 (図 1.6)] とともに、光子やその他のバックグラウンドを取り除いているが、それだけでは防ぎ切れない場合も多くある。地球磁気圏探査衛星での観測は太陽の活動現象等非常に高エネルギーの放射線環境に曝されることがあり、例えば MeV 領域のプロトン等の高エネルギーのバックグラウンドは静電分析部を貫通して直接 MCP 等にカウントされたり、静電分析器内部に 2 次電子を生成したりしてノイズとなる。こういった状況下では磁気圏物理学にとって重要ないくつかの現象が起きるのだが、折角のデータを被い隠してしまうことになる。図 1.7 は、2000 年 7 月 14 日に起きた太陽フレアに伴う高エネルギー現象下における GEOTAIL 衛星の低エネルギー粒子計測器 (LEP, 図中の EAI, EAe, SWi) のカウントが、GOES 衛星による数十 MeV のプロトンのカウントと相関があるということを示している。この時 GEOTAIL 衛星のプラズマ粒子のデータは、ノイズに埋もれてしまっている。

次に紹介する半導体検出器は、原理的にはこれら二つの問題を解決する可能性を持っている。しかし数十 keV を下回る粒子の計測は、物理条件や外的要因から非常に困難であった。次節ではこの半導体検出器を取り上げ、その限界について議論する。

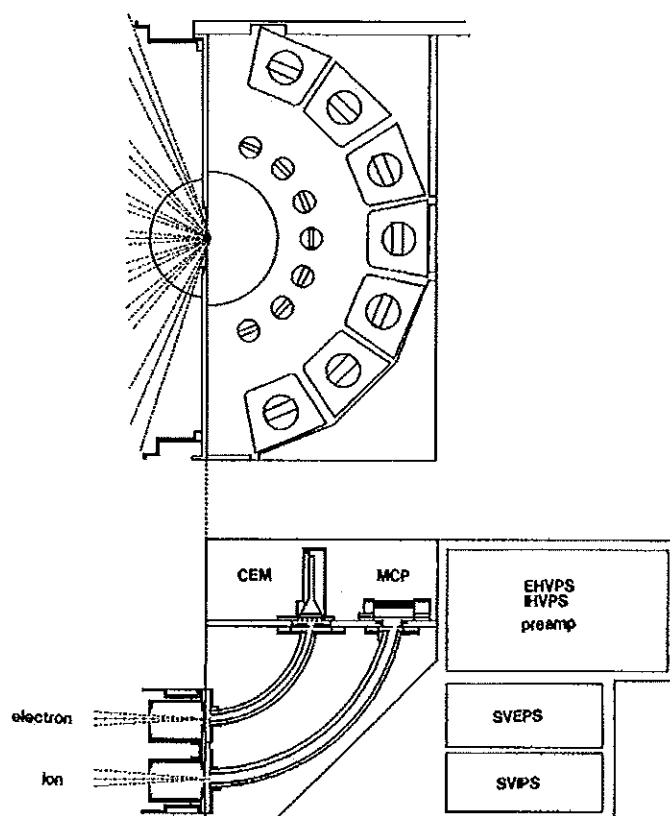


図1.6 GEOTAIL 衛星に搭載された低エネルギー粒子計測器 LEP の形状 [Mukai et al.,1994]

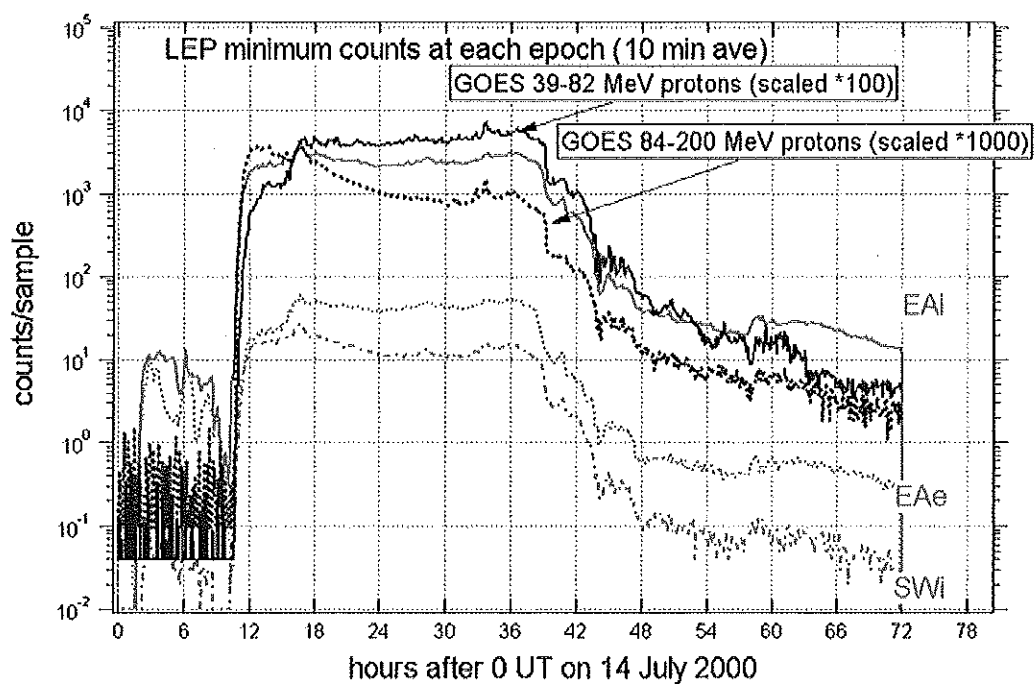


図1.7 GEOTAIL 衛星のバックグラウンドノイズと数十 MeV プロトンのフラックスの相関  
(Terasawa, personal communication)

### 1.2.2 半導体検出器

半導体検出器 (semiconductor detector) は、入射する電子の電離作用を利用した検出器である。一般的には固体検出器 (solid-state detector) と呼ばれる。次章で取り上げるが、本論文で較正実験を行った APD (Avalanche Photodiode) という光検出素子もこの SSD の一種である。Si や Ge 等の半導体の PN 接合に電子が入射するとその飛跡に沿って数 ps 以内に多数の電子正孔対が生じ、エネルギー損失に比例した電流が流れる。これをパルスとして測定する。一回の電子の入射で生成される電子正孔対の平均数  $N_0$  は、電子の入射エネルギーを  $E_0$  として、

$$N_0 = \frac{E_0}{\varepsilon} \quad (1.1)$$

で与えられる。ここで  $\varepsilon$  は、電子正孔対を生成するのに必要な平均エネルギーである。この  $\varepsilon$  とバンドギャップ  $E_g$  の関係は実験的に確かめられていて、電子正孔対を作るためにはバンドギャップの 2 倍以上のエネルギーが必要である。Si の場合 300K で  $E_g \approx 1.115\text{eV}$ ,  $\varepsilon \approx 3.62$  と求められている [Knoll, 2001]。電荷生成がポアソン分布に従うとして、 $N_0$  が統計的に十分大きければ精度よく入射電子エネルギーの弁別が行える。

実際に計測を行うには生成電荷数に加えもう 1 つ条件が課せられる。素子内に生じた信号がきちんと取り出せるという条件である。粒子の飛跡に生じた電子と正孔のキャリアは拡散し、時間が経つと不純物に捕獲されてしまうので、十分短時間にキャリアを捕集しなければならない。PN 接合やショットキー接合の接合面付近には空乏層 (depletion region) と呼ばれる電子や正孔 (キャリア) がいない ( $\rho \sim 0$ ) 領域が存在する (図 1.8, 付録 A)。この空乏層にはドナー (p 型) 領域に正電荷、アクセプタ (n 型) 領域に負電荷のイオンが多数存在するため、電場  $E$  が存在している (付録 A)。ダイオードの n 型電極にプラス、p 型電極にマイナス電圧を印加すれば電場はさらに強められ、空乏層は場合によりダイオード全体にまで広がる。これを逆バイアス電圧印加という。半導体内に電場  $E$  が生じると、電子と正孔はそれぞれドリフト速度

$$v_e = \mu_e E, \quad v_h = \mu_h E \quad (1.2)$$

で n 型電極、p 型電極に集められる。ここで  $\mu_e$ ,  $\mu_h$  はそれぞれ電子移動度、正孔移動度である。ダイオードの整流接合によって電子も正孔もそれぞれ n 型、p 型電極方向に移動するため、空乏層にはドナー原子とアクセプタ原子のみしか存在しない。図 1.8 では、n 型領域のほぼ全体が空乏化していると考えられる。成長した空乏層の厚さ  $W$  は印加電圧  $V_{bias}$  に依存して、

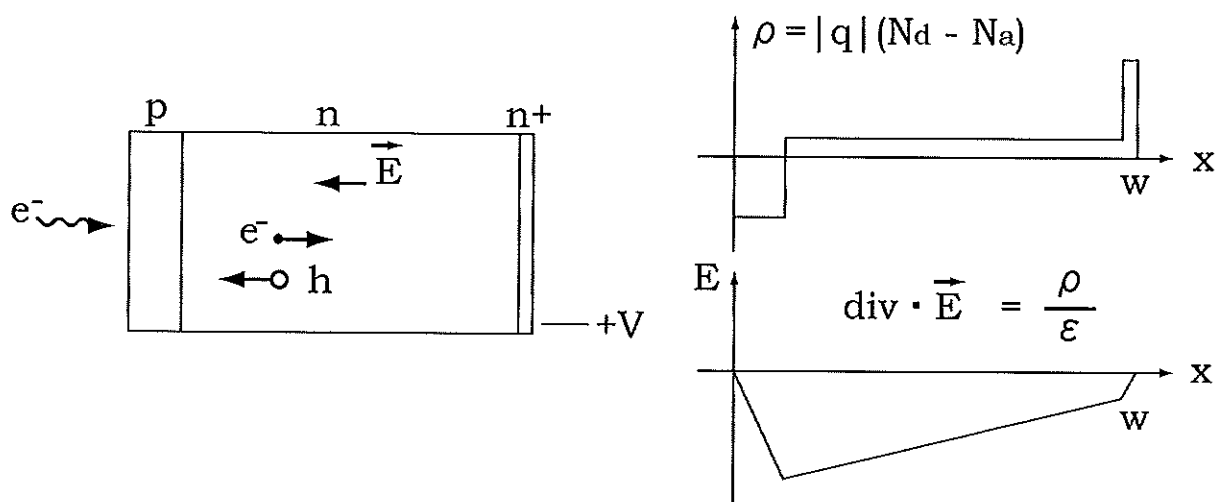


図 1.8 ドーピング濃度と電場の関係－PN ホットダイオードの構造 [Pansart,1997]

$$W \approx \left( \frac{2\epsilon_s V_{bias}}{eN} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (1.3)$$

のように見積もられる (付録 A)。ここで  $\epsilon_s$  はシリコンの誘電率、 $N$  は P 型と N 型のドーパント (不純物) 濃度のうち小さい方で、 $e$  は電荷素量である。強い逆バイアス印加中はキャリアのドリフト速度は飽和し、その値を  $v_s$  とおくと電荷収集時間  $\tau_{col}$  は、

$$\tau_{col} \approx \frac{W}{v_s} \quad (1.4)$$

と書ける。300K のシリコンにおいて  $10^5 \text{V/cm}$  程度の電場があったとすると、キャリアのドリフト速度は十分飽和し  $v_s \sim 10^5 \text{m/s}$  であることが知られている。空乏層が  $10 \mu\text{m}$  の素子を考えると、このときの  $\tau_{col}$  は  $0.1 \text{ns}$  程度であり、シリコン中のキャリアの平均寿命である  $0.1 \text{ms} \sim 1 \text{ms}$  と比べて十分有意な計測が行える。キャリア寿命は半導体内にごく僅かに存在する重元素の不純物が決めていると考えられている。

### 1.2.3 半導体検出器のエネルギー分解能

半導体検出器が 2 次電子増倍管と最も異なるのは、素子単体でエネルギー分解が可能であるという点である。測定器の全分解能は、素子内の電子正孔対生成数の揺らぎと電荷の捕集効率、そして測定器に接続する電子回路による。ここでは半導体素子のエネルギー分解能 ( $\Delta E_{FWHM}/E$ ) の限界について考える。

$E_0$  のエネルギーの電子が検出器内で止められたときに生成するキャリアの数  $N_0$  は、式 (1.1) によって求められる。この揺らぎがポアソン分布であると仮定すると、 $\Delta E_{rms} \approx \sqrt{N_0}$  で決まる。キャリアの生成仮定が完全に独立ではないことやエネルギーの一部が格子振動により吸収されることを考慮すれば、 $N_0$  の統計的揺らぎはポアソン分布の揺らぎよりも小さくなっていく。この揺らぎの減少分は実験によって確かめられており、ファノ因子  $f_n$  として定義されている。ここまで考慮した分解能の式は式 (1.1) を用いて、

$$\Delta E_{rms} = E \cdot \frac{\sqrt{f_n N_0}}{N_0} = \epsilon \sqrt{f_n N_0} = \sqrt{f_n E \epsilon} \quad (1.5)$$

と表される。ファノ因子は 77K のシリコンで 0.14 程度である [Knoll, 2001]。固有の分解能はガウス分布になるとすれば、式 (1.5) に標準偏差  $\sigma = \sqrt{N_0}$  を用いて  $\Delta E_{FWHM} = 2.35 \times \Delta E_{rms}$  と書くことができる。式 (1.5) を見ると、エネルギー分解能は  $\sqrt{N_0}$  に反比例して向上していくことがわかる。つまり、入射電子のエネルギーが小さくなっていくと統計的に分解能は悪くなっていく。これは低エネルギー電子の計測が本質的に困難であることを示している。

統計限界に加え、我々にとって最も重要なのはノイズの問題である。電子回路によるノイズは温度に大きく依存する (付録 B の熱雑音)。これは通常素子を冷却することで減らすことができるが、宇宙空間プラズマ計測では長期間にわたる観測を行う必要性や多くの検出器を同時に用いる要求があり、冷却は難しい。機械的に冷却するには装置が大がかりになってしまい、ペルチェ素子等の冷却素子を用いようとすると電力が必要になってしまいうからである。また信号キャリアの絶対数が少ないときにも正確な計測を行うためには、微小信号計測という意味で読みだし回路に大きな改良も必要になってくる。

これらの原因から、今までの宇宙空間における SSD を用いた電子計測では  $20 \text{keV}$  程度のエネルギー分解能が限度であった。次の章で紹介するアバランシェ・ホトダイオード (Avalanche Photodiode, APD) という SSD 素子は、素子内部にゲインがあるため統計精度と S/N 比の 2 点から電子計測の下方限界を大幅に下げてくれると期待できる。しかし  $\text{keV}$  オーダーの低エネルギー電子に対して用いられたことは今までほとんどなかった。どこまで低エネルギーの電子を計測できるのかと実験を始めたのがこの研究に至る経緯である。

## 第2章 アバランシェ・ホトダイオード (APD)

アバランシェ・ホトダイオードには内部ゲインがあるために、常温でも低エネルギー電子測定に有効であると期待される。この章では APD 素子の特性を理論的な切り口から紹介していきたい。

### 2.1 固体素子検出系の原理

APD 計測では素子に内部ゲインはあるものの、SSD 素子と同様に微小信号出力を扱うことには変わりはない。そのために検出器だけでなく、回路の構成も計測系の性能に大きな影響を与える。そこでこの節では、固体検出器系の構成を考えることにする。図 2.1 は、前置増幅器（プリアンプ）に電荷有感型のもの（Charge Sensitive Amplifier, CSA）を用いた時の系である。

$R_{bias}$  は検出器に逆バイアス電圧を供給するための負荷となる抵抗で、電圧を上げるときに素子に流れ込む電流を制限する。今回は  $1G\Omega$  の抵抗を用いた。 $C_{AC}$  はカップリングコンデンサーと呼ばれ、検出器と CSA を AC 結合するためのコンデンサーである。バイアス電圧分の耐圧が要求され、容量を素子の入力容量より十分大きくする必要がある。今回は  $6600pF$  のものを用いている。

#### 2.1.1 CSA

固体検出器系において、信号は電荷パルス  $Q_{in}$  として電流の形で生じる。我々にとって興味があるのは入射した電子のエネルギーの情報なので、この電流を時間積分して電荷量  $Q_{in}$  を測るのが望ましい。そのために電荷量をコンデンサー  $C$  に蓄積して電圧  $Q_{in}/C$  に変換するという作業を行う。しかし現実には半導体の固有の容量  $C_d$  と回路の浮遊容量  $C_f$  が存在するため、電荷は分散配分されて電圧は  $Q_{in}/(C+C_{in})$  になってしまう ( $C_{in} = C_d + C_f$ )。また  $C_{in}$  もバイアス電圧等に依存するため、出力電圧を安定させることができない。そこで図 2.2 のような電荷増幅器（CSA）が用いられる。オペアンプの開利得は通常数百から数万倍であるので  $AC_f \gg C_f + C_{in}$  とできて、出力電圧  $V_{out}$  は

$$V_{out} = \frac{-AQ_{in}}{(C_{in} + C_f(1+A))} \simeq -\frac{Q_{in}}{C_f} \quad (2.1)$$

となり、 $C_{in}$  によらない。また  $C_{AC}$  には  $C_f$  と同じだけの電荷が分配されるので、同様に  $C_{AC} \gg C_f + C_{in}$  という条件も必要になる。帰還コンデンサー  $C_f$  には高抵抗  $R_f$  が並列につながれていて、これによって溜った電荷を放出させ

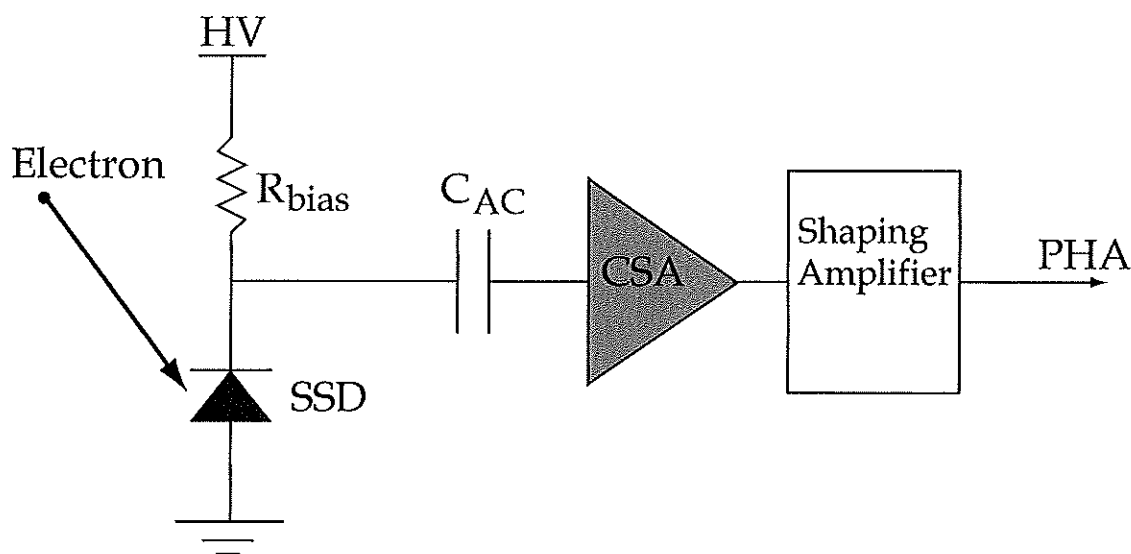


図 2.1 固体検出器系の構成

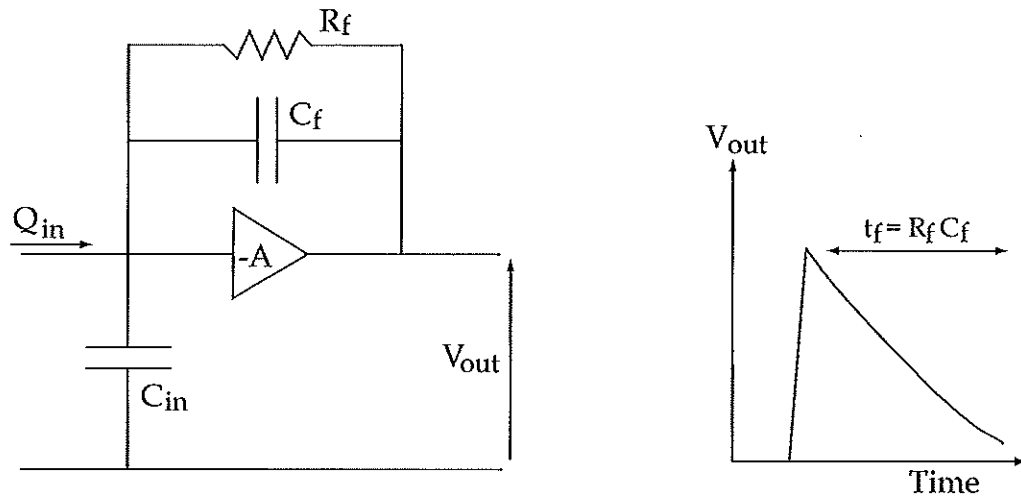


図 2.2 CSA の回路図 (左) と出力信号 (右)

る。その時定数  $\tau_f$  は  $\tau_f = C_f R_f$  である。今回使った CSA は (株) クリアパルス製の 580K 型で、負帰還抵抗は  $R_f = 5G\Omega$ 、負帰還コンデンサー容量は  $C_f = 0.5 pF$  である。よって電荷電圧変換係数は  $2V/pC$ 、信号の減衰時定数  $\tau_f$  は約  $2.5ms$  である。

### 2.1.2 整形アンプ (shaping amplifier)

CSA の後ろに置かれているのは整形アンプである。整形アンプは信号波形の整形と増幅を行う。整形アンプはある時定数  $\tau_s$  にしたがって波形の整形をするので、バンドパスフィルターの役割をもち、それにより  $S/N$  比は向上され、信号の立上り時間に依存しない増幅を行うことができる。また CSA 出力の増分のみを整形できるので、出力波高をチャージ量に比例させることができる。図 2.3 は、CSA からの入力に対応する整形アンプ出力である。パルスの立上り時間や  $\tau_s$  よりも信号間隔が短くならない限りは、 $\tau_f$  の中に 2 つの信号が入ってもきちんと増分を増幅できる。今回の実験ではこの整形アンプに ORTEC model 571 を用いた。

