

Title	超高圧電子顕微鏡用並列検出電子エネルギー損失分光系に関する研究
Author(s)	吉田, 清和
Citation	大阪大学, 1992, 博士論文
Version Type	VoR
URL	<a href="https://doi.org/10.11501/3063592">https://doi.org/10.11501/3063592</a>
rights	
Note	

*Osaka University Knowledge Archive : OUKA*

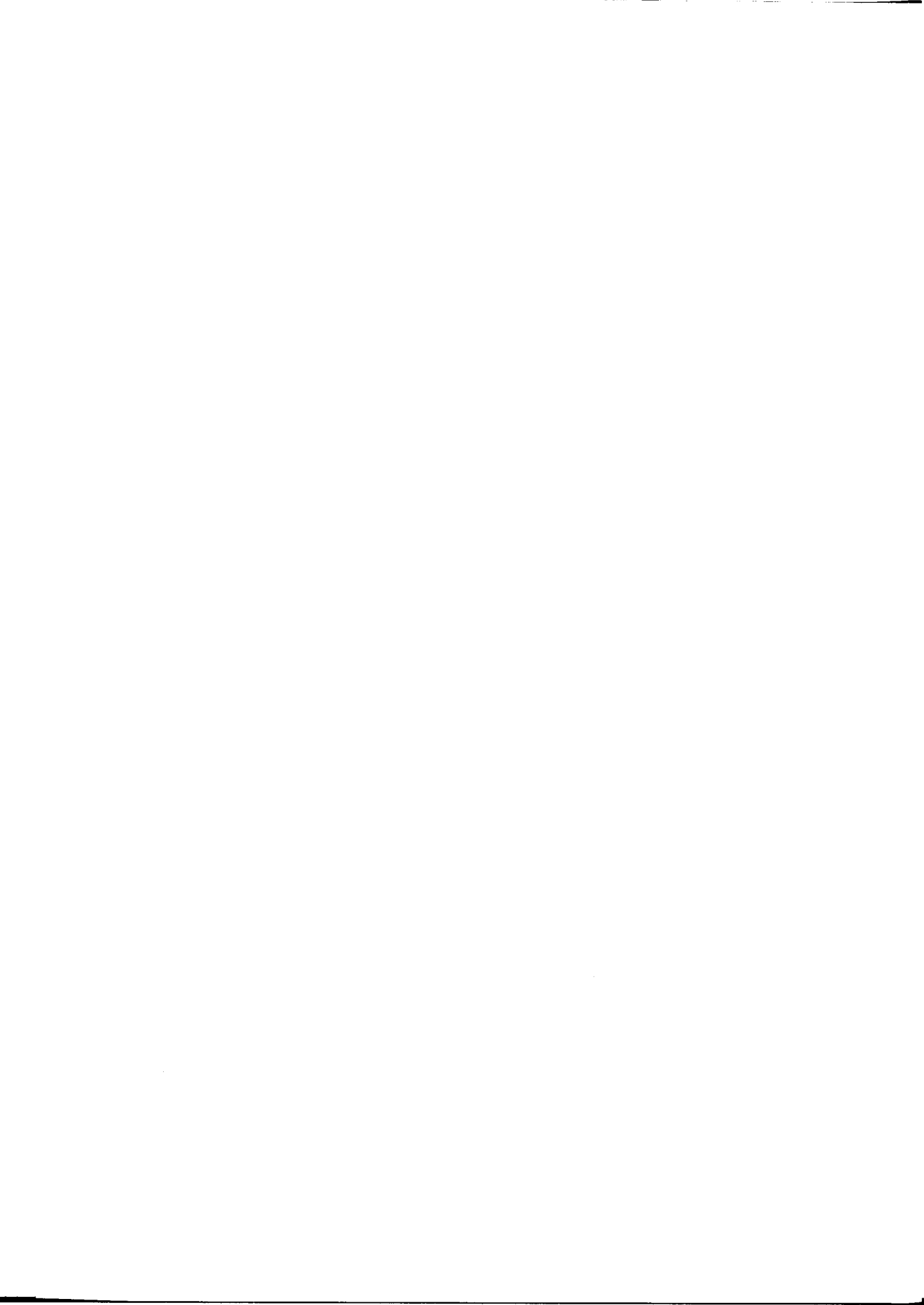
<https://ir.library.osaka-u.ac.jp/>

Osaka University

超高压電子顕微鏡用並列検出電子  
エネルギー損失分光系に関する研究

平成4年4月

吉田清和



## 内 容 梗 概

本論文は、超高圧電子顕微鏡用並列検出電子エネルギー損失分光法 (Electron Energy Loss Spectroscopy (EELS)) の実用化のための、超高圧電子顕微鏡の改良および並列検出器の開発に関する研究をまとめたものであり、論文は8章から構成されている。

第1章において、並列検出電子エネルギー損失分光法が、超高圧電子顕微鏡の最大の特徴である「その場観察」に必要な理由を述べ、その研究の歴史、現状および問題点について述べ、本論文の位置づけを行なっている。

第2章において、本装置の電子幾何光学的考察を行う。まず、透過電子顕微鏡として設計された超高圧電子顕微鏡を、透過走査電子顕微鏡 (STEM) として用いるための照射・結像レンズ系の動作条件を決めるための軌道解析を行う。つぎに、並列検出EELSに用いる高分散、かつ、可変分散の分光器の設計と製作を示す。そして、STEM-EELSとして動作させた場合の電子幾何光学系のエネルギー分解能を示す。

第3章において、超高圧STEMのプローブビームの安定化について述べる。STEM-EELSではプローブビームのエネルギー変動が小さく、かつ位置変動の小さいことが重要である。そのために、加速電圧そのものの安定化のための、商用電源の安定化、加速電圧安定化回路の負帰還回路定数の適正化について述べる。また、外部回路からの漏洩磁束による電子ビームの偏向の変動量とその補償法について述べる。

第4章において、残存する加速電圧の変動やビーム位置変動をスペクトルの検出時に補償する方法について述べる。これらの変動成分は検出時のEELSのスペクトル位置を変動させる。この変動成分を補償するため、検出器の前に置かれた偏向コイルに打ち消し用の逆位相電流を印加し、さらに、スペクトル位置変動量を検出して偏向板に帰還制御する。位置変動の検出とスペクトル測定が同時にできる蛍光板について述べ、この帰還回路にビーム電流のショット雑音を含むため、帰還量に最適値があることを示す。また、開ループ制御と帰還制御によるエネルギー分解能の改善について、実測値と解析値を比較する。

第5章において、並列検出器の構造とその特性について述べる。特に、蛍光板

の特性が重要であり、電子線スペクトル強度分布を忠実に、かつ、効率よく光強度に変換するものでなければならない。蛍光面での発光領域幅が異常に広がる現象、ならびに、発光効率に対する蛍光体材料、蛍光板厚さ、支持構造の依存性を調べる。さらに、発光領域での広がりを抑制した蛍光板の開発について述べる。

第6章において、検出系を評価するための検出量子効率(DQE)が、並列検出器では、各チャンネルの信号が蛍光板などで混合される「チャンネルミキシング効果」のために、1を越える場合があることを理論と実験によって示す。さらに、並列検出法の信号記録系と、検出器素子間の感度補正をはじめとする信号処理について述べる。

第7章において、試作した分光器の分散について測定し、設計値と比較する。まず、この分光器の電子光学的分解能を直列検出法で測定する。つぎに、並列検出器の分解能、測定時間を測定し、並列検出系の優位性を示す。最後に、この装置を用いて測定したEELSスペクトルの例を示す。

第8章において、得た成果をまとめ、今後の課題について述べる。

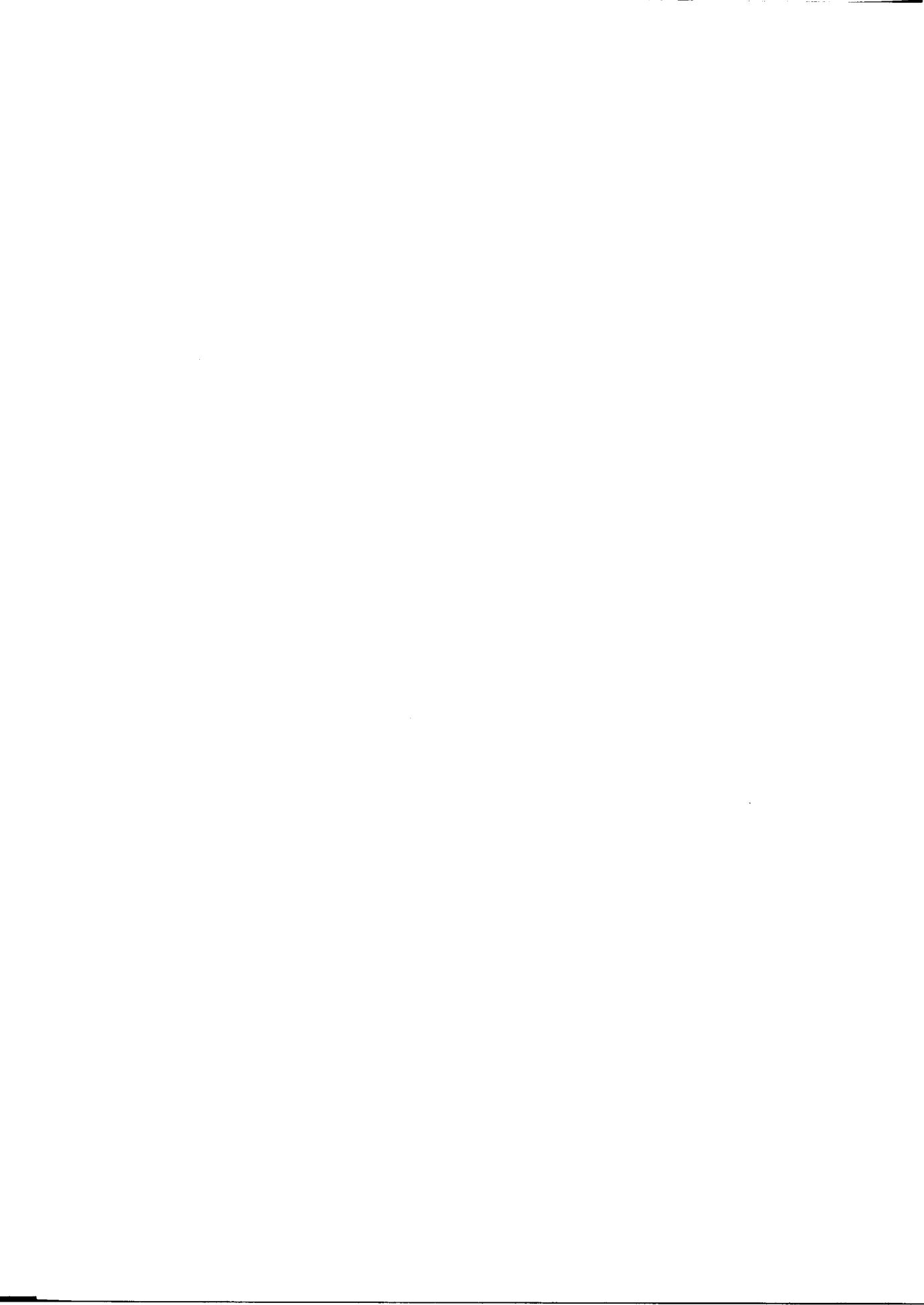
## 目 次

第1章 序論	1
1-1 超高圧並列検出EELSの必要性と現状	1
1-2 問題点と本論文の関係	3
1-3 本論文の構成	5
第2章 超高圧EELSの電子光学系の設計と製作	7
2-1 まえがき	7
2-2 STEMモード動作のための軌道解析	7
2-3 分光器の軌道解析	14
2-3-1 高分散分光器の設計	14
2-3-2 可変高分散分光器への改造設計	24
2-4 分光器のエネルギー分解能	24
2-5 分光器の製作	28
2-6 むすび	28
第3章 超高圧STEMのプローブビーム安定化	29
3-1 まえがき	29
3-2 加速電圧の安定化	29
3-2-1 自動電圧安定器による電源の安定化	29
3-2-2 負帰還ループによる安定化	32
3-3 洩れ磁束によるビーム偏向の補償	34
3-3-1 原因と周波数成分	34
3-3-2 フィラメント直流点火による改善	35
3-3-3 鏡体部での振り戻しによる改善	35
3-4 偏向成分を含むときのビーム径の測定法	38
3-5 むすび	40

第4章	並列検出EELSにおける加速電圧変動の負帰還補償	41
4-1	まえがき	41
4-2	補償回路の構成	41
4-3	開ループ制御特性	43
4-4	帰還制御特性	44
4-4-1	検出系	44
4-4-2	特性測定	47
4-4-3	ショット雑音を含む制御系の解析	49
4-5	むすび	53
第5章	蛍光板における発光領域の異常広がり効果	55
5-1	まえがき	55
5-2	並列検出法のための光学系と検出器の構造	55
5-3	蛍光板発光領域の異常広がり効果	57
5-4	蛍光板支持基板による後方散乱効果	62
5-5	発光領域の広がり抑制蛍光板	65
5-6	むすび	68
第6章	並列検出器におけるチャンネルミキシング効果	69
6-1	まえがき	69
6-2	チャンネルミキシング効果による検出量子効率の変化	69
6-3	並列検出法の信号記録系と信号処理	79
6-3-1	信号記録系	79
6-3-2	並列検出EELSに必要な信号処理	80
6-4	むすび	86

第7章 試作超高圧並列検出EELS装置の特性測定と応用	87
7-1 まえがき	87
7-2 分光器の分散	87
7-3 エネルギー分解能	89
7-4 空間分解能、エネルギー分解能と測定時間	91
7-5 超高圧並列検出EELSの応用例	95
7-5-1 試料温度とコンタミネーション	95
7-5-2 スペクトルの測定例	95
7-6 むすび	98
第8章 結言	100
謝辞	103
参考文献	104
関連発表論文	110
付録A HU-2000型電顕のSTEM動作の軌道計算	112
付録B 使用記号一覧表	116





## 第1章 序論

### 1-1 超高压並列検出EELSの必要性和現状

電子顕微鏡法（電顕法）は試料の微小領域の情報、例えば、結晶構造や格子配列を知るための最も有用な手段の一つである。これに電子エネルギー損失分光法（Electron Energy Loss Spectroscopy (EELS)）を組み合わせると、試料微小領域の元素分析や構成原子の結合状態を知ることができる[1][2][3]。「電子エネルギー損失分光法」の手法は、電子が試料を透過する際、非弾性散乱を受けた電子のエネルギー損失量を分光器を用いて調べる。エネルギー損失量は試料を構成している元素特有の値を示し、また、原子の結合状態の情報を含んでいる。これより、元素の種類や原子の結合状態の情報が得られる。

超高压電子顕微鏡（ここでは、加速電圧が500kV以上のものを超高压電顕と呼び、それ以下のものを通常加速電圧電顕と呼ぶ）は通常加速電圧電顕と比べると次のような特徴を持つ。透過エネルギーが高いために厚い試料が観察できる[4]。このことは、薄い試料で生じるバルク試料と現象が異なるいわゆる「寸法効果」が避け得ることを意味している[5]。さらに、試料室が大きく、試料処理装置の組み込みの自由度が大きいことを考慮すると「その場観察」を行うのに最適であり、これまで超高压電顕を用いて数々の成果が得られている[6]。その場観察の手法をEELSに生かすためには、時々刻々変化するであろうEELS信号をできるだけ短い時間に測定できるようにする必要がある。

EELSの検出法には、直列検出法が従来から用いられてきた。これは分光器によって生成されたスペクトルの一部をスリットで選択し、スペクトルとスリットの相対位置を順次走査することにより検出する方法である。比較的簡単な構造で高いエネルギー分解能が得られる利点があるが、スリットを通過する電子はスペクトル全体の極く一部であるため、信号の利用効率は極めて悪い。これは測定に長時間を要することを意味し、その場観察には不向きである。

これに対し、並列検出法はスペクトル全体を一系列に配列させた多数の検出素子で同時に検出する方法である。したがって、信号の利用効率高く、原理的には直列検出法に比べて同時に検出する検出素子の数に反比例して測定時間の大幅短縮が可能で、その場観察には不可欠である。極めて電子照射損傷に弱い材料につ

いて、Rightor らは測定時間が短い並列検出法が不可欠である事例を報告している[7]。

並列検出法には、直接法と間接法がある。検出器に電子を直接照射して検出する「直接法」は、高い電子の検出感度と良いエネルギー分解能が得られる利点があったが、電子による照射損傷のため短時間で素子が劣化し、実用には至らなかった[8]。それ以後行われたほとんどの実験では、蛍光板を用いて電子強度を一旦光強度に変換して検出する「間接法」が用いられている。

並列検出器に用いられる検出素子として、テレビ用撮像管、電荷結合素子（CCD）、フォトダイオードアレイがある。テレビ用撮像管を用いた例は Shuman と Kruit によって報告されたが、検出強度のダイナミックレンジが狭く、検出器が大きくなる欠点があった[9]。半導体検出器では、画像用の CCD を用いた例（Hicks et al [10]）、とフォトダイオードアレイを用いた例（Johnson [11] [12] や Shuman [13] や Egerton [8][14]）がある。フォトダイオードアレイは、飽和信号レベルが CCD のそれより 10 倍程度大きくできる利点がある。チャンネル数は当初 128 又は 512 であったが、現在では 1024 チャンネルのフォトダイオードアレイが並列検出素子の主流となっている。しかし、それ自身では直列検出器に用いる光電子像倍管のように利得の可変ができない。

EELS 信号の検出には  $10^6$  程度の広いダイナミックレンジが必要であり、直列検出法では、測定する各エネルギー領域で、光電子増倍管の利得を変化させて対応している。並列検出器に用いるフォトダイオードアレイ自身のダイナミックレンジは通常  $10^4$  程度である。並列検出法では、通常は測定信号をメモリーの上で積算することによりダイナミックレンジの不足を補っている。Krivanek は、検出器の前に偏向器を取り付け、電子を高速に偏向することにより、検出器に入射する電子の量を制御する「電子減衰器」を開発し、ダイナミックレンジを見かけ上拡大している[15]。

フォトダイオードアレイを構成している個々の素子間での感度は僅かに異なる。これを補正するために、測定データに感度補正を加える。例えば、Egerton はチャンネルを僅かにずらせて、測定スペクトルを積算する方法を報告している[16]。

これらの問題点が存在するが、近年、通常加速電圧（100kV～200kV）の電顕では実用化され、利用されつつある[15]。しかし、超高圧電顕では並列検出

法についての報告はなかった。

## 1-2 問題点と本論文の関係

大阪大学の超高圧電顕本体は、1970年に設置された HU-2000型である[17]。これを透過走査電子顕微鏡法 (Scanning Transmission Electron Microscopy (STEM)) のモードで動作させ、並列検出方式による EELS 装置が取り付けられた。ただし、対物レンズの励磁の制限より、加速電圧は 500 kV である。

その際、分析される電子のエネルギーが高いことや電顕鏡体の寸法が大きいことに伴って、通常電圧の電顕ではあまり問題にされなかった点が浮かび上がってきた。すなわち、

- (a) 電顕の加速電圧が高いほど、同じ大きさのエネルギー分解能 [eV] を達成するのに高い加速電圧安定度が要求され、
- (b) 電顕寸法が大きいほど、漏洩交流磁束により電子ビーム軌道が偏向され易い。

(a) の問題は、加速電圧が変動すれば、分光器を通過した後の検出器上の電子エネルギー損失スペクトル (EELS) は移動する。従って、加速電圧そのものの安定化が必要である。そのために、商用交流電源に電圧安定器を取り付け、加速電圧の安定化のための帰還制御回路の最適化をはかる[18]。これは第3章で扱う。

しかし、超高圧電顕の場合、技術的にも経済的にも加速電圧の安定化に限度がある。残留する加速電圧の変動を別の方法で補償することも必要である。Kruitらは通常加速電圧の電顕において、スペクトルを検出する際にスペクトルの移動量も同時に検出し、この信号を並列検出器直前に挿入した偏向器に帰還制御して、加速電圧変動に起因する移動量を補償する方式を報告している。彼らは 60 Hz 以下の低周波成分のみを対象とし、60 Hz で 14 dB、ドリフト成分で 40 dB の改善効果を得た[19]。しかし、彼らの方法は、ゼロ損失ピーク (スペクトルにおいてエネルギー損失を受けなかった電子によるピーク) の位置変動の検出に専用の検出器を用いるため、EELS スペクトルのゼロ損失ピークは、その検出器に遮られ、欠落してしまう。

これに対して著者は、加速電圧発生用 Cockcroft-Walton (C-W) 回路の駆動

周波数の10次高調波までの広い周波数帯域を対象として帰還制御する。その際、ゼロ損失ピークの測定を犠牲にせず、位置変動とスペクトルの検出を一枚の蛍光板で両立させる方法[20]と、その実際の特性の解析[21]について第4章で述べる。

(b)の問題は、試料上のビーム位置が変動してSTEMモードの空間分解能が低下する。また、分光器結像面でビーム位置の変動として現れ、エネルギー分解能の低下をもたらす。漏洩磁束の発生箇所は、商用電源、加速電圧発生回路駆動電源、フィラメント点火回路である。

分光器部分でビームの商用周波数成分の振れを、その周波数と同期させて打ち消す方向に偏向する「振り戻し」の方法で補償した例が、Matsuda[22]やEgerton[23]によって報告されている。

商用周波数成分のみでなく、上記の三つの周波数成分の偏向量を打ち消す「振り戻し」[18][24]について、第3章で述べる。

ビームが交流偏向されている場合、ビーム径は見かけ上大くなる。このような場合に、ナイフエッジ法を用いて、本来のビーム径と偏向量を分離して測定する方法[25]について、第3章で述べる。

並列検出法に用いる分光器は、収差の低いことが重要であるが[1][26]、並列検出器の素子の寸法との関連で、分散が大きいことも必要である。またEELSのエネルギー分解能[eV]を同じ値に選べば、加速電圧が高い程、高い分散を持つ分光器が必要となる。

著者が用いた並列検出器では、その構造上 $5\ \mu\text{m}/\text{eV}$ 以上の分散が必要である。この値は一般に用いられる偏向角 $90^\circ$ 、入出射端部角 $26.5^\circ$ の均一磁界扇型プリズムの分散と比べると5倍の高分散である。分散を大きくするために、プリズムによる分散を、回転対称レンズで拡大する方法があるが[27]、超高压電顕に用いる場合は装置が大型になり実用的でない。

著者は、プリズムと1個の四極子の組合せによって、この高分散が得られる小型の系を開発する[28]。この電子光学系の設計に際して、エネルギー分解能の目標値を1eVとし、STEMモードの動作での試料上のビーム径を10nmとする。これについて第2章で述べる。

並列検出法には、いくつかの改善策が講じられてきているが、いまだ多くの問題点がある。すなわち、

- (c) 間接法に用いる蛍光板によるエネルギー分解能の異常低下、
- (d) 蛍光面でのチャンネルミキシング効果、
- (e) 検出器素子間の感度の不均一

である。

まず(c)は、電子強度を一旦光強度に変換するための蛍光板において、電子照射領域より発光領域が広がるために生じ、スペクトル像の空間分解能を低下させる。従って、エネルギー分解能を異常に低下させる。著者は、蛍光板厚さに対する発光領域の大きさと発光強度の関係を調べ、蛍光板の厚さをいくら薄くしても発光領域の広がりが限界値より小さくならないことを見いだした[29]。この事実を明確に指摘した報告は著者の知る限り今までなかった。ただし、Egerton や Krivanekらの装置では、分光器の分散を極度に大きくとれるようにしている[30][31]。これはこの問題の対策と考えられなくもない。

著者も、この問題に分光器の高分散化で対処するために、前述の分光器にさらに一個の四極子を追加して可変高分散化を実現せざるを得なかった[18]。第2章にはこの設計も含める。ただし、エネルギーの測定範囲が狭くなる欠点がある。

また、蛍光板の支持基板から後方散乱された電子が、蛍光板発光のバックグラウンドになることも分かった[32]。これらに関する実験事実とそれに対する改善法のうち、蛍光板に関する事項を第5章で述べる。

次に(d)では、並列検出器の検出量子効率(DQE)が、場合によって見かけ上1を越えることが分かった。これは“チャンネルミキシング効果”[33]によるためであり、第6章で扱う。

(e)について、著者はエネルギー分解能を出来るだけ損なわない信号処理法として、新しいアルゴリズムを考案する[18]。これを第6章で述べる。

### 1-3 本論文の構成

本論文では、上記の超高圧並列検出法の問題点(a), (b) および、並列検出法を超高圧電顕に応用する際の問題点(c), (d), (e)を考慮して、超高圧電顕用並列検出EELSの実用化のための超高圧電顕の改良および並列検出器の開発について述べる。

本章に続いて、第2章では超高圧EELSの電子光学系について、軌道解析を

行なう。大阪大学の超高圧電顕日立 HU-2000型は、本来、透過電子顕微鏡専用に設計されており、これをSTEMモードおよびEELSとして利用する場合の軌道条件を調べる。特に、STEMモード動作時の試料位置と試料上のビーム径、および、分光器入射面でのビーム径と開き角を算出する。次に高分散のエネルギー分析器を設計する。そしてこの系の電子光学的エネルギー分解能を算出する。

第3章では(a)の問題の、超高圧STEMモードのビームの安定化について、加速電圧そのものの安定化と、(b)の問題の、漏洩磁束による偏向の補償法について述べる。

第4章では、(a)の問題のもう一つの対策として、加速電圧の残留変動成分をスペクトルの移動として検出し、帰還制御によって補償する方法について述べる。この特性の実測値と解析値を比較し、ショット雑音を含む系では最適帰還利得があることを示す。

第5章では、並列検出器の構造とその特性について述べる。特に蛍光板での発光領域が異常に広がる現象、ならびに、発光効率に対する蛍光体材料、蛍光板厚さ、支持構造の依存性を調べる。さらに、発光領域での広がりを抑制した蛍光板の開発について述べる。

第6章では、並列検出器での検出量子効率(DQE)について示す。その際、検出器の各チャンネルよりの信号が蛍光板などで予め混合されている場合の取扱いについて述べる。そして、並列検出器の構成と検出器素子間の感度補正について示す。

第7章では、この並列検出EELS装置の特性を測定時間、空間分解能、エネルギー分解能の関係で示す。そして、この装置を用いて測定したEELSスペクトルの例を示す。

第8章では、得られた結果をまとめ、今後の課題について述べる。

## 第2章 超高压EELSの電子光学系の設計と製作 [18][28]

### 2-1 まえがき

本章では、まず、超高压電顕 HU-2000 を STEMモードで動作させるための照射レンズ系と結像レンズ系の動作条件の解析を行う。つぎに、EELS用の高分散分光器を設計する。

超高压並列検出STEM-EELSの光学系の設計に際して、電顕加速電圧 $\Phi$ を500kVで動作させたとき、STEMモード動作での試料上のビーム径が10nm、また、分光器光学系のエネルギー分解能が1eVを達成することを目標とする。この値は次のような点を考慮して設定した。ビーム径はSTEMモードの空間分解能とEELSの分析領域の大きさに関連するが、ビーム径が小さくなると試料内部でのビームの広がりの影響が大きくなる。またエネルギー分解能は、加速電圧の変動と、電子源のエネルギー分布幅によって制限される。分光器として、1個の扇型プリズムと1個の四極子レンズを組合せて5 $\mu\text{m}/\text{eV}$ の高分散が得られる系を設計する。この系に1個の四極子レンズを追加して可変分散系に改良する。