### 2.1.3 検出器系の総合ノイズ

回路の雑音に対する検出素子の等価回路は、内部抵抗と内部容量を並列に持った電流源となる。検出素子は一

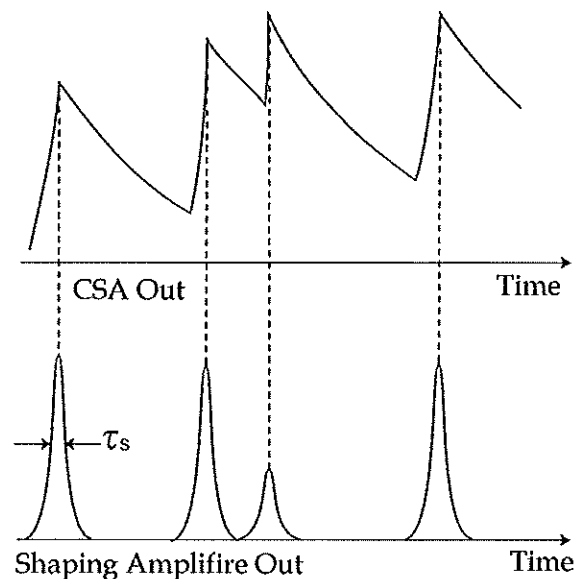


図 2.3 CSA の出力と整形アンプの対比



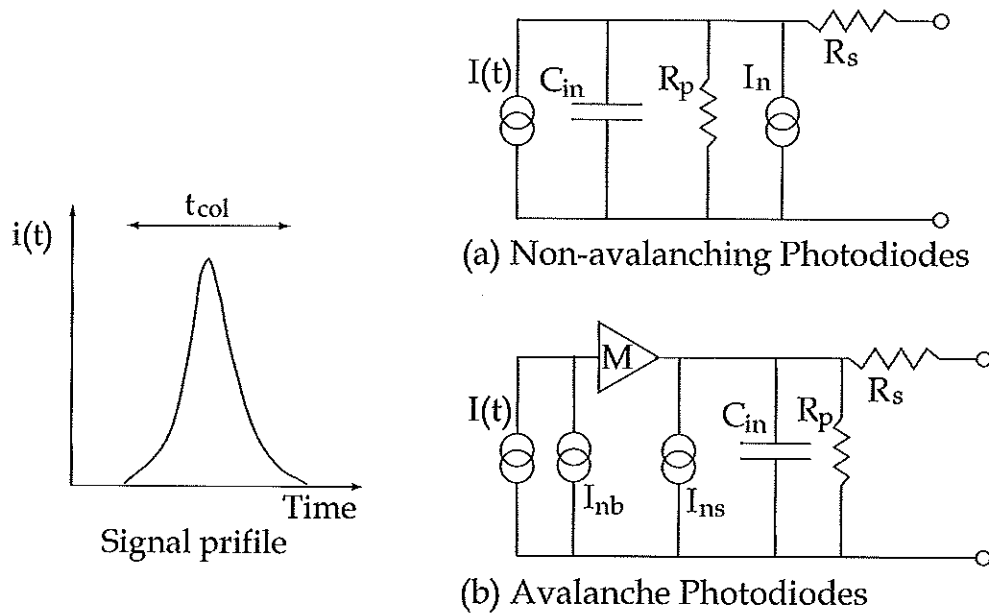


図 2.4 検出器からの信号の変化 (左) とダイオードを含めた検出系の等価回路 (右)

種のパルス電流源として捉えることができるので、素子の出力電流を時間積分したものが検出器で発生した電荷  $Q$  である。電流の時間変化は図 2.4 (左) に挙げた。入射粒子の損失エネルギーを  $E$  とすれば、

$$Q = Ee/\epsilon = \int i(t)dt \quad (2.2)$$

と書ける。 $i(t)$  の継続時間であり、おおよそ検出器の電荷収集時間  $\tau_{col}$  になる。例えば厚さ  $\sim 10\mu m$ 、逆バイアス電圧  $V \sim 100V$  の素子に  $10keV$  相当のキャリアが放出された場合、式 (1.4) から  $\tau_{col} \sim 0.1ns$  であり、 $Q \sim 3000electrons \sim 5 \times 10^{-16}C$  と非常に小さな信号になる。一方 30 倍のアバランシェゲインがあるときには  $Q \sim 10^5electrons \sim 1 \times 10^{-14}C$  とかなり有利な計測が行えることがわかる。

ダイオードも含めた検出器系のノイズに対する等価回路を図 2.4 (右) の (a), (b) に示す。(a) はアバランシェ効果による信号増倍がない素子の場合で、(b) はアバランシェ・ホトダイオードの場合である。なお、 $I_s$ : 電子による信号電流、 $C_{in}$ : 等価入力容量、 $R_p$ : 等価並列抵抗、 $I_n$ : 回路全体のリーク電流、 $R_s$ : 等価直列抵抗、 $I_{ns}$ : APD の表面リーク電流、 $I_{nb}$ : APD の内部リーク電流、 $M$ : アバランシェ増倍によるゲインと定める。

雑音の詳細は付録 B に委ねるとして、CSA から出たばかりのパルスは図 2.4 (右) の (a) の等価回路より信号の他に微小周波数  $df$  に対し次のようなノイズ源を含んでいる。

$$\overline{V_{PA}^2} = \left( \frac{4kT}{\omega^2 C_{in}^2 R_p^2} + 4kT R_s + \frac{2eI_n}{\omega^2 C_{in}^2} + \frac{const.}{f} \right) \Delta f \quad (2.3)$$

右辺第 1 項と第 2 項は熱雑音を示す。右辺第 3 項はショットノイズ、第 4 項は  $1/f$  ノイズを示している。 $\omega$  はノイズの周波数である。

整形アンプでの整形時定数を  $\tau_s$  とおき、簡単のために  $\omega/2\pi = f \sim \Delta f \sim 1/\tau_s$  とおけば整形後のノイズは、

$$\overline{V_{NA,SA}^2} = \frac{1}{C_{in}^2} \left[ \frac{1}{2\pi^2} \left( \frac{2kT}{R_p} + eI_n \right) \cdot \tau_s + 4kT R_s C_{in}^2 \cdot \frac{1}{\tau_s} + c \cdot C_{in}^2 \right] \quad (2.4)$$

と書ける。観測対象が電荷であるので、 $1/C_{in}^2$  で括った。上式の右辺第 1 項は並列抵抗  $R_p$  を十分大きくできるこ

とから影響はほとんどない。右辺第2, 3項は、素子の等価入力容量  $C_{in}$  が直接効いてくることを示している。特に等価直列抵抗  $R_s$  の熱雑音が無視できないほど大きい場合、等価入力容量  $C_{in}$  が小さい素子を選ぶことが高エネルギー分解能を得るためには不可欠である。固体検出器の場合、 $C_{in}$  はバイアス電圧に依存する (付録A)。

今度はAPDの回路系の総合雑音を考える。今のところは増倍率  $M$  の詳細については触れないこととして、この増倍率  $M$  を加えた時の電気回路系としてのノイズを議論する。図2.4 (右) の (b) と式 (2.4) を参考にすれば、整形後の雑音は以下のように書ける。

$$\overline{V_{APD,SA}}^2 = \frac{1}{C_{in}^2} \left[ \frac{1}{2\pi^2} \left( \frac{2kT}{R_p} + e(I_{ns} + I_{nb}FM^2) \right) \cdot \tau_s + 4kTR_sC_{in}^2 \cdot \frac{1}{\tau_s} + c.C_{in}^2 \right] \quad (2.5)$$

式 (2.4) と式 (2.5) の両方を整理し、等価雑音電荷 (ENC, equivalent noise charge) に直して比較してみる。ENC はどちらも  $\tau_s$  に対する依存性の違いにより3つの項に分かれる。

$$\overline{ENC}^2 = (\overline{V_{SA}} \cdot C_{in})^2 = A \cdot \tau_s + B \cdot \frac{1}{\tau_s} + C_{1/f} \quad (2.6)$$

$C_{1/f}$  は  $1/f$  雑音を表し、 $A$ ,  $B$  は以下の表2.1 のようになる。 $A \cdot \tau_s$  を電流性ノイズ、 $B \cdot \tau_s$  を容量性ノイズという。 $F$  は後で議論するが、過剰雑音係数 (excess noise factor) と呼ばれるもので  $M$  の関数 ( $F > 1$ ) である。こ

表2.1 通常のホトダイオードとAPDの総合ノイズ係数の比較

	PD	APD
A	$1.3 \times \left( \frac{2kT}{R_p} + eI_n \right)$	$1.3 \times \left( \frac{2kT}{R_p} + e(I_{ns} + I_{nb}FM^2) \right)$
B	$1.3 \times 2kTR_sC_{in}^2$	$1.3 \times 2kTR_sC_{in}^2$
C	$c.C_{in}^2$	$c.C_{in}^2$

れは信号増倍によって付加的にショットノイズが増倍することを示す。信号電力が  $M^2$  に比例して大きくなることを考えると、増倍率によって落すことができるノイズと増倍率により付加されるノイズがあることがわかる。そのうち熱に起因するノイズは実効的にはアバランシェ効果によって著しく下げることができる。電流性ノイズのショットノイズに関する項のうち、表面リーク電流に起因するものも下げることができるが、バルクのリーク

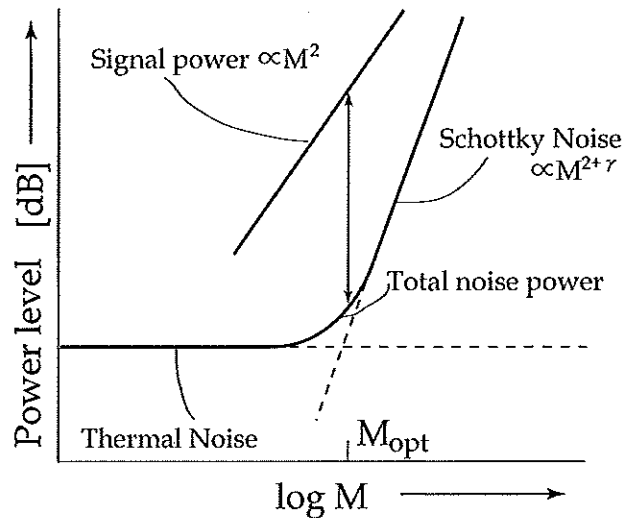


図2.5 APDの動作点の選び方

電流に起因するものは信号より急に増加してしまうことがわかる。まとめると、APDは増倍率 $M$ の値がある程度までのときには効率よく $S/N$ を上げることが可能だが、素子によって決まる臨界点を境に $S/N$ は劣化傾向に向かう。これを模式的に図 2.5 に示した。APD の動作点はこの条件から決めることができる。

## 2.2 APD 素子の原理

### 2.2.1 アバランシェ効果ーPN 接合の降伏現象

今までは APD 内部に  $M$  というゲインがあるとしてノイズ理論を展開して来たが、今度はその内部過程について概説する。PN 接合に逆バイアス電圧を印加すると接合面近辺に強力な電場を作ることができる。この電界がある程度低いときには半導体素子内部の伝導電子は格子振動による音響フォノンと相互作用し、熱平衡により電子が電界から受けるエネルギーと電子が格子散乱によりフォノン系に与えるエネルギーがちょうどつりあっている。このときの電流と電圧の関係はオームの法則  $J = \sigma E$  に従う。電場を徐々に上げていき電子のドリフト速度が音速の 1.5 倍程度になると、フォノン系に与えるエネルギーの方が卓越し電流は  $\sqrt{E}$  に比例するようになる。そして更に電場を上げると、今度は電子のエネルギーが光学フォノンのエネルギーを超え、電子は光学フォノンとカップルする。光学フォノンのエネルギーは音響フォノンのエネルギーと比べて非常に大きいので、電界からエネルギーを得ても光学フォノンを放出する度にドリフト速度はほぼ 0 になってしまう。従って電子の速度の最大値は光学フォノンのエネルギー  $h\nu_{op}$  決定され、統計的にはその半分速度で飽和する。

光学フォノンによる速度飽和電圧以上の電界を印加すると、電子のエネルギーはバンドギャップ  $E_g$  を超えてしまう。すると今度は荷電子と伝導電子がカップルし、伝導電子は荷電子帯の電子を衝突励起し伝導帯へ叩き上げ、自らは低エネルギーに遷移する。この現象をオージェ過程による衝突電離と呼んでいる (図 2.6)。十分に高い電界では、衝突電離が次々に起こることによって電子と正孔の数が雪崩のように増大する。これに因んで電子雪崩現象 (アバランシェ現象) と呼ばれる。PN 接合に逆バイアスを加えると、ある電圧  $V_B$  (降伏電圧) で急に電流が流れ始める。その原因にはツェナー効果等も考えられるが、比較的高い降伏電圧の場合はアバランシェ効果であると考えられている [Sze, 1981; 御子柴, 1991]。

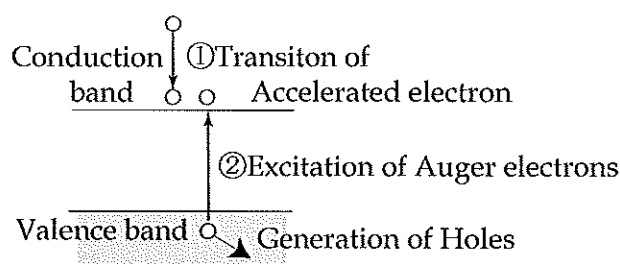


図 2.6 オージェ過程による衝突電離

### 2.2.2 APD のエネルギー分解能の統計的限界

1.2.3 節で考えた信号の統計限界を、今度は APD について議論してみる。APD 信号の統計的限界は Knoll [2001] の誤差伝搬の公式から以下の式で制限される。

$$\sigma_N^2 = M^2 \sigma_n^2 + N_{eh} \sigma_A^2 \quad (2.7)$$

$\sigma_N^2$  は電子数で表された出力信号電荷数の分散であり、 $M$  は APD のゲイン、 $N_{eh}$  は一次の電子による電子正孔対生成数、 $\sigma_n^2$  は一次電子による生成電子正孔対の分散、 $\sigma_A^2$  アバランシェゲインの分散とする。一次電子の分散  $\sigma_n^2$  は  $\sigma_n^2 = \sigma_N^2 / M^2$  と書けるから、

$$\sigma_{st}^2 = \sigma_n^2 + N_{eh}\sigma_A^2/M^2 \quad (2.8)$$

となる。ここで過剰雑音係数  $F$  を  $F=1+\sigma_A^2/M^2$  と決めるとゲインの分散の代わりに用いることができる。この定義式と式 (2.8) より APD からの信号の統計的誤差は以下の式で書ける。

$$\sigma_{st}^2 = \sigma_n^2 + N_{eh}(F-1) \quad (2.9)$$

式 (2.9) の右辺第 1 項は計測された信号の統計的なばらつき、第 2 項がアバランシェ効果による寄与である。電子の衝突電離による電子正孔対生成のばらつきは、1.2.3 節で定義したファノ因子  $f_n$  の効果も含めて議論すると、

$$\sigma_n^2 = N_{eh}f_n \quad (2.10)$$

となる。すると、エネルギー分解能 ( $\Delta E$ ) は次のようになる。

$$\Delta E^2 = (2.35)^2(f_n + F - 1)E\varepsilon + \Delta_{noise}^2 \quad (2.11)$$

ここで、 $E$  はピークの中心エネルギー keV である。 $\varepsilon$  は一つの電子正孔対の生成に必要なエネルギー ( $\varepsilon$  値)、そして  $\Delta_{noise}$  は検出系のノイズ成分 (FWHM in keV) である [Moszyński et al., 2002]。求められた式 (2.11) と通常の固体検出器の場合の式 (1.5) とを比較してみても、やはり  $F$  の増加 ( $\sim M$  の増加) による分解能の劣化が見られる点が異なっている。つまり統計的な検出限界にもアバランシェゲイン  $M$  は影響を及ぼしている。検出系のノイズ成分  $\Delta_{noise}$  には、回路による電氣的ノイズの他に、APD 内部ゲインの非一様性や電子を計測することによる不感層の影響、更にはエネルギー依存性ノイズも含められる。

### 2.2.3 過剰雑音係数 (excess noise factor)

最後にこの章で何度か出て来た、過剰雑音係数  $F$  について書いて締めくくりにすることにする。衝突電離による 2 次キャリア対生成は確率的な現象であり時間的にばらばらに起こるので、新たなノイズ付加の原因となる。例えば、 $M$  倍された増倍電流のショットノイズは  $M^2F$  倍 ( $F>1$ ) になり、生成キャリア数の分散も増大させる。前の節で過剰雑音係数  $F$  をアバランシェゲインのばらつきを示す指標として用いたが、これはよい例である。この  $F$  を決める際重要なのは、正孔も電子も同様に衝突電離を起こすということである。今まで電子の増倍を例に挙げて議論してきたが、それはシリコンの性質上電子の増倍が支配的だからに過ぎない。

電子と正孔による衝突電離を考えたとき、イオン化係数 (単位長さ進む間に衝突電離を起こす回数) は異なっている。それぞれ  $\alpha$ ,  $\beta$  とおく。 $k = \beta/\alpha$  とすると、電子の注入によって増倍が進行するときの過剰雑音係数  $F$  は McIntyre [1966] によって理論的に求められており、

$$F(M) \simeq M \left[ 1 - (1-k) \left( \frac{M-1}{M} \right)^2 \right] \quad (2.12)$$

となる。正孔がきっかけとなる場合は式 (2.12) で  $k = \beta/\alpha$  とすればよい。図 2.7 に、 $k$  をパラメータとした  $M$  と  $F$  の関係を示した。特別な場合として、 $k=1$  すなわち  $\alpha = \beta$  のときには  $F=M$  であり、 $k=0$  すなわち  $\beta=0$  のときは  $F=2$  (但し  $M_n \gg 1$ ) である。式 (2.12) の意味は定性的に次のように考えられる。 $\alpha = \beta$  の場合にはホールも電子も同様に増倍されるので、正帰還によって 1 回の増倍が起きれば必ずアバランシェ破壊がおきて無限のキャリアが生成されてしまう。従って  $\alpha \simeq \beta$  の物質において有限の増倍率  $M$  をとるためには、アバランシェ領域にあるキャリアの数 (増倍したときのキャリア数) は 1 個のキャリアに対して 1 回の衝突電離によるキャリア 2 つのせいぜい 3 個 ( $M$  有限とするために  $M$  は極めて少なくなる) である。ところがどちらかのキャリアのイオン化係数が 0 ならば、帰還は起こらないので 1 個のキャリアに対してアバランシェ領域にあるキャリアの数はほぼ  $M$  個近い。従って衝突電離によるイオン化の揺らぎは後者の方が小さくなり、過剰雑音係数  $F$  も小さくなる。

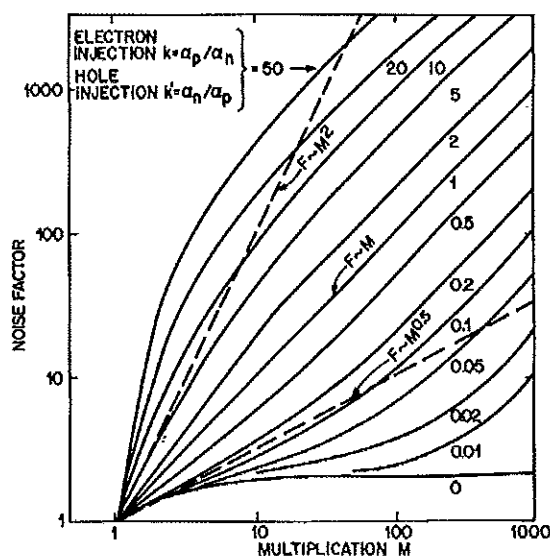


図 2.7 APD の過剰雑音係数 [McIntyre, 1966]

このことから、アバランシェホトダイオードの材料としては電子と正孔のイオン化係数ができるだけ大きく異なるものがよい。シリコンは $\kappa=0.1 \sim 0.2$ なので、電子を注入キャリアに選ばばかなりよい材料であると言える。

### 2.3 今回の実験で用いた APD の構造

今回の実験では浜松ホトニクス株式会社の APD (Z7966-20) を用いて実験を行った。電子入射面側が P 型の PN 接合で、材質はシリコンである。表面には 2 酸化シリコンの層 (window) が形成され、その下に不純物濃度の非常に高い P+ 層がある。付録 A に見るように相対的に電荷密度の大きい P+ 層内部には電場がほとんど侵入

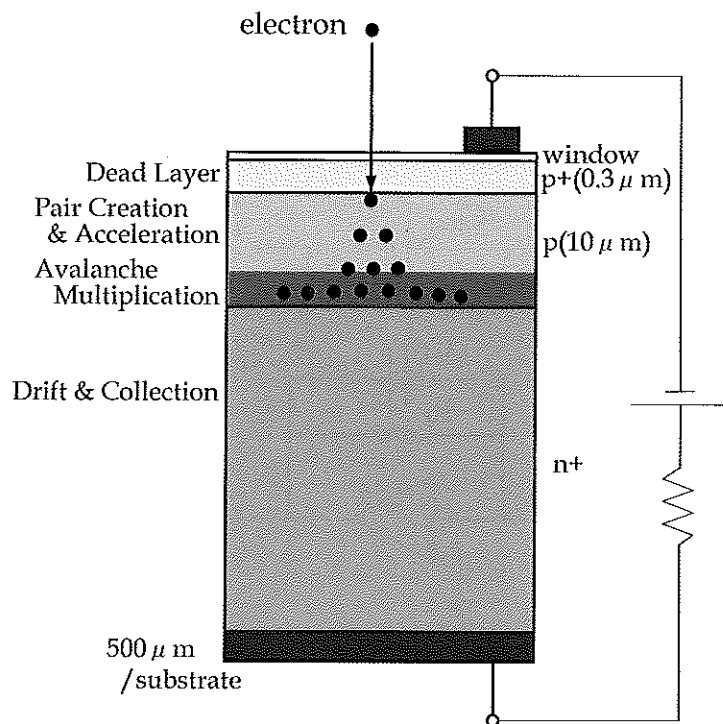


図 2.8 実験に用いた APD (Hamamatsu Z7966-20) の構造

できないため、ここでできたキャリアは不純物等に捕獲され信号としての役割は果たさない。感度がないということからこの領域を不感層あるいは死層 (dead layer) と呼ぶ。この領域の厚みはメーカー仕様で約  $3000\text{\AA}$  である。その下に  $10\mu\text{m}$  ほど広がっている不純物密度が薄く比較的一様な領域 (p 型領域) は空乏層となる部分で、ここで一次の入射電子は電子正孔対を  $N_0 = E_0/\epsilon$  だけ生成する。p 型と n+ 型が接しているが、ここでは電荷密度の傾斜が非常に大きくなっており、素子全体にかかる電場の大部分がここに集められている。この電場が大きい領域がアバランシェ効果を生むのでアバランシェ領域と呼ばれている。それ以降はキャリアのドリフト領域である。なお、検出器から起こる信号はキャリアが電場中を動くために電極に電荷が誘起され生じるものであり、キャリアが電極上にその電荷を付与したときに発生するわけではない。つまり、ドリフトの時間差によるパルスの立上りの遅れはほとんどない。検出器内のキャリア運動による電極上の誘導電荷を計算する方法は Shockley-Ramo の定理と重みつき電場を用いたものが一般的である [He, 2001]。

### 第3章 APD による X 線計測実験

本研究の目的は電子計測用 APD の開発であるが、不感層の影響による分解能等の劣化等、電子計測時にはエネルギー分解能を議論する際に前章では議論しなかった様々な因子が加わることが予想される。そこでまずは、内部での過程が電子計測と近い X 線によって較正実験を行うことにした。