### 2-2 STEMモード動作のための軌道解析 [18]

大阪大学の超高压電顕日立 HU-2000型は、本来、透過電子顕微鏡専用に設計されている[17]。従って、STEMモードおよびEELSとして利用する場合の軌道条件は調べられていない。ビームの収束位置（試料位置）は照射レンズ系の励磁条件によって決まる。この計算をもとにして試料位置を設定し、試料ホルダーの形状変更を行なう。また、STEMモード動作時の空間分解能はビーム径に依存する。さらに、分光器入射面でのビーム径と開き角（入射条件）から、分光器のエネルギー分解能が決まる。これらより、電顕レンズ系の適切な使用条件を決める。ただし、ビーム加速電圧は500kVとする。これは超高压電顕HU-2000が本来透過電顕専用に製作されており、これより高い加速電圧では、対物レンズの励磁がより強励磁を必要とするSTEMモードに対応できないためである。装置の概略図を図2-1に示す。また、光学系の配置寸法図を図2-2に示す。軌道解析の計算の詳細は付録Aに示す。ここでは、軌道解析の結果のみを示す。



(i) STEMモード動作時のビーム集束位置  $z_2$

図2-3は、第二集束レンズによる像面または漸近的像面  $z_1$  と対物レンズによる像面  $z_2$  の関係を示したものである。STEMモード動作条件での試料挿入位置はこの図より決められる。ただし、パラメータとしての対物レンズ励磁強度はその励磁電流  $I$  を用いて  $IN/\sqrt{\Phi^*}[A/V^{1/2}]$  で定義してある。ここで、 $N$  はレンズコイルの巻数、 $\Phi^*$  は相対論補正された加速電圧であり、 $\Phi^* = \Phi(1 + \epsilon\Phi)$ 、 $\epsilon = 0.978 \times 10^{-6}[V^{-1}]$  で表される。

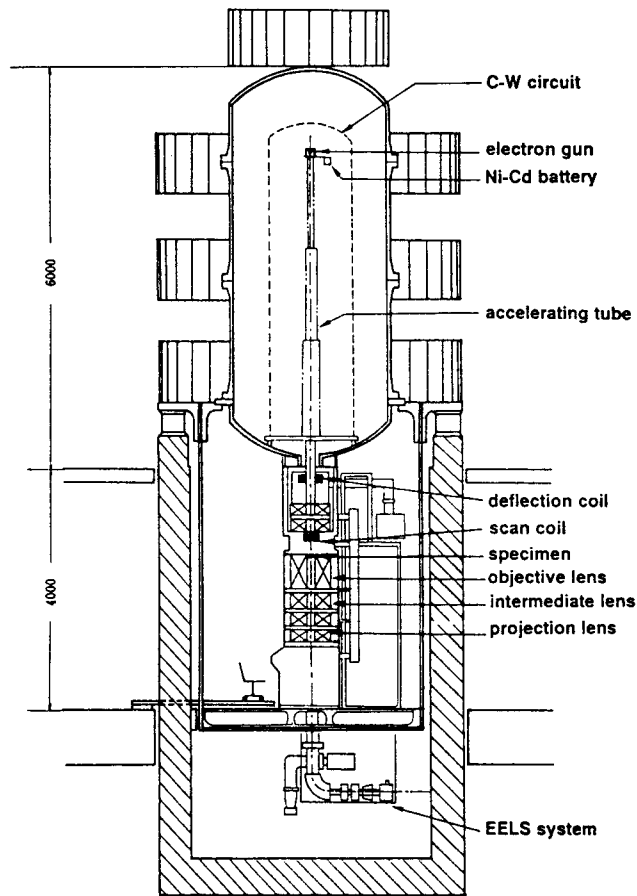


図2-1 HU-2000型超高压電子顕微鏡の概略図

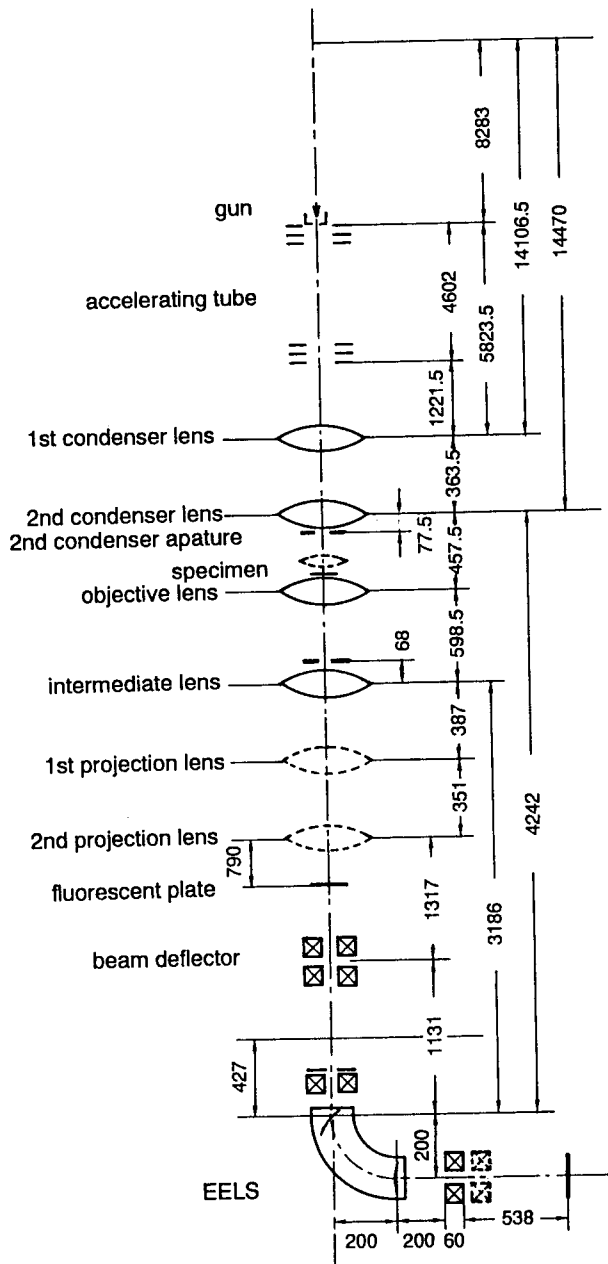


図 2 - 2 HU-2000型超高压電子顕微鏡の電子光学寸法

(ii) STEMモード動作時のビーム径  $2r_2$

図2-4の $2r_2$ は、第二集束レンズの励磁強度( $z_1$ )の関数として求めた試料上でのビーム径である。ただし、対物レンズ励磁強度は $IN/\sqrt{\Phi^*}[A/V^{1/2}]$ で定義してある。また、第二集束レンズ絞り径 $2r_s$ は $150\mu\text{m}\phi$ である。試料上のビーム径 $2r_2$ は、 $z_1 \sim -150\text{mm}$ では対物レンズ励磁強度 $IN/\sqrt{\Phi^*}$ が $19 \sim 24$ の範囲で $10\text{nm}$ 以下のビーム径が達成される。

(iii) 分光器入射面でのビーム径  $2r_4$  と開き半角  $\alpha_4$

分光器入射面でのビーム径 $2r_4$ は、図2-4にも示されており、その最小ビーム径は $0.43\mu\text{m}$ である。

次節の分光器に対する軌道解析でも示されるように、エネルギー分解能は分光器の収差係数と入射条件(ビーム径 $2r_4$ と開き半角 $\alpha_4$ )で決まる。図2-5(a)は横軸に $\alpha_4$ 、縦軸に $2r_4$ をプロットしたものである。ここでは、第二集束レンズ絞り径 $2r_s$ を $150\mu\text{m}\phi$ に固定し、対物レンズ励磁強度( $IN/\sqrt{\Phi^*}$ )と第二集束レンズ励磁強度( $z_1$ )をパラメータとした。ビーム径は図2-4では複雑な曲線群で表されたが、図2-5(a)に示すプロットではほぼ一本の曲線の上にある。開き角 $\alpha_4$ に逆比例する直線は光源の近軸倍率によるものである。また、 $\alpha_4$ の3乗に比例する直線は中間レンズの球面収差によるものである。両者が等しいときにビーム径が最小となる。この近傍が望ましい動作点となる。

図2-5(b)は2種類の絞り $2r_s = 150\mu\text{m}\phi$ と $50\mu\text{m}\phi$ について、図2-5(a)と同じプロットをしたものである。ただし、対物レンズの励磁は $IN/\sqrt{\Phi^*} = 22A/V^{1/2}$ に固定した。絞りを小さくすることにより、ビーム径の最小値は $1/2$ から $1/3$ になる。これは、同じ開き角 $\alpha_4$ の条件に対して、光源の縮小率を高く出来るためである。

図2-5(a)、2-5(b)中に点線で示すエネルギー分解能の曲線については2-4節で述べる。

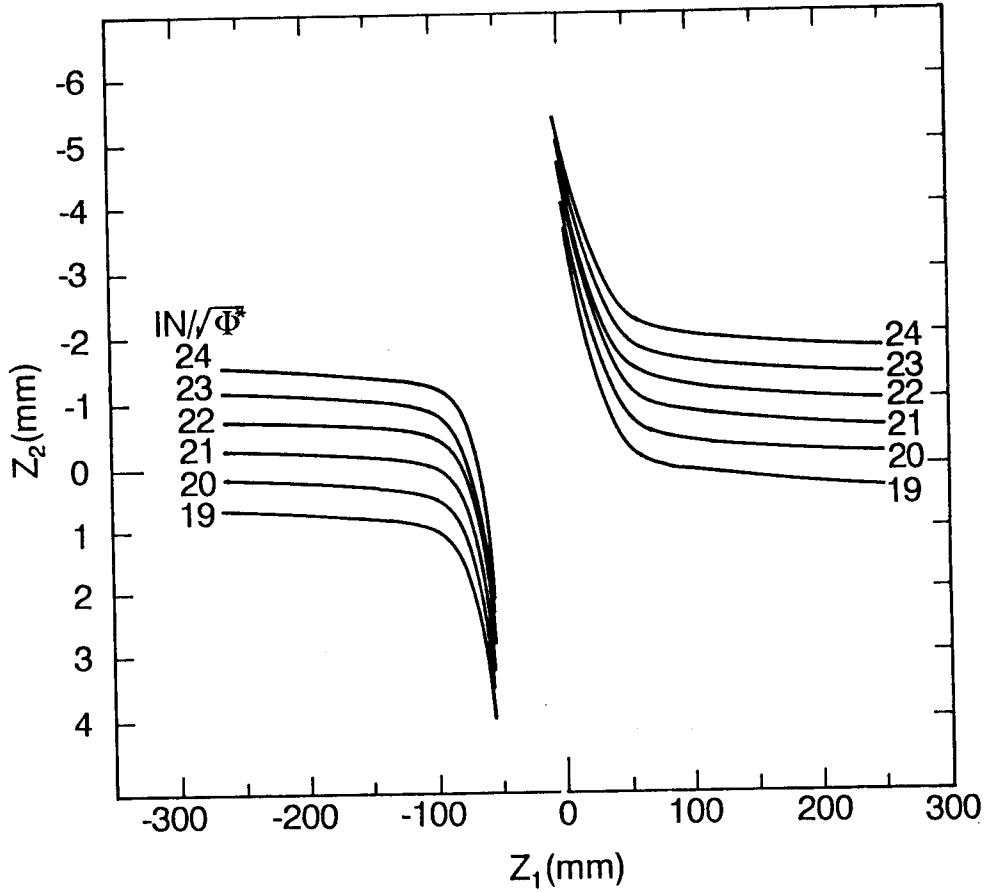


図 2-3 第二集束レンズによるビームの結像面または漸近的結像面  $z_1$  と対物レンズによるビーム結像面  $z_2$  の関係  
 (対物レンズの励磁強度を  $IN/\sqrt{\Phi^*} = 19 \sim 24 \text{ A/V}^{1/2}$  で示す。)

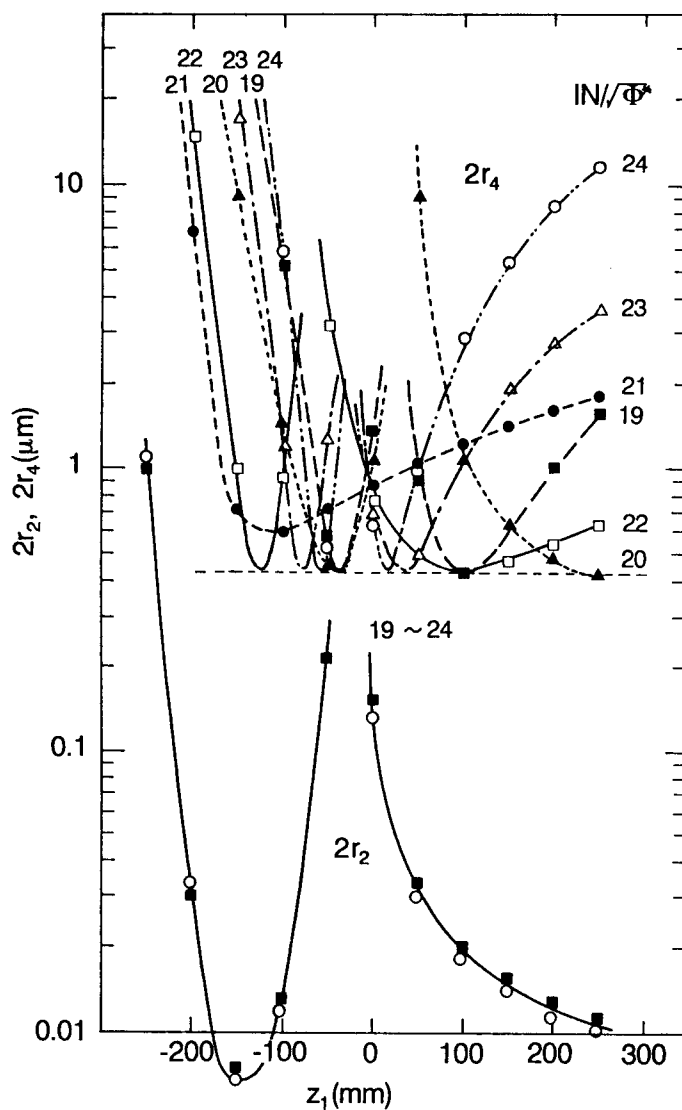


図 2-4 第二集束レンズによるビーム結像面または漸近的結像面  $z_1$  に対する試料上のビーム径  $2r_2$  および分光器物面のビーム径  $2r_4$   
 (第二集束レンズ絞り径は  $2r_s = 150 \mu\text{m}$  であり、対物レンズの励磁強度は  $IN/\sqrt{\Phi^*} = 19 \sim 24 \text{ A/V}^{1/2}$  で示す。)

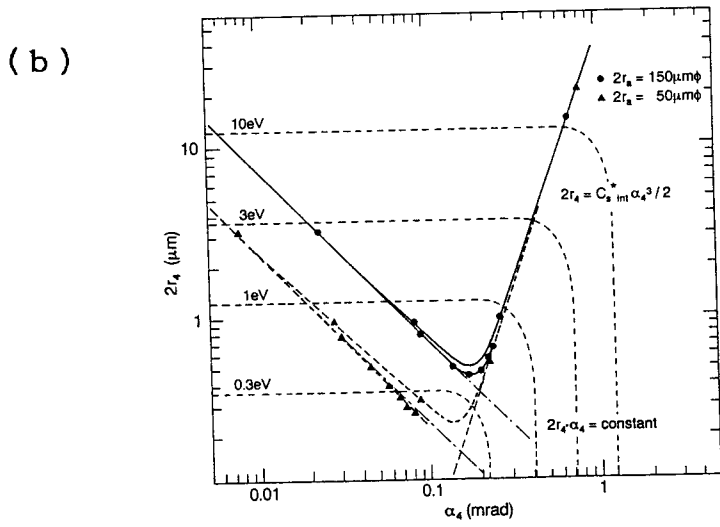
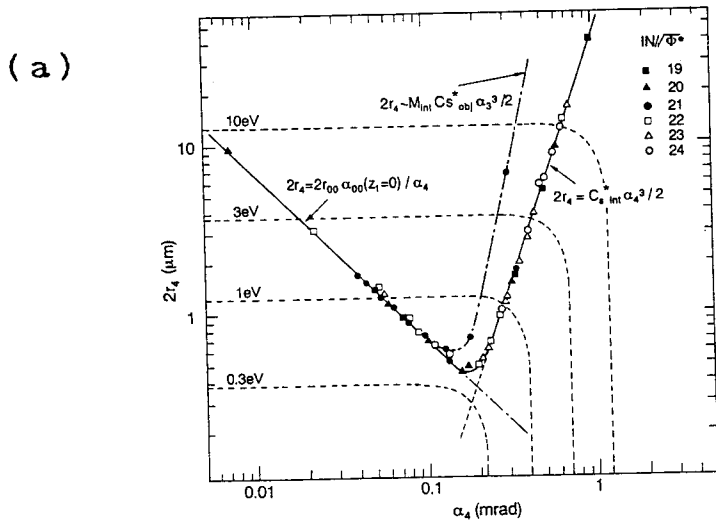


図 2-5 分光器入射面での開き角  $\alpha_4$  とビーム径  $2r_4$  の関係  
 (a) (第二集束レンズ絞り径は  $2r_2 = 150 \mu\text{m}\phi$  であり、対物レンズの励磁強度は  $IN/\sqrt{\Phi^*} = 19 \sim 24 \text{ A/V}^{1/2}$  で示す。)  
 (b) (第二集束レンズ絞り径は  $2r_2 = 150, 50 \mu\text{m}\phi$  であり、対物レンズの励磁強度は  $IN/\sqrt{\Phi^*} = 22 \text{ A/V}^{1/2}$  で示す。)

## 2-3 分光器の軌道解析 [18][28]

### 2-3-1 高分散分光器の設計

この章では、長さ [m]、曲率 [ $m^{-1}$ ]、四極子レンズ強度  $K_0^*$  [ $m^{-1}$ ]、および、運動量分散  $D$  [s/kg]は、プリズム軌道半径  $R$  [m]、および、ビームの運動量 [ $kg \cdot m/s$ ]で規格化して表す。規格化された値（無単位）に対しては、斜体文字で示す。

#### i) 分散

分光器に要求される分散の大きさはEELSのエネルギー測定範囲と並列検出器の寸法で決まる。今、エネルギー測定範囲を1 keV、検出器（フォトダイオードアレイ）の寸法を25 mmとすると、必要な分散は  $25 \text{ mm} / 1000 \text{ eV} = 25 \mu\text{m}/\text{eV}$ となる。並列検出器の前に倍率5倍の拡大光学レンズを取り付けるとしても、 $5 \mu\text{m}/\text{eV}$ 程度の高分散が必要である。この値は、プリズムの軌道半径 $R$ が200 mmとした場合、規格化した運動量分散  $D$  で表すと約1.9、エネルギー分散  $D_E$  [脚注] で表すと約12.5となる。一般に用いられる偏向角 $90^\circ$ 、入射端部角  $26.5^\circ$  の均一磁界扇型プリズムの分散と比べるとその5倍である。

図2-6に一般的な分光器の光学寸法パラメータを示す。質量分析器の場合には、プリズム磁極の入射端面から入射面までの距離  $L_1$ は  $L_1 > 0$  で用いられる。EELSの分光器の場合には、 $L_1 \geq 0$ 、 $L_1 < 0$ のどちらの条件も、電顕の中間レンズの励磁条件によって容易に実現できる。 $L_1 < 0$ は分光器の入射面（仮想物面）がプリズムの磁場中あるいはその後にあることを意味する。

分散の方向とその直角方向のいずれもが収束する二方向収束条件のもとで高い分散を実現するには、 $L_1 < 0$ の場合が適している。しかしその場合には、大き

---

[脚注] 規格化したエネルギー分散  $D_E$ はエネルギー変化率 ( $\Delta E/E$ ) に対する電子軌道変化率 ( $\Delta R/R$ ) の比で定義する。500 keVの電子に対して相対論補正して求めると、この値は以下の計算で用いる運動量分散  $D$  の値の0.667倍となる。

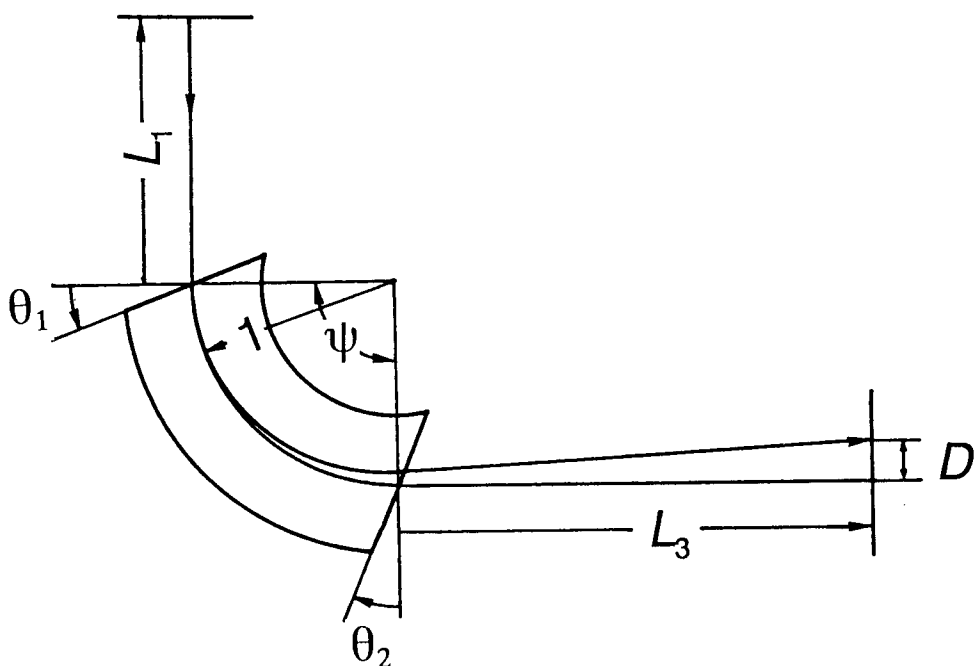


図 2-6 分光器の基本的光学寸法パラメータ

な出射端部角  $\theta_2$  を必要とする。この端部角の効果は四極子によって置き換えることができる。ここでは、「出射端部角の効果をも四極子を用いて置換する」という考え方のもとで設計する。

分散と近軸量の関係は、SCOFF (Sharp Cut Off Fringing Field) の近似式を用いて導出する[34][35]。プリズムの分散とその出射端部角  $\theta_2$  の関係を調べる。SCOFF 近似では、均一磁場を持つ扇形プリズムの運動量分散  $D$  は次式で与えられる[35]。

$$D = 1 + L_3 (1 + \tan \theta_2) \quad (2-1)$$



ここで、 $L_3$ はプリズムの出射端からスペクトル測定面までの距離であり、偏向角を $\phi = 90^\circ$ とする。式(2-1)は $\theta_2$ を正の方向へ増加していくと $D$ も増加することを意味している。分散方向およびその直角方向がスペクトル測定面で共に収束する二方向収束の条件を実現させる。これは入射端部角 $\theta_1$ を選ぶことにより可能となる。図2-7に、 $L_3$ が2, 5, 7の場合について、 $D$ 、 $L_1$ 、および、入射端部角 $\theta_1$ の各値を出射端部角 $\theta_2$ の関数として示す。この図から、 $D$ は $L_1 < 0$ の場合に大きくなる。 $D \sim 20$ の高分散値が得られるのは、 $L_3 = 5$ 、 $\theta_2 = 70^\circ$ 、 $L_1 = -3.93$ 、 $\theta_1 = 30.7^\circ$ のときである。これらの値を表2-1の1の欄に示し、その形状を図2-8の1に示す。

しかしながら、出射端部角 $\theta_2 = 70^\circ$ という大きさは計算上実現できても、実際の装置ではビーム軸に対して調整が微妙となることが予想される。そこで、出射端部角の効果を四極子を用いて置換する。この場合のプリズムと四極子の配置、および、その光学寸法パラメータを図2-8の2に示す。表2-1の2および図2-8の2は四極子をプリズムと四極子の距離 $L_2 = 1$ だけ離れた場合について、磁場の端縁場効果も含めて求めた結果について示してある。この場合は、実装可能な形状および配置であり、運動量分散 $D = 20.6$ が得られている。この形状のプリズムに、その端面に曲率を与えて収差を小さくする。これについては次節で取り扱う。

表2-1 プリズムおよび四極子の光学寸法パラメータの大きさ

	$L_1$	$\theta_1^\circ$	$\rho_1$	$\theta_2^\circ$	$\rho_2$	$L_2$	$L_Q$	$K_Q$	$L_3$	$D$
1	-3.93	30.7	0	70	0	0	0	0	5	19.7
2	2.136	45	0	0	0	1	0.3	-2.798	2.615	20.6
3	2.136	45	0.58	0	-0.84	1	0.3	-2.790	2.693	21.0

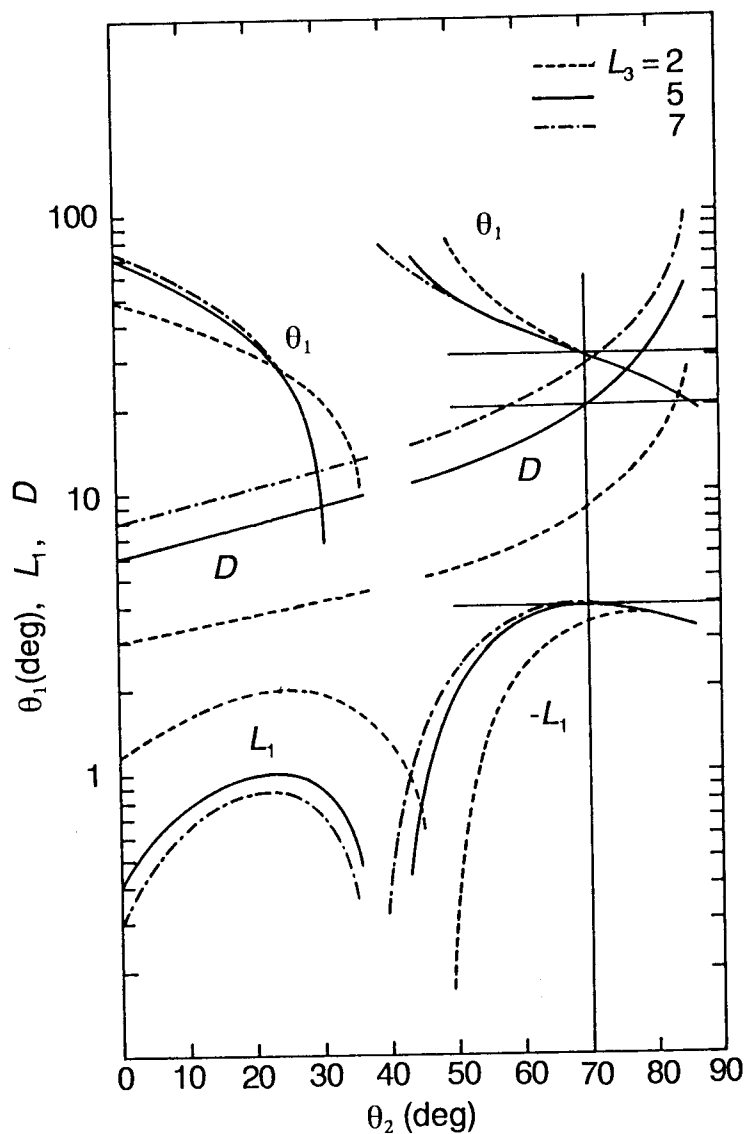


図2-7 プリズムの二方向収束条件下で、出射端部角  $\theta_2$  に対する運動量分散  $D$ 、プリズム磁極入射端面から入射面までの距離  $L_1$ 、および入射端部角  $\theta_1$  の関係。(プリズム出射端からスペクトル測定面までの距離  $L_3 = 2, 5, 7$ 、偏向角  $\phi = 90^\circ$  の場合)