#### 3.1 X 線計測系

##### 3.1.1 計測系の概観

X 線計測のために、今回は図 3.1 のような計測系を用いた。各素子についての説明は 2.1 節にあるので、ここではそれぞれの値を示すことにする。

APD (Hamamatsu Z7966-20) は  $1\text{G}\Omega$  のバイアス抵抗  $R_{\text{bias}}$  によって保護されており、バイアス電圧 (HV) には最高で  $153\text{V}$  までかけた。プリアンプにはクリアパルスの 580K 型を使った。負帰還抵抗は  $R_f = 5\text{G}\Omega$ 、負帰還コンデンサー容量は  $C_f = 0.5\text{pF}$  である。また、カップリングコンデンサー  $C_{\text{AC}}$  とテスト入力用のコンデンサー  $C_{\text{test}}$  は 580K の内部に組み込まれており、 $C_{\text{AC}}$  には  $6.6\text{nF}$  の十分大きいものが使われ、 $C_{\text{test}}$  は容量  $1\text{pF}$  のコンデンサーで

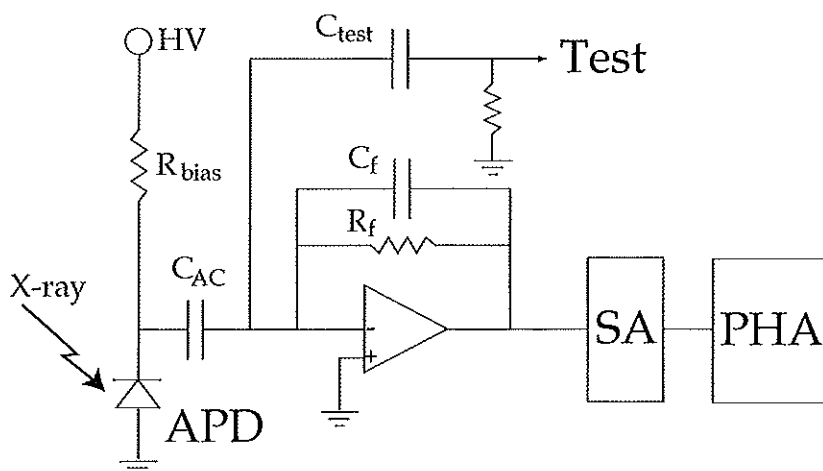


図 3.1 実験に使用した X 線計測系のブロック図

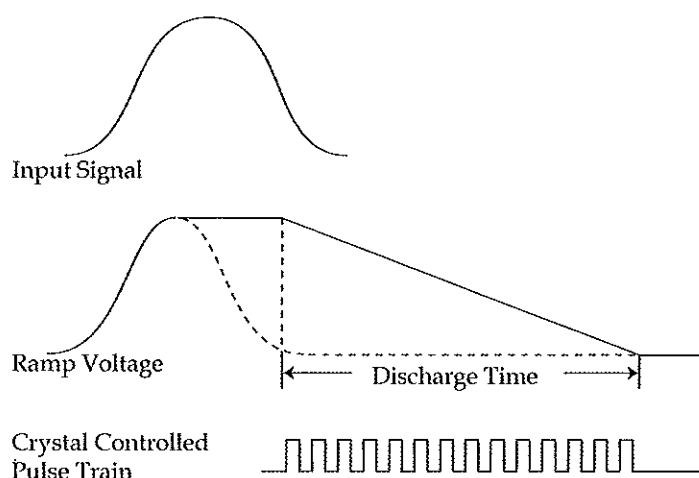


図 3.2 ウィルキンソン方式の AD 変換

ある。整形アンプには ORTEC model 571 を用いており、増幅率は 30 倍、整形時定数  $\tau_s$  は  $0.5\mu s$  に固定した。

波高分析器 (PHA, pulse height analyzer) は波高情報をデジタル信号化する AD 変換器 (Peak Sensitive Analog to Digital Converter) であり、大抵のものはウィルキンソン方式と逐次比較方式に分かれる。今回用いた PHA は Laboratory Equipment Corporation 製で 200MHz のウィルキンソン方式を採用している。ウィルキンソン方式の簡単な説明を図 3.2 に記した。入力信号がガウス型のパルスだとすると、その信号の高さまでコンデンサーに電荷が蓄えらる。その両端の電圧であるランプ (Ramp) 電圧がある時間保持され、その後決まった割合で放電される。放電開始からランプ電圧が 0V (グラウンド電位) になった時までの、水晶の固有振動を使った一連のパルスのカウント (つまり放電時間  $\Delta t$ ) が波高の情報を持つので、その値がチャンネルに分かれたメモリに保存され AD 変換は終了である。ここで 200MHz とはパルスを発振する水晶の固有振動数を示している。この後 ADC Channel Number という単位が何度か出てくるが、これは AD 変換時のチャンネル数を表す。このシステムでは 10V のパルスに対し 12bit のチャンネルに振り分けられる。APD も含め SSD 計測はチャージ量、つまり整形アンプ出力パルスの波高の中に入射粒子のエネルギーの情報を含んでいるので、原理的にはメモリごとの頻度を比べれば物理現象のエネルギースペクトルがわかるはずである。

### 3.1.2 計測系のテスト

X 線を計測する前に、まず計測系の応答を試験した。それには図 3.1 中のテスト端子を用いた。テスト端子にファンクションジェネレータから十分幅の長い高さ  $V$  [V] の矩形パルスを入れると、テスト入力用コンデンサー ( $C_{test}=1pC$ ) には  $Q_{test}=C_{test} \times V$  の電荷が誘起される。これがプリアンプの入力信号と等価なものだと考えることができるので、素子の出力電荷に対応する PHA のチャンネル数が求められる。矩形パルスの波高を順に 10mV, 15mV, 20mV (それぞれ 10fC, 15fC, 20fC に対応) と変化させた時の応答チャンネル数を示したものが図 3.3 である。チャンネル数には誤差も描き加えているが、検出器のノイズに比べて一連の実験では十分無視できる程 (FWHM で 11ch) であった。またよい直線性も示しているのので、検出系は信号出力 (つまり現実の物理現象) に対して直線的に応答することがわかる。一つ注意しておきたいのは、PHA の原点が 65ch 負の方向にオフセットしていることである。これは分解能の議論では本質的に問題にはならないが、チャージ量で校正するときには考慮に入れた。

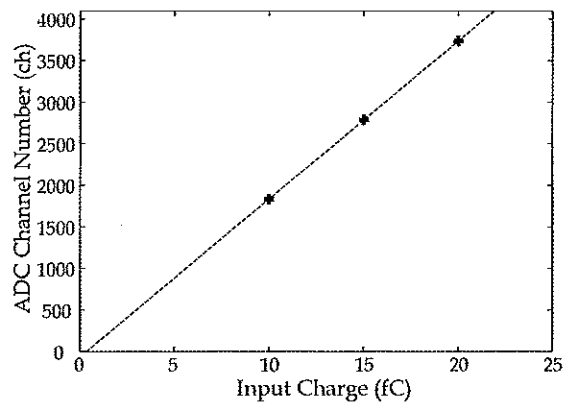
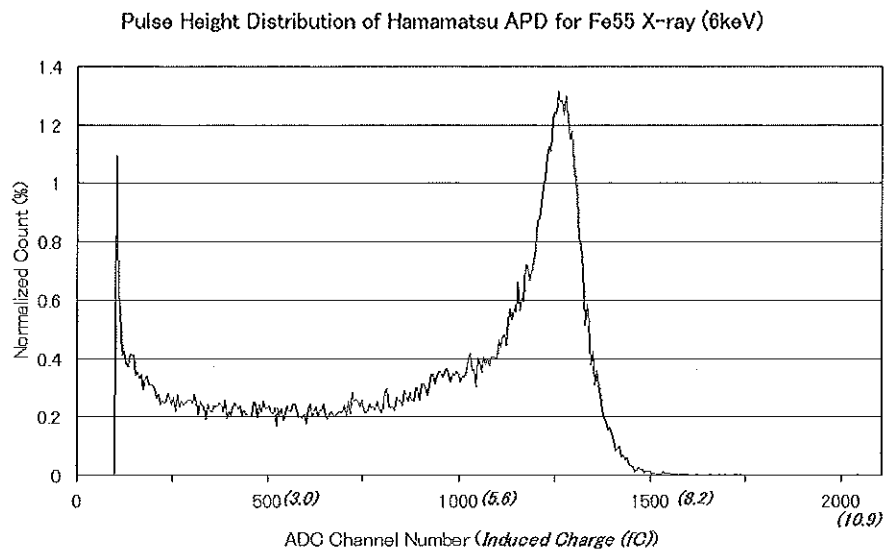


図 3.3 計測系の直線性の確認

### 3.2 X線計測結果

有感領域が薄いことや電子の測定エネルギーレンジとの整合性のため、今回は $^{55}\text{Fe}$ 線源(実際は $^{55}\text{Mn}$ の $K\alpha$ 線)の5.9keV輝線を校正に用いた。 $^{55}\text{Fe}$ の原子核中の陽子はK核軌道電子の電子捕獲(electron capture, EC)によって半減期2.7年で中性子に変化する。 $(p^+ + e^- \rightarrow n + \nu)$ そのため空席になったK核軌道に外核電子が落ち込み5.9keVの特性X線を放出する。なお、5.9keVという低エネルギーではシリコンとの相互作用がほとんど光電効果なので、固体素子の検出過程としては内部で生成された5.9keVの電子を測っているのと本質的には同じである。

図 3.4  $^{55}\text{Fe}$ 線源 $^{55}\text{Mn-K}\alpha$ の5.9keV輝線の波高分布(15°C)

#### 3.2.1 波高分析結果

まずは3.1.1節で紹介したシステムで計測した波高分布を示す。バイアス電圧は151Vとした。第一印象としては、アバランシェ効果に付随する統計現象を含んでいてもよいピークを作っていると見受けられる。このことは定性的にはアバランシェ効果によるばらつきが十分な統計精度で抑えられていることを示し、また光電効果の位置やその後の電子の運動方向によっても増倍率はさほど影響されないともいえる。このときのピーク位置



から求められる FWHM ( $\Delta E/E$ ) は 620eV (11.0%), スレシールドレベルは 810eV である。900ch 付近に平坦部分が見えるが、これはエスケープピークと呼ばれるものである。光電変換で生成された電子が内核電子の場合、その空席が直ちに埋められ特性 X 線 (シリコンで 1.74keV) を放出する。光電変換が検出器表面近くだと、この特性 X 線分のエネルギーが外に逃げ出してしまうために形成されるピークである。ただ、この結果からはその影響は少ないという結論になる。スレシールドぎりぎりに見えている膨らみは電氣的ノイズによるものであると考えられる。

### 3.2.2 動作点についての議論

次に、バイアス電圧による APD の動作の違いについて議論する。バイアス電圧を変えるということは、とりもなおさず増倍率  $M$  を変化させるということである。

図 3.5 の青い点はバイアス電圧に対する増倍率の変化である。ここでの増倍率の定義は、5.9keV に相当するチャージ量  $Q_p$  が、図 3.3 を使ってピークのチャンネル位置から予想した出力電荷量  $Q_{ch}$  に対し何倍であるかを計算したものとした。シリコンの  $\epsilon$  値を 3.61eV とすると増倍率  $M$  は、

$$M \equiv \frac{Q_{ch}}{Q_p} = Q_{ch} \times \frac{\epsilon}{5900(\text{eV}) \cdot e} \quad (3.1)$$

ここで  $e$  は電荷素量である。なお、通常 APD のバイアス  $V$  の時の増倍率は光計測によって定義されていて、(バイアス  $V$  のときの光電流 - 増倍された暗電流) / (バイアス 0 のときの光電流 - 暗電流) である。本実験では放射線計測素子としての増倍率が意味を持つので、式 (3.1) のように定義しなおして計算した。増倍率  $M$  は降伏電圧近辺で大きく変化していることがわかる。バイアス 115V 以上しかないのは、それ以下ではピークがシュレシールドレベル以下になってしまい同定できなかったからである。

図 3.5 の赤い点はバイアス電圧に対するリーク電流の変化を示している。リーク電流には体積に関連するもの  $I_{nb}$  と表面に関連するもの  $I_{ns}$  があるが、表面リーク電流はガードリング構造により比較的少ないと考えられる。体積に関連するものの原因は主に 2 つであり、一つは逆バイアス電場中での少数キャリアの拡散に伴う拡散電流、もう一つは空乏層内での電子正孔対の熱励起によるものである。2.1.3 節で理論的に予想したように、シリコンの場合  $I_{nb}$  は降伏電圧近傍で  $I_{nb} \propto M^{2.5}$  程度で変化するはずである。実験結果についてもリーク電流は増倍率の増加

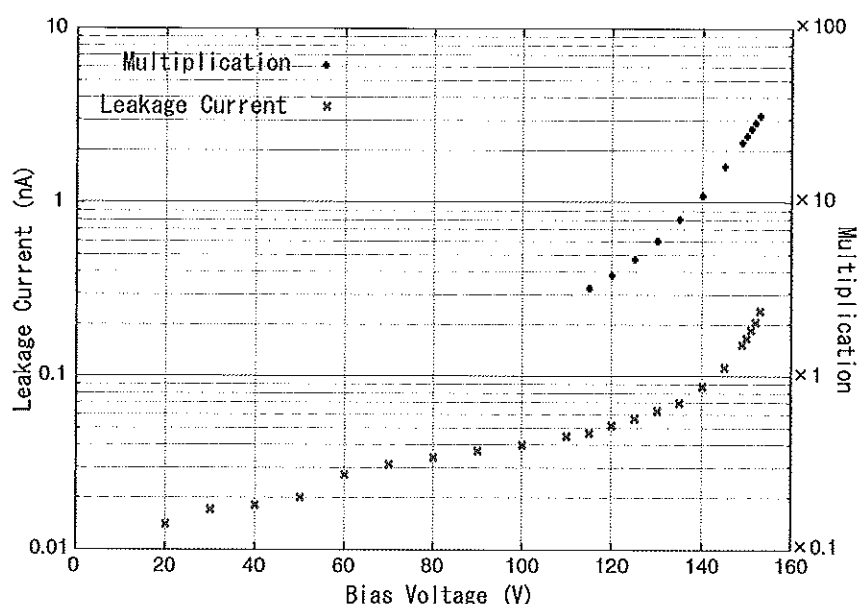


図 3.5 リーク電流と増倍率 (今回定義) のバイアス依存性

に伴い増倍率より急に増えていくことが見てとれる。

最後に、図3.6は $\Delta E/E$ のバイアス電圧依存性を示している。110V程度までバイアス電圧を上げていくと、徐々にピークが見えて来る。ピークが雑音のスレシヨルドから抜け出すのが115Vのときで、このときは $\Delta E/E$ にして60%程度であるが、145V程度で安定して151Vで最小値(11%)をとり、それ以降はまた増加している。従って稼働電圧として適当なのはバイアス151Vで、そのときの増倍率 $M$ は26.4倍であった。これにより後述の電子の測定ではバイアス151Vで稼働させることを基本とした。

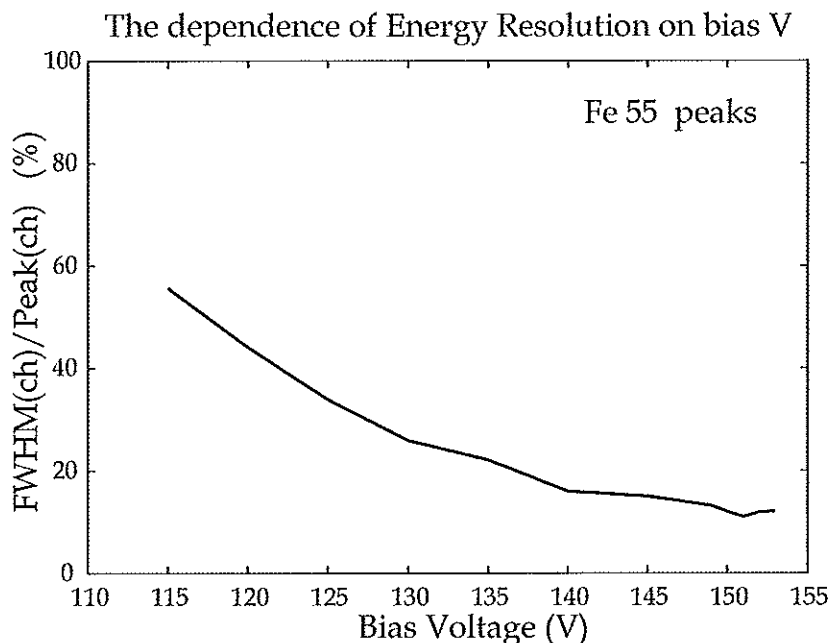


図3.6 FWHMのバイアス電圧依存性

## 第4章 電子と物質の相互作用

通常のSSDと同様にAPDによっても入射放射線のエネルギー分析可能であることが第3章ではっきりしたので、次の目標はいよいよ電子の計測である。この章では入射電子が固体中でどのように振る舞い、どう相互作用しエネルギーをロスするか予め議論しておきたい。このエネルギーロス過程を再現するために、3次元モンテカルロシミュレーションコードを開発したのでここで紹介する。

### 4.1 電子と物質の相互作用概説—モンテカルロ法で用いた仮定

ここで扱う電子とは1-100keV電子のことで、通常放射線計測等と言う $\beta$ 線より低エネルギーであるため少々違った扱いをする必要があるが、相互作用一つ一つをとれば同じである。電子と物質は非常に複雑な相互作用をすることが知られているが、個々の相互作用は弾性散乱と非弾性散乱に大別される。電子が原子核に散乱を受けるとき、あるいは電子が静的な原子核電子に散乱を受けるとき、入射電子は軌道を曲げられるがそのエネルギー自体は変化しない。これが弾性的な散乱である。もう一つは、入射電子が原子の内核電子をはぎとることで原子を電離させたり（その結果、原子は特性X線を放射したり、オージェ電子を放出したりする）、あるいは荷電子帯の電子を励起させたり（半導体では圧倒的に多い）、固体の結晶格子と相互作用しフォノンを生成したりするなどの相互作用である。これは入射電子のエネルギーを奪うので非弾性的散乱である。これらが交互に起きるか、

あるいは連続して起きるか、電子が固体に全てのエネルギーを与えて熱平衡状態に達するまでこの過程は繰り返される。あるいは、うまくして固体から飛び出してしまう電子もあるかも知れない。

この過程を全て再現するのは複雑過ぎるので、コードを組み立てる際に 2 つ仮定を行った。

1. 入射電子の進行方向を大きく変えるような大きな角度の散乱は、全て弾性散乱であるとする。
  2. 入射電子は軌道に沿って連続的にエネルギーをロスし、その割合は Modified Bethe の式 [Joy & Luo, 1995] に従うとする。
1. の仮定について Egerton [1986] によれば、エネルギー  $E$  の電子に対する非弾性散乱  $\Delta E$  による角度散乱は  $\Delta E/E$  のオーダーである。典型的な値を求めると、10keV の電子が 15eV のエネルギーロスをしたときはおよそ  $15/10000 \text{ rad}$  ( $0.1^\circ$ ) の角度散乱を起こす。これは一回の弾性散乱が確率的に  $5^\circ \sim 180^\circ$  であることを考えると十分無視できる。また、エネルギーをより多くロスする非弾性散乱は確かにもっと大きい角度散乱を受けるが、その確率は  $1/\Delta E$  で少なくなる。
  2. の仮定について Bethe が仮定していないエネルギーロスとして例えば制動放射があるが、どれも 20keV 以下のエネルギーでは考慮する必要はない。

#### 4.2 モンテカルロ・モデリング

これらの仮定のもと、モンテカルロ的なモデルを考える。ここで取り上げるモンテカルロの手法は Joy [1995] を参考にした。全てのステップについて固定された座標系の中で角度の乱数を用いるので、まず初めにステップによらない座標を正確に決めておく必要がある。ここでは簡単のため 2 次元で考え方のみを紹介する。図 4.1 は一回の散乱を考えたときの座標系である。この図において単純に A (もしくは B) に確率分布を導入すると、

$$x_n = x + \text{step} \times \cos A \quad (4.1)$$

$$y_n = y + \text{step} \times \cos B \quad (4.2)$$

となる。しかし実際には電子の進んできた方向に対して散乱角  $\theta$  が定義されるので、確率分布が導入されるべきなのは  $\theta$  である。そこで  $A = X + \theta$ ,  $B = Y + \theta$  として方向余弦  $ca$ ,  $cb$  という量を定義する。

$$ca = \cos(X + \theta) = cx \times \cos \theta - cy \times \sin \theta \quad (4.3)$$

$$cb = \cos(Y - \theta) = cy \times \cos \theta + cx \times \sin \theta \quad (4.4)$$

途中  $cy = \cos Y = \sin X$ ,  $cx = \cos X = \sin Y$  を用いた。それにより  $x_n$  と  $y_n$  が  $\theta$  で表され、

$$x_n = x + \text{step} \times ca \quad (4.5)$$

$$y_n = y + \text{step} \times cb \quad (4.6)$$

となって、後はステップ毎に

$$x = x_n, \quad y = y_n, \quad cx = ca, \quad cy = cb \quad (4.7)$$

と書き換えてやればよい。

今度は実際に使った座標系 (図 4.2) をもとに、スキームを説明する。 $P_{n+1}$  という一つ前の弾性散乱によって  $P_n$  に到達した電子がいるとすると、シミュレーションの核心は  $P_n$  から  $P_{n+1}$  を計算することである。座標系の Z 軸は固体の入射面に対して垂直下向き、XY 平面はそれに垂直なカルテシアン座標系を使う。

$P_{n+1}$  の計算のためにまず第一にやることは、 $P_n$  と  $P_{n+1}$  の距離  $\text{step}$  を求めることである。このために弾性的な連