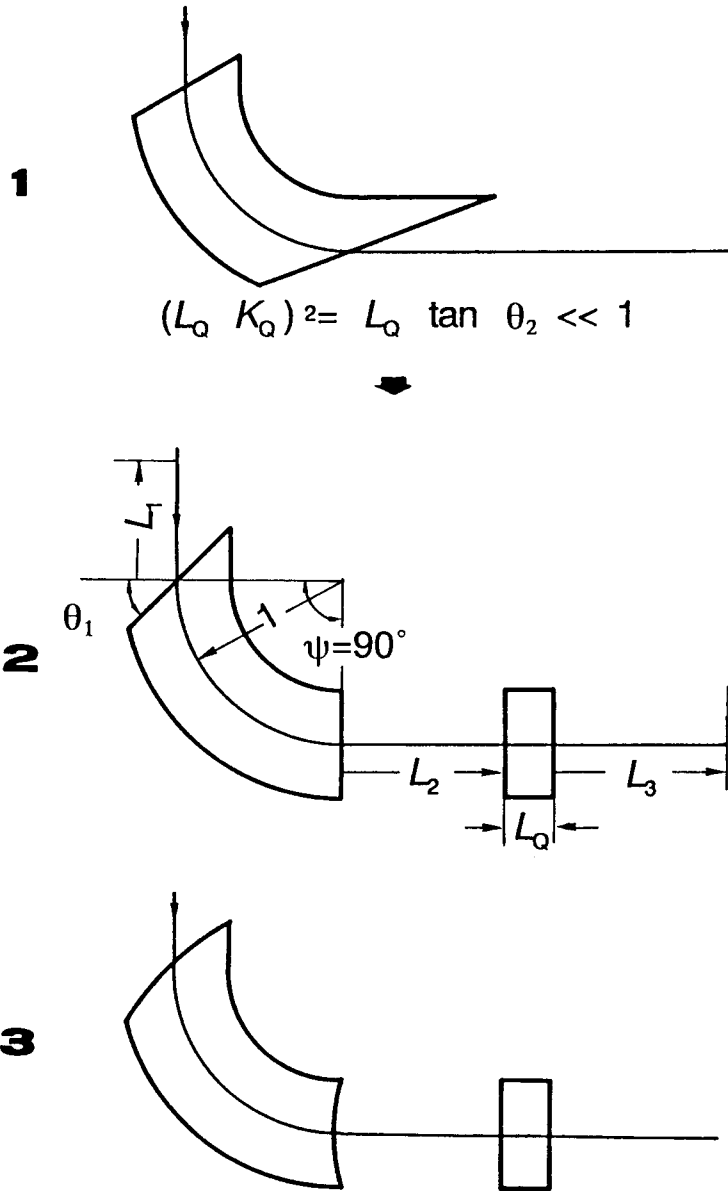


図 2-8 表 2-1 の光学寸法パラメータを持つプリズムおよび四極子の形状

ii) 収差項

分光器のスペクトル測定面での分散方向の軌道を  $u$ 、また、その直角方向の軌道を  $v$  で表す。 $u$  について 3 次の収差まで、 $v$  について 2 次の収差まで考慮すると次式となる[36]。

$$\begin{aligned}
 u = & A_u u_0 + A_\alpha \alpha_0 + D\delta \\
 & + A_{uu} u_0^2 + A_{u\alpha} u_0 \alpha_0 + A_{u\delta} u_0 \delta + A_{\alpha\alpha} \alpha_0^2 \\
 & + A_{\alpha\delta} \alpha_0 \delta + A_{\delta\delta} \delta^2 \\
 & + A_{vv} v_0^2 + A_{v\beta} v_0 \beta_0 + A_{\beta\beta} \beta_0^2 \\
 & + A_{uuu} u_0^3 + A_{uu\alpha} u_0^2 \alpha_0 + A_{uu\delta} u_0^2 \delta + A_{u\alpha\alpha} u_0 \alpha_0^2 \\
 & + A_{u\alpha\delta} u_0 \alpha_0 \delta \\
 & + A_{u\delta\delta} u_0 \delta^2 + A_{uvv} u_0 v_0^2 + A_{uv\beta} u_0 v_0 \beta_0 \\
 & + A_{u\beta\beta} u_0 \beta_0^2 + A_{\alpha\alpha\alpha} \alpha_0^3 \\
 & + A_{\alpha\alpha\delta} \alpha_0^2 \delta + A_{\alpha\delta\delta} \alpha_0 \delta^2 + A_{\alpha v v} \alpha_0 v_0^2 + A_{\alpha v \beta} \alpha_0 v_0 \beta_0 \\
 & + A_{\alpha\beta\beta} \alpha_0 \beta_0^2 \\
 & + A_{\delta\delta\delta} \delta^3 + A_{\delta v v} \delta v_0^2 + A_{\delta v \beta} \delta v_0 \beta_0 + A_{\delta\beta\beta} \delta \beta_0^2 \\
 & + \dots
 \end{aligned}$$

(2-2)

$$\begin{aligned}
 v = & A_v v_0 + A_\beta \beta_0 \\
 & + A_{vu} v_0 u_0 + A_{v\alpha} v_0 \alpha_0 + A_{v\delta} v_0 \delta + A_{\beta u} \beta_0 u_0 \\
 & + A_{\beta\alpha} \beta_0 \alpha_0 + A_{\beta\delta} \beta_0 \delta + \dots
 \end{aligned}$$

(2-3)

ここで、 $u_0$ ,  $v_0$ ,  $\alpha_0$ ,  $\beta_0$ ,  $\delta$ は分光器入射面での電子軌道の初期値である。 $u_0$ と $v_0$ は分散方向とその直角方向の位置、 $\alpha_0$ と $\beta_0$ は中心軌道に対する分散方向およびその直角方向の軌道角、また、 $\delta$ は電子運動量の基準値よりの相対偏移を表す。式(2-2)の最初の3項および式(2-3)の2項が近軸項であり、式(2-2)の第3項は分散である。

$A_u u_0$ ,  $A_v v_0$ は分散方向およびその直角方向の倍率である。二方向収束条件では  $A_\alpha \alpha_0 = A_\beta \beta_0 = 0$ となる。また、式(2-2)の第3項 $D\delta$ は、入射電子の運動量が $\delta$ だけ偏移したときのスペクトル測定面での軌道偏移を表す。分散方向の二次の収差項は9項あり、直角方向には6項ある。2次の収差係数を2文字の添え字( $A_{uu}$ など)で表す。分散方向の3次収差項は19項あり、その収差係数を3文字の添え字( $A_{uuu}$ など)で表す。

2次と3次の収差係数の計算には、計算プログラム "TRIO" (Third Order Ion Optics)を用いた。このプログラムは松田と松尾により質量分析器用に開発されたものである[37]。これは自由空間、静電および磁界プリズム、静電および磁界四極子、などの一般的な電子光学系に適用でき、端縁場効果も含めた3次項までの計算が可能である。

計算に際して、プリズムのギャップ間距離はプリズム内の軌道の最大偏移量の約2倍 0.06 (1.2 mm) に設定した。

### (iii) 収差補正

プリズムの2次の収差は入射端面と出射端面に 図 2-9 に示すように曲率を持たせることにより小さくできる[38]。入射および出射端面の曲率を規格化し、 $\rho_1 = ((1/R_{in}) / (1/R))$  および  $\rho_2 = ((1/R_{out}) / (1/R))$  で表す。

ここでは、次の三つの2次収差項 ( $A_{\alpha\alpha} \alpha_0^2$ ,  $A_{\beta\beta} \beta_0^2$ ,  $A_{\alpha\delta} \alpha_0 \delta$ ) が小さくなるように $\rho_1$ と $\rho_2$ の大きさを決める。これはこれらの収差が主としてエネルギー分解能に影響するためである。その手順として、始めに、 $\rho_1$ と $\rho_2$ の関係を定める。これには、二つの収差係数 $A_{\alpha\alpha}$ と $A_{\beta\beta}$ が等しくなる条件を用いる。図 2-10 (a) に $\rho_2$ と $\rho_1$ の関係を示す。この $\rho_1$ と $\rho_2$ に対する  $A_{\alpha\alpha} = A_{\beta\beta}$ と $A_{\alpha\delta}$ の値も同じ図に示す。 $\rho_2$ の増減に対して、 $A_{\alpha\alpha}$ と $A_{\alpha\delta}$ はその増減の方向は逆になっている。次に、 $\rho_1$ と $\rho_2$ の大きさを決める。これには、

2次収差項  $A_{\alpha\alpha}\alpha_0^2R$  (または、 $A_{\beta\beta}\beta_0^2R$ ) と  $A_{\alpha\delta}\alpha_0\delta R$  が等しくなる条件を用いる。図2-10(b)に入射角  $\alpha_0$  と運動量偏移  $\delta$  を与えたときの二つの収差項を図示した。ただし、STEMモードでの分光器入射条件(図2-5(a))を参考にして、 $\alpha_0 (= \alpha_4) < 3.3 \times 10^{-4}$  とし、また、EELSの検出範囲が1000eVであることより  $\delta = 1.33 \times 10^{-3}$  とした。最も収差項が大きくなる  $\alpha_0 = 3.3 \times 10^{-4}$  に対して、二つの収差項が等しくなる条件から、 $\rho_2 = -0.84$  と  $\rho_1 = 0.58$  の値が決められた。このときのプリズム形状を表2-1の3および図2-8の3に示す。

このプリズム形状に対して、“TRIO”で計算した分散方向の収差係数および収差項を表2-2に示す。これより、スペクトル測定面の軌道  $u$  に寄与する項は、 $A_u u_0$  (近軸項)、 $A_{\alpha\alpha}\alpha_0^2$ 、 $A_{\beta\beta}\beta_0^2$ 、 $A_{\alpha\delta}\alpha_0\delta$ 、および、 $A_{\delta\delta}\delta^2$  である。ただし、収差項  $A_{\delta\delta}\delta^2$  は分光器分散特性の2次の項である。この非線形項は分散5.63(一次項)の0.25%以下である。エネルギー分解能に対する収差項  $A_{\delta\delta}\delta^2$  の寄与を計算する場合には、 $\delta$  は測定エネルギー幅1000eVではなく、加速エネルギーの分布幅( $\sim 3$  eV)を用いる必要がある。この値に対して、 $A_{\delta\delta}\delta^2$  はおよそ5桁小さくなり、他の収差項と共に無視される。

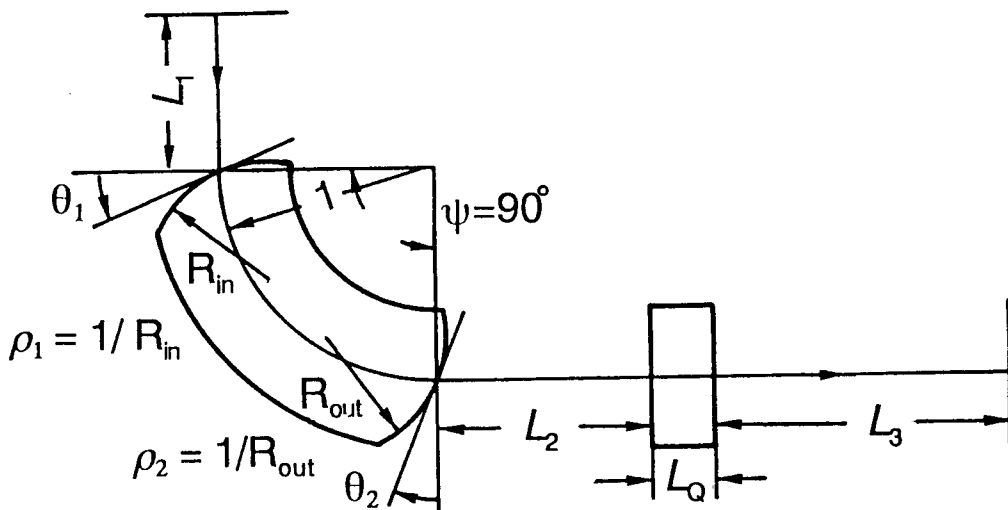


図2-9 プリズムと四極子の配置と光学寸法パラメータ

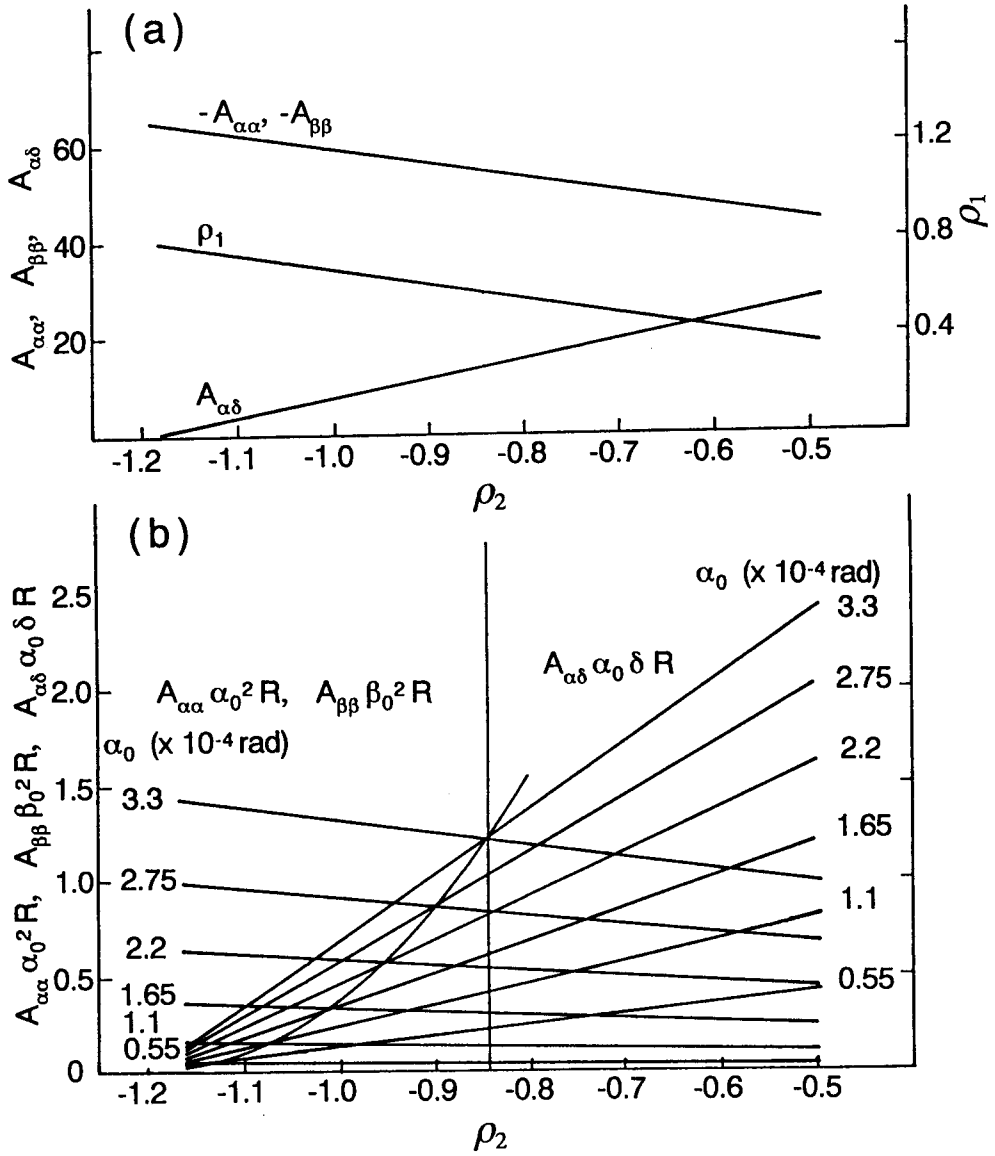


図 2-10 (a) プリズム出射端面の曲率  $\rho_2$  と入射端面の曲率  $\rho_1$  の関係、  
 および、このときの二次収差係数  $A_{\alpha\delta}$  と  $A_{\alpha\alpha} = A_{\beta\beta}$   
 (b) プリズム出射端面の曲率  $\rho_2$  に対する収差  
 $A_{\alpha\delta} \alpha_0 \delta R$  と  $A_{\alpha\alpha} \alpha_0^2 R = A_{\beta\beta} \beta_0^2 R$

表 2-2 分光器のスペクトル測定面における各収差項の大きさ

	収差係数	収 差 項 (mm)
		入射条件 $u_0R=v_0R= 3 \times 10^{-4}\text{mm}$ $\alpha_0=\beta_0=3.3 \times 10^{-4}\text{rad}$ $\delta =1.33 \times 10^{-3}$
$A_u$	-4.00	$-1.20 \times 10^{-3}$
$A_v$	0	0
D	21.1	5.63
$A_{uu}$	-2.53	$-1.14 \times 10^{-9}$
$A_{uv}$	-25.3	$-2.50 \times 10^{-6}$
$A_{uu}$	11.5	$4.60 \times 10^{-6}$
$A_{uv}$	-54.1	$-1.18 \times 10^{-3}$
$A_{vv}$	14.1	$1.24 \times 10^{-3}$
$A_{vv}$	-40.1	$-1.40 \times 10^{-2}$
$A_{vv}$	-15.0	$-6.75 \times 10^{-9}$
$A_{vp}$	-53.7	$-5.30 \times 10^{-6}$
$A_{pp}$	-54.5	$-1.19 \times 10^{-3}$
$A_{uuu}$	-5.40	$-3.65 \times 10^{-15}$
$A_{uuu}$	-31.5	$-4.68 \times 10^{-12}$
$A_{uuu}$	49.7	$2.98 \times 10^{-11}$
$A_{uuu}$	-106	$-3.46 \times 10^{-9}$
$A_{uuu}$	85.3	$1.13 \times 10^{-8}$
$A_{uuu}$	-215	$-1.10 \times 10^{-7}$
$A_{uvv}$	-41.8	$-2.82 \times 10^{-14}$
$A_{uvp}$	-163	$-2.42 \times 10^{-11}$
$A_{uvp}$	-189	$-6.17 \times 10^{-9}$
$A_{uuu}$	-139	$-9.99 \times 10^{-7}$
$A_{uuu}$	-2.15	$-6.24 \times 10^{-8}$
$A_{uuu}$	-309	$-3.62 \times 10^{-5}$
$A_{uvv}$	-203	$-3.01 \times 10^{-11}$
$A_{uvp}$	-585	$-1.91 \times 10^{-9}$
$A_{uvp}$	-578	$-4.00 \times 10^{-6}$
$A_{uuu}$	219	$1.03 \times 10^{-4}$
$A_{uvv}$	-82.8	$-4.96 \times 10^{-11}$
$A_{uvp}$	43.8	$5.78 \times 10^{-9}$
$A_{uvp}$	150	$4.40 \times 10^{-6}$



### 2-3-2 可変高分散分光器への改造設計

2-3-1で述べたように1個のプリズムと1個の四極子の組合せで $5.6 \mu\text{m}/\text{eV}$ の高分散が得られる系を開発した。しかし、第5章の5-3で述べるように、並列検出器の蛍光板で入射ビーム幅より発光領域がかなり広がることが実験的に見いだされ、分散を上げる必要が生じた。そこで、この系にさらに1個の四極子を加え、高分散側に分散値を可変にした。この配置と距離を図2-11に示す。プリズムと四極子の距離 $L_2$ は1、四極子の長さ $L_0$ と四極子間の距離 $L_4$ は共に0.3に設定した。2個の四極子レンズ強度〔脚注〕を $K_{Q1}$ 、 $K_{Q2}$ で表す〔37〕。二方向収束条件のもとでは $K_{Q1}$ と $K_{Q2}$ は独立には選べない。図2-12に二方向収束条件を満足する $K_{Q1}$ に対する $K_{Q2}$ の値を鎖線で示し、その組合せにおける分散を実線で示す。また、そのときのプリズムの磁極入射端面から入射面までの距離 $L_1$ を点線で示す。プリズム1個と2個の四極子の組合せで、 $5.6 \mu\text{m}/\text{eV}$ から $50 \mu\text{m}/\text{eV}$ まで可変できる可変分散型の光学系に改造した。

### 2-4 分光器のエネルギー分解能 [18][28]

STEMモード動作の電顕と上記の分光器を組み合わせたとき、この電子光学系のエネルギー分解能を計算する。

分光器のスペクトル測定面における分散方向のビーム軌道は式(2-2)のuである。ビームの入射条件(中心軌道からの分散およびその直角方向の距離 $u_0$ 、 $R$ 、 $v_0$ 、 $R$ 、中心軌道からの分散およびその直角方向の角度 $\alpha_0$ 、 $\beta_0$ 、運動量の相対偏移 $\delta$ )に対する1次、2次、3次の項の大きさを表2-2に示した。ある一定の損失エネルギーに対して分解能を導出する場合、 $\delta=0$ と置ける。このとき、

-----  
〔脚注〕

$$\pm K_Q^* = \sqrt{(\pm B_Q/R_Q) (e/\sqrt{2mE})} \quad [\text{m}^{-1}]$$

ここで  $B_Q$ :磁極の磁場、  $R_Q$ :磁極の半径、  $e$ :電子の電荷、

$m$ :電子の質量、  $E$ :電子のエネルギー

これをプリズム半径で規格化すると次式になる。

$$\pm K_Q = \pm K_Q^* / (1/R)$$

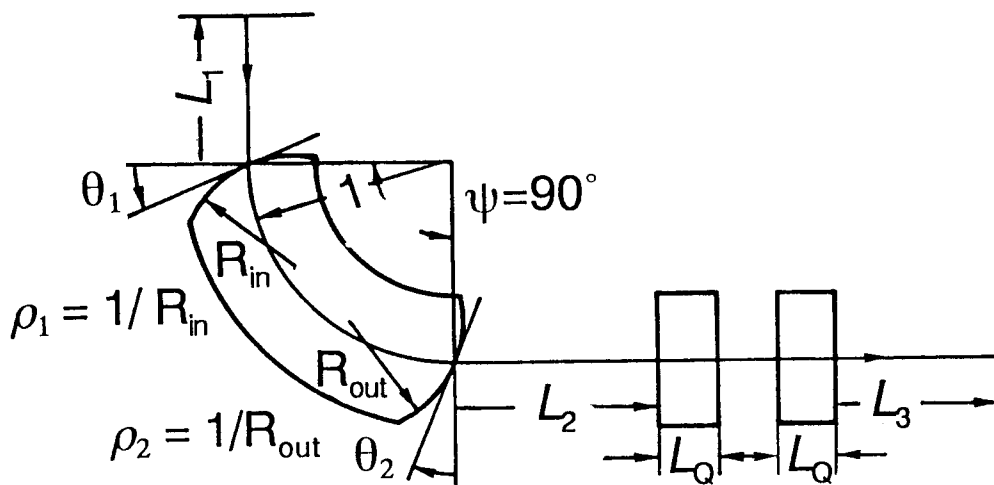


図 2-11 可変分散系のプリズムと四極子の光学寸法パラメータ

ビームの軌道  $u$  に寄与する項として近軸項  $A_u u_0 R$  と 2 次の収差項  $A_{\alpha} \alpha_0^2$  と  $A_{\beta} \beta_0^2$  が残る。

2-3 節で示した分光器入射ビームの初期条件  $(u_0 R, v_0 R, \alpha_0, \beta_0)$  と 2-2 節での STEM 光学系の出射ビーム条件  $(r_4, \alpha_4)$  は次の関係にある。

$$r_4^2 = (u_0^2 + v_0^2) R^2 \quad \alpha_4^2 = \alpha_0^2 + \beta_0^2 \quad (2-4)$$

これより、収差項は  $A_{\alpha} \alpha_4^2$  で表せる。さらに、近軸ビーム径と収差項によるビームの広がりとの和  $2 r_5$  を近似的に次のように書く。

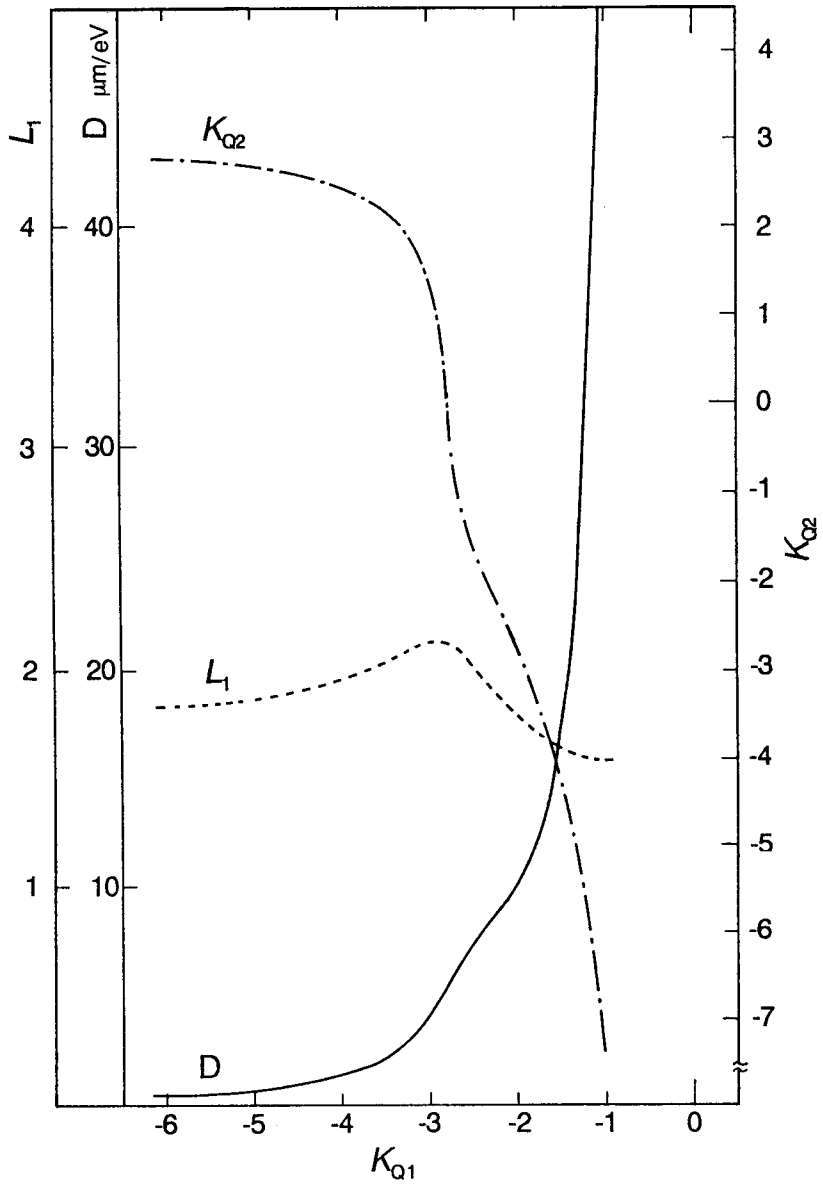


図 2-12 分光器 (図 2-11) の可変分散特性。二方向収束条件を満足する  $K_{Q1}$  に対する  $K_{Q2}$  の値を鎖線で示し、その組合せの分散  $D$  を実線で示す。そのときのプリズムの磁極から入射面までの距離  $L_1$  を点線で示す。

$$r_5^2 = (A_U r_4)^2 + (A_{\alpha} \alpha_4^2)^2 \quad (2-5)$$

規格化した運動量分散  $D$  とエネルギー分散  $D_E$  の関係

$$D_E = (\Delta R / R) / (\Delta E / E) = 0.667 D$$

を用い、 $\Delta R$  が  $r_5$  に等しいときの  $\Delta E$  の値を  $\Delta E_B$  とおくと次式が導かれる。

$$\Delta E_B^2 = 2.6 r_4^2 + 3.9 \alpha_4^4 \quad (2-6)$$

ここで右辺第1項、第2項の係数は、 $\Delta E_B$  を eV、 $r_4$  を  $\mu\text{m}$ 、 $\alpha_4$  を mrad で表わしたときの値である。この式で求めた等エネルギー分解能を持つ曲線を、図 2-5 (a)、2-5 (b) に点線で書き入れた。

これらの図より、最も分解能がよくなる分光器入射ビーム条件は、第二集束レンズ絞り径  $2r_s = 150 \mu\text{m}\phi$  のとき  $2r_4 = 0.44 \mu\text{m}$ 、 $\alpha_4 = 0.16 \text{mrad}$  となり、分光器分解能は約  $0.4 \text{eV}$  となる。また、 $2r_s = 50 \mu\text{m}\phi$  では  $2r_4 = 0.23 \mu\text{m}$ 、 $\alpha_4 = 0.13 \text{mrad}$  のとき約  $0.2 \text{eV}$  となる。

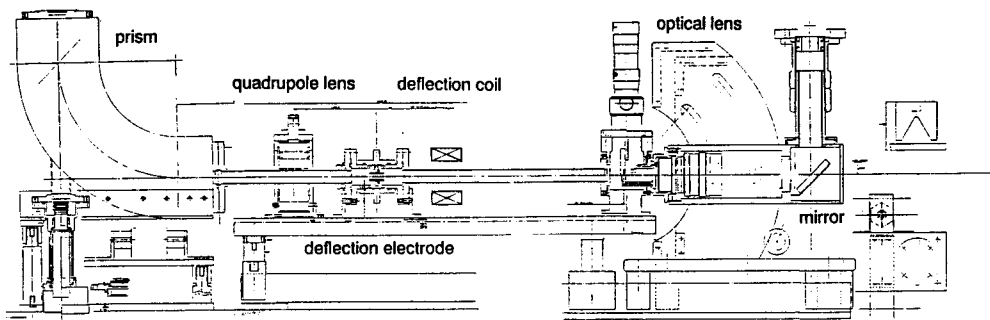


図 2-13 プリズムと四極子および検出器系の実装図面

## 2-5 分光器の製作

プリズムの軌道半径 $R$ は200mmとし、上記の設計に従って数値制御による機械加工で製作した。図2-13はこのプリズムと四極子の実装図面である。四極子、偏向器、および、蛍光板は摺動レールの上に設置されていて、その距離の調整が可能である。またプリズムおよび摺動レールは調整ねじで軸合わせができる構造になっている。

## 2-6 むすび

透過形電顕として設計されたHU-2000型電顕をSTEMモードとして利用した場合の試料上のビーム径、および、これにEELS用の分光器を取り付けた場合のエネルギー分解能を電子光学的面より計算し、分光器を設計、製作した。ただし、対物レンズの励磁の制限より、ビーム加速電圧は500kVである。この結果、次のような点が明らかになった。

- ①試料上のビーム径が10nm以下となり、分解能1eV以下となる対物および第二集束レンズ励磁条件は存在する。
- ②軌道半径200mmのプリズムと一つの四極子よりなる分光器を用いれば、 $5.6 \mu\text{m}/\text{eV}$ の高分散が得られる。
- ③この系の四極子を2個にすることにより、二方向収束条件下で、 $5.6 \mu\text{m}/\text{eV}$ から $50 \mu\text{m}/\text{eV}$ の可変分散系が得られる。
- ④STEM-EELSに対する電子光学系のエネルギー分解能は第二集束レンズ絞り径が $150 \mu\text{m}\phi$ のとき約0.4eV、 $50 \mu\text{m}$ のとき約0.2eVとなる。

## 第3章 超高圧STEMのプローブビーム安定化 [18][24][25]

### 3-1 まえがき

本章では、まず、プローブビームエネルギーの安定度に直接関係する加速電圧電源の安定化について述べる。

次に、加速管を通過中の電子ビームが受ける漏洩交流磁束による偏向を補償する方法について述べる。

最後に、ビームが高周波で偏向されている場合について、この偏向の大きさと真のビーム径を分離して測定する方法を示す。

### 3-2 加速電圧の安定化 [18]

#### 3-2-1 自動電圧安定器による電源の安定化

図3-1に加速電圧の高圧発生回路のブロック図を示す。発振器からの高周波信号（5 kHz）は、負帰還制御用の変調器と加速電圧制御用の減衰器を通してCockcroft-Walton回路（C-W回路）駆動用の電力増幅器に送られる。これらの増幅器のうち信号電力レベルの小さい段までは、その陽極直流電源を安定化している。しかし、電力増幅部の最終段の三極管の陽極直流電源は10 kV-1 Aの高圧高電力であり、十分な安定化がなされていない。そのため商用電源の変動の影響を受け易い構造であり、これまで、商用電源の電圧変動が加速電圧の安定度を損なう原因となっていた。

これを改善するため、商用電源ラインに表3-1に示す仕様の自動電圧安定器を挿入した。一般に、自動電圧安定器にはサイリスタにより制御するもの、一旦直流に変換して制御するもの、鉄共振型のものがある。ここではある程度大容量で、応答特性の比較的良好なサイリスタ方式を採用した。導入した安定器は池上通信機製のAS3-20KW型である。この自動電圧安定器の挿入による安定度改善の測定は6桁表示のデジタル電圧計で計測した。商用電源電圧、C-W回路電源電圧、加速電圧に対する1分間当たりの変動を表3-2にまとめて示す。自動電圧安定器により商用電源電圧は $1.2 \times 10^{-3}$ から $2.4 \times 10^{-4}$ に安定化され、その結果、加速電圧の安定度は、帰還制御しない場合で12 dB、帰還制御した場合で約6 dB改善することができた。後者の改善度が小さいのは、帰還制御による安

定化の効果が既に含まれているためと考えている。

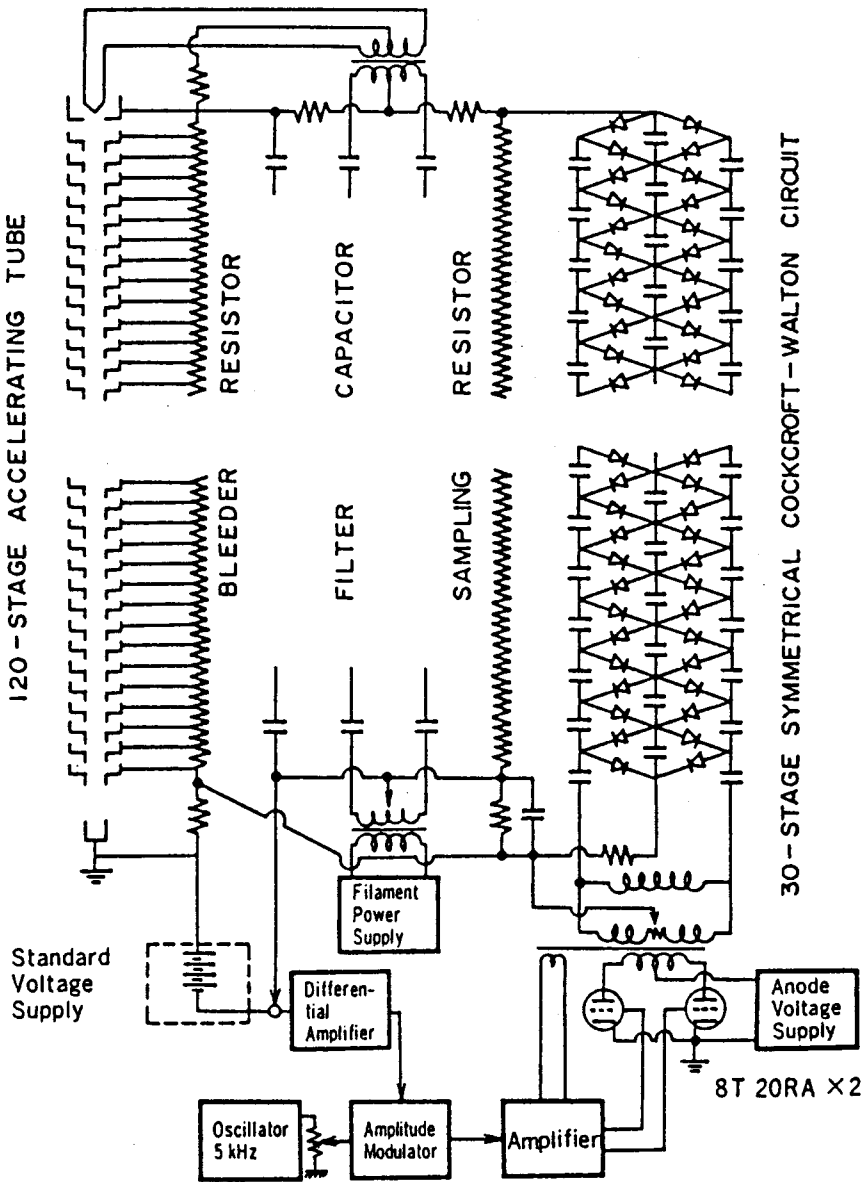


図 3-1 高圧発生回路およびフィラメント点火回路

表3-1 自動電圧安定器の主な仕様 (池上通信機製AS3-20KW型)

サイリスタ型定電圧電源装置仕様			
型式	AS3-20KW	波形歪率	3%以下
方式	サイリスタ制御	応答速度	0.15秒以内
相数	3相	効率	90%以上
定格周波数	60Hz	力率	80%以上
周波数変動範囲	±2Hz	絶縁抵抗	DC500V 5MΩ以上
定格入力電圧	AC210V	耐電圧	AC1.5kV 1分間
電圧変動範囲	±15%	温度上昇	70°以下
定格出力容量	20kVA	周囲温度	0~40°C
定格出力電圧	AC200V	相対湿度	30~85%
電圧調整範囲	±3%	重量	600kg
定電圧精度	±0.4%		
負荷変動範囲	0~100%		
負荷力率	100%		

表3-2 自動電圧安定器取り付け前後の電圧安定度

測定項目	定電圧電源装置取り付け前	定電圧電源装置取り付け後
商用電源電圧	$1.2 \times 10^{-3}$	$2.4 \times 10^{-4}$
C-W駆動電源陽極電圧	$1.5 \times 10^{-3}$	$3.0 \times 10^{-4}$
加速電圧サンプリング端子		
(掃選制御 OFF)	$8.0 \times 10^{-4}$	$2.0 \times 10^{-4}$
(掃選制御 ON)	$4.0 \times 10^{-5}$	$2.0 \times 10^{-5}$



### 3-2-2 負帰還ループによる安定化

図3-1に示すように、C-W回路駆動用電力増幅器では増幅器自身の安定化のために、C-W用高圧変圧器の三次巻線より負帰還制御がなされている。この帰還回路の閉ループ利得 $A_{NFB}$ は次式で表わされる。

$$A_{NFB} = A / (1 - A \gamma) \quad (3-1)$$

ここで $A$ は増幅器の利得、 $\gamma$ は帰還回路の帰還比である。帰還の開ループ利得 $A\gamma$ が大きくなるにつれて、 $A_{NFB}$ は $1/\gamma$ に近づき、 $A$ の変動に影響されずに安定度が改善される。しかし、実際の帰還回路は開ループ利得を増大させると、高い周波数帯域で増幅器の位相の逆転のため発振を起こす。

低域で高い開ループ利得を実現する方式として、帰還回路に低域フィルターを挿入して高域でのループ利得を低下させるのが一般的である。しかし、フィルター回路は一般に利得の変化と共に位相も変化する。安定度の向上を図るためには、帰還回路全体の利得、位相の周波数特性を適正化するように定数を設定する必要がある。そのために、図3-2に示す5種類のフィルター回路について、その利得および位相の周波数特性を計算して比較する。結果を図3-2に示す。

これまでは①で示す低域フィルター回路が用いられていた。これは高域で利得が低下するが位相も大きく変化し、帰還回路には都合が悪い。これに比べて③で示すフィルターは高低域での利得の低下は他のフィルターより小さいが、位相の変化はより小さく高低域では位相は変化しない。フィルター②、④、⑤は比較のため示したもので②、④は帯域フィルター、⑤は二段低域フィルターである。図3-3はフィルターを用いない場合の負帰還ループの周波数-利得・位相特性の実測値に、このフィルター①、③および減衰器⑥の特性の計算値を加えて、負帰還ループの特性を求めたものである。ここで①、③、⑥の5kHzにおける減衰率はほぼ同じにしてある。

それぞれの負帰還ループの特性を比較してみると、位相が $360^\circ$ 変化する周波数における(10kHz付近)ループ利得は、①、③、⑥がそれぞれ-17、-20、-16dBである。従来のフィルター①の場合に比べて③の場合は3dB利得余裕が大きいことがわかる。またループ利得が0dB(6kHz付近)の位相余裕で比

較しても、①が $40^\circ$ 、③が $45^\circ$ で、従来のフィルター①の場合に比べて③の場合が余裕が大きい。フィルター③は位相変化が少ないため、駆動周波数5kHzにおいて約3dB帰還利得を大きくできることが分かる。

これらの帰還フィルター回路とこれを用いたときの高圧安定度の関係について検討する。実測した5kHzに対する開ループ利得の発振限界値は、これまでのフィルター①では24.5dB、今回採用したフィルター③では27.5dBであった。約3dBループ利得を大きくできた。この値は図3-3での計算結果とも一致する。

これによって高圧安定度も $2 \times 10^{-5}$ から $1.4 \times 10^{-5}$ に約3dB改善された。

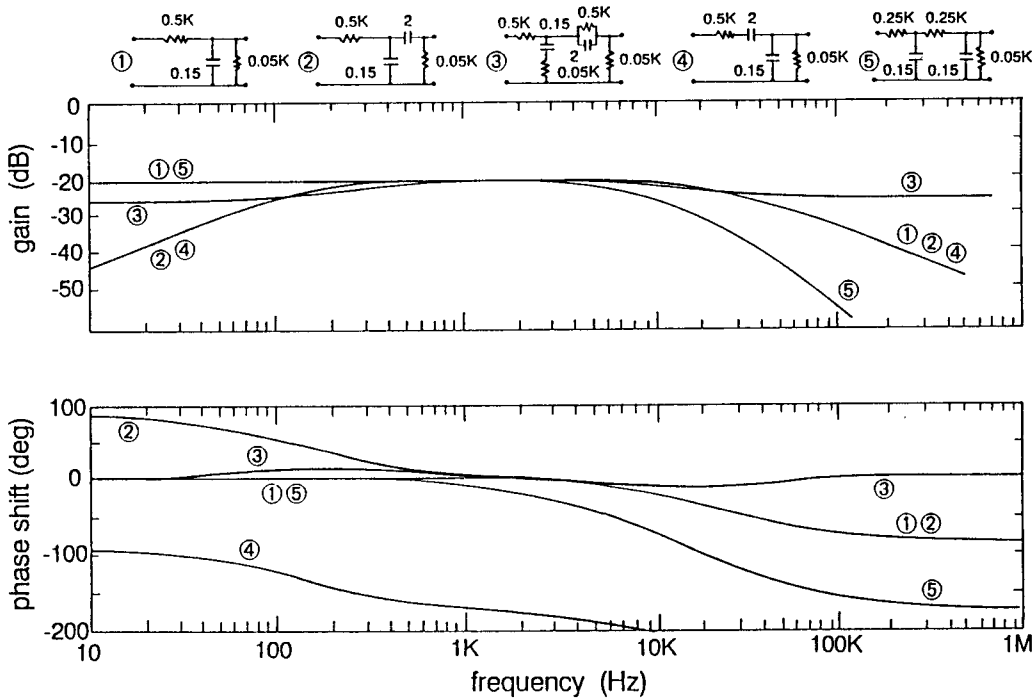


図3-2 各種フィルターとその周波数特性

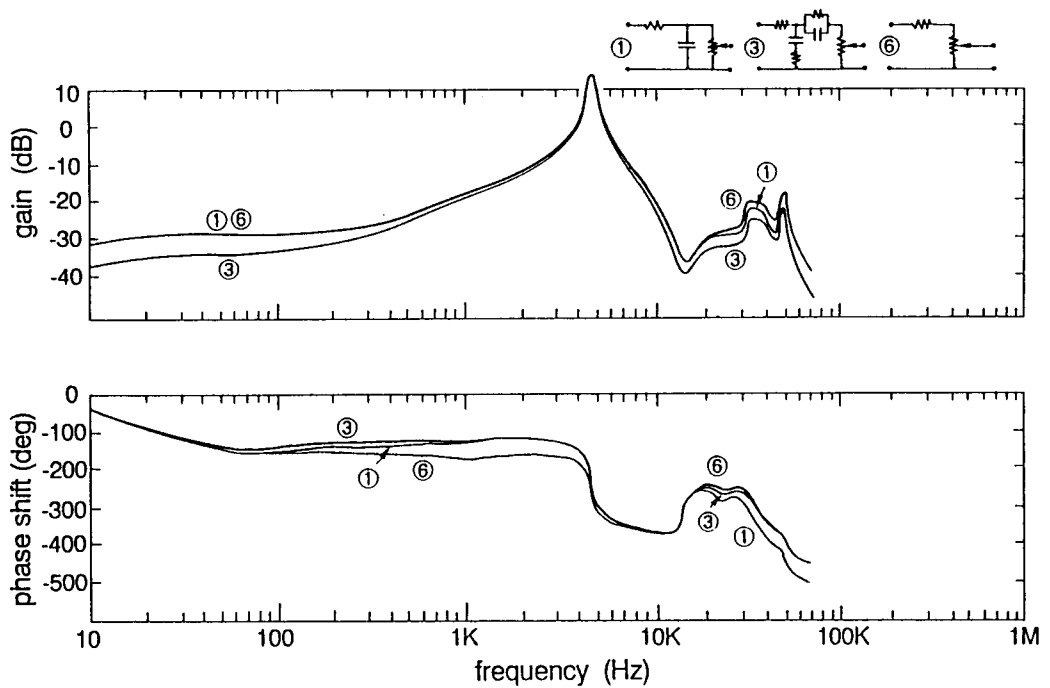


図 3-3 フィルター挿入後の帰還回路のボード線図。ただし、フィルターを用いない場合の帰還ループ特性の実測値と、フィルター①③ および減衰器⑥の特性の計算値から求めたもの。

### 3-3 洩れ磁束によるビーム偏向の補償 [18][24]

#### 3-3-1 原因と周波数成分

電子銃から出た電子は加速管内を通過し、電顕鏡体照射レンズ系で集束されて試料に照射される。HU-2000型超高压電顕の場合、この距離は図 2-2 に示すように 6.6 m にもなり、通常電顕の 50 cm 程度に比べて 10 倍長い。そのために、外部交流磁束によるビームの偏向が問題となる。一つの高圧タンクに加速管と加速電圧発生回路を納める本加速系では、加速管は高圧発生回路 (C-W 回路) の中心に位置している。加速管領域に漏洩する磁束として、(1) C-W 回路よりの

洩れ磁束（5 kHz）と（2）フィラメント電力伝送回路よりの洩れ磁束（100 kHz）がある。さらに、（3）各種の商用周波数源からの洩れ磁束（60 Hz）も侵入する。これらの洩れ磁束は対称C-W回路のバランス調節や、C-W回路と加速管の間の磁気シールドのための加速管電極材料と形状の工夫により、ある程度軽減できる。しかし、完全に洩れ磁束を消し去ることは困難である。これらの洩れ磁束は基本周波数成分がほとんどで、高調波成分は一般に小さい。

### 3-3-2 フィラメント直流点火による改善

電子銃陰極用のフィラメント電源は加速電圧と同じ電位を持つ。この電位まで電力を伝送する回路がフィラメント電力伝送回路である。図3-4に示すように、高圧発生回路のフィルターコンデンサーを利用している。回路の低圧側より高周波電力（100 kHz）を供給し、高圧側でこれを整流し、フィラメントに供給する。このとき、フィルターコンデンサーを流れる高周波電流により磁束が発生し、電子ビームが偏向される。試料上に集束された電子ビームの位置やEELSのスペクトルの位置が変動する。

これは、電子銃部にNi-Cd電池を組み込み、それによってフィラメントを点火することで除去できる。充電は電顕を使用していない時に行い、完全充電後は約8時間の点火が可能である。

### 3-3-3 鏡体部での振り戻しによる改善

加速管領域の洩れ磁束によるビームの偏向は、鏡体側に偏向器を取り付けて補償する。すなわち、洩れ磁束による偏向に同期させて、逆方向に同じ大きさだけ偏向する。図3-5にそのブロック図を示す。偏向の原因となっている周波数成分を高圧発生回路の発振器、交流点火の場合のフィラメント点火回路の発振器、商用電源ラインから取り出す。それぞれの振幅と位相を可変にするため、それぞれ独立した増幅器と移相器を通す。これらを重畳して電顕の照射系に組み込んだ偏向コイルに加える。振り戻し偏向の振幅および位相の調整は、電顕像モードで蛍光板上のビーム形状を観測しながら行う。ビーム照射面積が最も小さくなるように増幅器の利得と移相量を合わせる。打ち消しは基本波成分のみで、高調波成分は残留するがその影響は小さい。

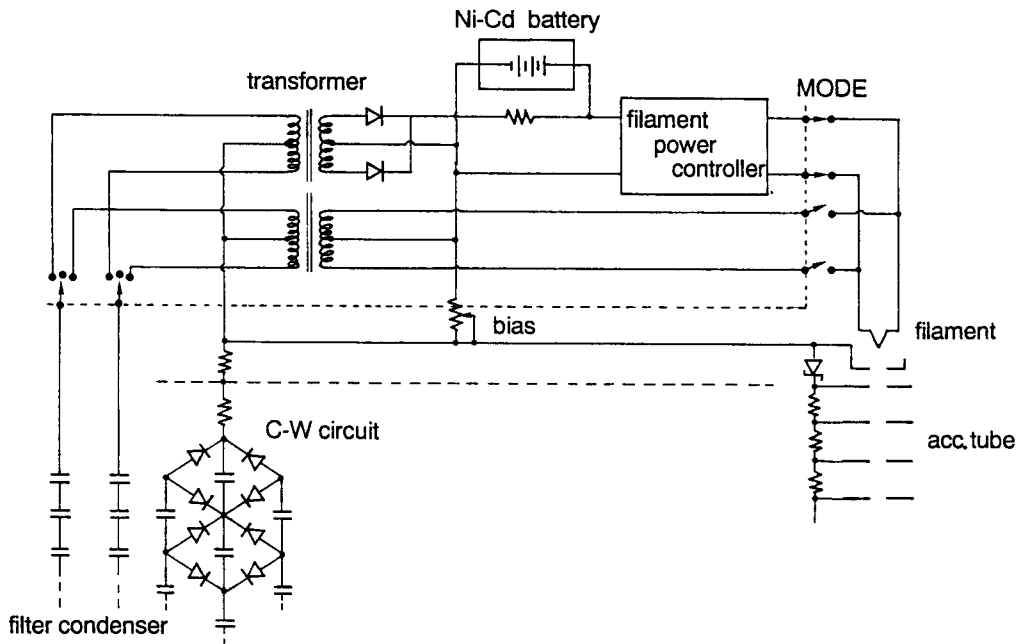


図 3 - 4 フィラメント点火回路

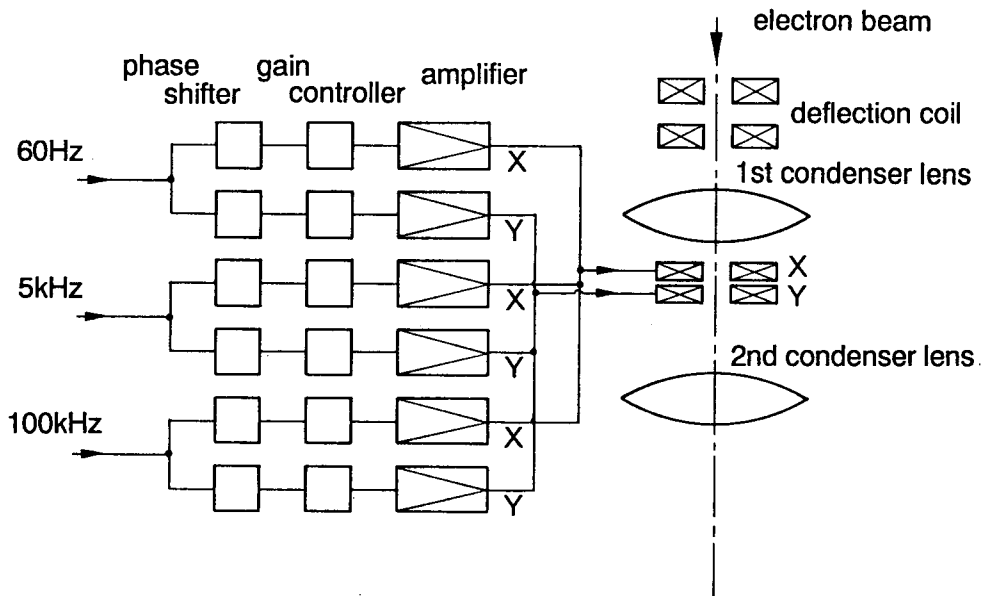


図 3 - 5 洩れ磁束による偏向の補償回路ブロック図

各周波数成分の打ち消しと、電顕像モードで観測した電子ビーム形状の関係を図3-6に示す。(a)は補償しない場合、(b)は5 kHzのみ補償した場合、(c)は100 kHzのみ補償した場合、(d)は5 kHz, 100 kHz, 60 Hz 全部を補償した場合、(e)はフィラメントを電池で点火し、5 kHz, 60 Hzを補償した場合である。ビームの偏向は5 kHzと100 kHzが主成分で60 Hz成分は小さい。図3-6の(d)と(e)のビーム形状がほぼ等しいことより、補償回路により100 kHz成分も打ち消すことができることが分かる。他の周波数成分の偏向もほぼ打ち消され、プローブビームの輝度は補償回路取り付け前より2.4倍上昇した。補償後のビーム輝度は500 kVで  $3 \times 10^6 \text{ A/cm}^2 \text{ sr}$ 、2 MVで  $2 \times 10^7 \text{ A/cm}^2 \text{ sr}$  となった。これらの値は2700 Kのタングステンヘアピンフィラメントの理論値のおよそ50%である。

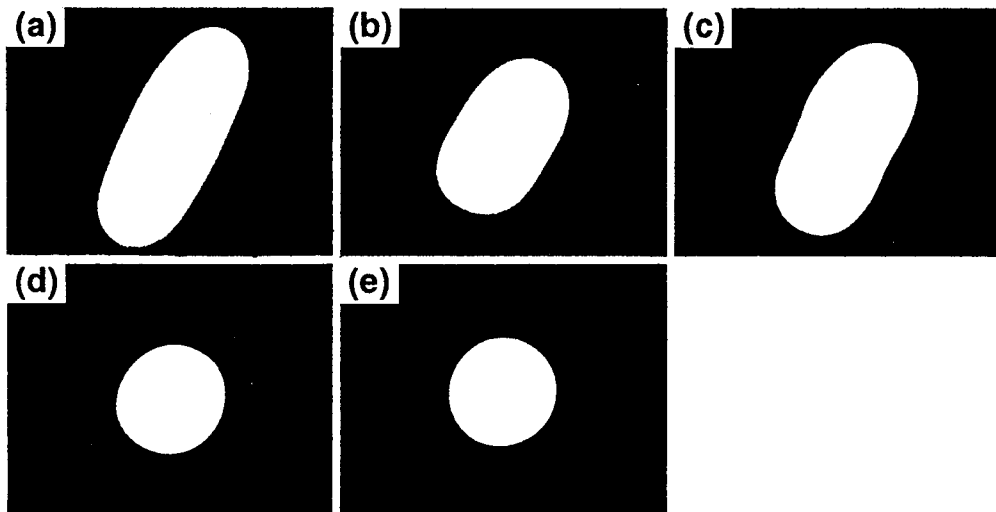


図3-6 TEM像として観測した電子ビームの偏向補償効果

(a)は補償しない場合、(b)は5 kHzのみ補償した場合、(c)は100 kHzのみ補償した場合、(d)は5 kHz, 100 kHz, 60 Hz全部を補償した場合、(e)はフィラメントを電池で点火し、5 kHz, 60 Hzを補償した場合。

### 3-4 偏向成分を含むときのビーム径の測定法 [25]

STEMやEELSでは、プローブビーム径の計測は空間分解能やエネルギー分解能を決める上で重要な項目である。いま、電子ビームが交流磁束によって偏向されている場合を考える。ビームの位置が時間的に変動し、もし、時間平均された手法でビーム径を計測すると、本来のビーム径よりも大きい値となる。ここでは、ビーム径の大きさとビームの偏向量を分離して計測する方法を示す。