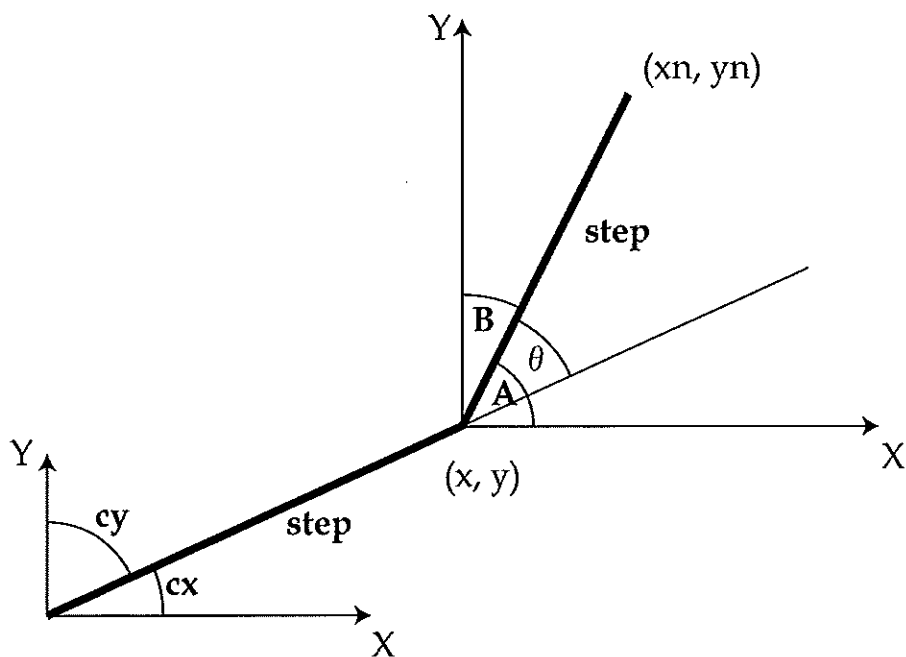


図 4.1 座標系の考え方

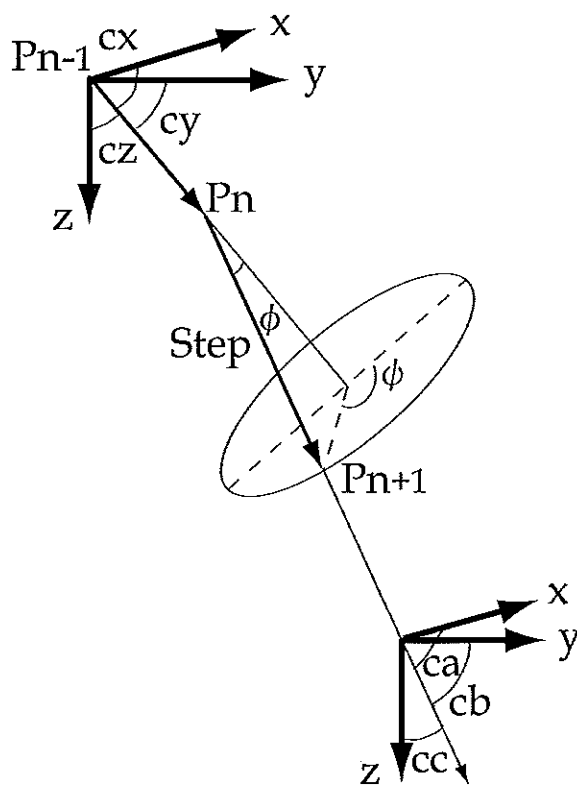


図 4.2 モンテカルロ法に用いた座標系

続散乱に対し平均自由行程 ( $\lambda$ ) を導入する. こういった弾性散乱はラザフォード散乱によって記述されるが, 結晶構造内の原子核のポテンシャルは軌道電子の遮蔽により少々ゆがめられている. この遮蔽の効果を入れたラザフォード散乱の全散乱断面積 ( $\sigma_E$ ) は Newbury & Myklebust [1981] によれば次の関係式で書ける,

$$\sigma_E = 5.21 \times 10^{-21} \frac{Z^2}{E^2} \frac{4\pi}{\alpha(1+\alpha)} \left( \frac{E+511}{E+1024} \right)^2 \quad \text{cm}^2/\text{atom} \quad (4.8)$$

$E$  は keV で与えた電子のエネルギー,  $Z$  は原子番号, そして  $\alpha$  は遮蔽係数である. 遮蔽とは軌道電子雲による原子核のポテンシャルの遮蔽であり, 物理的には次のようになる. 格子構造を持つ固体は内部に正電荷と負電荷を持ち, 全体としては電氣的に中性を保っているので一種のプラズマと考えられる. 軌道電子は原子核のすぐ近くに捕獲されているので原子核のポテンシャルはクーロンポテンシャル ( $-\frac{Ze^2}{r}$ ) よりもデバイポテンシャル ( $-\frac{Ze^2}{r} e^{-\frac{r}{a}}$ ) を導入した方が現実的である. そこで式 (4.8) では, このデバイポテンシャルを用いて計算した. 遮蔽係数  $\alpha$  は近似式が見積もられており, 今回は Bishop [1976] の

$$\alpha = 3.4 \times 10^{-3} \frac{Z^{0.67}}{E} \quad (4.9)$$

を採用した. 散乱断面積からは平均自由行程 ( $\lambda$ ) を導出することができ,

$$\lambda = \frac{A}{N_a \rho \sigma_E} \quad \text{cm} \quad (4.10)$$

となる. ここで  $N_a$  はアボガドロ数,  $\rho$  はターゲットの密度 [g/cc],  $A$  は質量数 [g/mol] である. この計算方法では, シリコンの場合, 100keV の電子について  $\lambda = 1112\text{\AA}$ , 10keV の電子では  $\lambda = 127\text{\AA}$  という値になる. これはあくまで平均値なので, 実際の距離はランダムに変動させる必要がある. 平均自由行程が  $\lambda$  の時の電子の移動距離  $s$  が起こる確率は,

$$p(s) = \exp(-s/\lambda) \quad (4.11)$$

である. ここで始めてモンテカルロの手法が適用でき, 0 から 1 の一様乱数を  $RND$  とすると,

$$RND = \frac{\int_0^s \exp(-s/\lambda) ds}{\int_0^\infty \exp(-s/\lambda) ds} = 1 - \exp(-s/\lambda) \quad (4.12)$$

これにより 1Step で進む距離が求められ,

$$s = -\lambda \ln(1 - RND) = -\lambda \ln(RND) \quad (4.13)$$

となる. これで  $P_n$  から  $P_{n+1}$  までの距離は計算できたので, 次は散乱角度を求める. 遮蔽の効果を入れたラザフォード微分断面積は Newbury & Myklebust [1981] によると,

$$\sigma' = \frac{d\sigma}{d\Omega} = 5.21 \times 10^{-21} \frac{Z^2}{E^2} \left( \frac{E+511}{E+1024} \right)^2 \frac{1}{\left( \sin^2 \left( \frac{\phi}{2} \right) + \alpha \right)^2} \quad (4.14)$$

であるから, モンテカルロの手法を取り入れると式 (4.8) の全断面積と併せて

$$RND = \int_{\Omega} \frac{\sigma'(\phi)}{\sigma_E} d\Omega \quad (4.15)$$

と書ける。式 4.15 を散乱角について解けば次のようになる。

$$\cos \phi = 1 - \frac{2\alpha \cdot RND}{1 + \alpha - RND} \quad (4.16)$$

移動方向に対して水平面内の角度  $\phi$  はどの方向にも自由に向けるはずだから、

$$\psi = 2\pi \cdot RND \quad (4.17)$$

乱数を用いる箇所はこれで全てである。散乱  $P_n$  の前に電子は  $(cx, cy, cz)$  という方向余弦を持っているので、式 (4.3) から式 (4.6) と同様の方法で定義される方向余弦の考えを3次元に応用する。 $(ca, cb, cc)$  と  $(cx, cy, cz)$  の関係は、

$$xn = x + step \times ca \quad (4.18)$$

$$yn = y + step \times cb \quad (4.19)$$

$$zn = z + step \times cc \quad (4.20)$$

と書ける。 $(ca, cb, cc)$  の中身は以下に計算結果のみを記しておく。

$$ca = cx \cdot \cos \phi + v1 \cdot v3 + cy \cdot v2 \cdot v4 \quad (4.21)$$

$$cb = cy \cdot \cos \phi + v4 \cdot (cz \cdot v1 - cx \cdot v2) \quad (4.22)$$

$$cc = cz \cdot \cos \phi + v2 \cdot v3 + cy \cdot v1 \cdot v4 \quad (4.23)$$

$$v1 = -\frac{cx}{cz} \sin \phi \quad (4.24)$$

$$v2 = -\frac{cx}{cz} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{cx^2}{cz^2}}} \sin \phi \quad (4.25)$$

$$v3 = \cos \psi \quad (4.26)$$

$$v4 = \sin \psi \quad (4.27)$$

最後に、入射電子の固体中でのエネルギーロス過程について考える。入射電子は固体中の電子とクーロン散乱を起こして電離損失を受ける。この現象は電子と電子のラザフォード散乱とその結果の軌道電子の励起として理解される。Bethe [1930] はターゲットの阻止能と入射粒子のエネルギーの関係を次式のように理論的に求めている。

$$\frac{dE}{dS} = -7.85 \times 10^4 \cdot \frac{Z}{AE} \times \ln \left( \frac{1.166E}{I} \right) \quad \text{eV/\AA} \quad (4.28)$$

$S$  は線素  $s$  とターゲットの密度  $\rho$  の積である。また  $I$  は物質によって決まる定数で電離ポテンシャルと呼ばれる。 $I$  については Berger & Selzer [1964] による次の近似式でよく近似される。

$$I = \left[ 9.76Z + \frac{58.5}{Z^{0.19}} \right] \cdot 10^{-3} \quad \text{keV} \quad (4.29)$$

この式からシリコンの原子番号 14 に対して電離ポテンシャルを求めると  $I = 173$  [eV] となる。

Bethe の式には今回のような低いエネルギーの電子を扱う場合は少々問題がある。阻止能が 1keV 程度になると急に減少し、負になってしまう (図 4.3) からである。もちろん負の阻止能に物理的な意味があるわけではなく、

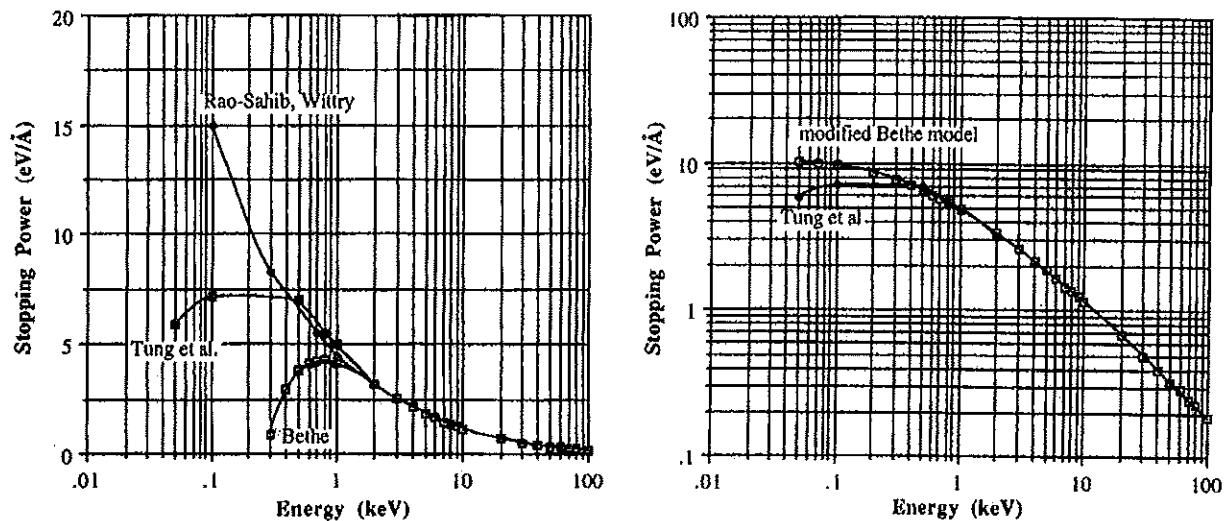


図 4.3 左は Cu の電子に対する阻止能。それぞれ Bethe の計算とその外挿による式 (Rao-Sahib, Wittry), Tung による計算を示す。右は同じく Cu に対する電子の阻止能。Tung による計算と今回用いた Joy & Luo [1995] による Bethe の修正式が描かれている [Joy, 1995]。

数式上の問題である。入射電子と原子核電子の散乱において相互作用ポテンシャルの影響が小さいときの散乱断面積は入射電子から原子核電子への運動量移行という形でボルン近似によって求められるが、このボルン近似が高エネルギー域にしか適用できないために起こる。もう一つの計算法としては Lindhard et al. [1954] による誘電応答理論が挙げられる。これは原子核電子をフェルミ電子と考え、入射電子がそのフェルミ気体中を移動する際に原子核電子を量子力学的に励起していくという計算方法である。こちらは全エネルギーに適用でき、Tung et al. [1979] によればモデルを注意深く選ぶことで実験値とよく一致する。しかし、この Tung のモデルは複雑な多重積分計算であり、今回のようなモンテカルロ計算に毎ステップ持ち込むのには適さない。そこで Bethe の式を拡張した Joy & Luo [1995] の式を 100eV まで使うことにした (図 4.3 右)。これは次のように書ける。

$$\frac{dE}{dS} = -7.85 \times 10^4 \cdot \frac{Z}{AE} \times \ln \left( \frac{1.166(E + 0.85I)}{I} \right) \quad \text{eV/Å} \quad (4.30)$$

今回求める精度では 100eV の電子はエネルギーを失い切るまでほとんどその場所に留まっているとみなせるので、100eV 近辺でのファクター程度のずれはほとんど問題にならないだろう。

最後に計算の流れを書いておく。

入射直後 1Step で達する深さを計算 [式 (4.13)]

↑繰り返し

電子のエネルギー  $E$  を代入

この Step での始点  $(x,y,z)$  を代入

方向余弦  $(cx,cy,cz)$  を代入

$E$  に対する平均自由行程  $\lambda$  を計算 [式 (4.10)]

Step 長を計算 [式 (4.13)]

散乱角  $\phi$ ,  $\phi$  を計算 [式 (4.16), 式 (4.17)]

この Step での終点  $(x_n, y_n, z_n)$  を計算 [式 (4.18) ~ (4.27)]

この Step での最終エネルギー  $E'$  を計算 ( $E' = E - \text{step} \times \rho \times (dE/ds)$ )

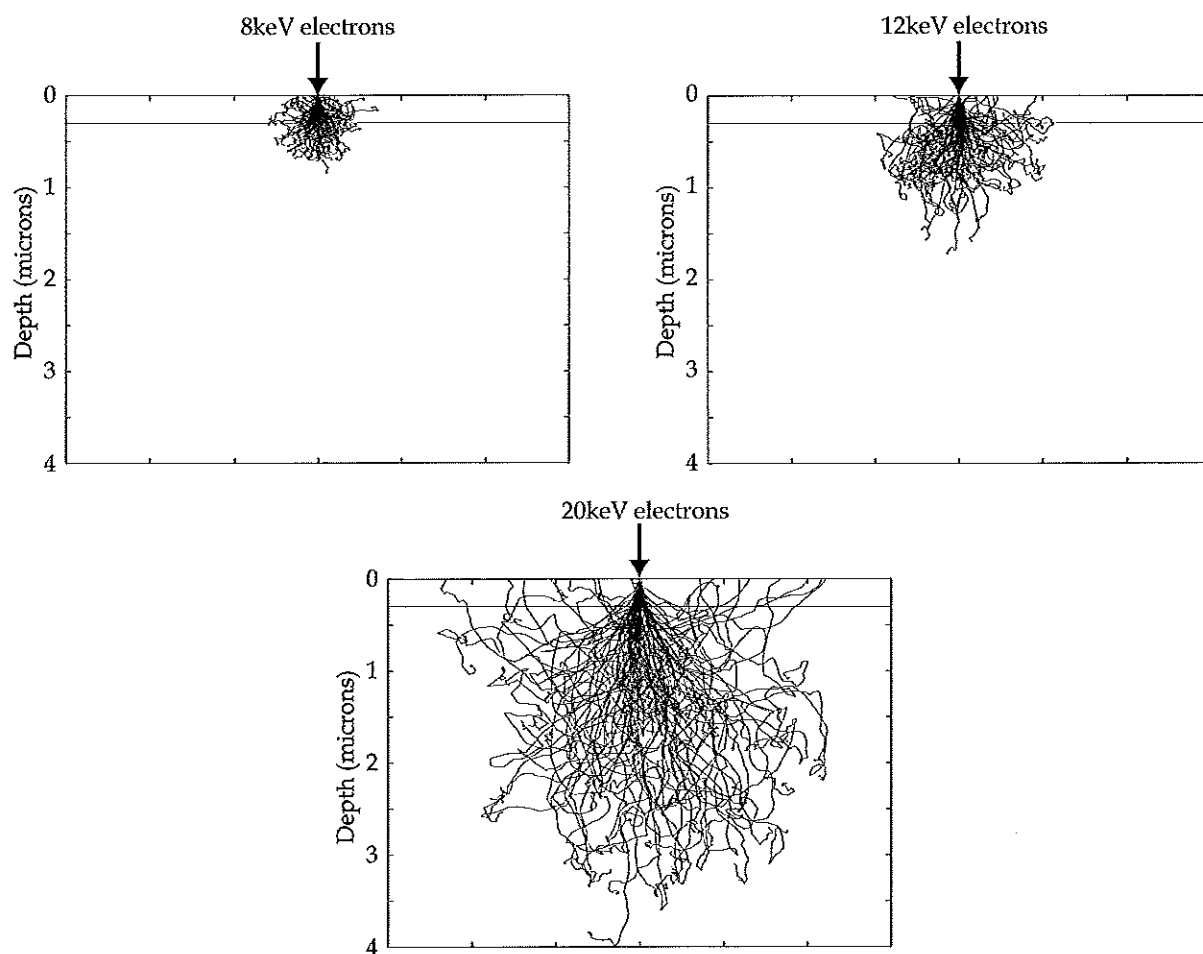


図 4.4 シリコン固体中の電子軌道計算例（任意の 100 軌道）

座標をリセット ( $x = x_n, y = y_n, z = z_n$ )

方向余弦をリセット ( $cx = ca, cy = cb, cz = cc$ )

エネルギーをリセット  $E = E'$

ターゲットから出るか, 100eV になるまで↑へ

#### 4.3 軌道計算結果例

このシミュレーションコードを用いて、シリコン固体中の電子の軌跡を計算してみた。図 4.4 はその結果である。電子は原子核に比べ軽いので、物質中を進むときにはクーロン散乱を多く受けランダムな動きをすることがわかる。また 8keV, 12keV, 20keV とエネルギーを上げるにつれ、電子軌道は深いところまでとどき、XY（入射面）方向にも広がっていく。第 2 章で紹介したように、今回実験に用いた APD 素子の表面には不感層という感度の低い領域が存在しているので、その厚みのメーカー値  $3000\text{\AA}$  のところに線を入れてある。電子軌道の分布から 8keV よりも 12keV, 20keV の方が不感層の影響から脱しやすいことがわかる。固体中で大きな角度の散乱を受け、後方散乱電子として表面から逃げてしまう電子もいくつか見受けられる。これは検出器の数え落しの主な原因となり、検出効率に限界を与える。計算では、8keV の後方散乱は 18.2%, 12keV では 17.5%, そして 20keV では 16.5% であった。



## 第5章 APD による電子計測実験

X線計測ではエネルギー分解が可能であった APD であるが、最終的な目標はあくまで電子計測である。第4章のシミュレーションから、電子計測は X 線に比べ表面の不感層によりピークが分散させられる可能性を含んでいることがわかった。実際に電子計測を行ってそれがどのような結果をもたらすのか、また将来の応用に向けてどのような課題があるのか、実験結果をもとに議論したい。

### 5.1 電子の検出実験

#### 5.1.1 実験システム

図 5.1 は電子ビーム測定系の概念図（上）と実際に測定を行った真空チャンバーの写真（下）である。測定は全て真空チャンバー中で行った。チャンバーの左側についている白い突起物は絶縁用のセラミック（耐圧 30kV）である。この先端がビーム系の基準電位となっていて、電子銃がセットされている。中の詳細は図 5.1（下）のようになっている。この図において電子銃の系は図の右側にあり、電子銃から生じたビームは 3mm のスリットを介して APD に直接計測される。APD のすぐ後ろには前置増幅器（CSA）が設置されており、増幅された信号が大気側にある整形アンプで整形され、PHA で波高分析にかけられる。測定系の回路素子の定数や構成は X 線測定時と全く同じにした。

図 5.1 は、電子銃の構成を示している。電子銃の詳細について付録 C に記した。陰極はスリーブ状になっており、その中にヒーターがついている。ヒーターは電流を流すことで発熱し、電流量で陰極温度  $T_c$  をコントロールできる。陰極の前には引出し電極（G1）があり、陰極との電位差  $V_a$  で熱電子を引き出している。この電位をコントロールすることによって陰極面の電場  $E_c$  を変えることができる。その前にあるのは加速電極（G2）で、前方に引き出された電子を加速している。今回は陰極電極におよそ -6V、引き出し電極におよそ -3V、加速電極は電子銃のグラウンド電位と共通にして用いた。これで電子銃からは 6eV の電子ビームが出て来るはずである。電子銃のグラウンド電位は測定系のグラウンド電位に対してビーム電位分（-1kV ~ -20kV）浮かせてあり、出てきたビームが加速されてほぼビーム電位で測定される。

#### 5.1.2 電子波高分布解析

図 5.1 の系でいくつかのエネルギーの電子を計測し波高分析を行ったものが図 5.3 である。測定は 15°C の環境で行い、バイアス電圧は 151V とした。縦軸は全 ADC チャンネル番号のカウンタ数でチャンネル毎のカウンタ数を規格化したもの（Normalized Count）、横軸は ADC チャンネル番号である。横軸のチャンネルに電荷量が書かれているが、これは図 3.3 で求めた変換式から計算した電荷量である。低チャンネル側のデータから順に入射電子のエネルギーが 5keV, 6keV, 7keV, 8keV, 12keV, 16keV, 20keV のときのデータを示している。全体の傾向としては、エネルギーが高い電子に対しては高いチャンネルにカウンタがあり、エネルギーを出力パルス波高で分解することができることを示している。また波高分布としては計測しなかったが、4keV の電子からカウンタを得ることができた。

次にエネルギー分解能について考える。エネルギー分解能の定義は図 3.3 で補正したチャンネル数に対して、 $(FWHM(ch)) / (\text{ピークのチャンネル数}(ch))$  である。この測定結果では 12keV のピークが最も高分解能であり、このときのエネルギー分解能は 910eV ( $\Delta E/E$  で 7.6%) である。これは常温固体による電子計測としては非常によい結果である。全体を見ると、8keV から 20keV にかけてピークが見えている。分解能は 8keV の場合 1.7keV (21%) 20keV の場合で 2.7keV (13%) であった。これはどちらも 12keV のピークよりも低い分解能で、12keV 当たりが最良値であることが数字からも窺える。分解能を測定エネルギー全てについてプロットしたものが図 5.4 である。図からも U 字のような分解能の変化が見て取れる。実際 12keV 周辺、10keV から 18keV くらいまでが分解能のよいエネルギーレンジで、 $\Delta E/E$  は 10% 以下になっている。