図3-7はその測定系である。偏向器を用いて測定しようとする電子ビームがナイフエッジを横断するように走査する。この走査信号をオシロスコープのX軸に、ナイフエッジの後方で蛍光板と光電子増倍管によって検出したビームの強度をY軸に入力する。走査時間をビームの偏向の周期に比べて十分長く選ぶ。このとき、図3-8(a)に示すような「周期的に振動するS字曲線」が得られる。図3-8(b)は60Hzで偏向されているビームを測定した例である。ナイフエッジでの偏向器感度[m/V]を予め求めておくことによって、波形の包絡線の傾きからビーム径“a”が求められ、また、二本の包絡線の間隔からビーム偏向量“b”の走査方向成分が決まる。表3-3に  $a < b$ ,  $a \sim b$ ,  $a > b$  における測定例を示した。

ナイフエッジはビーム径が  $\mu\text{m}$ 程度より大きい場合は通常の機械加工のものが使用できるが、それより小さくなるとビームの透過などの影響が問題となり使用できない。この場合のナイフエッジの代わりに、Mo酸化物などの結晶の直線部分、結晶粒界、金などの球状粒子が用いられる。直径10nm程度の小さいプローブビームの計測では、測定で得られた値の信頼性の検討も必要となる。

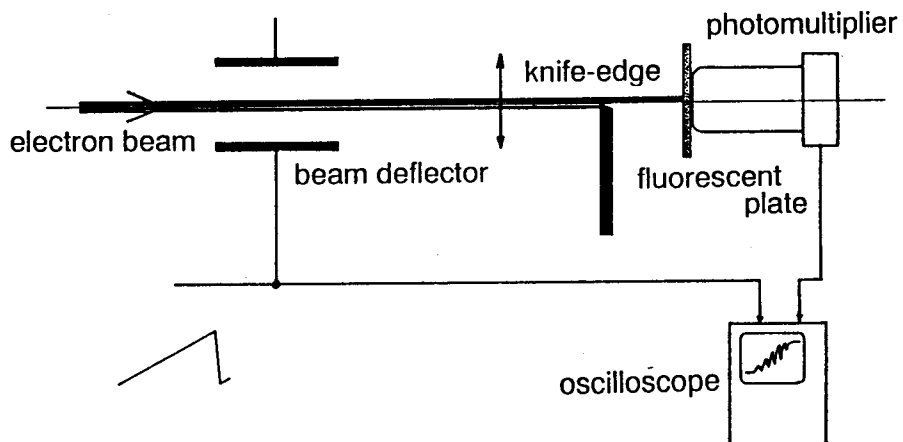


図 3-7 ナイフエッジ法によるビーム径測定系

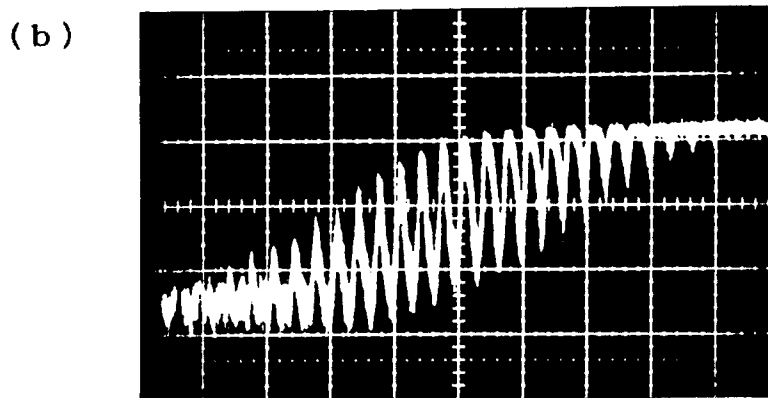
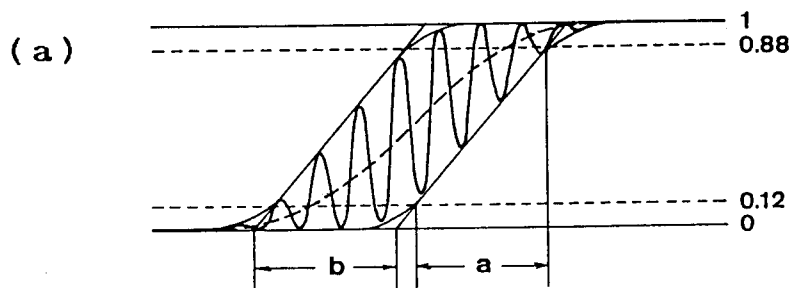


図 3-8 (a) ナイフエッジによる S 字曲線

(b) 実測した S 字曲線の一例



表 3-3 偏向成分を含むときのビーム径”a”と偏向成分”b”の測定例

	a < b		a ~ b			a > b
a (μm)	173	166	130	48	45	39
b (μm)	314	206	115	40	50	24

### 3-5 むすび

本章では、超高压電顕ビームのエネルギー安定化およびビームの位置変動補償について述べた。また、ビーム径と偏向量を分離して計測する方法について記述した。

- ①加速電圧の安定化を目的として、商用電源安定化のため自動電圧安定器を取り付けた。その結果、C-W回路駆動電源の安定度が約12dB改善された。
- ②C-W回路駆動電源の負帰還安定化回路の低域フィルター回路を改善して、開ループ利得を3dB増加させた。これにより加速電圧安定度も $2 \times 10^{-5}$ から $1.4 \times 10^{-5}$ に3dB改善された。
- ③フィラメント電力伝送回路よりの洩れ磁束によるビーム偏向およびビームエネルギー変動を避けるため、フィラメント点火を電池を用いた直流点火に改造した。
- ④他の洩れ磁束によるビーム偏向は鏡体部に取り付けた偏向器で振り戻した。これにより、偏向量はほぼ補償され、ビーム輝度も理論値の約50%にまで向上した。
- ⑤ビームが交流偏向されている場合、ビーム径と偏向量をナイフエッジを用いて測定し、これらを分離する方法を示した。

## 第4章 並列検出 E E L Sにおける加速電圧変動の負帰還補償 [20][21]

### 4-1 まえがき

第3章では、加速電圧の安定化およびビーム位置の安定化について示した。しかし、超高圧電顕の場合、加速電圧変動を数eV以下にすることは技術的にも、経済的にも困難が多い。残存する加速電圧の変動により分光器のスペクトル位置が変動する。この変動の周波数成分はドリフト、C-W駆動電源のリップル（5 kHzとその高調波）、電源周波数（60 Hzとその高調波）である。この変動量を検出器の前方に取り付けた2種類の偏向器で振り戻す。

補償回路として、偏向コイルに振り戻し電流を印加する開ループ制御回路と偏向板を用いた帰還制御回路で構成する。この帰還制御を行なうため、新たに考案したスペクトルと位置変動を同時に測定できる蛍光板を取り付ける。次に、これらの制御によるエネルギー分解能の改善について、その測定結果を示す。帰還制御に際しては、帰還利得に最適値が存在することが示され、その原因がショット雑音の影響であることを帰還回路解析から明らかにする。

### 4-2 補償回路の構成 [20][21]

加速電圧変動や電子ビーム偏向に伴うスペクトルの移動を補償するため、図4-1(a)に示す偏向器系を並列検出 E E L S装置に取り付けた。超高圧 S T E Mからの電子は分光器と四極子を通して Y A G (Yttrium Aluminum Garnet) 蛍光板に到達する。その際、加速電圧が変動したり、軌道上に洩れ磁界が存在すると蛍光板上のスペクトルの位置が変動する。スペクトルの位置変動を補償するため二つの偏向器を用いる。変動の基本波成分には偏向感度が高い磁界偏向器を用い、開ループ制御を行なう。加速電圧のドリフトや高調波成分を補償するため、応答速度の速い静電偏向器を用いて帰還制御する。静電偏向器の周波数帯域は10 MHz以上ある。

開ループ制御は商用電源ライン（60 Hz）およびC-W回路の駆動電源（5 kHz）からの信号を増幅器と移相器を通して偏向コイルに加える。その際、スペクトルのゼロ損失ピークの幅が最も小さくなるように利得と位相を調節する。

次に帰還制御を行なう。そのためにはスペクトルの位置を検出する必要がある。

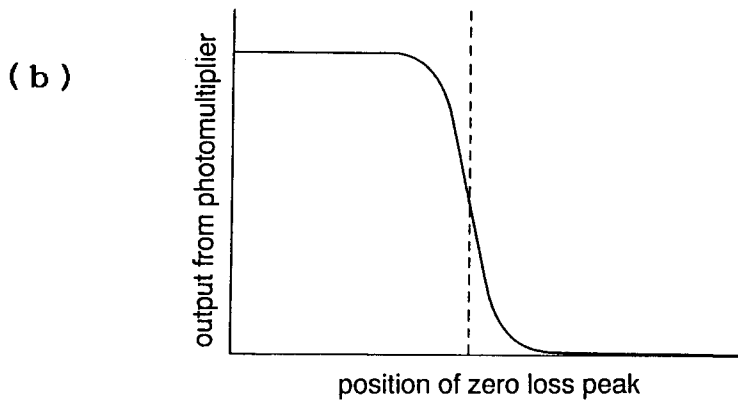
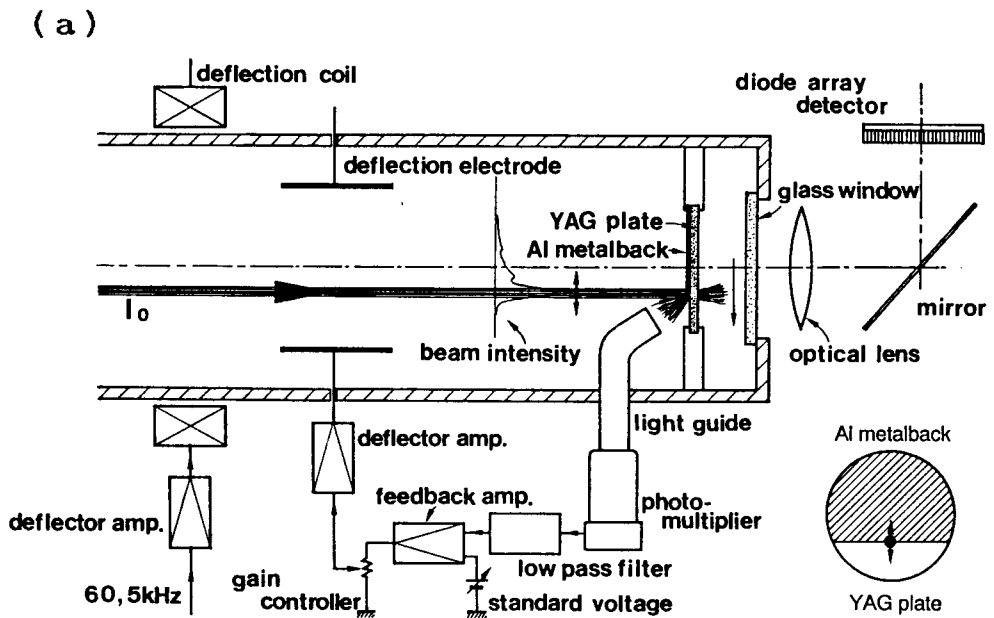


図 4-1 (a) EELSにおける加速電圧変動の補償回路系  
(b) ゼロ損失ピークの位置と光電子増倍管の出力の関係

スペクトルの測定と同時にこの位置変動も検出できるように、YAG蛍光板を工夫した。図4-1(a)に示したYAG蛍光板は直径10mm、厚さ50 $\mu\text{m}$ で、スペクトル測定面にガラス支持基板を用いずに固定されている。図の右下に示すように、その片面のみ、約3/4は厚さ約0.1 $\mu\text{m}$ のアルミでメタルバックされている。メタルバックした面はビームの入射側で、メタルバックの境界線は分散と直角方向である。また、蛍光板のメタルバックされている部分をスペクトルの損失エネルギー側に対応させて取り付ける。

YAG蛍光板の透過面側での光強度は光学レンズによって並列検出器上に結像され、EELSスペクトルの測定ができる。

一方、YAG蛍光板の入射面側に放射される光強度はスペクトルの位置変動を検出するのに利用する。入射側では、YAG蛍光板で発光した光はメタルバック領域ではさえぎられ、メタルバックがない部分からのみ放射される。この光をライトガイドで光電子増倍管の光電面に導き、光強度を電気信号に変える。今、ゼロ損失ピークがメタルバックの境界線を移動すれば、この移動距離に応じて光強度が変化する。ゼロ損失ピークの位置と光電子増倍管の出力の関係は図4-1(b)に示したようなS字曲線になる。このYAG蛍光板を用いると、透過面でスペクトルを観測しながら、ゼロ損失ピーク(スペクトル)の位置変動を同時に検出できる。

帰還制御をするためには、この光電子増倍管の出力を低域フィルター、帰還増幅器、偏向器増幅器を通して偏向電極に負帰還する。この回路の帰還ループ利得 $A(\omega)$ の大きさは負帰還回路増幅器中の利得制御回路により変化できる。また、低域フィルターの帯域 $\omega_c$ (利得の3dB低下する周波数で定義)の値も可変できる。

#### 4-3 開ループ制御特性 [21]

偏向コイルを用いた開ループ制御の結果を示す。図4-2は図4-1(a)の光電子増倍管出力をスペクトル分析器で測定した結果である。スペクトルの位置変動の周波数成分が示されている。商用周波数60Hzについては15次高調波まで、5kHz成分については8次高調波まで示してある。[黒棒]は開ループ制御前の値であり、[白棒]は開ループ制御後の値である。基本波成分(60Hz、5kHz)

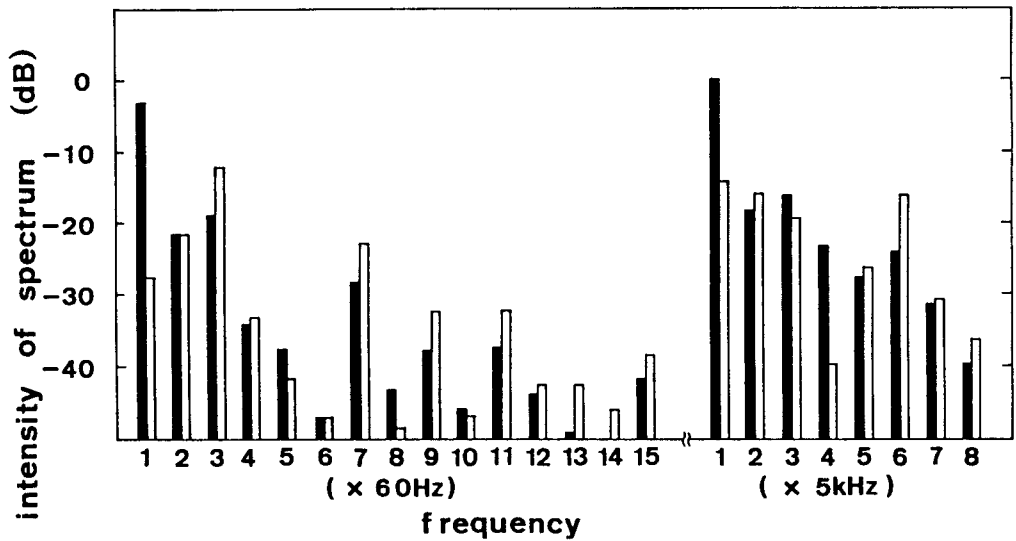


図 4-2 開ループ制御によるビームの振れ周波数成分の改善  
 [黒棒] 制御前、[白棒] 制御後

はおよそ 20 dB 減少していることが読み取れる。しかし、かなりの大きさの高調波成分が残留している。開ループ制御だけ行ったとき、ゼロ損失ピークに対して測定したエネルギーの半値幅は、9.3 eV から 5.7 eV に改善された。

#### 4-4 帰還制御特性 [20][21]

##### 4-4-1 検出系

スペクトル位置変動の検出系の特性を調べる。図 4-1 (b) に示した、ゼロ損失ピーク位置と光電子増倍管出力の関係の実測例を図 4-3 (a) に示す。ここで、ゼロ損失ピークがメタルバックのない位置にあるときの出力を 1 で表す。この測定において、ゼロ損失ピークの持つ位置変動 (60 Hz や 5 kHz 成分) の影響を避けるため、掃引速度は十分速く選んである ( $0.2 \mu\text{s}/\mu\text{m}$ )。ゼロ損失ピークがメタルバックの境界線を横断したとき、波形は 1 からほぼ 0 に減少する。

このカーブより、ゼロ損失ピークの幅（ビーム径）は約  $200\ \mu\text{m}$  であることが分かる。（分光器分散は  $50\ \mu\text{m}/\text{eV}$ ）。

図4-3 (b) はオシロスコープで観測したこの系でのゼロ損失ピークの位置変動を示す波形である。60 Hz成分にはかなりの高調波が含まれていることが分かる。

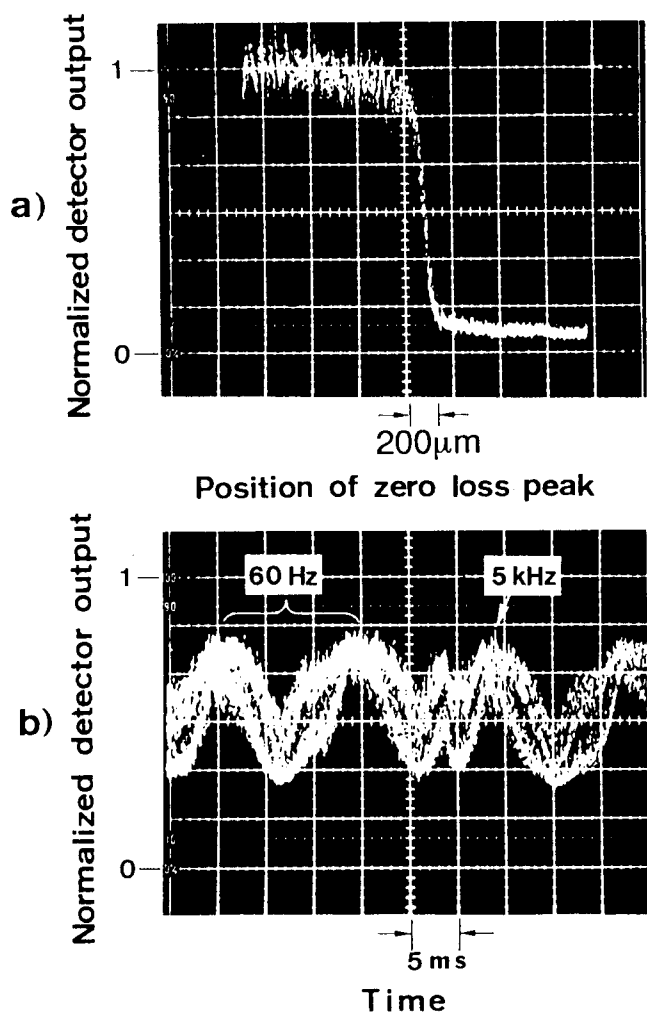


図4-3 (a) YAG蛍光板上のゼロ損失ピーク位置と光電子増倍管出力の関係  
(b) オシロスコープで観測したゼロ損失ピークの位置変動を示す波形

このYAG蛍光板を用いて測定したEELSスペクトルは、メタルバック境界で光検出効率が変化するため、スペクトルに段差が生ずる。メタルバックした側の出力が約1.6倍大きくなる。これは蛍光板全体の検出効率をあらかじめ測定しておくことにより、後で補正できる。図4-4はゼロ損失ピークの形を補正した例である。

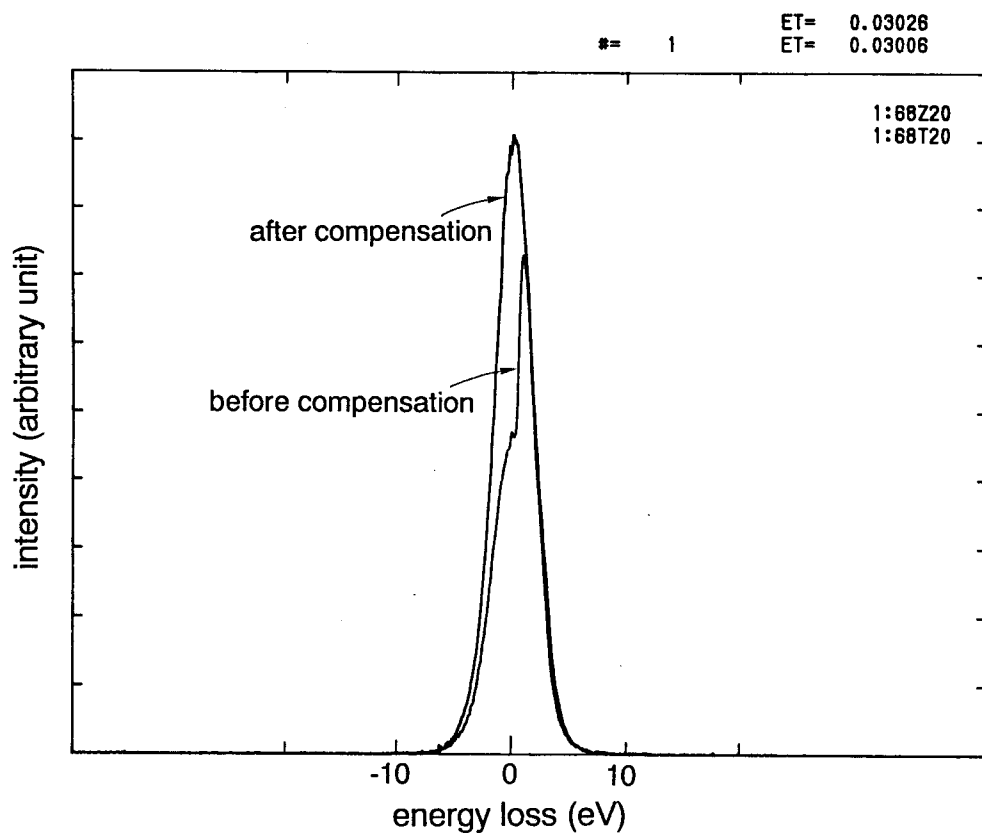


図4-4 EELSスペクトルにメタルバック境界で段差が生じた場合の補正例

#### 4-4-2 特性測定

帰還回路の帰還ループ利得  $A(\omega)$  と位相シフト  $\phi(\omega)$  の測定値を 図 4-5 に示す。帰還回路の遮断周波数  $\omega_c$  は、低域フィルター中のコンデンサーを切り換えることにより、2 kHz、3 kHz、15 kHz に可変できる。低域フィルターを用いないときは 70 kHz である。

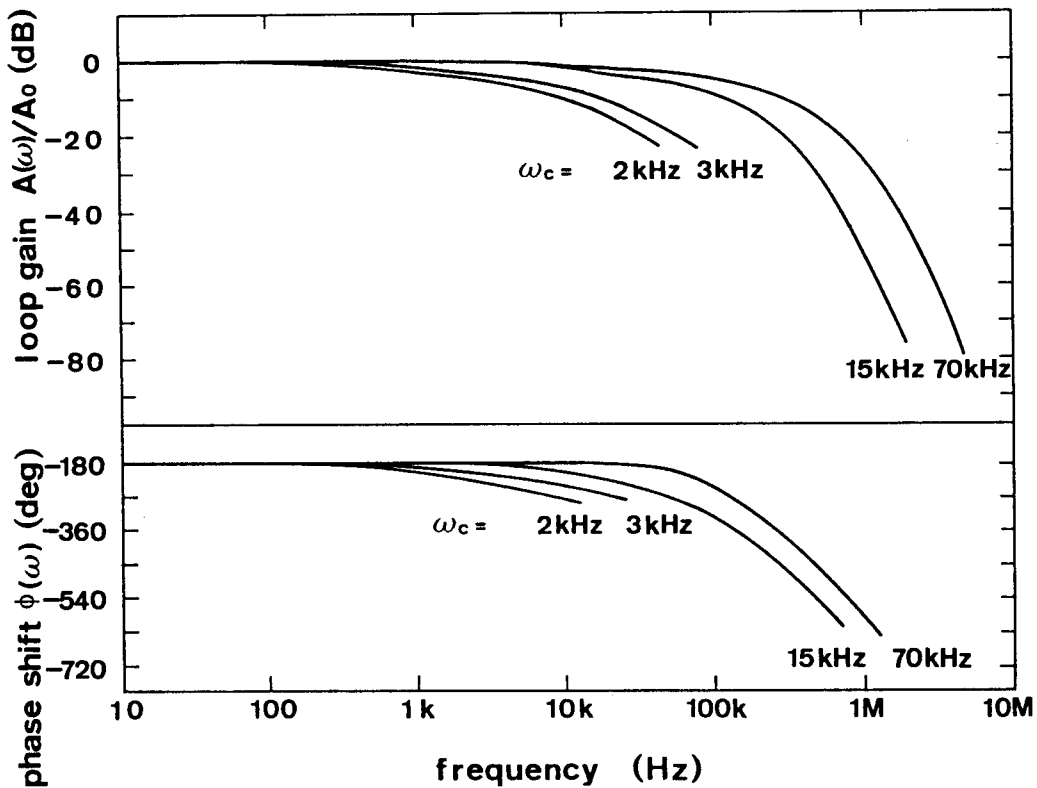


図 4-5 負帰還回路の帰還ループ利得  $A(\omega)$  と位相シフト  $\phi(\omega)$  の実測値



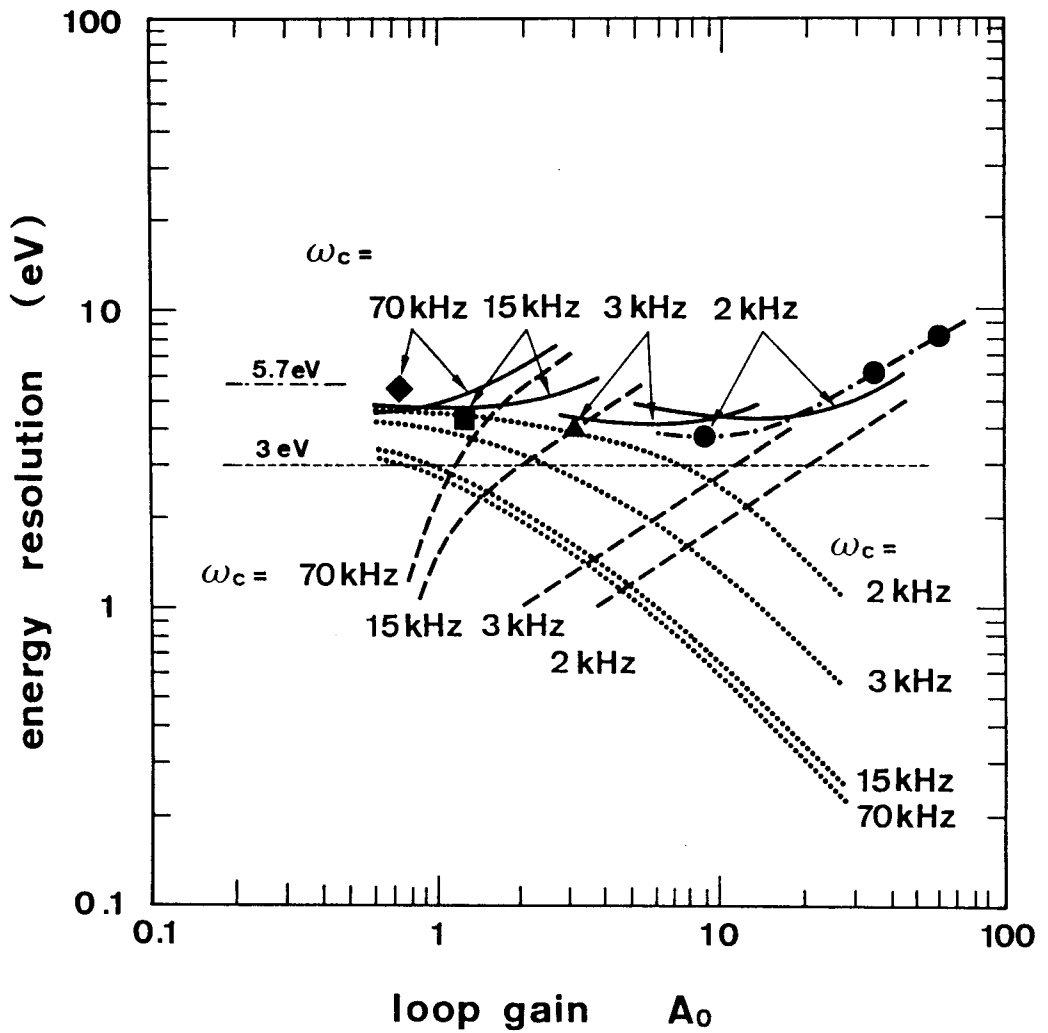


図 4-6 帰還ループ利得  $A_0$  とエネルギー分解能の関係  
 ●▲■◆印は測定値、実線は計算値である。

図 4-6 は帰還制御を行った場合のゼロ損失ピーク半値幅をエネルギー分解能に換算した値である。この図の横軸は低周波領域  $\omega = 0$  での帰還ループ利得  $A_0$  である。●▲■◆印はそれぞれ帰還回路の遮断周波数が  $\omega_c = 2 \text{ kHz}$ 、 $3 \text{ kHz}$ 、 $1$

5 kHz、70 kHzのときの測定値である。●印およびこれを結ぶ太鎖線で示したように、帰還ループの利得変化に対してエネルギー分解能に最小値が存在している。▲■◆については最小値のみを表示してある。帰還帯域幅により、最小となる $A_0$ の値が異なっている。 $\omega_c$ が2 kHzのとき、最も高い分解能が得られ、3.8 eVの値を得た。この値は開ループ制御のみの値のおよそ2/3である。

この系の帰還制御においてその帰還利得に最適値があることが示された。これはこの系が持つ雑音と帰還位相の変化のためと予想される。これを明らかにするために次節で回路解析を行なう。

#### 4-4-3 ショット雑音を含む制御系の解析

この系の解析にあたって、制御対象となるビームの振れの成分だけでなく、微小プローブ電流が持つショット雑音および回路の増幅器雑音も考慮する。図4-1(a)の回路を伝達関数を用いて表示すると図4-7となる。ここで  $X(\omega)$ ,  $Y(\omega)$ ,  $N_1(\omega, I_0)$  および  $N_2(\omega)$  はそれぞれ  $x(t)$ ,  $y(t)$ ,  $n_1(t, I_0)$ ,  $n_2(t)$  の周波数スペクトルである。

$x(t)$  は偏向器入射面でのビームの振れである。この振れの大きさは帰還がないときの並列検出器のエネルギー分散の増加に対応する。

$y(t)$  は負帰還時の蛍光板上でのビームの振れであり、並列検出器のエネルギー分散の増加に対応する。

$n_1(t, I_0)$  は検出電流の持つショット雑音の電圧換算値である。これは蛍光板に入るビーム電流  $I_0$  および検出器の量子効率  $DQE$  の積  $I_0 \times DQE = I_1$  に比例する。

$n_2(t)$  増幅器雑音である。

$\eta(I_0)$  は検出器の感度（ビームの振れから検出器出力電圧への変換率）である。 $\eta(I_0)$  は実効的ビーム電流  $I_1$  に比例する。

$G_1(\omega)$  と  $\phi_1(\omega)$  はフィルターを含む増幅器の利得と位相であり、その遮断周波数を  $\omega_c$  とおく。

$G_2(\omega)$  と  $\phi_2(\omega)$  は偏向器の偏向感度とその位相特性である。

ここで  $X$ ,  $Y$ ,  $G_1$ ,  $G_2$ ,  $N_1$ ,  $N_2$ ,  $\phi_1$ ,  $\phi_2$  は  $\omega$  の関数である。  $\eta$ ,  $N_1$

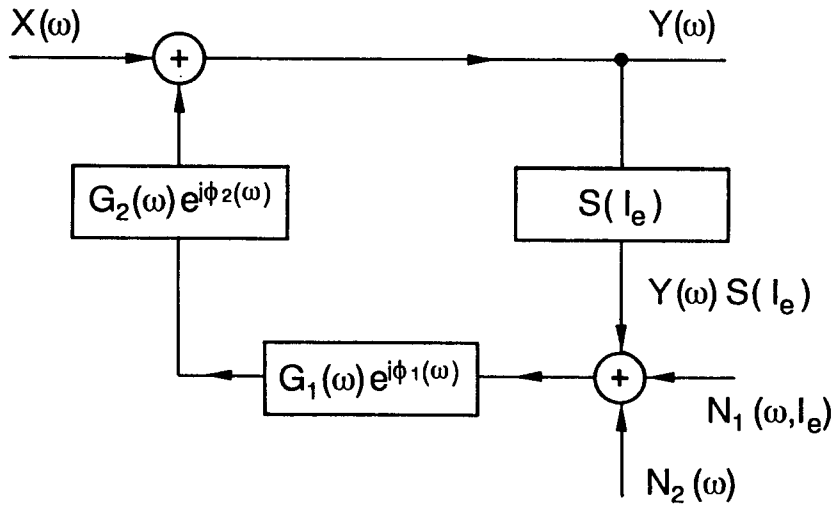


図 4 - 7 帰還回路の伝達関数表示

は  $I_e$  にも依存する。図 4 - 7 の制御系を式で表すと次のようになる。

$$Y(\omega) = X(\omega) + G_1(\omega)G_2(\omega) \exp(j\phi(\omega)) \times \{Y(\omega)\eta(I_e) + N_1(\omega, I_e) + N_2(\omega)\} \quad (4-1)$$

帰還ループ利得として

$$G_1(\omega)G_2(\omega)\eta(I_e) = A(\omega, I_e) \quad , \quad \phi_1(\omega) + \phi_2(\omega) = \phi(\omega) \quad (4-2)$$

で定義する。 $X(\omega)$ ,  $N_1(\omega, I_e)$ ,  $N_2(\omega)$  に相関がないと仮定する。

式(4-1)より

$$\begin{aligned}
 |Y(\omega)|^2 &= |1 / (1 - A(\omega, I_0) \exp(j\phi(\omega)))|^2 \times |X(\omega)|^2 \\
 &+ |(A(\omega, I_0) \exp(j\phi(\omega))) / (1 - A(\omega, I_0) \exp(j\phi(\omega)))|^2 \\
 &\times 1/\eta^2 \times (|N_1(\omega, I_0)|^2 + |N_2(\omega)|^2) \\
 &\equiv W_x(\omega, I_0) + W_n(\omega, I_0) \quad (4-3)
 \end{aligned}$$

式(4-3)の第1項は偏向器入射面でのビームの振れの周波数スペクトル $|X(\omega)|^2$ の帰還制御後のパワースペクトルであり、第2項は雑音成分に対するものである。ここで、ビームの振れの大きさを次式のように定義する。

$$y_{x \text{ rms}}^2 = \int W_x(\omega, I_0) d\omega \quad (4-4)$$

$$y_{n \text{ rms}}^2 = \int W_n(\omega, I_0) d\omega \quad (4-5)$$

$$y_{\text{rms}}^2 = y_{x \text{ rms}}^2 + y_{n \text{ rms}}^2 \quad (4-6)$$

式(4-6)で示した帰還制御後のビームの振れ $y_{\text{rms}}^2$ が帰還ループ利得 $A(0)=A_0$ およびその遮断周波数 $\omega_c$ にどのように依存するかを考察する。

$X(\omega)$ として、開ループ制御時の値である図4-2の白棒のスペクトルを用いる。ショット雑音のパワースペクトルを $|N_1(\omega, I_0)|^2 = 2eI_0$ で表す。このシステムでは、増幅器雑音 $N_2$ はショット雑音 $N_1$ より十分小さく $N_2$ は無視する。さらに、帰還ループ利得 $A(\omega, I_0)$ および位相 $\phi(\omega)$ として図4-5を用いる。これらの値を代入すると $y_{\text{rms}}^2$ は帰還ループ利得 $A_0$ の関数となる。 $\sqrt{y_{\text{rms}}^2}$ をエネルギー分解能に変換した値を図4-6に書き加えた。太点線はビームの振れに起因する成分の帰還制御後の大きさである。式(4-4)より計算でき、帰還ループ利得 $A_0$ の増加とともに減少する。太破線はビーム電

流ショット雑音に起因する項であり、式(4-5)より計算した。この項は $A_0$ の増加とともに増加する。

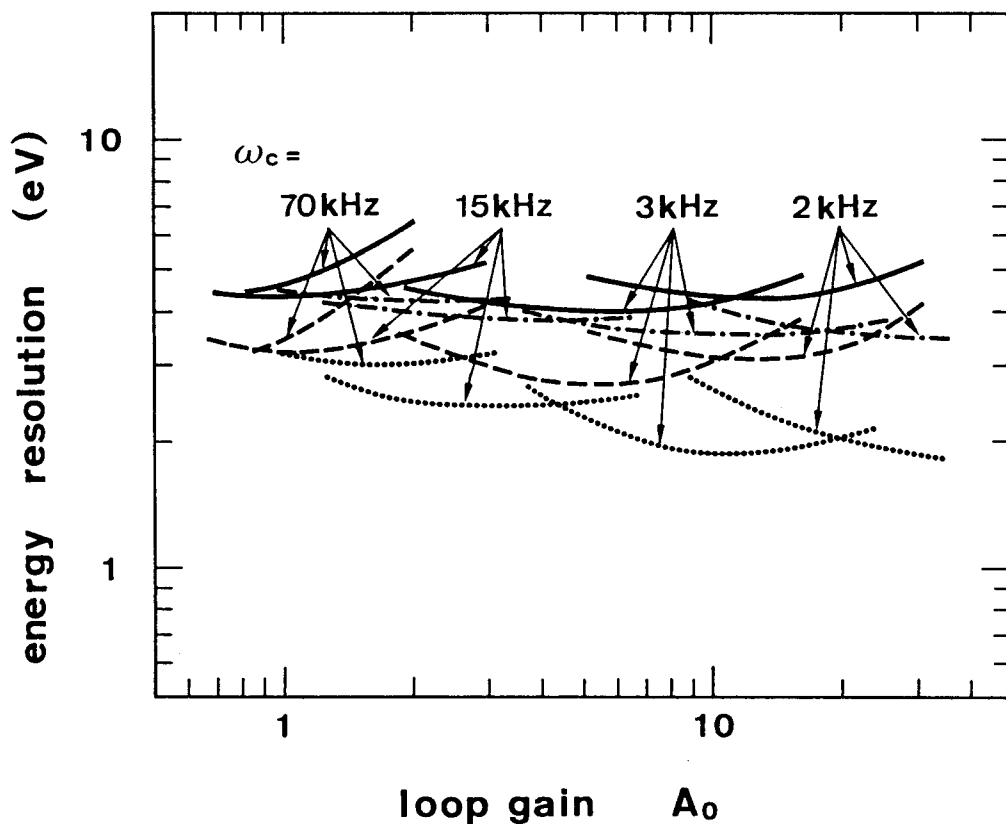


図4-8 帰還回路の位相変化がある場合と、ないと仮定した場合の帰還ループ利得とエネルギー分解能の関係

-----	位相変化なし	$\Delta E_r = 0 \text{ eV}$
- - - -	位相変化あり	$\Delta E_r = 0 \text{ eV}$
- · - · -	位相変化なし	$\Delta E_r = 3 \text{ eV}$
————	位相変化あり	$\Delta E_r = 3 \text{ eV}$

実測したエネルギー分解能では、これら以外に蛍光板上での発光領域の大きさによる項が加わる。この大きさは ①電子ビームの直径と ②蛍光板の発光領域のひろがりである。後者は第5章で示す蛍光板に電子が入射したとき照射領域より発光領域がひろがる現象である。細破線は蛍光板上での発光領域のひろがりエネルギー分解能に換算した値である。太実線は以上の3項の2乗の和の平方根から求めたエネルギー分解能である。エネルギー分解能の最小値とこれを与える  $A_0$  の値は計算値と実測値がかなりよく一致している。

帰還回路の位相変化が帰還制御におよぼす影響を調べるため、図4-5で $\phi = 0$  において同様の計算を行なった。図4-8の点線は位相変化がない場合である。比較のために位相変化がある場合を破線で示す。蛍光板での発光領域のひろがり  $\Delta E_f$  を加算すると点線と破線はそれぞれ鎖線と実線になる。ここでは回路の遮断周波数が 2 kHz, 3 kHz, 15 kHz, 70 kHz の場合について示した。帰還回路の位相変化を小さく選べば帰還ループ利得  $A_0$  を大きくでき、分解能が向上することがわかる。

以上の解析より、制御対象である信号がショット雑音を持つ電子ビームで伝送される場合、帰還量に最適値があることが解明された。帰還制御系動作点の設定に役立った。

#### 4-5 むすび

超高圧並列検出EELSにおける電顕加速電圧変動によるエネルギー分解能の低下を抑制するため、検出器の前に偏向器を挿入し、スペクトルの振れを補償した。その結果分解能は次のように改善された。

- ①基本波成分だけの開ループ制御により、エネルギー分解能に換算して 9.3 eV から 5.7 eV に改善された。
- ②直流より数十kHzまでの帯域で帰還制御することにより、エネルギー分解能が 3.8 eV まで改善できた。この値は制御系の解析値 4 eV とほぼ一致する。  
また、帰還制御に伴う次の二点について考察を行なった。
- ③スペクトルとスペクトルの移動量を同時に観測するための YAG 蛍光板を考案した。
- ④スペクトルの位置変動に対する帰還制御において、電子ビームが持つショット

雑音を考慮して帰還回路を考察し、帰還量に最適値があることを示した。これにより、帰還制御系の動作点の設定と特性改善の指針を与えた。

## 第5章 蛍光板における発光領域の異常広がり効果 [18][29][32][39]

### 5-1 まえがき

本章では、まず、蛍光板によって変換された光を光検出素子に結像するための光学系と、並列検出素子としてのフォトダイオードアレイの構造について述べる。

つぎに、蛍光板での発光領域の異常広がり現象と蛍光板支持基板からの後方散乱電子によるバックグラウンドの増加について、蛍光体材料、蛍光板の厚さ、支持方法との関係を調べる。最後に、発光領域の広がりの少ない蛍光板の開発について述べる。

### 5-2 並列検出法のための光学系と検出器の構造 [18]

EELSのスペクトル面から検出器（ダイオードアレイ）までの概念図を図5-1に示す。通常加速電圧の電顕では、この光学系としてファイバー結合が広く用いられている[31]。これは光の伝送効率が高い利点がある。しかし、像の拡大や縮小が難しい。また、5-4で述べる後方散乱電子を発生させる。加速電圧が高く、しかも分散をさらに拡大するために、拡大光学系を考えている我々の検出系では不適當である。ここでは、第2章で述べたように5倍の拡大率を持つ光学レンズを用いた。光学レンズは焦点距離55mm、開放Fナンバー1.4である。

蛍光板付近から発生するX線からダイオードアレイを保護するために、光路を反射鏡を用いて直角に曲げた。

並列検出器光学系としての分解能は光学的に校正した。蛍光板を取り付ける位置に、目盛り付きのガラス板を取り付け、光を照射した。光学レンズによってダイオードアレイ上に結像された目盛りの像は、マルチチャンネルアナライザーのディスプレイに表示される。その結果、光学系の分解能はダイオードアレイの素子個々の大きさを分解するのに十分な分解能があることが確認できた。

また、X線による影響も調べた。電子ビームを照射する通常の使用条件のもとで、光学系の途中に遮光板を入れて光路を遮断した。そして電子ビームを照射しないと照射したときの検出器の出力を測定したところ、出力に変化は認められず、X線によるバックグラウンドの増加がないことが確認できた。

用いた検出器は Tracor Northern 社製の TN-6122型であり、これを図5-2に



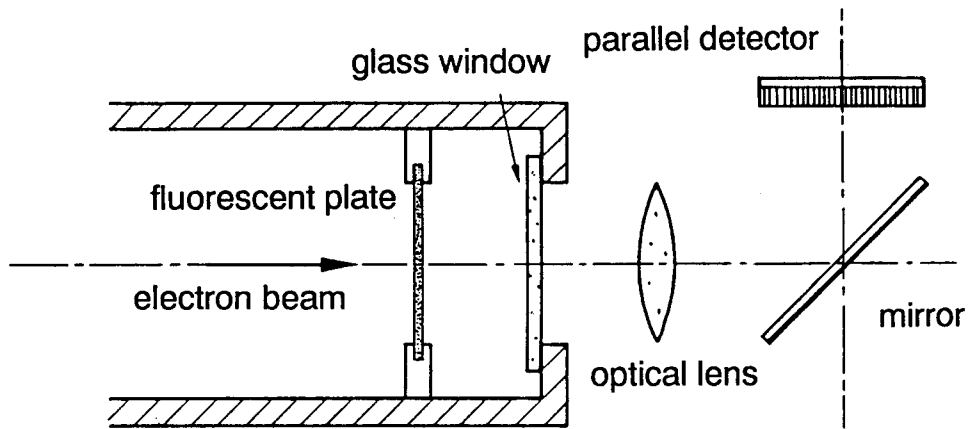


図 5-1 検出器光学系ブロック図

示す。入射光は一旦電子に変換され、マイクロチャンネルプレート (M.C.P.) で増倍される。これを再び蛍光板によって光に変換し、ファイバー結合素子を経てフォトダイオードアレイに伝送される。このファイバーの一本一本はダイオードアレイの個々の素子に対応させて結合されている。フォトダイオードからの暗電流を低減するために、ペルチェ素子による冷却機構が付いている。

フォトダイオードアレイは、分散方向  $25 \mu\text{m}$ 、その直角方向  $2.5 \text{mm}$  のフォトダイオード素子が分散方向に  $1024$  個並んでいる。従って全体の長さは  $25 \text{mm}$  である。これらは  $4$  組のフォトダイオードアレイを交互に組み合わせて構成されている。フォトダイオードで光電変換された信号は、 $4$  組の FET スイッチを順次走査して読み出される構造になっている。1チャンネルの読みだし時間は  $10 \mu\text{s}$  に固定されており、全チャンネルの読みだし時間は  $10 \text{ms}$  である。測定時間は、読みだしの周期を変えることにより可変できる。最短の周期は、測定時間  $10 \text{ms}$  と読みだし時間  $10 \text{ms}$  の和で決まり、 $20 \text{ms}$  である。測定周期は  $2300 \text{h}$  まで広範囲に可変できる。

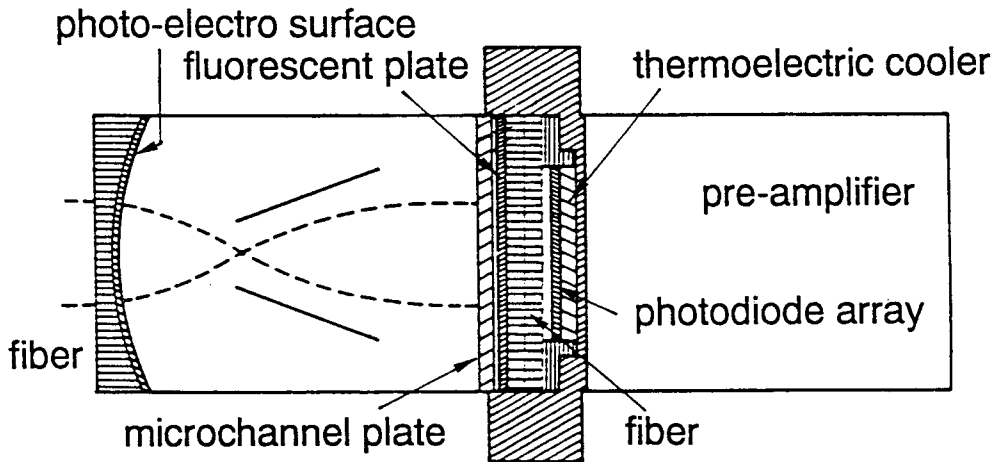


図 5 - 2 並列検出器の構造

### 5 - 3 蛍光板発光領域の異常広がり効果 [18][29][39]

蛍光板での発光領域の大きさは、エネルギー分解能に直接影響を与える。蛍光板が薄いほどエネルギー分解能は改善されるが、感度は低下する。その最適条件を見つけるため、蛍光体材料の種類、蛍光板の厚さ、蛍光体支持構造との関連を調べる。

電子-光変換用の蛍光板としては、光に対して不透明な粉末蛍光体か、透明な単結晶蛍光体のどちらかが用いられる。ここでは粉末蛍光体として ZnSCuAl (製品名LAGN) 粉末蛍光体、単結晶蛍光体としてYAGを用いた。それらの主な特性を表5-1に示した。粉末蛍光体は平均粒径は $3.7\ \mu\text{m}\phi$ である。

図5-3に示す6枚の蛍光板を用意し、蛍光体の種類、蛍光板の厚さに対する発光領域の大きさおよび発光強度の関係を測定する。粉末蛍光体に関しては次の4種類である。(i) 蛍光体とコロジオン溶液を混合し、厚さ3mmのガラス板上に均一に塗布したもの。(ii) 蛍光体とエポキシ樹脂(製品名アラルダイト)を

表 5 - 1 用いた粉末蛍光体、単結晶蛍光体の特性

蛍光体種類	組成	発光状況		10%残光時間	備考
		発光ピーク	発光色		
LA-GN 粉末蛍光体	ZnS Cu Al	530nm	黄緑	20 $\mu$ s	平均粒径3.7 $\mu$ m
YAG 単結晶蛍光体	Y <sub>3</sub> Al <sub>5</sub> O <sub>12</sub> :Ce <sup>3+</sup>	550nm	黄	80ns	

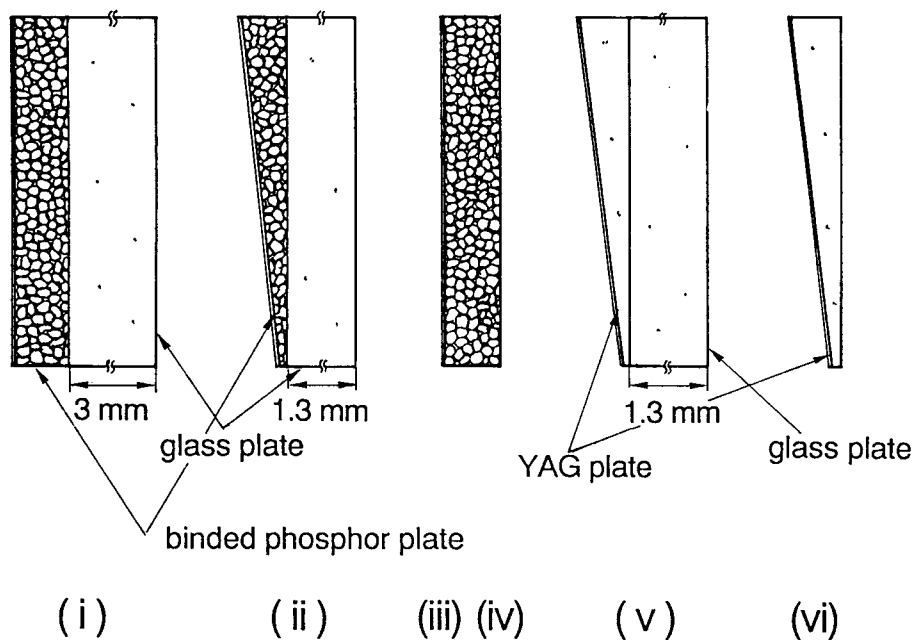


図 5 - 3 蛍光体材料、蛍光板の厚さに対する発光領域の大きさおよび発光強度を測定するための蛍光板

混合し、厚さ1.3mmのガラス板上に塗布し、さらに、断面が楔形になるよう研磨したもの。その勾配は約 $1/20$ で、厚さは $10-100\mu\text{m}$ である。(iii) 蛍光体と液体高分子接着剤（製品名 マイクロフィルム）を混合し、均一な膜に形成した支持基板のない蛍光板。(iv) 蛍光体とエポキシ樹脂で作った(iii)と同じ構造を持つもの。YAG単結晶に関しては次の2種類である。(v) YAG単結晶を厚さ1.3mmのガラス板に貼り付けて、断面が楔形になるように鏡面研磨したもの。その勾配は約 $1/15$ で、厚さは $20-300\mu\text{m}$ である。(vi) (v)よりガラス板を取り除いたYAG単結晶。なお、蛍光板(i), (iii), (iv)については厚さが違うものをいくつか用意した。これらの蛍光板の電子ビーム入射面には、光の補集効率を高めるためアルミニウム蒸着を行った。

測定はHU-2000型超高压電子顕微鏡に取り付けた並列検出器を用いる[39]。加速電圧は $500\text{kV}$ である。この並列検出器に蛍光板を順次取り替えて、発光領域の大きさと発光強度を測定する。直列検出方式で測定した蛍光板上での入射ビーム径の半値幅は $34\mu\text{m}$ である。

粉末蛍光体で作った種々の蛍光板に対して、厚さと発光領域の大きさの関係を図5-4に、厚さと発光強度の関係を図5-5に示す。YAG単結晶に対しても、同様の関係を図5-6および図5-7に示す。図5-4、図5-6中の一点鎖線は入射電子ビーム径の半値幅である。どちらの種類の蛍光板に対しても、厚さが $100\mu\text{m}$ 以上の領域では発光領域の半値幅はほぼ厚さに比例している。その比例定数は粉末蛍光体では厚さのおよそ0.8倍、YAGの場合は厚さのおよそ0.5倍程度であり、YAGの方が小さかった。厚さが $70-80\mu\text{m}$ 以下では発光領域の半値幅は、厚さを薄くしてもあまり減少しない。また、この傾向は蛍光板の種類、支持基板にそれほど依存しない。図5-5、図5-7より発光強度については両蛍光板ともに厚さに比例して増加している。

支持基板は発光領域の半値幅にはほとんど影響しないが、電子ビーム照射領域の周辺に広くかつ弱い発光を発生させる。図5-6のYAGの場合について、発光領域の大きさを次の3つの項に分離して考察する。①電子ビーム強度（振れも含む）の半値幅  $= a(\mu\text{m})$ 、②蛍光板の厚さ  $d$  に比例する項  $b = kd(\mu\text{m})$ 、(YAGの場合  $k = 0.5$ ) ③厚さに依存しない項  $c(\mu\text{m})$ 。このとき、発光領域の半値幅  $w$  は