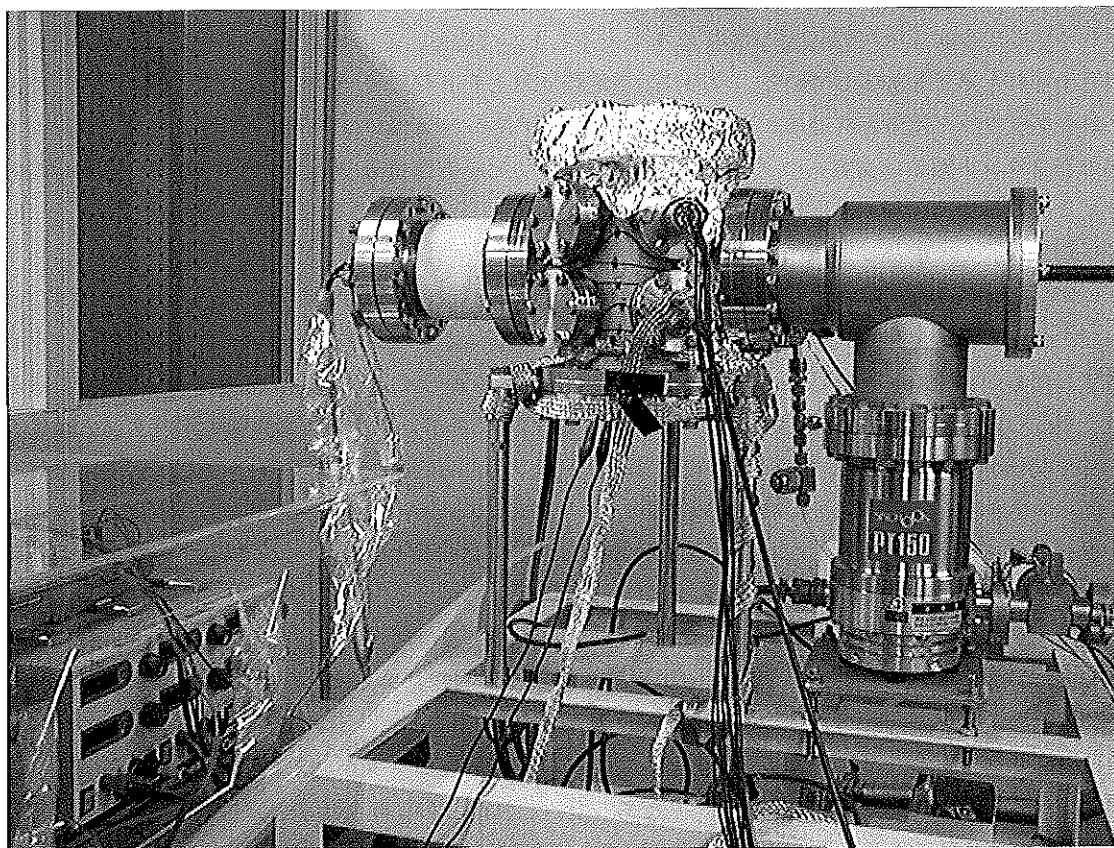
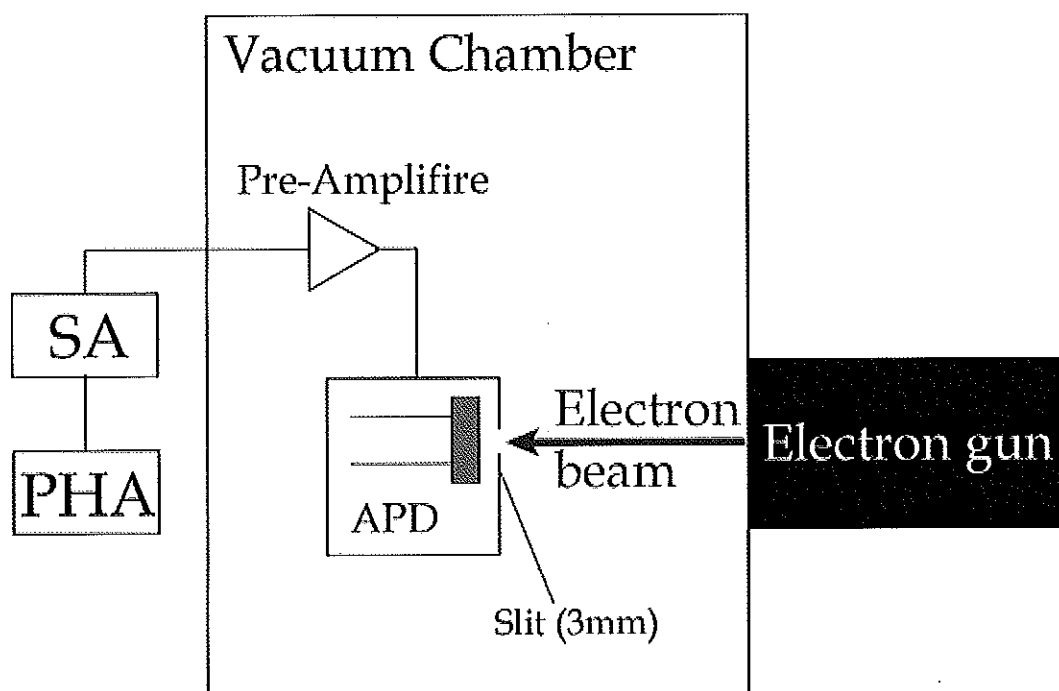


図 5.1 電子測定系の構成 (上) と写真 (下)

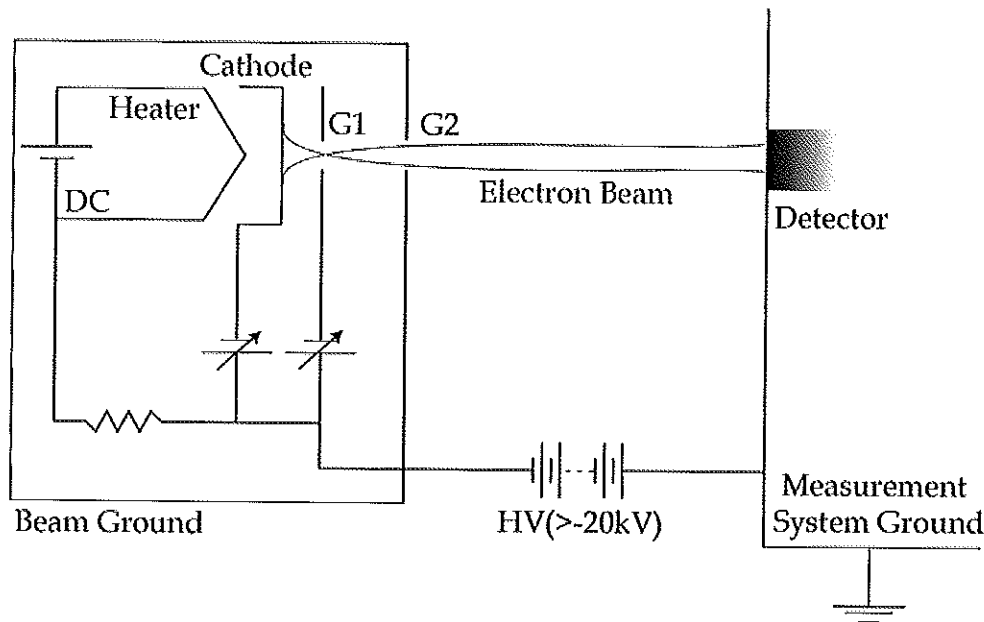


図 5.2 電子銃の構成

この測定結果についてシミュレーション結果も交えて詳しく見てみることにする。図 5.5 は、第 4 章で取り上げたシミュレーションコードによる数値計算結果である。入射粒子がシリコン固体中のどの深さでエネルギーをロスしやすいか、ということを表している。具体的な方法は以下の (1) ~ (3) の手順である。

- (1) 入射粒子が 1 ステップ進むときのエネルギーロス分を  $\epsilon$  値で割り、電子正孔対（キャリア）の生成数を求める。
- (2) キャリアの生成位置の深さを  $0.01\mu\text{m}$  毎のチャンネルに分け、それぞれのチャンネル毎に生成キャリア数を足し合わせる。
- (3) (1) と (2) を  $10^5$  個の入射電子について繰り返し、最後に入射電子数でチャンネルに溜った値を割る。

図 5.5 を見てみると、電子が固体中でエネルギーをロスする時に深さに対して一様ではなく、ある有限の深さのところにピークをもっていることがわかる。その深さはより高いエネルギーに呼応してより深い位置へと移行している。このことから、5~7keV のデータにはっきりとしたピークが見えないのは不感層でのエネルギーロスが効いていると予想できる。定性的には図 5.5 でエネルギーロスのピークが不感層を超え始めるところが、ちょうど 8keV 辺りではないかと予想される。この推測から不感層の厚みは  $2000\text{\AA}$  程度と考えられるが、4keV くらいからカウントがあったことを考慮してもその結果を矛盾なく説明できる。

不感層の厚みに関係するものとして、もう一つ別の結果を示す。図 5.6 は、図 5.3 でも示した 6keV の電子の測定結果の中に、第 3 章における 5.9keV の X 線のピーク位置を描き込んだものである。6keV の電子のカットオフ（カウント数がピークの 10 分の 1 になるチャンネル位置）が X 線のピークより低チャンネル側にあることがわかる。この位置のずれをエネルギーに直すと 1.1keV に相当する。カットオフにカウントされる電子は、過程はどうかあれ生成キャリアが最もロスを受けなかった（多く捕集された）電子である。つまり、6keV のビームを当てても、最高値で  $5.9 - 1.1 = 4.8\text{keV}$  の電子しか計測していないことになる。これは不感層の影響で、次のように説明される。X 線計測では、APD の有感領域で光電変換を起こし内部で生成された 5.9keV の電子を測定しているので、生成電荷量はちょうど 5.9keV 分のところでピークになる。しかし電子計測の場合は全ての入射電子が不感層

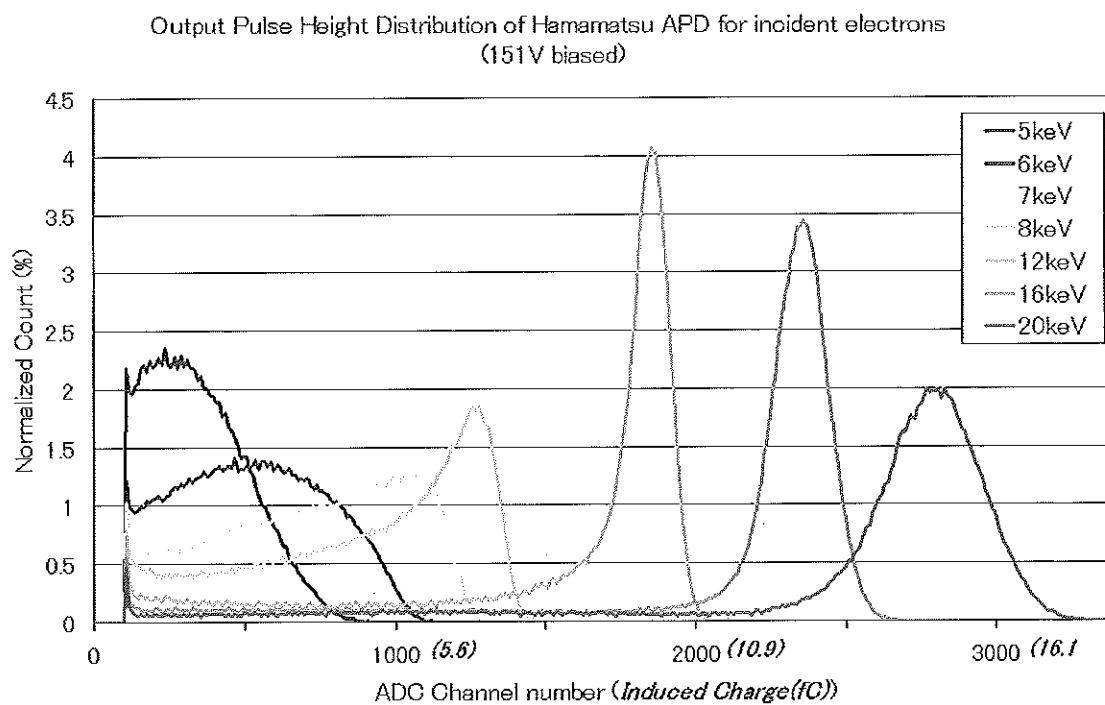


図 5.3 電子ビームの測定結果—波高分布 (15°C, バイアス 151V)

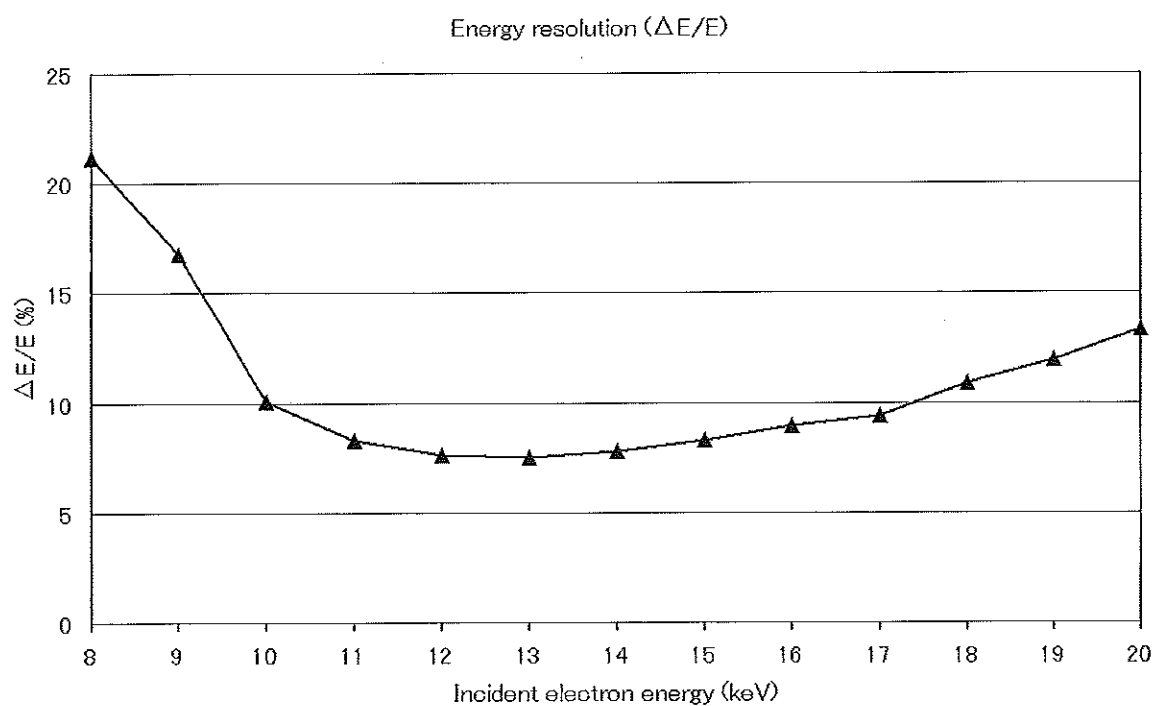


図 5.4 電子ビームの測定結果—エネルギー分解能 (15°C, バイアス 151V)

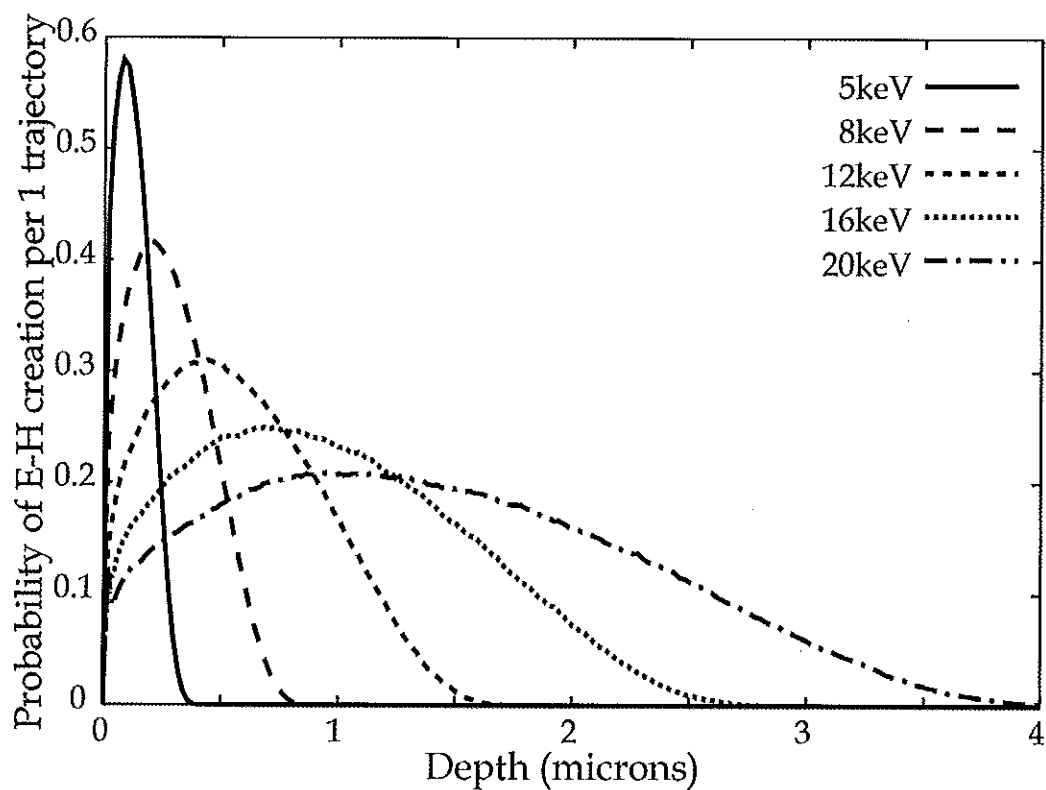


図 5.5 深さに対する EH 対生成確率のビームエネルギー依存性 (シミュレーション結果)

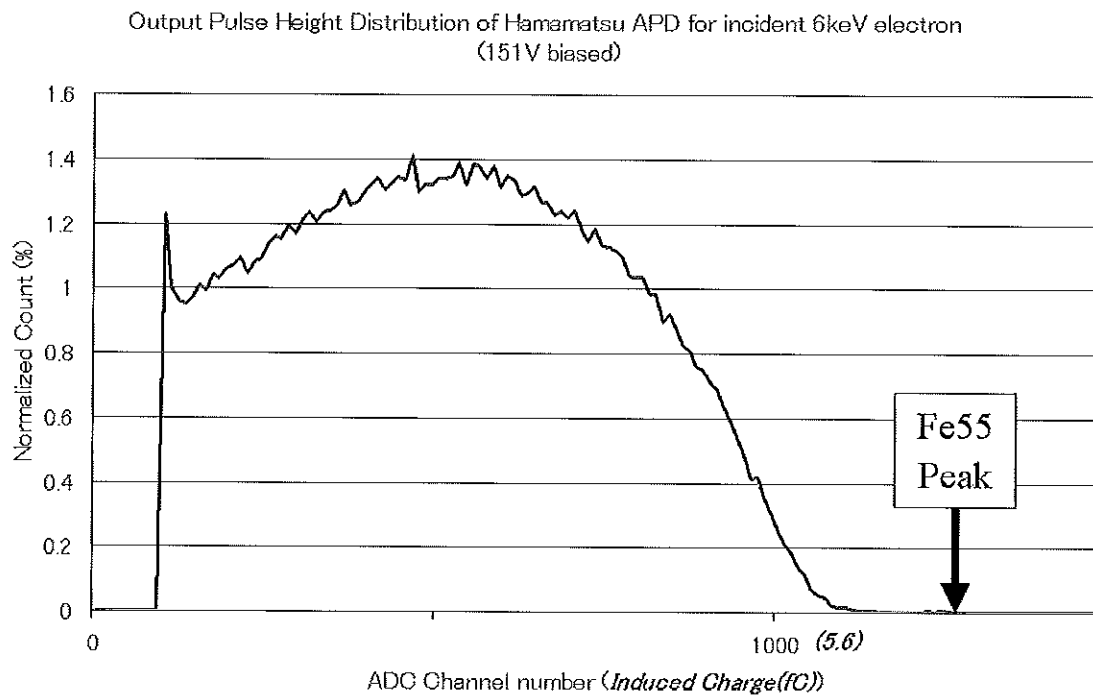


図 5.6  $^{56}\text{Fe}$  線源による X 線の測定結果と 6keV 電子の比較

によりエネルギーをロスするので、計測される最高エネルギーをとっても X 線のピークよりは低チャンネル側になる。

不感層とピークの形成が関連していることはわかったが、高エネルギー側のピークの広がりはどう説明されるのだろうか。図 5.5 に見るように、20keV になるとエネルギーロスはそれほど顕著なピークを示しているわけではない。図 4.4 で示したように、エネルギーが高い方が入射電子は XY 面内をより広く動き回る。従ってシリコン中に生成された信号電荷の捕集効率やアバランシェゲインが深さ方向や水平方向の空間構造を持っているとすればこのような結果も説明できるかも知れない。別の可能性としては、高エネルギーの入射電子の方がシリコン中に誘起する電荷量が大きいので、信号電荷の空間電荷が大きくなってしまいアバランシェ領域の電場が弱められてしまうということもあり得る。あるいはキャリア多く存在することで、局所的に熱が生じて捕集効率やアバランシェゲインを変化させるという可能性もある。次節では、これらの原因について考察してみる。

### 5.1.3 数値計算によるピークの再現

電子計測時のエネルギー分解能は 12keV 程度が一番よく、それよりエネルギーが低くても、また高くても、エネルギー分解能が劣化するという結果が得られた。まずは捕集効率やアバランシェゲインの深さ構造が原因になると仮定して、この結果がどのくらい計算機シミュレーションで再現できるか試みた。シミュレーションコードには第 4 章で紹介したものを使った。深さ構造を考えたのは、電子の軌道が統計的には中心軸対称であるために、水平方向に構造があったとしても影響を受ける粒子は中心距離に依存して少なくなり、どんなに影響を及ぼしてもテール構造程度しか作り得ないと考えたからである。図 5.7 は、実験データと最もよく合致させることができた深さ構造である。構造変化をさせたのは、2 次電子の増倍係数  $M(z)$  である。粒子の軌道に沿って粒子から奪われるエネルギー  $\Delta E$  を毎ステップシリコンの  $\epsilon$  値で割れば、その位置に生成した電子正孔対の数がわかる。それを深さの関数  $M(z)$  倍して 1 回の電子入射軌道全てにわたって積分すれば、その 1 事象で誘起される電荷量  $Q_n$  がわかる。 $l$  を止まった位置、 $ds$  を電子の軌道に沿った線素とおくと、

$$Q_n = e \int_0^l \frac{\Delta E}{\epsilon} \times M(z) ds \quad (5.1)$$

と書ける。この  $Q_n$  で統計を取れば、電子計測時の波高分布が再現できるはずである。ここでいう  $M$  は便宜上増倍係数と書いたが、実際には増倍率に限らず空間変化する可能性がある捕集効率と増倍率との積である。図 5.7 の中心の太い線が与えた  $M(z)$ 、上下の破線は  $z$  における  $M(z)$  の分散  $\sigma$  である。衝突電離による増倍が確率現象であることを考慮し  $M(z)$  はモンテカルロ的にガウス分布で変化させている。