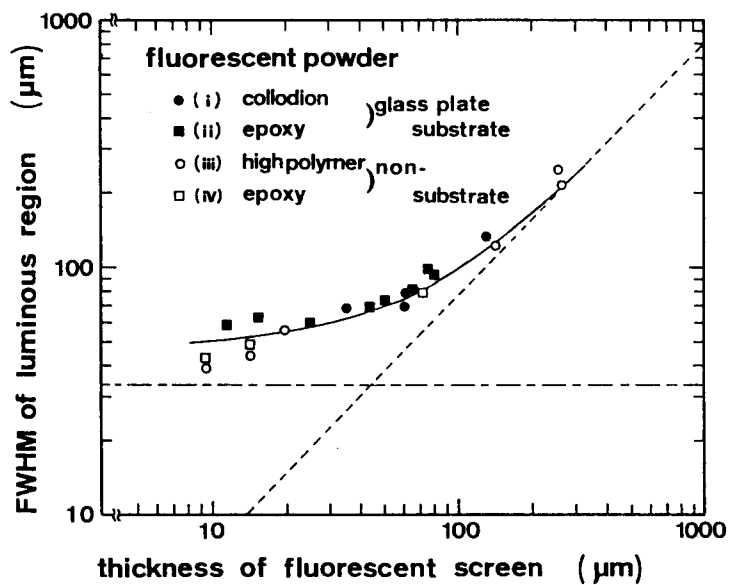


図 5 - 4 粉末蛍光体の場合の蛍光板厚さと発光領域の大きさの関係

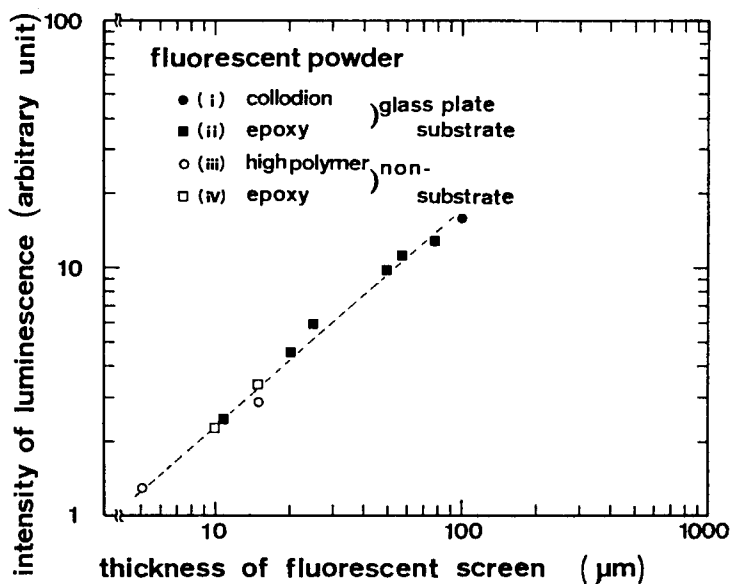


図 5 - 5 粉末蛍光体の場合の蛍光板厚さと発光強度の関係

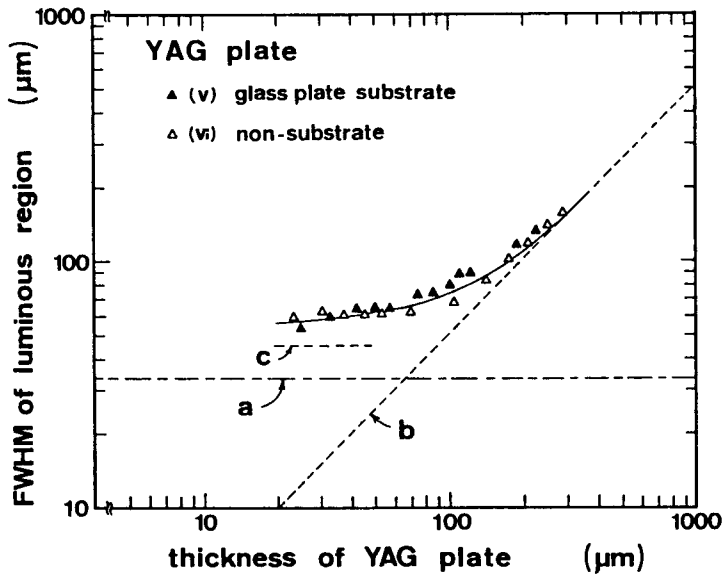


図 5 - 6 YAG 単結晶の場合の蛍光板厚さと発光領域の大きさの関係

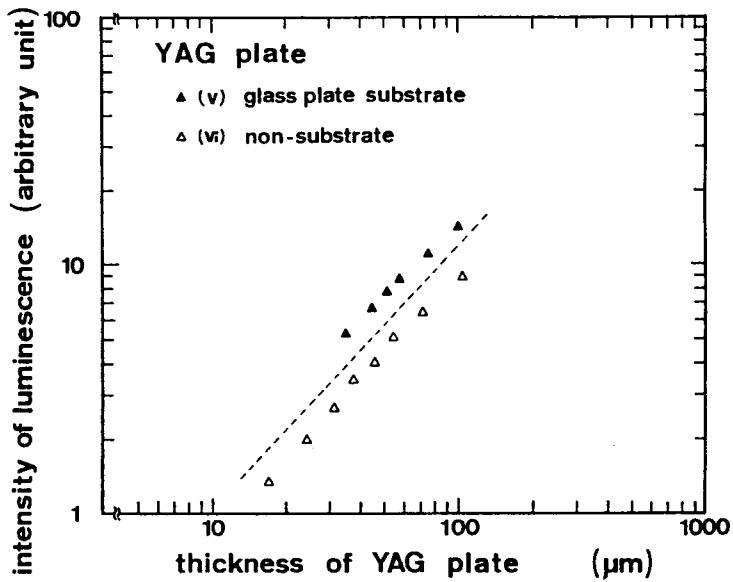


図 5 - 7 YAG 単結晶の場合の蛍光板厚さと発光強度の関係

$$w = \sqrt{a^2 + b^2 + c^2} \quad (5-1)$$

で表されると仮定する。

上式より算出した  $c$  の値はおよそ  $45 \mu\text{m}$  となる。このことは、蛍光板をさらに薄くして発光領域を狭めようとしても、均質な蛍光板を使用する限り発光領域の抑制に限界があることを意味している。electron probe broadening モデル [40] によると、発光領域の半値幅は厚さの  $3/2$  乗に比例するが測定結果はほぼ厚さに比例しており、必ずしも一致しない。また、上記モデルで計算した値より測定から求めた厚さに比例する項  $b$  の値の方が大きい。これらのことより発光領域の大きさは、単に電子と蛍光板材料の衝突拡散だけでは説明がつかない。

発光領域の異常広がりの原因は解明されていないが、次のような機構が寄与している可能性がある。①照射された電子が絶縁物の蛍光体中に捕獲、蓄積され、これが接地側に流れる際に蛍光体を励起し発光する。②発光した光子が蛍光体内部で、または表面で散乱する。③発生した X 線により、蛍光体が励起し発光する。

#### 5-4 蛍光板支持基板による後方散乱効果 [32]

支持基板の影響を調べるため、図 5-8 に示す 2 枚の蛍光板を用意した。(a) 支持基板として厚さ 3 mm のガラス板を用い、その上に粉末蛍光体をコロジオン溶液でおよそ  $60 \mu\text{m}$  の厚さに均一に塗布したもの。電子ビーム入射側は約  $0.1 \mu\text{m}$  の厚さにアルミでメタルバックされている。(b) 粉末蛍光体をエポキシ樹脂で固めて薄膜にした支持基板のないもの。膜の厚さはおよそ  $70 \mu\text{m}$  である。(a) と同様にアルミでメタルバックされている。

図 5-9 にガラス支持基板を用いたもの (左) と用いない蛍光板 (右) の外観写真を示す。支持基板のない蛍光板では中央の部分が蛍光板で、周囲の穴は真空排気のためである。

測定は前節の場合と同様に HU-2000 型超高圧電子顕微鏡に取り付けた並列検出器を用い、蛍光板を順次取り替えて、発光領域の大きさと発光強度を測定する。入射ビーム径の半値幅も同じく  $34 \mu\text{m}$  である。

(a), (b) の蛍光板について、測定した発光強度分布を 図 5-10 に示す。横軸は電子ビーム照射位置からの距離であり、電子ビームの位置を中心とした片

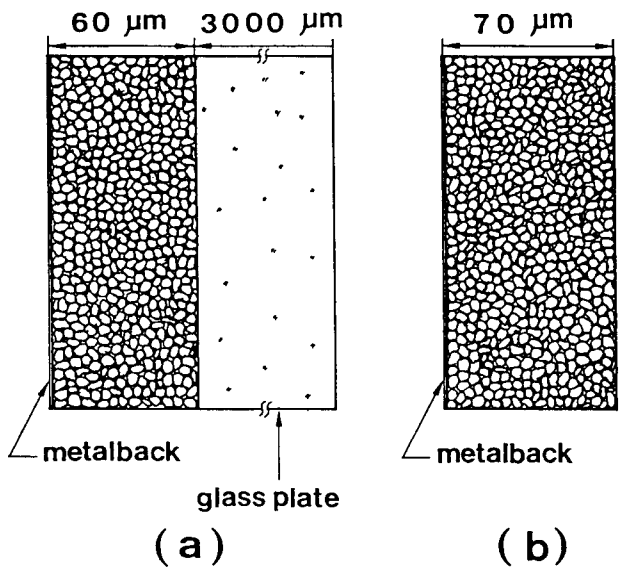


図 5 - 8 蛍光体支持構造の影響を測定するための蛍光板  
 (a) 支持基板あり、 (b) 支持基板なし

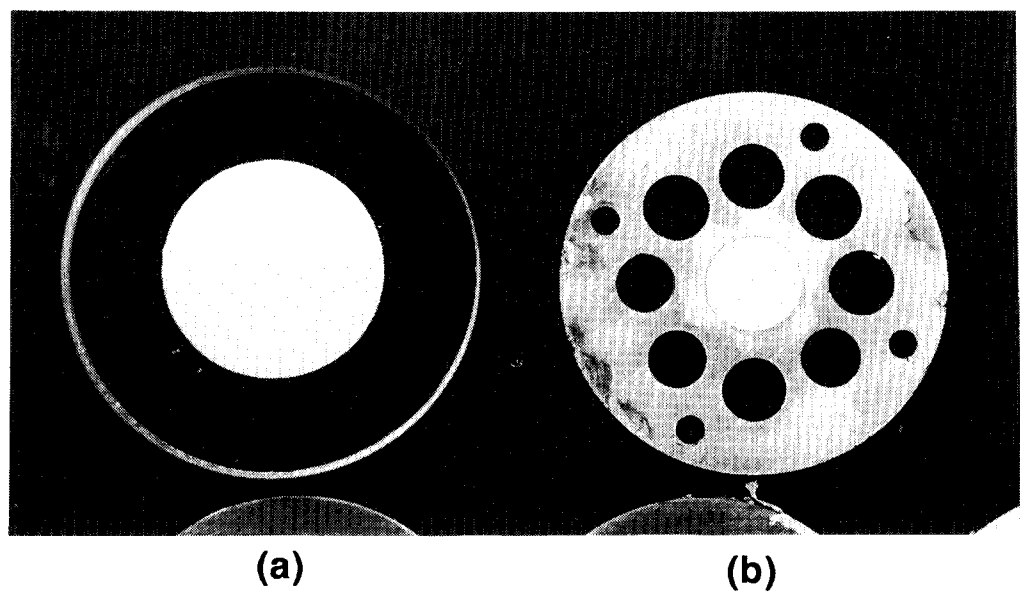


図 5 - 9 ガラス支持基板を用いたものと用いない蛍光板の外観写真  
 (a) ガラス支持基板の中央部に蛍光体を塗布したもの  
 (b) 固化した蛍光体を保持板の中央部に固定したもの



側だけを表示してある。縦軸は発光強度で、対数表示してある。点線は直列方式によって実測した照射電子ビームの強度分布である。

2種類の蛍光板(a), (b)における発光強度の半値幅はほぼ等しく、ガラス基板の有無にはほとんど影響されない。しかし、発光強度がピークの1/10以下の領域は大きな差が認められる。バックグラウンドレベルは基板のあるほうがないものに比べて明らかに高い。例えば、ピークの高さの1%以上の範囲は基板のないものが直径およそ340 $\mu\text{m}$ に対し、あるものは850 $\mu\text{m}$ であった。これは例えば、分散が5 $\mu\text{m}/\text{eV}$ の分光器を用いた場合、この値は0-85eVの測定範囲に相当する。これは支持用のガラス基板からの後方散乱電子によって、蛍光板の広い範囲から弱い発光が生じるためと考えられる。この実測値は、村田によって報告された後方散乱電子の計算結果[41]と傾向がよく一致した。EELSの観測において、この弱い発光は測定スペクトルのバックグラウンドを上昇させる。蛍光板によって変換された光を、並列検出器上に結像するためにファイバ結合方式を用いた場合にも、同様の影響があると推定できる。

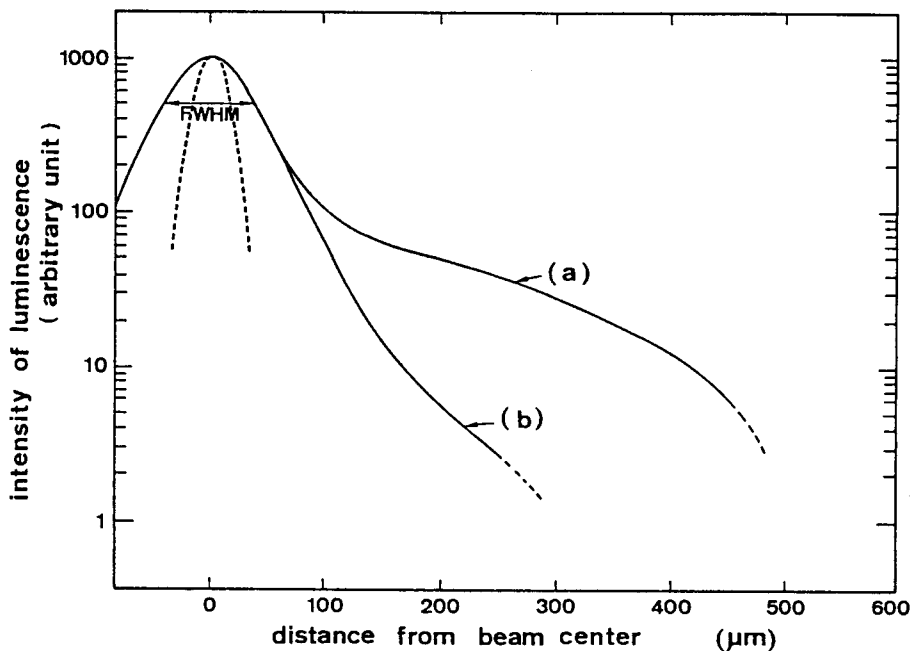


図 5 - 1 0 蛍光板支持構造と発光強度分布の関係

### 5-5 発光領域の広がり抑制蛍光板 [32]

図5-11は、発光領域の広がり およびその抑制効果を調べるための5枚の蛍光板である。蛍光板(g)は新しく開発した発光領域の広がりを抑制する蛍光板で、“にじみ抑制蛍光板”と呼ぶことにする。これは発光領域の広がりの原因が、①入射電子によって蛍光板内に電流が流れること、②発光した光が蛍光板内で拡散すること、と考え、それを低減するために、導電性で不透明なシリコンで蛍光体を区切る構造としたものである。

蛍光板(c)～(f)はこれと比較するためのものである。(c)と(d)は前節の図5-8に示した(b)と同じ製法で製作したもので、厚さはそれぞれ50 $\mu\text{m}$ 、15 $\mu\text{m}$ 。ただし、メタルバックはされていない。(e)と(f)はYAG単結晶板である。(e)は厚さ50 $\mu\text{m}$ に研磨した市販品である。さらに薄く均一に研磨するのが困難なため、(f)は楔形に研磨し、測定には厚さが16 $\mu\text{m}$ の領域を利用した。(e)のみメタルバックしてある。(g)はシリコン基板上に次の加工を施したものである。基板を厚さ20 $\mu\text{m}$ まで研磨し、幅12.5 $\mu\text{m}$ 、深さ16 $\mu\text{m}$ の溝を20 $\mu\text{m}$ 間隔で機械加工する。つまり7.5 $\mu\text{m}$ 幅の壁で区切った構造を持つ。この溝壁によって光は各溝間で殆ど遮蔽される。この溝に粉末蛍光体を埋め込む。溝のない面を電子ビームの入射側に置き、溝と直角方向の発光領域の大きさを測定した。

比較用の蛍光板の中で50 $\mu\text{m}$ の厚さのものは、500keVの入射ビームに対して、均質な蛍光板では最も使いやすい厚さである。16 $\mu\text{m}$ の厚さを持つものは、“にじみ抑制蛍光板”と同じ厚さにして比較するためである。これらの蛍光板はいずれもガラスなどの支持基板を持たず、自立構造である。

図5-12は“にじみ抑制蛍光板”(g)の光学顕微鏡写真で、左は溝に蛍光体を埋め込む前、右は埋め込んだ状態を示す。

測定は前節の場合と同様にHU-2000型超高压電子顕微鏡に取り付けた並列検出器を用い、蛍光板を順次取り替えて、発光領域の大きさと発光強度を測定する。入射ビーム径の半値幅も前節と同じく34 $\mu\text{m}$ である。

(c)～(g)の蛍光板について測定した結果を表5-2に示した。発光強度は(e)(YAG、厚さ50 $\mu\text{m}$ )の強度を1として規格化してある。

これより次のことがわかる。同じ厚さの場合、YAG蛍光板(e)(f)は粉

末蛍光体の蛍光板 (c) (d) より発光領域の大きさは25%程度狭い。しかし、YAG蛍光板の発光強度は粉末蛍光体の蛍光板の約 $1/2 \sim 1/3$ である。また、にじみ抑制蛍光板 (g) は同じ厚さの粉末蛍光体 (d) と比較すると、発光領域の大きさはおよそ0.6倍に改善された。しかし、発光強度はおよそ0.8倍に低下した。また、 $50 \mu\text{m}$ の厚さを持つYAG蛍光板 (e) と比較すると、発光領域の大きさはおよそ $2/3$ であり、発光強度はおよそ $1/2$ である。

この蛍光板において、入射電子ビーム強度の半値幅と発光領域の広がり幅を式(5-1)に従って分離してみると発光領域の広がり幅は $19 \mu\text{m}$ となる。これはシリコンの壁による区切りの一周期 ( $20 \mu\text{m}$ ) と同程度である。

これより当初予想したように、蛍光板内で電流および光は区切りの壁によって遮蔽され、それより広がっていないと推定できる。

発光強度の低下は区切りによる蛍光体有効面積の低下によるものと推定される。これは溝を深くする事によって対応できると思われるが、幅が狭くしかも深い溝の加工には技術的な制約が伴う。

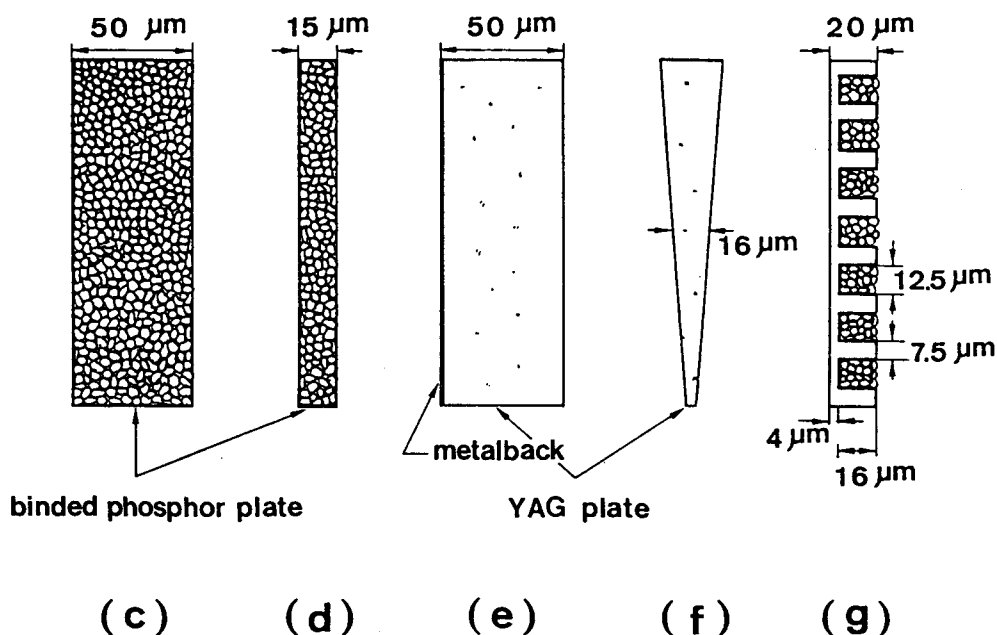


図 5-1 1 発光領域の広がりおよびその抑制効果測定用蛍光板

50 $\mu$ m

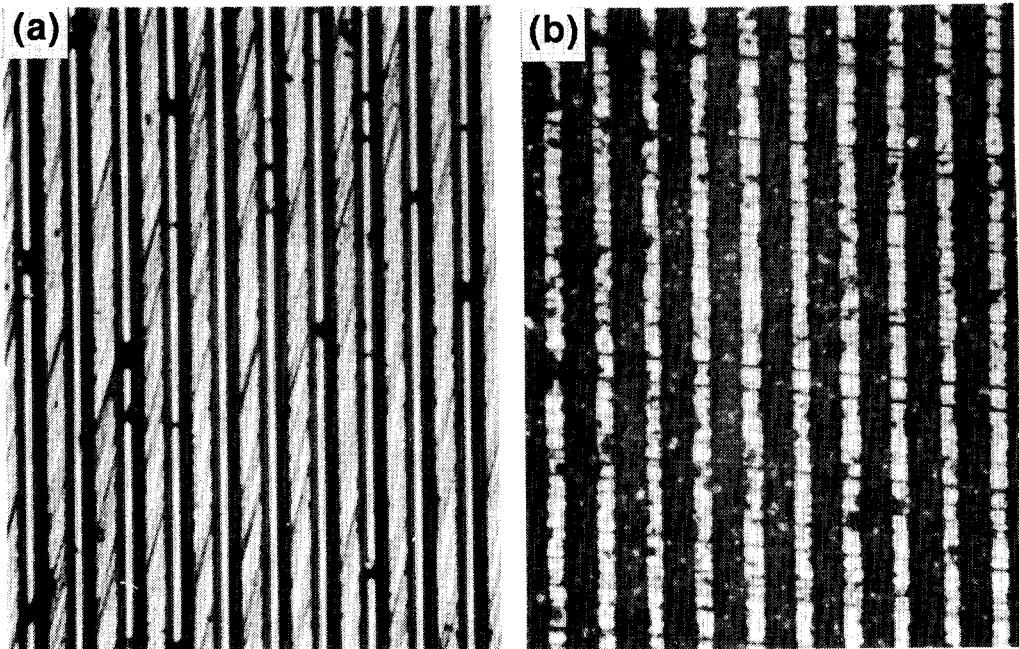


図 5 - 1 2 ”にじみ抑制蛍光板”の光学顕微鏡写真

(a) 溝に蛍光体を埋め込む前

(b) 埋め込んだ後

表 5 - 2 図 5 - 1 1 に示す蛍光板の発光領域の大きさと発光強度の実測値

蛍光板	厚さ ( $\mu$ m)	発光領域の半値幅 ( $\mu$ m)	発光強度 (e) を 1 とする)
(c)	50	78	1.85
(d)	15	62	0.59
(e)	50	59	1
(f)	16	52	0.18
(g)	16	39	0.47

## 5-6 むすび

超高圧並列検出EELS用の蛍光板に関して次の事が分かった。

- ① 蛍光板上での発光領域の広がりには、蛍光板の厚さに依存する項と依存しない項があり、後者の大きさはおよそ45  $\mu\text{m}$ であった。
- ② 蛍光板の支持基板は後方散乱電子を発生させ、測定スペクトルのバックグラウンドレベルを上昇させる。その影響は数100  $\mu\text{m}$ にも及ぶため、支持基板を持つ構造の蛍光板は不適當であることが分かった。
- ③ 蛍光板での厚さに依存しない発光領域の広がりを抑制するには、シリコンの壁で蛍光体を区切った構造が有効であった。このとき広がり幅は溝の周期の約20  $\mu\text{m}$ 以内となった。

## 第6章 並列検出器におけるチャンネルミキシング効果 [18][33]

### 6-1 まえがき

本章では、検出系を評価するため、その検出量子効率(DQE)をSN比より求める。特に、並列検出器の内部でチャンネル間の信号が混合することにより、見かけ上、DQEが1を越すことがあり得ることを示す。

つぎに、信号記録系の構造と、並列検出法に必要な並列検出素子における素子間感度の補正処理と、EELSに一般に用いられる信号のバックグラウンド引き算処理について述べる。

### 6-2 チャンネルミキシング効果による検出量子効率の変化 [33]

検出器の性能は一般に検出量子効率(DQE)で表される。これは次式で定義される。

$$DQE = (\text{出力側のSN比} / \text{入力側のSN比})^2 \quad (6-1)$$

従って、理想的な検出器ではDQE=1となり、一般の検出器ではDQEは1より小さい。

ところが、実際の並列検出器では、見かけ上のDQEが1を越すことが見つかった。これは、チャンネル間の信号が検出器の内部で混合される場合、DQEの測定値が見かけ上大きくなることによる。並列検出器で起こり易いこの現象を”チャンネルミキシング効果”と名付け、このような場合の取扱い方を明らかにする。

並列検出系の蛍光板から光電面までの電子と光子の流れは、図6-1に示すようにモデル化される。この図の蛍光板と光学系に記された分割線はフォトダイオードアレイの1チャンネルに対応する実効チャンネル幅を示す。1個の入射電子に対する発光領域幅がこの実効チャンネル幅より大きい場合、蛍光板の電子入射面から光子出射面までの間でp個のチャンネル間で信号が混合されることになる。蛍光板の出射面から並列検出器までの領域では、信号は混合されないとする。

ここで、次のような仮定のもとでSN比とDQEを導出する。

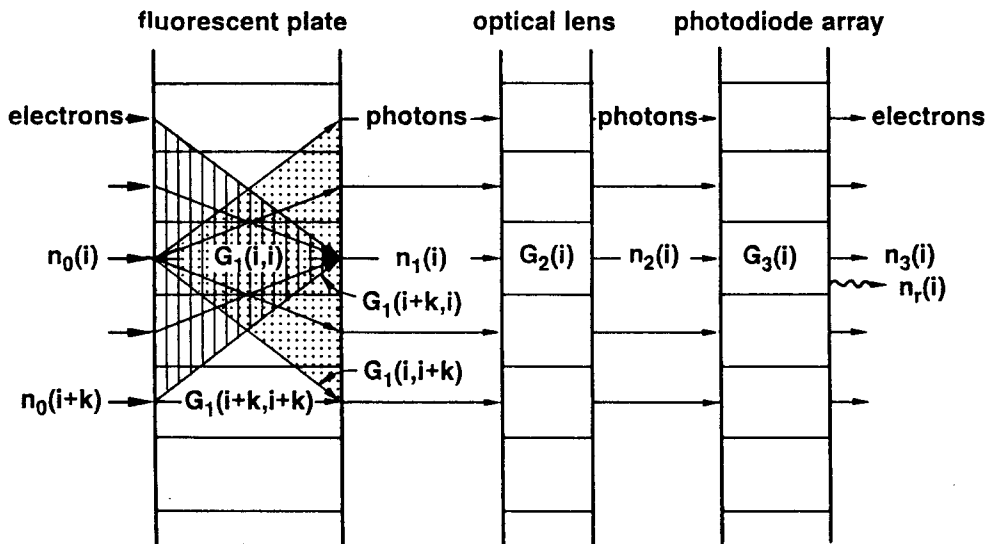


図 6 - 1 並列検出系の蛍光板から光電面までの電子と光子の流れ

- ① 蛍光板の  $i$  チャンネル領域に入射する一次電子数を  $n_0(i)$  とし、ポアソン分布に従う。信号が混合される  $p$  個のチャンネルで同じ平均値  $n_0$  を持つ。
- ② 蛍光板の  $i$  チャンネルに (1 個の) 電子が入射したとき、 $i+k$  チャンネルから出射する光子数を  $G_1(i, i+k)$  とおく。  $G_1(i, i+k)$  はポアソン分布に従う。信号が混合される  $p$  個のチャンネルで同じ平均値  $G_1/p$  を持つ。
- ③ 光子がレンズ絞りを通過する確率を  $G_2(i)$  とおく。  $G_2(i)$  は二項分布に従い、平均値  $G_2$  を持つ。
- ④ 光電面での量子変換確率を  $G_3(i)$  とおく。  $G_3(i)$  はポアソン分布に従い、平均値  $G_3$  を持つ。
- ⑤ 検出器で発生する雑音に対応させて、 $n_r$  個の光電子を考える。

蛍光板上の  $i$  チャンネルに  $n_0(i)$  個の電子が入射したとき、

$i+k$  チャンネルから出射する光子の数は  $\sum_{n=1}^{n_0(i)} G_1(i, i+k)$  と

表わされる。したがって、 $i$  チャンネル近傍の  $p$  個のチャンネルに電子が入射することにより、蛍光板の  $i$  チャンネル領域から出る光子の数は

$$n_1(i) = \sum_{k=1}^p \sum_{n=1}^{n_0(i+k)} G_1(i+k, i) \quad (6-2)$$

となる。このうち  $n_2(i)$  個の光子が光学レンズ系を通過して並列検出器の  $i$  チャンネル入射面に到達する。さらに、光電変換面で  $n_3(i)$  個の光電子が生じる。これらを式で書けば

$$n_2(i) = \sum_{n=1}^{n_1(i)} G_2(i), \quad n_3(i) = \sum_{n=1}^{n_2(i)} G_3(i) \quad (6-3)$$