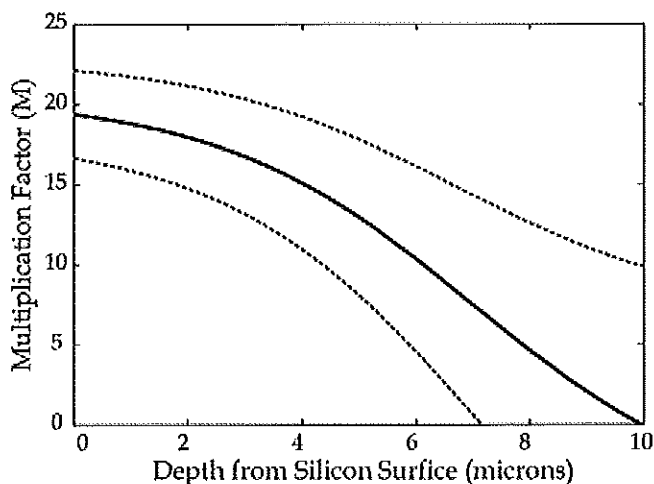


図 5.7 シミュレーションで仮定した増倍率の深さ依存

シミュレーションを行った結果再現された波高分布は次の図 5.8 のようになる。なおこの結果には、分解能がよく増倍係数の構造変化を最も受けていないと考えられる 12keV の半値幅に合わせてガウス分布の外因性ノイズを畳み込み積分した。図の赤い線は実際の計測結果、青い線は計算機シミュレーションによる結果をそれぞれ表す。まず、ピーク相対位置はよく再現できた。高エネルギー入射電子に対する半値幅の広がりもある程度再現可能であることがわかった。しかし 8keV の電子に対する分解能のなまりは予想した程には再現できなかった。この 8keV における不一致については、テール的な構造であることと、ピークが出来初める臨界的な入射エネルギーであることを考え合わせれば、不感層の厚みの水平構造によるものであると解釈できるかも知れない。またシミュレーションで計算した結果と実験結果で原点が合っていないが、これは次の節で取り上げるピーク位置のエネルギー依存の非線形性と関連があると考えられる。

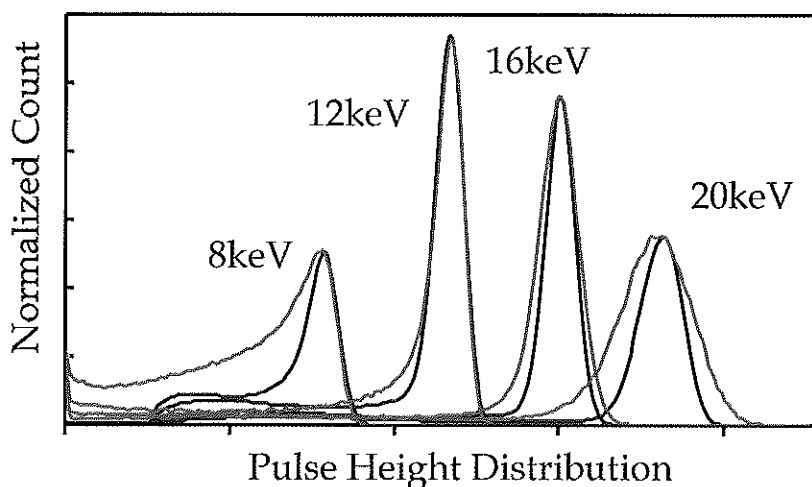


図 5.8 シミュレーションによる波高分布の計算結果

#### 5.1.4 素子応答の非線形性についての議論

図 5.9 は、電子ビームのエネルギーの変化に対するピークとカットオフの位置の推移をあらわしている。縦軸はチャージ量により校正したチャンネル数である。またエラーバーはピークの FWHM である。非線形性とは、ピークの位置もカットオフの位置も第 0 近似としてはよいリニアリティを示している。これから議論する非線形性とは、あくまで線形性からのずれの程度の議論である。

カットオフとはカウント数がピークの位置におけるカウント数の 10 分の 1 になる、ピークより高チャンネル側のチャンネル番号とする。カットオフのチャンネル数（チャージ量）は、8keV を下回ると 12keV 周辺の傾きより低チャンネル側にずれる。またわずかながら、16keV を上回ると高チャンネル側にずれている。これはどちらも不感層が影響していると考えられる。第 4 章で論じてきたように固体中でのエネルギーロス是通过電子のエネルギーの増加に依存して少なくなる。カットオフは最も効率よく電荷を誘起した電子によるチャージ量（チャンネル数）だと考えられるので、不感層の影響以外のロスはあまり受けていない。従って定性的には、入射エネルギーの増加にともない最初は急にカットオフが立上り（6keV ～ 8keV）、その後も徐々に高チャンネル側に移動していく。

今度はピークについて細かく見る。18keV を超える入射電子に対するピークの位置は、少し低チャンネル側に落ちているようにも見受けられる。これについてももう少し深く考察するために、ピーク位置のバイアス電圧への依存性も見てみることにした（図 5.10）。バイアス電圧を変えると増倍率  $M$  を変えることになるので、本来ならば直線の傾きがバイアス電圧を上げるにつれて大きくなっていくはずである。ところが、図の右端と左端の傾きのバイアスによる違いを比べてみると、ビームが低エネルギーの段階よりも高エネルギーの段階になった方が傾

Peak and Cut off property of Hamamatsu APD for electron (151V biased)

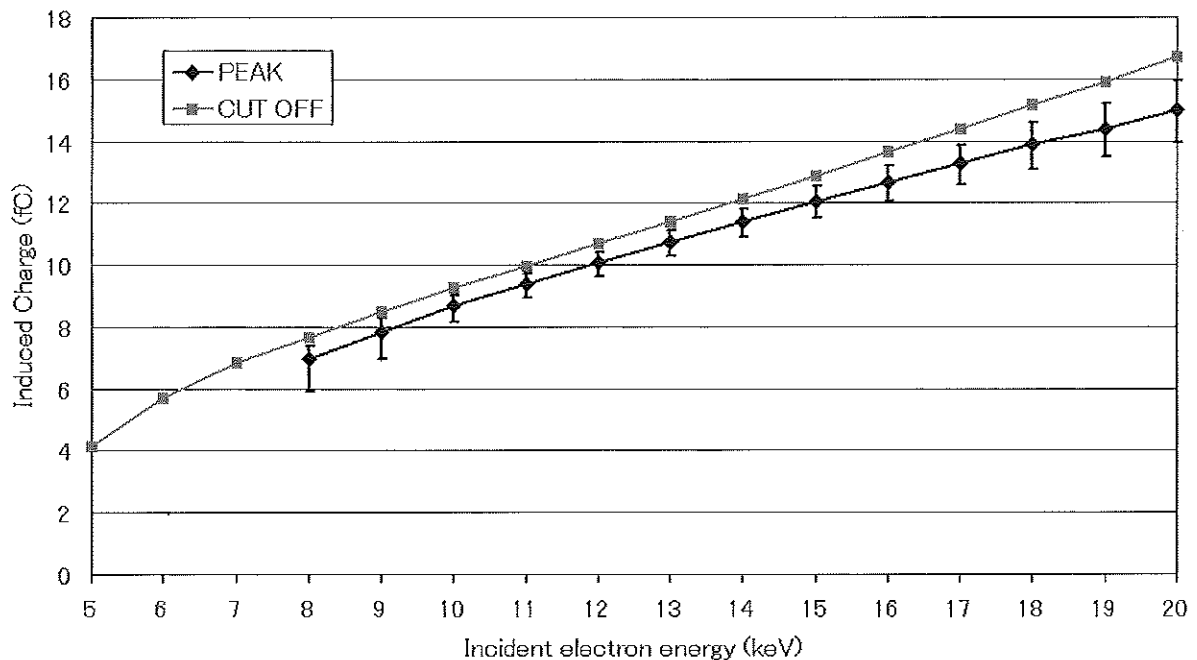


図5.9 電子ビームの測定結果－ピークとカットオフ (ch) の推移 (15°C, バイアス 151V)

きの増加が少なく、高エネルギーの時にはバイアスに依らず一定の傾き（全ての線が平行）に近い状態になっている。入射電子のエネルギーとバイアスはどちらもシリコン中に誘起する電荷量の違いをもたらすので、この結果は電荷量が増えることで、増倍率  $M$  が飽和していると解釈することもできる。これは分解能の劣化が、空間電荷効果によるもの、もしくは電荷の増加による微視的な加熱が生じていることによるものであるという可能性を示唆している。

#### 5.1.5 まとめ

検出感度という点では 4keV の電子から測定でき、有意なピークが見られたのは 8keV 以上の電子に対してであった。また 8keV 以上の入射電子に対しては、入射エネルギーに比例して素子の信号電荷が応答していて、エネルギー分解が可能であることがわかった。シミュレーション結果から低エネルギーの検出限界やピークの形成条件を決めているのは素子の不感層の厚みや空間の非一様性であることが推測される。分解能が最もいいのは 12keV の電子に対してであり、これは常温の固体素子の電子計測結果としては非常にいい。詳しく結果をみても、入射電子のエネルギーに対してはよい直線性を得ることができた。しかし 10keV 以下の電子や 18keV 以上の電子では分解能の劣化が見られ、素子の電子エネルギーに対する応答にもわずかに非線形性があった。これについて議論の余地は残されているが、アバランシェ領域の空間非一様性や空間電荷効果が主な原因だと考えられる。

### 5.2 APD と CEM の比較実験

APD で電子のエネルギー分解が行えるということがわかったので、今度は検出効率の観点からも 2 次電子増倍管の代わりに応用出来るかが問題になる。ここでは、2 次電子増倍管の一種である CEM (channeltron electron multiplier) を用いて比較実験を行った。

#### 5.2.1 実験システム

図 5.12 は、検出効率比較実験の手法を模式的に表したものである。電子の検出効率で最も問題になるのは、現実の入射電子の絶対量を求めるのが困難な点である。今回は絶対量を電流値で較正することにした。ビームは電子銃光学系の工夫で広がるようにし、最初にファラデーカップ (Faraday Cup) によって電流値 ( $I_b$ ) として計測



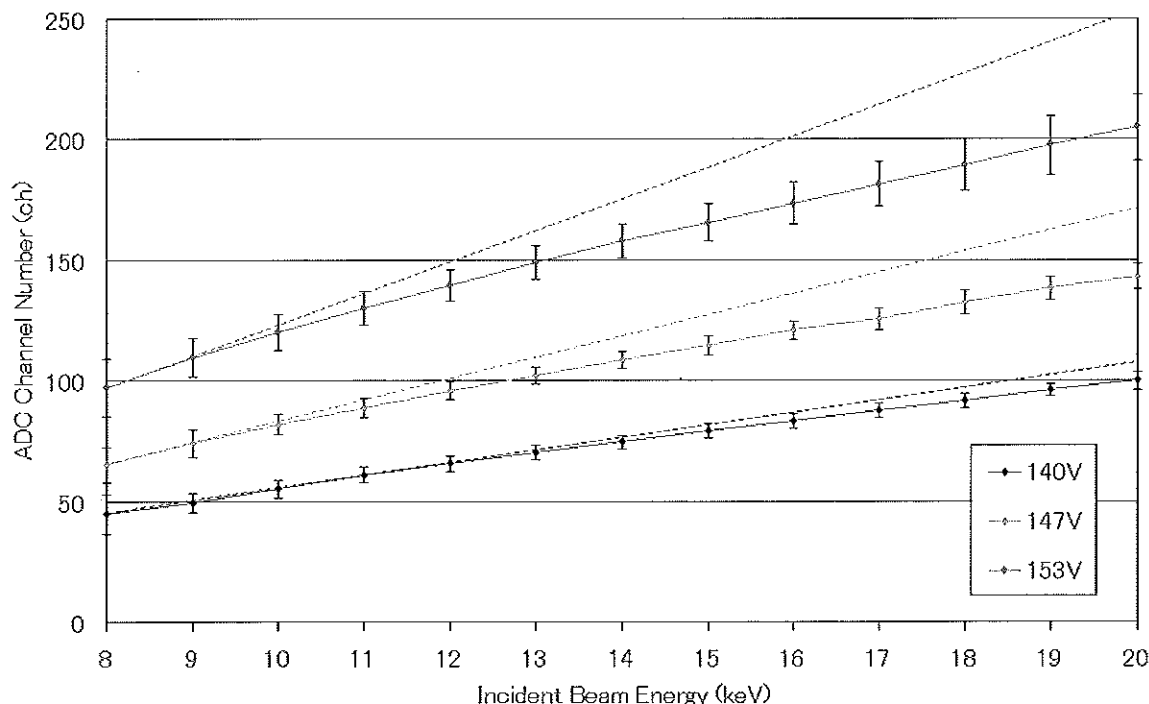


図5.10 電子ビームの測定結果—ピーク位置のバイアス電圧依存性

される。ファラデーカップ前面には $-20\text{V}$ に浮かせた透過率70%のメッシュがあり、このメッシュが作る電場によって低エネルギーの2次電子が再びカップの中に戻るよう工夫している。 $-20\text{V}$ という値はカップの電流値 $I_c$ が飽和する電圧値を選んだ。カップの電流値 $I_c$ は $-5\text{V}$ 程度の電圧でおよそ3倍になり、その後はほぼ一定値になる(図5.11)。メッシュは20mmのアルミのスリットに取り付けられていて、これが測定ビームの径を規定する。ファラデーカップの底には直径 $10\mu\text{m}$ のピンホールが開いており、そこを通り抜ける電子のみが素子にカウントされる。素子はAPDとCEMが並べて固定されており、直線導入端子によって真空中でも上下に動かすことが可能である。

この測定系で比較実験を行うとき、 $S_{slit}$ をスリットの面積 $[\text{mm}^2]$ 、 $S_{pin}$ をピンホールの開口面積 $[\text{mm}^2]$ 、 $C$ を素子の単位時間当たりのカウント $[\text{cps}]$ 、そして $I_b$ をファラデーカップの電流値 $[\text{A}]$ とおけば、検出効率 $\eta$ は次の式で表される。

$$\eta = \frac{S_{slit}}{S_{pin}} \cdot C \cdot \frac{e}{I_b} \quad (5.2)$$

ファラデーカップの電流値が $0.1\text{nA}$ のオーダーのとき、素子でのカウント数は $\sim 1000\text{cps}$ であった。

図5.13はCEMの計測系を表している。CSAにはAMPTECのA225を用いた。A225には増幅され整形された出力(Out)とタイミングパルスとしてのCSAの生の出力(Timing out)があるが、後段に整形アンプを使うため信号にはTiming outを用いた。今回は検出効率の測定であるので、カウントレートを知る必要がある。カウントレートはカウンター(CNT)で計測するが、安定した計数を行うために信号をゲート(gate)を通してからカウントした。ゲートでは、ゲートジェネレーターにより整形アンプの出力から波高 $5\text{V}$ のゲートパルスが作られ、それがカウンターに入力される。APDのカウントレートも整形アンプ以降をCEMと全く同じシステムに付け変えて計測した。

CEMは電子増倍を行うが、ゲインにはばらつきがある。図5.14はCEMに $2\text{keV}$ の電子を入射させ、整形アン

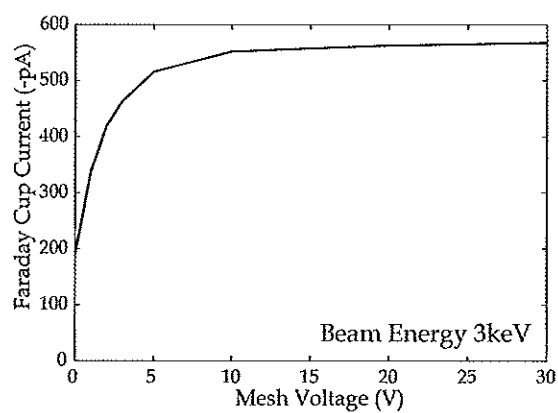


図 5.11 ファラデーカップ電流値のメッシュ電位依存性 (3keV ビーム)

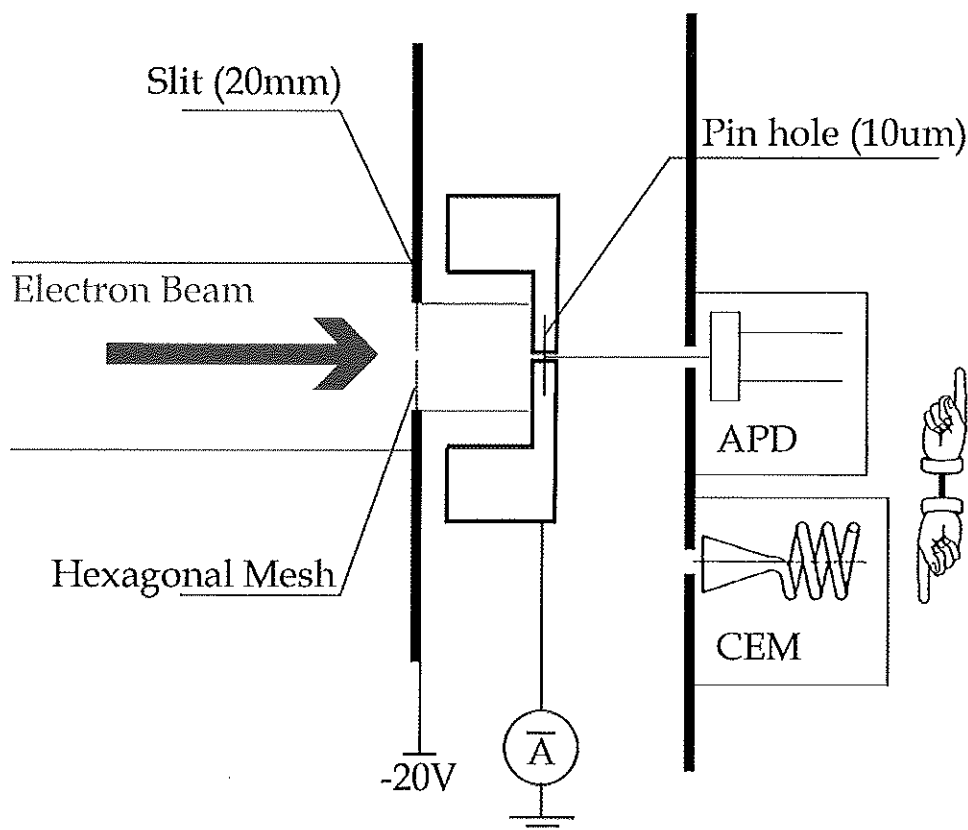


図 5.12 検出効率比較実験の構成

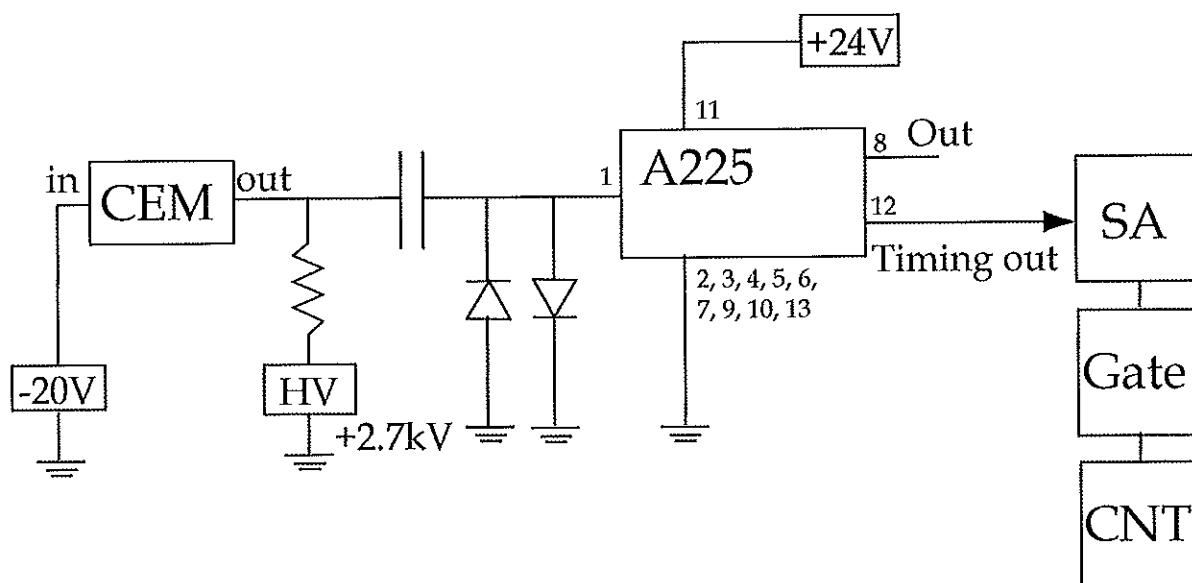


図 5.13 CEM の測定系の構成

プ→PHAのシステムで計測したときの波高分布であるが、2000ch くらいをピークにガウス型の出力が得られていることがわかる。用いた CSA (A225) で校正した結果、2000ch に相当するのは  $2.2 \times 10^7$  のゲインである。このときの CEM のバイアス電圧は 2720V で、出力電極に 2.7kV、入力電極に -20V 印加した。入力 of -20V は背景の電子を除去するためのものである。

### 5.2.2 APD と CEM の比較実験結果

まず式 (5.2) を使って相対効率のビームエネルギー依存性を出してみた。図 5.15 がその結果である。ビームのエネルギーが上がるにつれて CEM の検出効率は落ち込んでいくが、反対に APD の検出効率は増加していくのが見て取れる。CEM の検出効率は 1keV から 20keV で 60% 程度に落ち込んでいて、20keV の電子に対して、APD の検出効率は CEM の検出効率と比較しておよそ 3 倍程度になっている。APD は、今まで問題となっていた CEM の数 keV 以上の検出効率をほとんど全てのエネルギーレンジで上回っており、1-100keV 電子に対する APD の応用の可能性を議論する上で重要な結果である。

次に絶対効率  $\eta_{abs}$  についての議論を行う。絶対効率を求めるに当たり、式 (5.2) を 2 点程修正し、ファラデーカップによる電子収集効率  $\zeta_c$  とメッシュの透過効率  $\zeta_m$  を考慮した。ファラデーカップの材質はアルミであるが、アルミは数～数十 keV の電子に対し 20% を後方散乱する。後方散乱した電子はなお数 keV のオーダーのエネルギーを持ち、それはメッシュの電場では戻すことは出来ないで、カップの電流値は現実の 80% 程度になっているはずである ( $\zeta_c \sim 0.8$ )。またメッシュは開口部が  $450\mu m$  のハニカム構造なのに対し、ピンホールの径は  $10\mu m$  なので、ピンホールを通り抜ける電子はメッシュの透過率 (70%) とは関係なくフラックスは減衰しない。そのためメッシュの透過率分カップの電流値は小さくなっていると考えられる ( $\zeta_m \sim 0.7$ )。この 2 点を考慮した絶対効率は式 (5.2) の  $\eta$  を用いて、

$$\eta_{abs} = \eta \cdot \zeta_c \cdot \zeta_m \quad (5.3)$$

と書ける。

補正を行った絶対効率  $\eta_{abs}$  を表 5.1 に記したが、補正を行った上でも、効率が 1 を超えてしまうところが出てしまった。検出効率が 1 を超えることはないの、これを補正する必要がある。そこで  $\eta_{cor}$  として、第 4 章のシミュレーションの結果を基準値として補正を行った。APD の検出効率はシミュレーションの結果からおおよそ

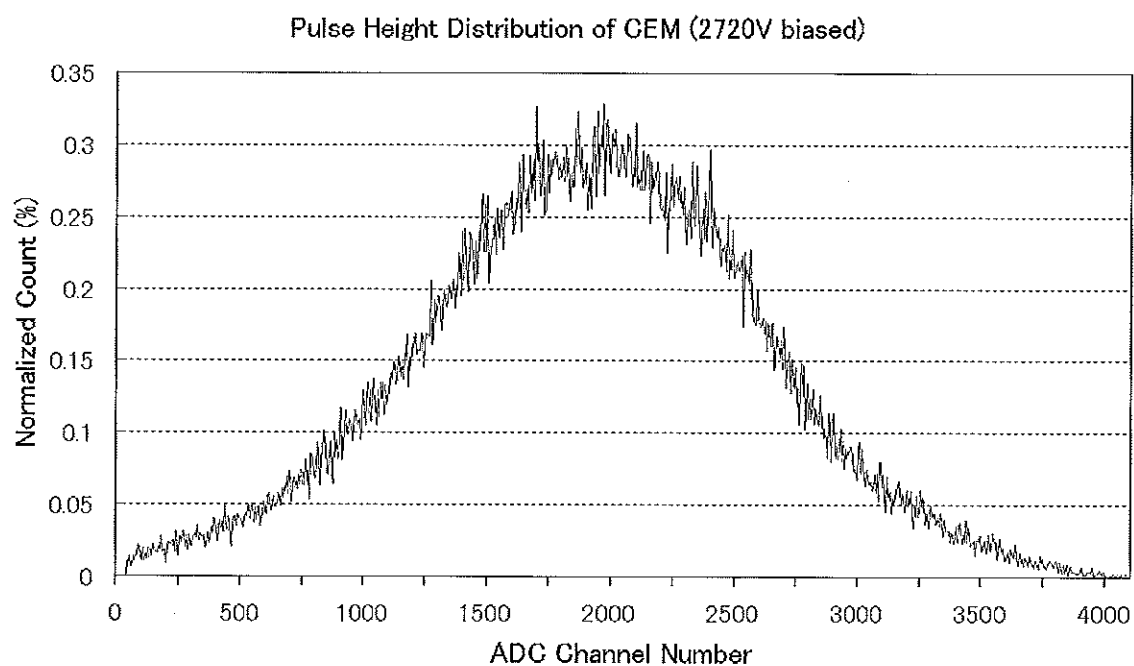


図 5.14 CEM の出力波高分布

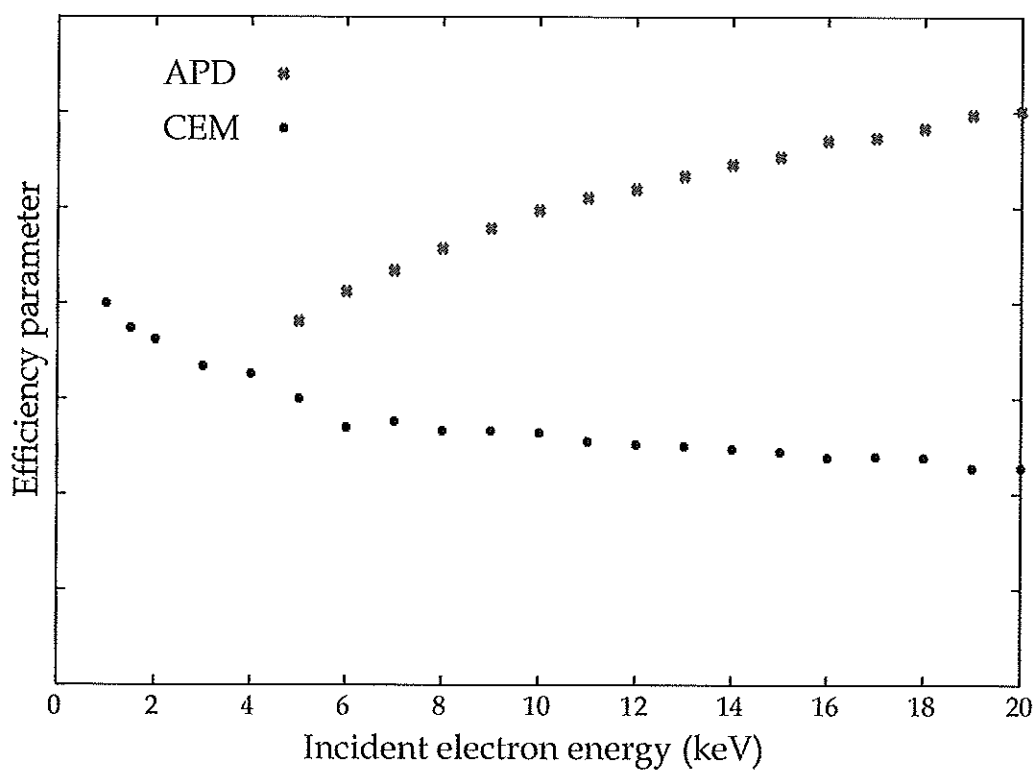


図 5.15 APD と CEM の相対検出効率比較

表 5.1 絶対検出効率の計算値

	CEM		APD			CEM		APD	
	$\eta_{abs}$	$\eta_{cor}$	$\eta_{abs}$	$\eta_{cor}$		$\eta_{abs}$	$\eta_{cor}$	$\eta_{abs}$	$\eta_{cor}$
1keV	1.43	0.53	—	—	11keV	0.91	0.34	1.83	0.68
2keV	1.30	0.48	—	—	12keV	0.90	0.34	1.86	0.69
3keV	1.18	0.44	—	—	13keV	0.89	0.33	1.91	0.71
4keV	1.17	0.43	—	—	14keV	0.89	0.33	1.96	0.73
5keV	1.08	0.40	1.37	0.51	15keV	0.86	0.32	1.99	0.74
6keV	0.97	0.36	1.48	0.55	16keV	0.85	0.32	2.04	0.76
7keV	0.99	0.37	1.51	0.56	17keV	0.85	0.32	2.04	0.76
8keV	0.95	0.35	1.64	0.61	18keV	0.85	0.32	2.10	0.78
9keV	0.95	0.35	1.72	0.64	19keV	0.81	0.30	2.12	0.79
10keV	0.95	0.35	1.77	0.66	20keV	0.81	0.30	2.15	0.80

予想でき、20keVでの主な数え落しの原因は後方散乱によるものだと考えられるので、表の口で囲まれたところ(20keV)の値を0.8とした、この $\eta_{cor}$ をPaschmann et al. [1970]の絶対検出効率の図中に描き込んだのが図5.16である。この図には様々な実験者による結果が描かれているが、ほぼ同じ材質のCEMに対してこれだけの結果の相違がある。今回は効率が1を超えてしまうという結果になったが、それはビームの一様性に問題があると考えられる。ビームの一様性は蛍光スクリーンによって確認しているが、10 $\mu$ mスケールでの確認は難しいのと一様性の確認後一度電子銃を大気に曝してしまっているため確定的ではない。10 $\mu$ mのスケールでビームの一様性を確認するにはファラデーカップと測定系両方に面運動を導入する必要がある、今回の測定系ではそこまで行うことは出来なかった。

### 5.2.3 まとめ

CEMとAPDの検出効率を求める実験を行った。検出効率の相対値は求めることができ、CEMの検出効率は1keVから20keVで60%程度まで落ち込むが、APDは5keV以上でCEMの検出効率を全て上回り、20keVにおいてはCEMの3倍程度の検出効率を得られることがわかった。絶対効率についてはビームの一様性という点で議論の余地があるが、今回はシミュレーションの結果(後方散乱電子の割合)によって校正した。

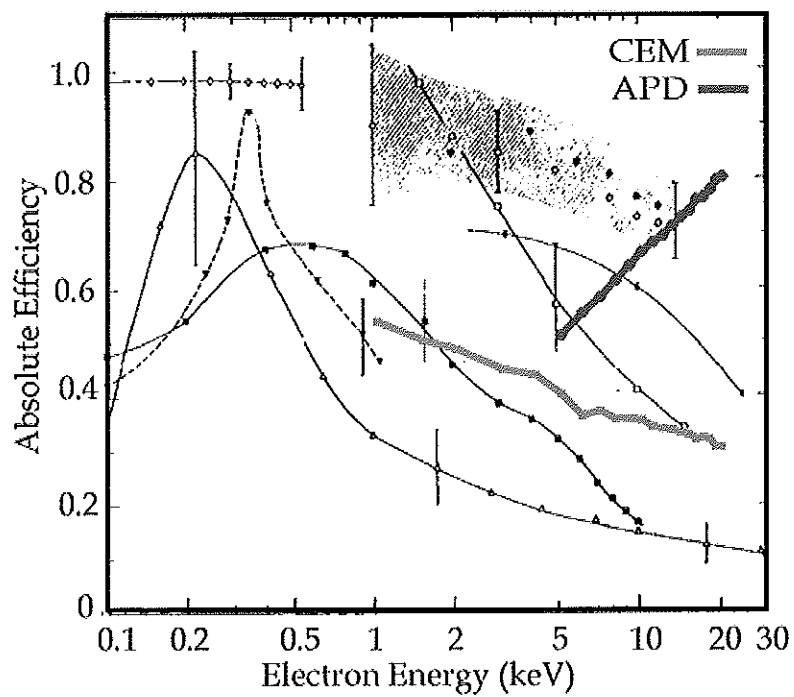


図 5.16 Paschmann et al. [1970] との絶対効率の比較

## 第 6 章 結論

### 6.1 全体のまとめ

本論文では、今日まで検出素子の技術上の問題から観測のギャップ領域となっていた 1-100keV 電子を有利に測定するために、APD という光検出固体素子に着目し、基礎研究段階として APD による電子計測実験を行った。本論文で取り上げて較正を行った素子は、浜松ホトニクス製の APD (Z7966-20) である。

X 線を使った較正実験では、 $^{55}\text{Fe}$  線源の 5.9keV 輝線のピークを捉えることに成功し、雪崩増倍を経た後も電離放射線のエネルギー分解を行えることがわかった。エネルギー分解能は 15°C、バイアス 151V において 620eV であった。リーク電流のバイアス依存性とともによりノイズも実効的に増加し、今回の素子について最適な印加バイアス電圧は 151V であることもわかった。

電子計測実験では 5keV から 20keV 電子ビームの測定を実際に行った。8keV から 20keV の電子に関しては実際に入射エネルギーに対して直線性をもって計測され、APD によって X 線と同様にエネルギー分解が可能であることがわかった。分解能は 12keV において最もよい結果が得られた。低エネルギー電子に対しピーク形成を決めているのは不感層の厚みであり、より低エネルギーの電子を測定するには不感層を今以上に薄くすればよい。また分解能には内部の生成電荷による空間電荷効果が影響を及ぼしている可能性がある。空間電荷効果の影響を弱め、より広いエネルギーレンジで素子の直線性を維持させるには、今よりも高バイアスで高増倍の素子を用いることが必要である。今後 20keV 以上のエネルギーで較正実験を行うには、絶縁環境等システム全体を見直す必要がある。

CEM と APD の検出効率比較実験においては、APD が 5keV 以上の全てのエネルギーレンジにおいて CEM より高い検出効率で測定できることがわかった。特に 20keV の電子に対しては CEM の 3 倍の効率で計測が可能であり、CEM の代用として宇宙空間観測への応用の可能性があるといえる。ただ絶対効率を議論する際に、使用した電子ビームの一様性という点で課題が残った。今後は実験で用いたファラデーカップと素子とを同時に動かすような工夫やビーム源の光学系の見直しが必要である。

### 6.2 応用に向けて

APD を用いて得られた実験結果から、本論文は 1-100keV 電子計測に対し一つの可能性を提示したが、今後実際の人工衛星搭載技術へと高めるにはいくつかの課題を残している。ここでは将来に向けて必要な条件について議論する。

#### エネルギーレンジの拡大

まずはエネルギーレンジ拡大の問題がある。前の節でも議論したが、低エネルギーの検出限界に大きな影響があるのは不感層の厚みである。これをできる限り薄くすれば 2~3keV までの低エネルギー電子計測が行えるようになるだろう。また同時に、測定の最高エネルギーを決めているのは素子の有感領域の厚みである。それは、入射電子のエネルギーが高くなると空乏層を透過する電子の割合が増加してしまうからである。図 6.1 は第 4 章で取り上げたモンテカルロシミュレーションによる結果で、後方散乱電子 (黒線)、透過電子 (青線)、不感層内で止まる電子 (赤線) の割合をエネルギー依存の形で表している。実線は現在の素子のパラメータ (不感層 3000Å, 有感領域 10μm)、破線は現在の技術で製作可能なパラメータ (不感層 500Å, 有感領域 30μm) を用いてそれぞれ計算したものである。不感層の厚みを 500Å 程度にできれば、3keV 程度からピークを同定できるようになると期待される。一方現在の素子の有感領域では 30keV を上回ると透過電子の割合が増加してしまうが、30μm に広げることで 60keV を超える電子に対しても透過電子が出ないことがわかる。これ以上の改善が可能であれば、題目に掲げた 1-100keV の計測レンジ近くまで対応することができ、不感層を薄くすることは、不感層自体と内部電場の非一様性という問題につながるが、製造コストを気にしないのであれば良質の素子を選定することで解

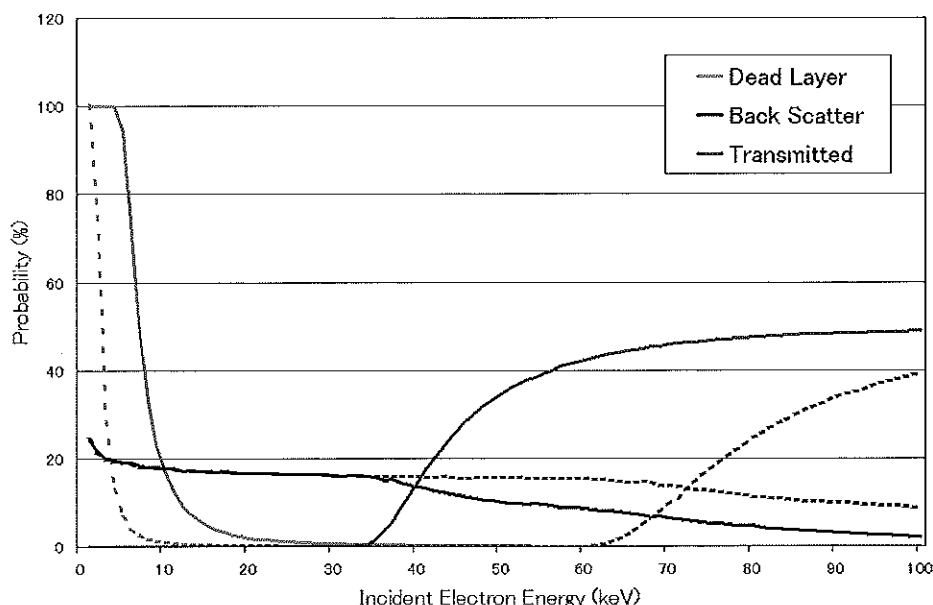


図 6.1 不感層、有感領域へのエネルギーダイナミックレンジの依存

決できる。また素子を厚くすることにより高いバイアス電圧が必要になることと、捕集効率が劣化することが問題になってくる。これは較正実験によって確かめる必要がある。

#### 有効面積の拡大

現在の APD は  $2\text{mm}^2$  の有効面積であるが、計測時の感度を上げるにはより有効面積の広い素子を用いる必要がある。現在  $20\text{mm}^2$  程度まではプロセス可能で放射線計測にも用いられている [Moszyński et al., 2002; Ochi et al., 1996]。あるいは APD のピクセル化によっても実質的に解決できる。ピクセル化を行うときに問題になるのは、それぞれのピクセル毎に増倍特性をそろえるのが非常に難しいことである。これはアバランシェ効果という臨界現象を扱っていることによるもので、プロセス技術の高精度化が必要条件である。またピクセル化により、読みだし回路の集積化技術も必要になる。

#### 耐放射線性の評価

宇宙空間計測に応用する際に、高エネルギープロトン等重粒子によるドーズが問題になる。ドーズによる格子欠陥は内部の電場構造に影響を及ぼすため、動作電圧が変化する恐れがあり、また捕集効率の悪化にもつながる。これに対しては Anzivino et al. [1999] 等で  $\alpha$  線や  $\gamma$  線を使った照射実験が行われているが、15 倍程度の低増倍率で稼働させる限りはほとんど影響がないという頼もしい結果も出ている。しかし宇宙空間で問題となるのはプロトンによるドーズであり、実際のプロトン照射試験によって確かめなければならない。

#### 温度依存性対策

APD のゲインは温度に依存する [eg. Ochi et al., 1996]。そのため衛星搭載時には、ある程度温度が安定した場所に搭載するなどの工夫が必要である。また地上でも温度較正試験を行っておく必要がある。

#### アプリケーションの形態

宇宙空間での電子計測では、バックグラウンドノイズがしばしば問題になる。これまでの電子計測においては、検出器上部に静電分析器をつけて開口部から入射してくる粒子の  $E/q$  を分析し同時に太陽起源の紫外線や可視光などを防いでいた。バックグラウンドノイズ対策として、このような静電分析器と併用するというのも一つのアイデアである。APD は単体でエネルギー分析可能であるので、低エネルギー（数～数十 eV）の紫外線や可視光等のバックグラウンドノイズにおいて問題になるのは、例えば同時に多くの信号が積み重なる（pile up）ような場合である。従って、たとえ APD 単体であっても後段の整形アンプの時定数を上げることで除去可能な場合



も考えられる。あるいは太陽方向を検出器の視野に入れないように工夫すればよいかも知れない。最も問題になるプロトンのノイズについては、プロトンの固体中での飛程が電子に比べて極めて短いので、不感層の厚みの違う APD を複数個用いることで相対的に除去ができる可能性がある。この場合不感層は、現在宇宙空間の SSD 計測で使われている入射面のフォイルの役目を果たすことになる。

ここに挙げた課題はあくまで基礎的な段階で考え得るもので、実際の APD 搭載観測器を設計、試作していく過程でまた新たな問題に直面するだろう。こうした多くの課題を考えに入れても、今回の APD による基礎実験結果は希望が持てるものであった。最後にこのことを強調しておきたい。

## 謝辞

この研究は数多くの方々の支援のもとここまで高めることができました。宇宙科学研究所太陽系プラズマ研究系、東京大学太陽地球系物理学研究グループの皆様心から感謝の意を表したいと思います。

## 付録 A PN 接合ダイオード中の空乏層

### A.1 エネルギーダイヤグラム

P 型半導体と N 型半導体が原子レベルで接合しているとき、これを PN 接合とよぶ。図 A.1 の右は接合形成前のエネルギーダイヤグラムである。 $e\chi$  は伝導帯の底から真空中に電子を取り出すのに必要なエネルギーで、電子親和力という。また  $e\phi$  は、フェルミ準位から真空準位に電子を取り出すのに必要なエネルギーで仕事関数とよばれる。以降は簡単のため P 型領域ではアクセプタ濃度が  $N_A$ 、ドナー濃度が 0、N 型領域ではアクセプタ濃度が 0、ドナー濃度が  $N_D$  とする。

図 A.1 の左は PN 接合を形成した後のエネルギーダイヤグラムである。接合部近傍では電子と正孔の濃度差が生じるから、P 型領域から正孔が N 型領域へ、N 型領域からは電子が P 型へそれぞれ拡散が起こる。よって接合部近辺の N 型では電子が不足し正に帯電したイオン化ドナーの空間電荷領域が現れ、接合部近辺の P 型では正孔が不足し負に帯電したイオン化アクセプタの空間電荷が現れる。これによって電界が生じ、電子と正孔の拡散は妨げられる。さらに P 型領域と N 型領域のフェルミ準位  $E_{Fn}$  が一致し、接合部分の電界による電位差  $V_D$  が現れる。 $V_D = E_{\phi p} - E_{\phi n}$  の関係がある。電界の存在する領域にはほとんどキャリアが存在しないので、空乏層 (depletion

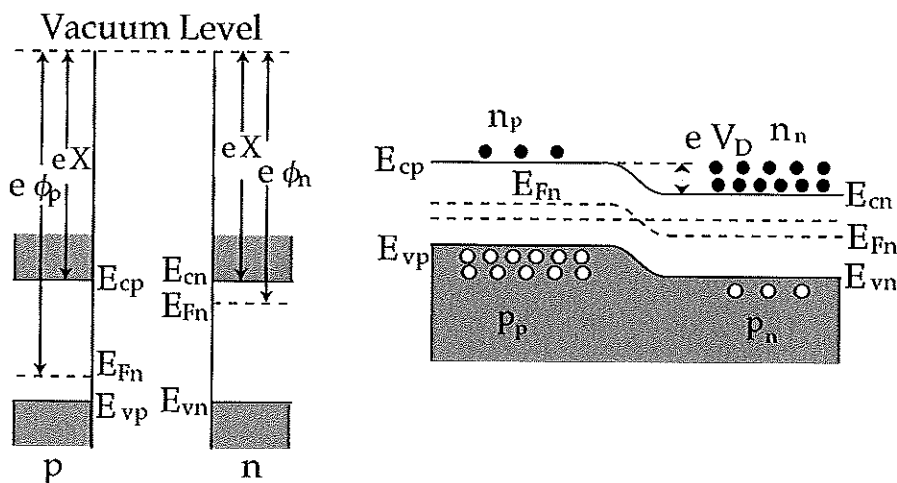


図 A.1 PN 接合前と接合形成後のエネルギーダイヤグラム

region) と呼ばれる,

## A.2 空乏層

PN 接合に外部電圧  $V$  が加わった時の空乏層の厚み  $W$  と, その静電容量  $C$  を見積もっておく. 図 A.2 のように, P 側を正, N 側を負とするような逆バイアス電圧印加の状態を考える. 電位分布  $\phi(x)$  に対するポアソン方程式は,

$$\frac{d^2\psi(x)}{dx^2} = -\frac{Q(x)}{\epsilon} \quad (\text{A.1})$$

と書ける. ここで  $Q(x)$  は空間電荷密度である.

初期条件として,

$$Q(x) = -eN_A, \psi(x) = \psi_1(x) \quad (-x_p \leq x \leq 0) \quad (\text{A.2})$$

$$Q(x) = -eN_D, \psi(x) = \psi_2(x) \quad (0 \leq x \leq x_n) \quad (\text{A.3})$$

境界条件として,

$$\psi_1(-x_p) = 0, \quad d\psi_1/dx|_{x=-x_p} = 0 \quad (\text{A.2})$$

$$\psi_1(x_n) = V_D + V, \quad d\psi_2/dx|_{x=x_n} = 0 \quad (\text{A.3})$$

とおく. ここで空乏層の外では電界  $E = -d\phi/dx = 0$  であることを使った. この条件下でポアソン方程式 (A.1) を解くと以下ようになる.

$$\psi_1(x) = \frac{eN_A(x + x_p)^2}{2\epsilon} \quad (\text{A.6})$$

$$\psi_2(x) = (V_D + V) - \frac{eN_D(x_n - x)^2}{2\epsilon} \quad (\text{A.7})$$

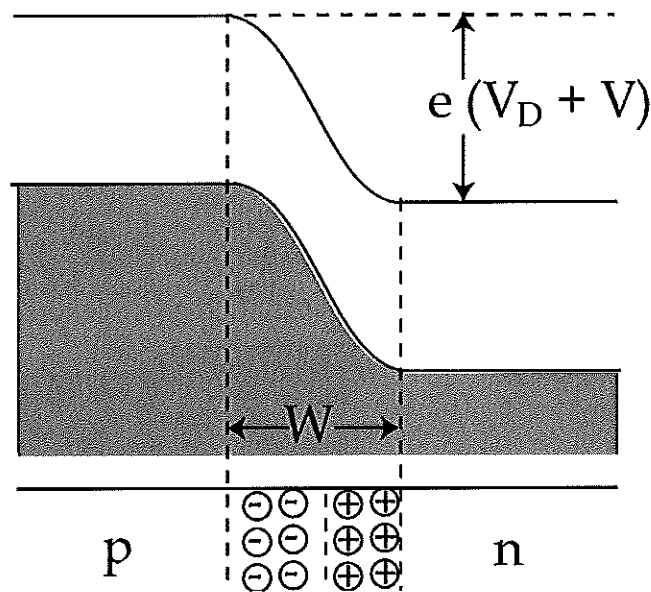


図 A.2 PN 接合における空乏層の形成

$x=0$  での電位と電場の連続の条件から,

$$\psi_1(0) = \psi_2(0), \quad \left. \frac{d\psi_1}{dx} \right|_{x=0} = \left. \frac{d\psi_2}{dx} \right|_{x=0} \quad (\text{A.8})$$

が成り立ち, これから  $x_p$  と  $x_n$  が求まり,

$$x_p = \left( \frac{2\epsilon(V_D + V)}{eN_A} \cdot \frac{1}{1 + N_A/N_D} \right)^{1/2} \quad (\text{A.9})$$

$$x_n = \left( \frac{2\epsilon(V_D + V)}{eN_D} \cdot \frac{1}{1 + N_D/N_A} \right)^{1/2} \quad (\text{A.10})$$

と書ける. 従って空乏層の厚み  $W$  は次のようになる.

$$W = x_n + x_p \quad (\text{A.11})$$

$$= \left( \frac{2\epsilon(V_D + V)}{e} \cdot \frac{N_D + N_A}{N_D N_A} \right)^{1/2} \quad (\text{A.12})$$

通常は  $N_A$  と  $N_D$  のうちどちらかが大きく (eg.  $N_A \gg N_D$ ), バイアス電圧  $V \gg V_D$  であるので, 小さい方のドーパント濃度を  $N$  とおけば空乏層の厚み  $W$  が求まる.

$$W \sim \left( \frac{2\epsilon V}{eN} \right)^{1/2} \quad (\text{A.13})$$

この場合の, 単位面積当たりの空乏層の容量は次のようになる.

$$C = \frac{\epsilon}{d} = \left( \frac{e\epsilon N}{V} \right)^{1/2} (V + V_D)^{-1/2} \quad (\text{A.14})$$

バイアス電圧を大きくすると空乏層は広がり, 素子の容量が減る. そのため計測時の容量性ノイズは小さくなる.

## 付録 B 電気回路の雑音

### B.1 熱雑音

ナイキストは温度  $T$  の抵抗  $R$  に直列の電圧源が付与するノイズが,

$$S_{vt}(f) = \sqrt{4kTRp(f)} \quad (\text{B.1})$$

となることを証明した (図 B.1 上右). ここで  $p(f) = (hf/\kappa T) (\exp(hf/\kappa T) - 1)^{-1}$  であり,  $f \ll \kappa T/h$  のとき  $p(f) = 1$  である. また並列の電流源に対しては,

$$S_{it}(f) = \sqrt{4kTp(f)/R} \quad (\text{B.2})$$

となり (図 B.1 上左), 最終的にナイキストの定理として, 微小周波数  $df$  に対するノイズ電力は以下のように書ける.

$$dP = S_v df / 4R = kTp(f) df \quad (\text{B.3})$$

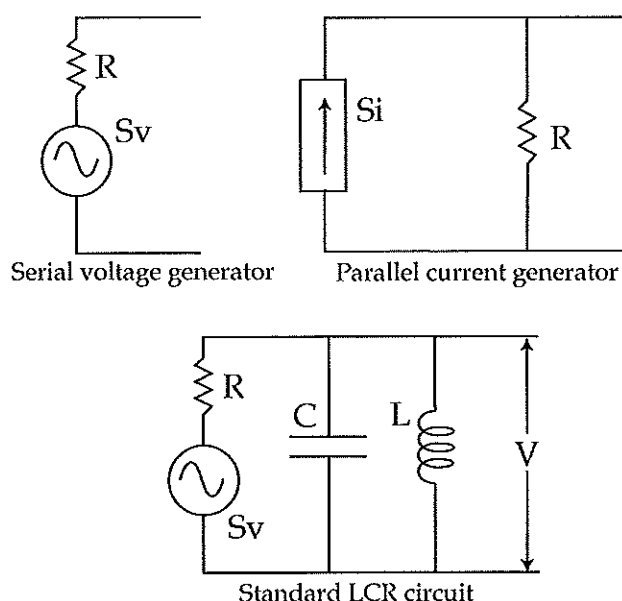


図 B.1 直列電圧源と並列電流源による熱ノイズの等価回路と、基本的な LCR 回路

ナイキストの定理は様々な方法で証明されるが、熱力学のエネルギー等分配の法則を当てはめるのが一般的である。エネルギー等分配の法則によれば、ある温度  $T$  の調和振動子の 1 自由度に対する平均エネルギーが  $\frac{1}{2}kTp(f)$  で表される。ここで並列の LCR 回路（図 B.1 下）を考える。R によるノイズの起電力は  $\sqrt{S_{vt}(f)df}$  で表される。回路解析からこの共鳴回路の電圧変動は以下ようになる。

$$\overline{V_t^2} = \int_0^\infty \frac{S_v(f)df}{1 + (\omega C - 1/\omega L)^2 R^2} = f_0 \int_0^\infty \frac{S_v(f)d\alpha}{1 + (\alpha - 1/\alpha)^2 (\omega_0 CR)^2} \simeq S_v(f_0)/4CR \quad (B.4)$$

ここで  $\alpha = f/f_0$ ,  $f_0^{-2} = 4\pi^2 CL$  とおいた。振動数  $f_0$  の熱振動のエネルギーは以下のように書ける。

$$\frac{1}{2}C\overline{V_t^2} + \frac{1}{2}L\overline{i^2} = \frac{1}{2}C\overline{V_t^2} = 2 \cdot \frac{1}{2}kTp(f_0) \quad (B.5)$$

以上の式 (B.4) と式 (B.5) より、式 (B.1) が導出できる。

このノイズは電子が抵抗中を動くときに、電子流が熱運動により不均衡になることによって生じる電流の揺らぎを表している。抵抗と並列容量を考えたときの微小周波数  $df$  に対する電流源の熱ノイズは、 $R \gg 1/\omega^2 C^2$  を仮定すれば

$$\overline{V_{tRC}^2} = \frac{S_{vt}(f)df}{1 + \omega^2 C^2 R^2} \simeq \frac{4kTdf}{\omega^2 C^2 R} \quad (B.6)$$

となって、 $R$  が大きいほど小さくなることがわかる。

## B.2 Shot Noise

$n(t)$  を固体検出器中の電子の励起確率とする。ある時間間隔  $\theta$  中に何らかのメカニズムで  $m$  個の電子が放出されるとして、 $m$  は、

$$m = \int_t^{t+\theta} n(t')dt' = \theta n_\theta(t) \quad (B.7)$$

と書くことができる。  $n_o(t)$  は  $n(t)$  の短時間平均 (short time average) である。ノイズの短時間平均に対するスペクトル  $S_n$  は振動数によらず次のように表せる (MacDonald の定理)。

$$S_n = 2\theta \overline{\Delta n_o^2} \quad (\text{B.8})$$

式 (B.7) における  $m$  の実現確率がポアソン分布で表されるときには分散に関して  $\overline{\Delta m^2} = \overline{m}$  が成り立つので、 $\overline{\Delta n_o^2} = \overline{m}/\theta^2 = \overline{n}/\theta$  となる。よって  $S_n$  は次のように書ける。

$$S_n(f) = 2\overline{n} \quad (\text{B.9})$$

電子の励起は一種の電流であると考えることができる。  $n(t)$  の時間平均はその電流 (リーク電流) を表すので  $I_n = en(t)$  とおけて、

$$S_{I_n} = 2e^2 \overline{n} = 2eI_n \quad (\text{B.10})$$

とすることもできる。このノイズは、ある素子に電位差があるときポテンシャルギャップを超える電子の数が揺らぐことに起因するものである。熱ノイズのように直列の電圧源と並列の電流源を考えると、それぞれ微小周波数  $df$  に対するノイズ電力は

$$S_{vts} = 2eI_n df R^2 \quad (\text{B.11})$$

$$S_{its} = 2eI_n df \quad (\text{B.12})$$

である。また並列容量がある場合のノイズを求めるとき、 $R \gg 1/\omega^2 C^2$  を仮定すれば以下のようになる。

$$\overline{V_s^2} = \frac{S_{vs}(f)df}{1 + \omega^2 C^2 R^2} \simeq \frac{2eI_n df}{\omega^2 C^2} \quad (\text{B.13})$$

こちらは熱ノイズと異なり、 $R$  に依存しない。

### B.3 1/f ノイズ

様々な原因で現れるノイズで、周波数依存性が  $1/f^\alpha$ 、 $\alpha \sim 1$  となることからそう呼ばれている。フリッカーノイズなどが知られている。このノイズの電力は以下の式で与えられる。

$$S_{1/f} \propto \frac{1}{f} df \quad (\text{B.14})$$

## 付録 C 電子銃

今回の実験では、ビーム源として東芝ホクト株式会社製の白黒オシロスコープ用電子銃を使って行った。この電子銃は酸化物陰極を使った熱電子放出型の電子銃である。この電子銃の電子放出過程について紹介する。

### C.1 熱電子放出の物理

陰極の温度を上げて内部にある自由電子の運動エネルギーを増加させて外部に放出する電子放出を熱電子放出 (thermionic emission) という。外から電子 1 個あたりに  $W$  の仕事を加えたとすると、これがある電位差  $\chi$  による仕事  $e\chi$  と同じものに換算して

$$\chi = W/e \quad (C.1)$$

で表すことがよくある。この $\chi$ は電子に対する金属表面の電位障壁を表し、仕事関数 (work function) と呼んでいる。ビームの電流を大きくとりたいときは、陰極放出電流密度 (emission current density)  $J_c$  を高くする必要がある。この $J_c$ は、陰極材料と表面処理 (つまり仕事関数 $W$ ) と、陰極の温度 ( $T_c$ )、陰極前面での電界強度  $E_c$  と真空の質 (これも結局仕事関数 $W$ を変える) 等の因子によって決まる。次の図に、平行並板二極間の陽極電圧  $V_a$  と  $J_c$  の関係を簡略にモデル化して示した。これを  $V_a - J_c$  特性と呼ぶことにするが、図に見るように  $V_a - J_c$  特性は、

$$J_c \propto V_a^{3/2} \quad [A] \quad (C.2)$$

に描かれる空間電荷制限領域 (space charge limited region) と、 $V_a$  に対し  $J_c$  が緩やかで  $T_c$  に対して大きく変化を示す温度制限領域 (temperature limited region) に分けられる。空間電荷制限領域では、空間電荷効果によって電位分布  $\Phi$  が

$$\Phi(z) = V_a(z/d)^{4/3} \quad (C.3)$$

のように変化し、 $J_c = 0$  のときの  $E_c$  を打ち消すように  $J_c$  が流れる。温度制限領域では、 $J_c$  は以下の変化をする。

$$J_c = J_s \exp(-\Delta\chi/kT) \quad [A], \quad \Delta\chi = \sqrt{\frac{e^3(V_a/d)}{4\pi\epsilon_0}} \quad (C.4)$$

$$J_s = AT^2 \exp(-\chi/kT) \quad (C.5)$$

ここで  $J_s$  は飽和電流密度 (saturation emission current density) である。また  $A$  は熱電子放出係数 (thermionic emission constant) と呼ばれ、物質によって決まる定数である。

$J_s$  は  $T_c$  を高めると急激に増えるが、陰極物質の蒸発速度も速まるため寿命が非常に短くなってしまふ。また動作させる真空度や、真空中の残留ガスの種類や加速電圧も寿命に影響を与える。

$J_s$  を大きくすることは大きな放出電流を取ろうとするときには必須条件であるが、 $E_c$  をしっかりかけてやること

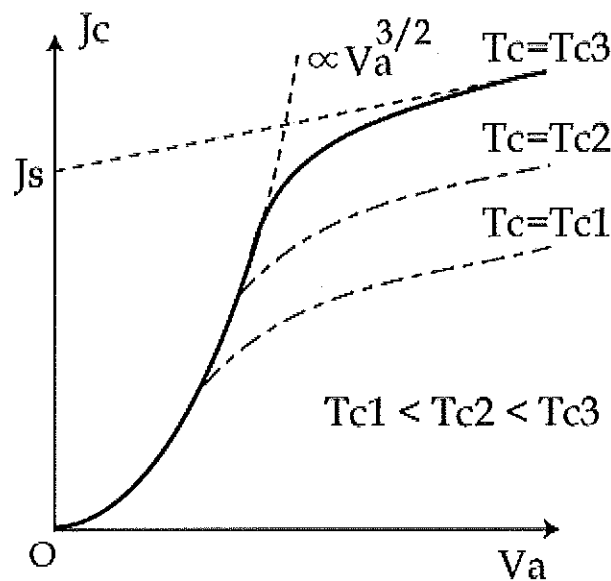


図 C.1 平行並板における熱放出電流の陽極電圧依存性

も重要である。今回の実験からの経験であるが、 $J_s$ を上げようと  $T_e$ をコントロールしてやるとじわじわと  $J_s$ を上げることはできるが、時間変化が大きすぎてなかなか安定した  $J_e$ を得るのは難しい。むしろ  $T_e$ を一定にして  $E_c$ でコントロールの方が短時間で実験を開始できてよい。こうした熱電子放出型電子銃の放出電子初速度分布はマックスウェル分布になることが知られている。

## C.2 酸化物陰極 (oxide cathode)

アルカリ土類金属のバリウム (Ba) は仕事関数が低く、金属に塗付して使うと低温でもよい電子放出を行う。今回の電子銃は傍熱型陰極 (indirectly heated cathode) と呼ばれるもので、筒型の金属 (スリーブ, sleeve) の中にタングステンフィラメント (表面にアルミナ  $Al_2O_3$  を塗付) をヒーター (heater) として入れ、これに電流を流し加熱する。

製造時は、陰極に酸化物を直接塗付するわけではなく、炭酸塩を用いる。つまりバリウムの炭酸塩に適当な結合剤を加えて陰極に塗付する。これを真空装置に組み込み、排気処理を終えた後でヒーターで加熱分解して酸化物に変えている。



更に陰極の  $CO_2$  や表面に付着している  $H_2O$  の排気が十分終わったところで、短時間に温度を 1200 [°C] にまで上げる (flashing) と、



という反応が起き、 $O_2$  は排気されて Ba のみが残る。この Ba の単原子が電子放出を担う。この一連の作業を電子銃の活性化 (activation) といい、通常は半日から丸 1 日かけてゆっくりと行う。安定した熱電子放出係数を得るためには、活性化は  $10^{-7}$  Torr 程度の高真空で行うのがよい。[濱田 & 和田, 1957; 裏, 1994 他]

## 参考文献

- Anzivino, G., J. Bai, B. Bencheikh, A. Contin, R. DeSalvo, S. Fagen, H. He, L. Liu, M. Lundin, R. M. Madden, M. R. Mondardini, M. Szwilowski, K. Wang, X. Xia, C. Yang and M. Zhao, Failure modes of large surface avalanche photo diodes in high-energy physics environments, *Nucl. Instr. and Meth.*, A 430, pp.100-109, 1999
- Bethe, H. A., Zur Theorie des Durchganges Schneller Korpustularstrahlen durch Materie, *Ann. der Phys.*, 5, pp.325, 1930
- Berger, M. J., and S. M. Selzer, Studies in Penetration of Charged Particles in Matter, Nuclear Science Series Report #39, NAS\_NRC Publication 1133 Natl. Acad. Sci: Washington D. C., pp. 205, 1964
- Bishop, H. E., in Use of Monte Carlo Calculations in Electron Probe Microanalysis and scanning Electron Microscopy, ed., K. F. J. Heinrich, D. E. Newbury and H. Yakowitz NBS Special Publication #460, 1976
- Christon, S. P., D. G. Mitchell, D. J. Williams, L. A. Frank, C. Y. Huang and T. E. Eastman, Energy Spectra of Plasma Sheet Ions and Electrons From  $\sim 50$  eV/e to  $\sim 1$  MeV During Plasma Temperature Transitions, *J. Geophys. Res.*, 93, A4, pp.2562-2572, 1988
- Egerton, R. F., Electron Energy Loss Spectrometry in the Electron Microscope, Plenum Press: New York, 1986

- He, Z., Review of the Shockley-Ramo theorem and its application in semiconductor gamma-ray detectors. *Nucl. Instr. and Meth., A* 463, pp.250-267, 2001
- Hoshino, M., T. Mukai, T. Terasawa and I. Shinohara, Superthermal electron acceleration in magnetic reconnection, *J. Geophys. Res.*, 106, A11, pp.25,979-25,997, 2001
- Joy, D. C., and S. Luo, An empirical stopping power relationship for low-energy electrons, *SCANNING*, 17, pp.250-253, 1995
- Joy, D. C., Monte Carlo Modeling for Electron Microscopy and Microanalysis, Oxford University Press: Oxford, 1995
- Kivelson, M. G., and C. T. Russell, Introduction to Space Physics, Cambridge University Press, 1995
- Knoll, G. F. 著, 木村逸郎 / 阪井英次 訳, 放射線計測ハンドブック 第3版, 日刊工業新聞社, 2001
- Lindhard, J., and M. Scharff, *Kgl. Danske Videnskab. Selskab., Mat.-Fys. Medd.*, 28, 8, 1954
- Makishima, K., Energy non-equipartition process in the Universe, *Astron. Nachr.*, 320, 4/5, pp.163-166, 1999
- McIntyre, R. J., Multiplication noise in uniform avalanche diodes, *IEEE Trans. Electron Devices*, ED-13, pp.164-168, 1966
- Moszyński, M., M. Szawlowski, M. Kapusta, M. Balcerzyk, Large area avalanche photodiodes in scintillation and X-rays detection, *Nucl. Instr. and Meth., A* 485, pp.504-521, 2002
- Mukai, T., S. Mochida, Y. Saito, M. Hirahara, T. Terasawa, N. Kaya, T. Obara, M. Ejiri and A. Nishida, The Low Energy Particle (LEP) Experiment onboard the GEOTAIL Satellite, *J. Geomag. Geoelectr.*, 46, pp.669-692, 1994
- Newbury, D. E., and R. L. Myklebust, in *Analytical Electron Microscopy* ed. R. H. Geiss, San Francisco Press: San Francisco pp.91, 1981
- Ochi, A., Y. Nishi and T. Tanimori, Study of a large area avalanche photodiode as a fast photon and a soft X-ray detector, *Nucl. Instr. and Meth., A* 378, pp.267-274, 1996
- Pansart, J. P., Avalanche photodiodes for particle detection, *Nucl. Instr. and Meth., A* 387, pp.186-193, 1997
- Paschmann, G., E. G. Shelley, C. R. Chappell, R. D. Sharp and L. F. Smith, Absolute Efficiency Measurements for Channel Electron Multipliers Utilizing a Unique Electron Source, *Rev. Sci. Instr.*, 41, 12, pp.1706-1711, 1970
- Sze, S. M., Physics of Semiconductor Devices, 2nd ed., John Wiley & sons, Inc., 1981
- Tung, C. J., J. C. Ashley and R. H. Ritchie, Electron inelastic mean free paths and energy losses in solids II *Surface Science*, 81, pp.427-



439, 1979

裏 克己著, 電子・イオンビーム光学, 共立出版, 1994

田村隆幸, PIN 型半導体を用いた宇宙硬 X 線検出器の性能評価, Master's Thesis, 東京大学, 1995

濱田成徳, 和田正信共著, 真空管工学, コロナ社, 標準電気工学講座 11, 昭和 32 年

御子柴宜夫著, 半導体の物理 [改定版], 倍風館 半導体工学シリーズ 2 (西澤潤一編), 1991



## 既 刊 行 物

- 第107号 (2000年 2月) SEPA Cプロジェクトのエンジニアリングとマネジメント”  
第108号 (2000年 2月) 飛行時間法を用いた中性ガス質量分析器の開発  
第109号 (2000年 3月) 金星ホールの生成機構に関する一考察  
第110号 (2000年 8月) 臼田宇宙空間観測所水素メーザ標準周波数時刻システム  
第111号 (2000年 10月) 臼田宇宙空間観測所用Xバンド冷却低雑音増幅器  
第112号 (2000年 10月) 探査機異常監視・診断システム (ISACS-DOC)  
第113号 (2000年 12月) 宇宙用熱制御材料の太陽光吸収率の入射角依存性と全半球放射率の温度依存性に関する測定データ  
第114号 (2001年 3月) 科学衛星「はるか」の位相基準信号伝送システム  
—臼田地上局システムを中心にして—  
第115号 (2001年 3月) 成層圏大気中の多種の微量成分観測を目的とした気球搭載用大気採取装置の研究  
第116号 (2001年 9月) 科学衛星「はるか」における位相基準信号伝送のための衛星搭載システム  
第117号 (2001年 10月) 電磁飛翔体加速装置開発の歩み—(I)  
第118号 (2001年 12月) リングコア磁力計センサの衝撃実験  
—ペネトレータ型磁力計開発の基礎実験—  
第119号 (2002年 8月) 窒素振動温度測定器の室内実験による校正と解析方法の改良  
第120号 (2002年 11月) Bepi Colombo / MMO 搭載カメラ用光学ガラスの放射線耐性試験  
第121号 (2003年 3月) X線天文観測科学衛星「あすか」および「ASTRO-E」の姿勢制御系  
第122号 (2003年 3月) 新精測レーダ  
第123号 (2003年 3月) 鹿児島宇宙空間観測所 34m アンテナ科学衛星追跡局  
第124号 (2003年 9月) 多層膜回析格子の開発  
第125号 (2003年 9月) 統計的推測手法を用いた惑星雲移動ベクトルの誤差評価法  
第126号 (2003年 9月) グラファイト素材の全没水浸型超音波自動探傷法による全方位欠陥の体積検査方法  
第127号 (2003年 9月) 「あけぼの」で観測された放射線帯粒子の長期変動

---

## 宇 宙 科 学 研 究 所 報 告

第128号

2003年9月

発行者 宇 宙 科 学 研 究 所  
〒229-8510 神奈川県相模原市由野台 3-1-1  
電話 (042) 759-8009  
印刷者 藤原印刷 株式会社  
〒186-0003 東京都国立市富士見台 3-6-4  
電話 (042) 573-3090

---