となる。

まず、 $n_1(i)$  について信号成分  $S_1$  と雑音成分  $N_1$  を求める。信号成分  $S_1$  は

$$S_1^2 = (n_0 G_1)^2 \quad (6-4)$$

雑音成分  $N_1^2$  を  $n_1(i)$  の分散  $[\text{var } n_1(i)]$  で表す。Burgess の分散定理を用いると式 (6-2) はつぎのようになる。

$$\text{var } n_1(i) = \sum_{k=1}^p [ \overline{G_1(i+k, i)^2} \text{var } n_0(i+k) + \overline{n_0(i+k)} \text{var } G_1(i+k, i) ] \quad (6-5)$$

式 (6-5) に、

$$\text{var } n_0(i+k) = \overline{n_0(i+k)} = n_0, \quad \text{var } G_1(i+k, i) = \overline{G_1(i+k, i)} = G_1/p$$

の関係を代入する。



$$\begin{aligned}
 N_1^2 &= \sum_{k=1}^p \overline{n_0(i+k) G_1(i+k, i)} [1 + \overline{G_1(i+k, i)}] \\
 &= p n_0 (G_1/p) [1 + G_1/p] \quad (6-6)
 \end{aligned}$$

つぎに、 $n_s$ についてその信号 $S_s$ と雑音 $N_s$ をそれぞれ計算する。式(6-3)に対して、式(6-4)、(6-5)と同じ計算法を用いる。

$$S_s^2 = (n_0 G_1 G_2 G_3)^2 \quad (6-7)$$

$$N_s^2 = n_0 G_1 G_2 G_3 [1 + G_3 + G_1 G_2 G_3/p] \quad (6-8)$$

ここで、 $\text{var} G_2(i) = G_2 (1 - G_2)$ 、 $\text{var} G_3(i) = G_3$  とした。

検出器の出力側での雑音( $N_t$ )は、 $N_s$ による雑音以外に、光電面からの暗電流 $I_d$ のゆらぎ、および、信号読みだしなどスイッチング時に発生する回路雑音( $N_r$ )がある。これらを光電面出力側に換算して表示する。

$$N_t^2 = N_s^2 + N_r^2, \quad N_r^2 = m N_s^2 + (I_d/e) \tau \quad (6-9)$$

ここで、 $m$ は測定時間 $\tau$ 内での読みだし回数である。

この検出器のDQEを考える。いま、仮に入力側のSN比として蛍光板の1チャンネル領域に入る電子数を基準にし、 $(S_0/N_0)^2 = n_0$ と置く。このとき、見かけ上のDQEをDQE\*で表すと

$$1/DQE^* = 1/p + 1/G_1 G_2 + 1/G_1 G_2 G_3 + N_r^2/n_0 (G_1 G_2 G_3)^2 \quad (6-10)$$

仮に、式(6-10)で右辺第2、3、4項が小さい(たとえば $G_1 G_2 G_3 \gg 1$ )とする。このときDQE\* $\sim p$ となり、1より大きくなる。

$p$ 個のチャンネルの信号が混合されることを考慮して、 $p$ 個のチャンネルに入

る電子数を入射側のSN比の基準にする。すなわち、 $(S_0/N_0)^2 = p n_0$ とおく。このとき、

$$1/DQE = 1 + p/G_1G_2 + p/G_1G_2G_3 + pN_r^2/n_0 (G_1G_2G_3)^2 \quad (6-11)$$

DQEの値は $G_1$ 、 $G_2$ 、 $G_3$ の値にかかわらず常に1より小さくなる。

DQE\*とDQEの定義の違いは、混合されるチャンネル数  $p$  の取扱い方による。

次に、SN比とDQEの測定値について比較する。

検出器の特性は入射電流  $I_0 = 5 \sim 7 \times 10^{-12} A$  の条件で測定した。分光器の分散は  $5.6 \mu m/eV$ 、直列検出器ではスリット幅は  $25 \mu m$ 、蛍光体の厚さは  $d = 500 \mu m$  である。スペクトルは  $5 mm$  掃引され、 $1024$  チャンネルに時分割される。したがって、1チャンネルの測定時間中に掃引によって移動する距離は  $5 \mu m$  である。直列検出器は常時5チャンネル幅の信号(電子)を取り込んでいることになる。直列検出器では  $1024$  チャンネルを単位測定時間  $\tau (= 3 \text{ 秒})$  で測定し、これを  $m$  回積算する。よって、1チャンネル当りの測定時間は  $\tau_0 = m\tau / 1024$  となる。

一方、並列検出器では  $m = 1$  である。並列検出系では蛍光板上のスペクトルは光学レンズで5倍に拡大され、チャンネル間隔  $25 \mu m$  のダイオードアレイ上に結像される。したがって、並列検出器1チャンネル当りの蛍光板上の幅は  $5 \mu m$  である。並列検出器用の蛍光体は厚さ  $d = 35 \mu m$ 、 $60 \mu m$ 、 $125 \mu m$  の3種類を用いた。この蛍光板での発光領域の広がり幅  $w$  は5-3節の測定より近似的に  $w \sim 0.75 d$  で与えられ、 $26 \mu m$ 、 $45 \mu m$ 、 $94 \mu m$  となる。これらの蛍光板では、それぞれ5、9、19のチャンネルの信号が混合される。

#### (a) 測定時間とSN比

EELスペクトルの強度は損失エネルギーに依存する。以下に示す測定スペクトルの信号  $S_1$  および雑音  $N_1$  の大きさは、試料厚さ  $100 nm$  のカーボン蒸着膜のK吸収端での値である。

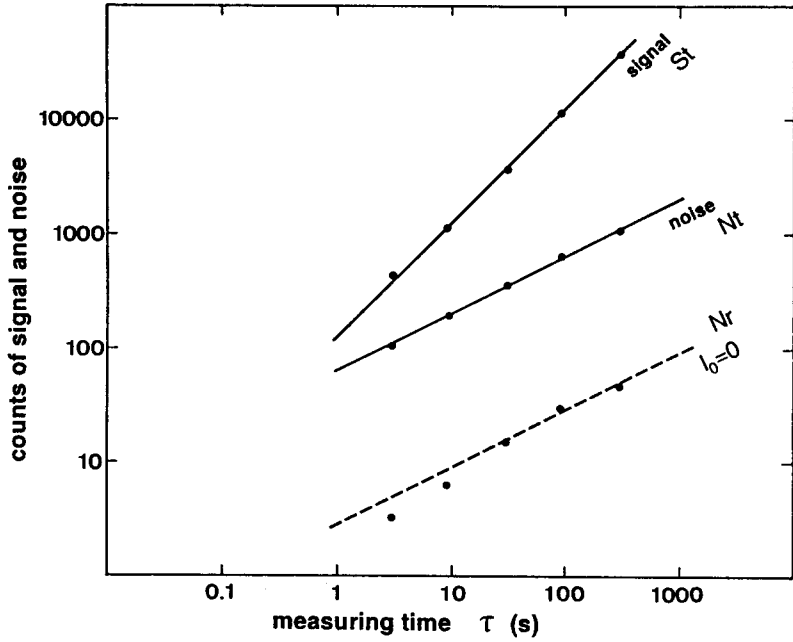


図 6 - 2 直列検出器での信号  $S_t$  および雑音  $N_t$  の全チャンネル測定時間  $\tau$  依存性

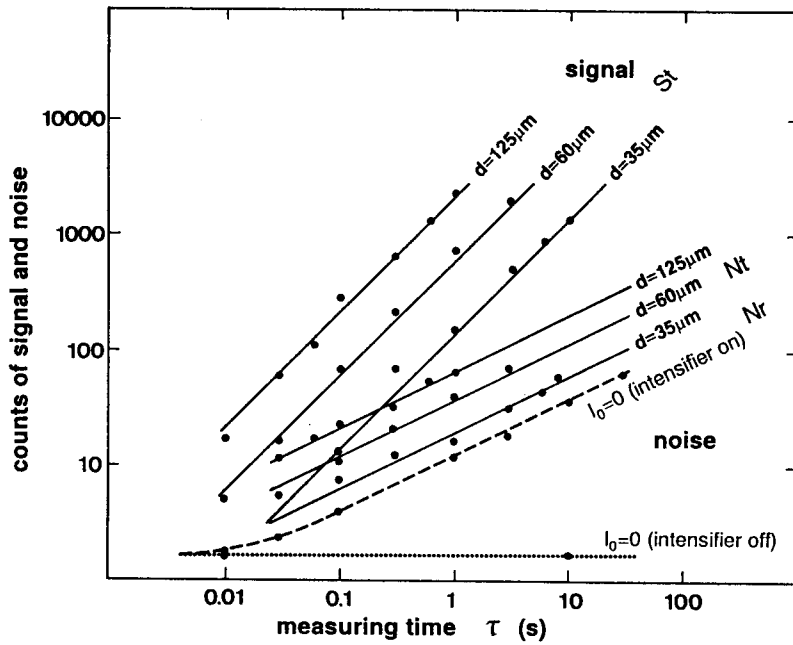


図 6 - 3 並列検出器での信号  $S_t$  および雑音  $N_t$  の測定時間  $\tau$  依存性

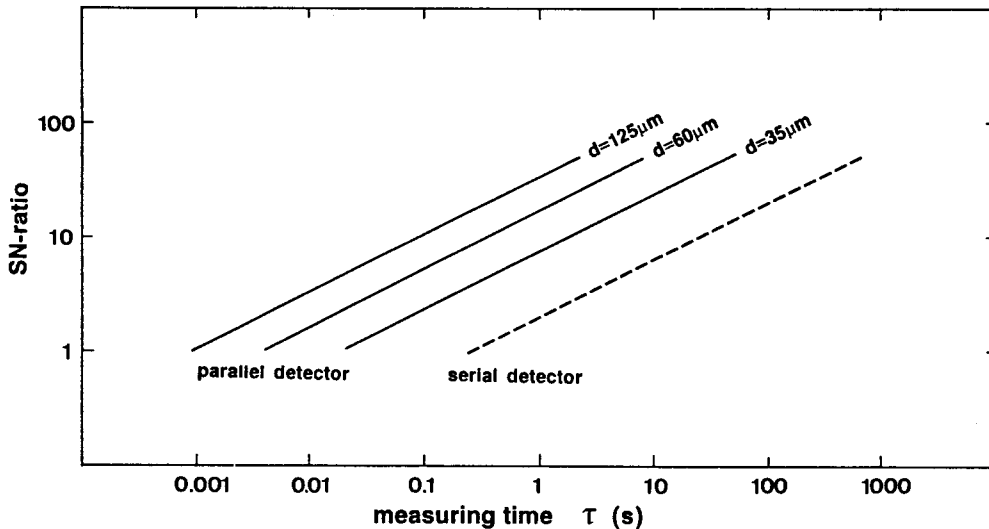


図 6 - 4 SN比と測定時間  $\tau$  の関係

図 6 - 2 は直列検出器での全チャンネル測定時間  $\tau$  と信号および雑音の関係である。ただし、縦軸は検出電圧の AD 変換値である。信号  $S_i$  は測定時間  $\tau$  に比例し、雑音  $N_i$  は  $\sqrt{\tau}$  に比例している。ビーム電流が無いとき、検出系だけの雑音  $N_r$  の大きさを破線で示す。雑音  $N_i$  は入射電子のショット雑音とほぼ等しく、検出系の持つ雑音  $N_r$  の約 1.7 倍である。

図 6 - 3 は並列検出器での測定時間  $\tau$  と信号  $S_i$  および雑音  $N_i$  の関係である。ただし、縦軸は検出信号の AD 変換値である。上記の 3 種類の厚さの蛍光板について示されている。破線はビーム電流が無いときの検出系だけの雑音  $N_r$  である。 $\tau > 0.1 \text{ sec}$  では雑音  $N_i$  は  $\sqrt{\tau}$  に比例する。これは主として暗電流  $I_d$  のゆらぎによる。点線はビーム電流がないときに、検出器の光電子増倍部の電源を切った状態での雑音である。 $\tau \sim 0.01 \text{ s}$  では、測定時間に依存しない回路のスイッチングに伴う雑音が大きい。図 6 - 2 の直列検出器と図 6 - 3 の並列検出器を比較すると、並列検出器での雑音レベルは検出器固有の雑音に近い。これはフォトダイオードの暗電流が光電子増倍管に比べて大きいことと、蛍光板を薄くしたこと

により蛍光板での電子-光変換効率が低下したことが影響している。

図6-4は図6-2と図6-3より1024チャンネルを測定するのに要する時間 $\tau$ とSN比の関係を書き直したものである。125 $\mu\text{m}$ の厚さの蛍光板を持つ並列検出器は直列検出器に対して、およそ1/300の測定時間である。単純に考えると同じSN比の条件では、1024チャンネルを持つ並列検出器の測定時間は、5チャンネルのスリット幅をもつ直列検出器の測定時間の1/200となるように思える。しかし、蛍光板上で信号が混合される場合、見かけ上SN比がよくなり測定時間がさらに短縮される。ただし分解能は低下している。

(b) 直列検出器のDQE

式(6-1)を書き直すと、

$$(S_i/N_i)^2 = \text{DQE} (S_o/N_o)^2 \quad (6-12)$$

となる。ここで、検出器入力側でのSN比( $S_o/N_o$ )を入射ビームの持つ信号とショット雑音の比で表す。

$$(S_o/N_o) = \sqrt{n_o} = \sqrt{(I_o/e) \xi^* \tau} \quad (6-13)$$

ここで、 $\xi^*$ は検出器入射電流 $I_o$ に含まれる電子数と測定対象エネルギー領域でスリットを通過する電子数の比である。ここで、プローブ電流の測定値 $I_o = 7 \text{ pA}$ 、全チャンネルとK吸収端近傍の5チャンネルの測定カウント数の比より、 $\xi^* = 7 \times 10^{-5}$ となる。測定時間として $\tau = 90 \text{ s}$ の条件で計算を進める。この時、 $(S_o/N_o) = 1.7$ となる。検出器出力側でのSN比は実測されており、図6-4より $(S_i/N_i) \sim 1.9$ である。このことは直列検出器の場合DQEは1に近い値であることがわかる。これらの値を式(6-12)に代入するとDQEの値は1を越えるがこれは $\xi^*$ の値がそれほど測定精度がないためである。

DQEの値は個々のエレメントの特性より算出することもできる。式(6-11)で $p = 1$ とする。暗電流など直列検出器固有の雑音成分は測定値より小さいことがわかっているので、第4項を無視する。蛍光板での電子より光子への変

換効率  $G_1$  は

$$G_1 = \eta (E_e / E_p) \sim 1 \times 10^4 \quad (6-14)$$

ここで、蛍光板のエネルギー変換効率  $\eta$ 、一次電子のエネルギー  $E_e$ 、および、光子のエネルギー  $E_p$  をそれぞれ  $\sim 0.06$ 、 $5 \times 10^5 \text{ eV}$ 、および、 $3 \text{ eV}$  と置いた。さらに、蛍光板から光電子増倍管光電面までの伝送効率  $G_2$  を  $\sim 0.02$ 、光電面の光子-電子変換の量子効率  $G_3$  を  $\sim 0.25$  とする。このとき、 $G_1 G_2 G_3$  は  $\sim 50$  となる。これらの値を式 (6-11) に代入すると  $DQE = 0.97$  となり、1 にかなり近い値となる。計算に用いた値および測定値を表 6-1 にまとめて示す。

(c) 並列検出器の DQE

並列検出器で測定した検出器出力側の SN 比 ( $S_i / N_i$ ) は図 6-4 より、厚さ  $d = 35 \mu\text{m}$ 、 $60 \mu\text{m}$ 、 $125 \mu\text{m}$  の 3 種類の蛍光板に対して、それぞれ 7.5、17、35 である。

次に検出器入力側の SN 比 ( $S_o / N_o$ ) を考える。まず、チャンネル間で生ずる信号の混合を無視して、実効チャンネル幅に入射する電子流の持つ SN 比を式 (6-13) で定義する。このとき  $\xi = 1.4 \times 10^{-5}$ 、 $\tau = 1 \text{ s}$  である。式 (6-12) を用いて求めた DQE を  $DQE^*$  で表すと  $DQE^*$  は、厚さ  $d = 35 \mu\text{m}$ 、 $60 \mu\text{m}$ 、 $125 \mu\text{m}$  の 3 種類の蛍光板に対して、それぞれ 0.10、0.60、2.3 となり、 $d = 125 \mu\text{m}$  のとき  $DQE^*$  は 1 より大きくなり、通常の意味での DQE が 1 を越えないとする定義に反する。

そこで、蛍光板上で p チャンネル間の混合を考慮して、入力側の SN 比を次のように書き表す。

$$(S_o / N_o) = \sqrt{p n_o} = \sqrt{p (I_o / e) \xi \tau} \quad (6-15)$$

ここで、 $\xi$  は検出器入射電流  $I_o$  に含まれる電子数と測定対象エネルギー領域の 1 チャンネルに入射する電子数の比である。厚さ  $d = 35 \mu\text{m}$ 、 $60 \mu\text{m}$ 、 $125$

表6-1 直列・並列検出器の検出器パラメーター、SN比およびDQEの計算値と実測値

	serial detector	parallel detector		
analyzed beam parameters				
$I_0$ (pA)	7	5		
$\xi$ or $\xi^\ddagger$	$7 \times 10^{-5}$	$1.4 \times 10^{-5}$		
$\tau$ (s)	90	1		
$n_0$	280	440		
detector parameters				
$d$ ( $\mu\text{m}$ )	500	35	60	125
$p$	1	5	9	19
$G_1$	$10^4$	100	430	1600
$G_2$	0.02	$5 \times 10^{-3}$	$5 \times 10^{-3}$	$5 \times 10^{-3}$
$G_3$	0.25	0.5	0.5	0.5
$G_1 G_2 G_3$	50	0.25	1.1	4
signal and noise				
$S_s$	$1.4 \times 10^4$	110	480	1800
$N_s$	850	13	28	55
$N_r$	38	10	10	10
SN ratio				
$S_0/N_0$	17	47	63	91
$S_1/N_1$	16.5	6.7	16	32
measured values	19	7.5	17	35
DQE				
DQE $\ddagger$	0.97	0.10	0.60	2.3
DQE	0.97	0.020	0.066	0.12
measured values	$\sim 1$	0.025	0.073	0.15

$\mu\text{m}$ の3種類の蛍光板に対して、 $p$ は5、9、19であるから入力側のSN比( $S_o/N_o$ )はそれぞれ47、63、91となる。ただし、 $\xi = 1.4 \times 10^{-5}$ 、 $\tau = 1\text{s}$ とした。一方、出力側のSN比は図6-4より、それぞれ7.5、17、35となる。式(6-15)を式(6-12)に代入してDQEを求めると、DQEは0.025、0.073、0.15となり、 $DQE < 1$ が成り立つ。

直列検出器の場合と同様に検出器の個々のエレメントの変換量子効率を用いても計算できる。出力側のSN比は式(6-9)で、DQEは式(6-11)で表される。並列検出器のパラメータを表6-1のようにあたえる。3種類の蛍光板に対して、計算したSN比は6.7、16、32となり測定結果とほぼ一致する。DQEの値に対しても表6-1に示すようにほぼ一致する。

この系の測定時間とSN比の関係は、蛍光板でのチャンネル間の信号の混合を考える事により説明できる。

### 6-3 並列検出法の信号記録系と信号処理 [18]

#### 6-3-1 信号記録系

図6-5に信号記録系のブロック図を示す。用いたマルチチャンネルアナライザはTracor Northern社製のTN-1710である。直列検出器および並列検出器からの信号は、それぞれのインターフェースを通して、マルチチャンネルアナライザに入力され表示される。データはディスク装置に書き込み、読み出しができ、他の装置への転送も可能である。直列方式の場合、マルチチャンネルアナライザから任意の周期の掃引信号を発生させ、その信号を偏向コイルに加え、スリットに対するスペクトルを走査させる。また、並列検出の場合は、マルチチャンネルアナライザによってフォトダイオードアレイ検出器の種々の制御を行なっている。並列検出器の一回の読みだしに対するダイナミックレンジは4096である。読みだし周期は前述のように20msから2300hまで広範囲に可変することができる。



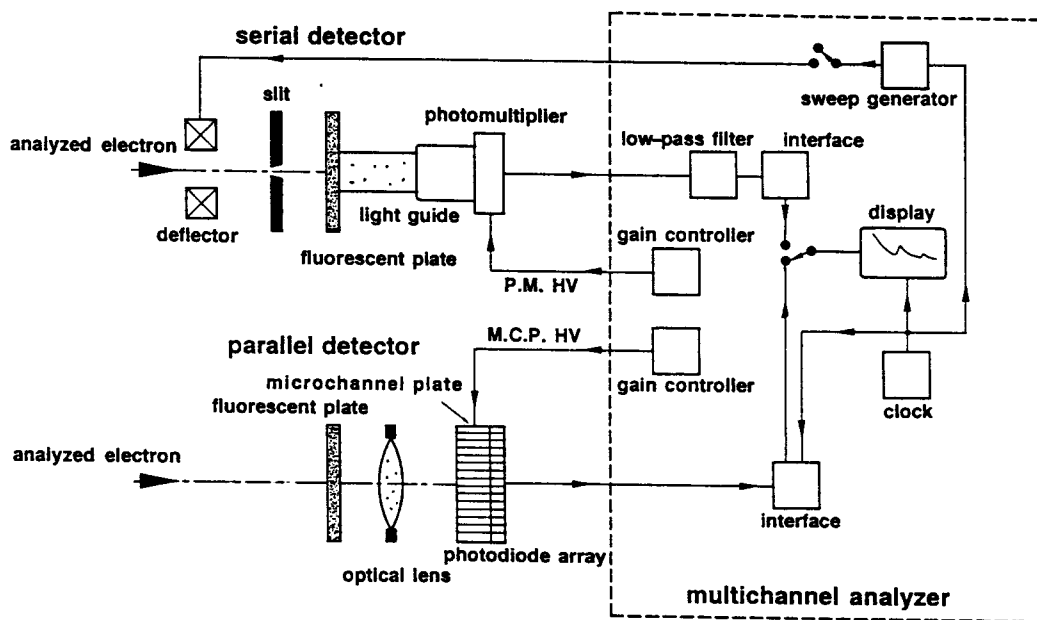


図 6-5 信号記録系のブロック図

### 6-3-2 並列検出 EELS に必要な信号処理

直列検出方式では無かった現象として、並列検出方式では各チャンネル間の感度のばらつきがある。このチャンネル間のばらつき補正を行う（処理(1)）。それに加えて一般に EELS で行われている信号処理も行なう（処理(2~4)）。

#### 処理(1) チャンネル間の感度のばらつきの補正処理

前述したように、フォトダイオードアレイは4つの異なる読みだし回路を持つアレイを交互に組み合わせた構造になっている。これらは特性が僅かに異なるため、測定したスペクトルは4チャンネル毎に周期的に変化する傾向がある。個々の検出素子の感度のばらつきは並列検出器特有の問題点であり、素子間の感度補正の必要がある。図 6-6 は隣接する4つの検出回路のばらつきを見るため、入射光強度と検出器出力の関係を測定した一例である。800から804チャンネルの5つの素子について、各チャンネルに同一強度の光が入力され

ている条件の下でその出力を測定した。このデータを基に、横軸に800チャンネルの出力を、縦軸に他のチャンネルの出力をプロットした。図から分かるように、800と804チャンネルには感度の値は異なるが比例関係がある。他のチャンネルとは感度の値は異なり、比例関係も成立しない。従ってチャンネル間のばらつきは単純な定数で補正することは困難である。ここではこの補正のために次のような二つの手法を用いた。

手法① 入射光強度を変化させ、全チャンネルの検出感度をその検出器出力の関数として予め測定し、この関数を用いて測定スペクトルの検出感度を補正する方法。

全チャンネルに均一強度の電子ビーム（光）を照射し、各チャンネルの出力値と標準値（全チャンネルの平均値）からのずれをその出力値の関数として予め求めておく。入力レベルを10段階程度変えて測定し、パソコンに補正用データ（補正係数）を集積する。測定したスペクトルの各チャンネルの出力値に対して、その出力値に応じた補正係数を掛ける。この方法は、ダイオードアレイの特性のばらつきのみならず、蛍光板、光電子増倍管の場所的な感度むらも補正できる。

手法② 測定したスペクトルをもとに周期的感度変化を補正する方法。

隣接する4つのチャンネルのカウント数を  $CH_h, CH_i, CH_j, CH_k$  とする。これらは、異なる読みだし回路  $h, i, j, k$  より読み出される。これらの回路間にある読みだし利得の差を求める。各組の隣接する5チャンネル分の信号を取り出し、その平均値を求める。ただし、 $h$ と $i$ などでは1チャンネルの差があるので、両端の読みだし値には次式のような重みを付加する。

$$\overline{CH}_h = (CH_{h-2} / 4 + CH_{h-1} + CH_h + CH_{h+1} + CH_{h+2} + 3 CH_{h+3} / 4) / 5$$

$$\overline{CH}_i = (CH_{i-2} / 2 + CH_{i-1} + CH_i + CH_{i+1} + CH_{i+2} + CH_{i+3} / 2) / 5$$

$$\overline{CH}_j = (3 CH_{j-2} / 4 + CH_{j-1} + CH_j + CH_{j+1} + CH_{j+2} + CH_{j+3} / 4) / 5$$

$$\overline{CH}_k = (CH_{k-2} + CH_{k-1} + CH_k + CH_{k+1} + CH_{k+2}) / 5$$

(6-16)

この平均値より今検出しているレベルでの4つの読みだし回路の利得の差を求めて、元の信号のレベルを補正する。ここでは、読みだし回路kをその基準に置いた。この補正後のカウント数は

$$CH_h^* = CH_h \times (\overline{CH}_k / \overline{CH}_h)$$

$$CH_i^* = CH_i \times (\overline{CH}_k / \overline{CH}_i)$$

$$CH_j^* = CH_j \times (\overline{CH}_k / \overline{CH}_j)$$

$$CH_k^* = CH_k \times (\overline{CH}_k / \overline{CH}_k)$$

(6-17)

この操作をチャンネルをずらして順次全チャンネルに対して行なう。

この方法に於ける平均は各読み出し回路の平均的な検出利得を求めるための操作であり、雑音を含む元の信号と再び掛け合わせるので平滑化の効果が小さい。

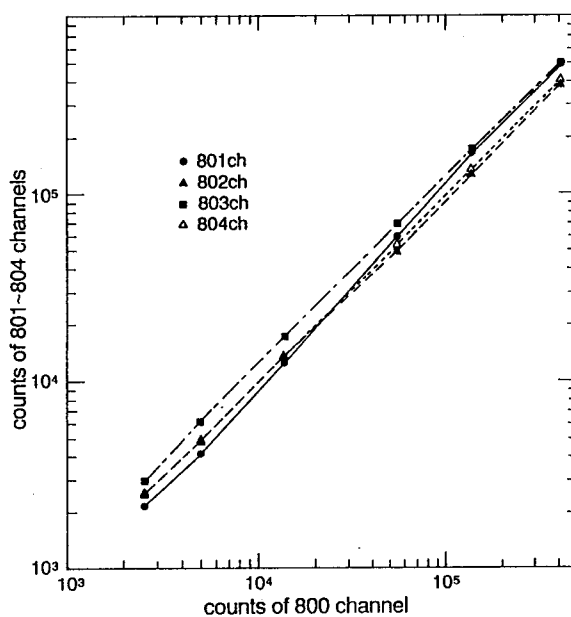


図 6 - 6 隣接する 4 素子の入出力特性の差

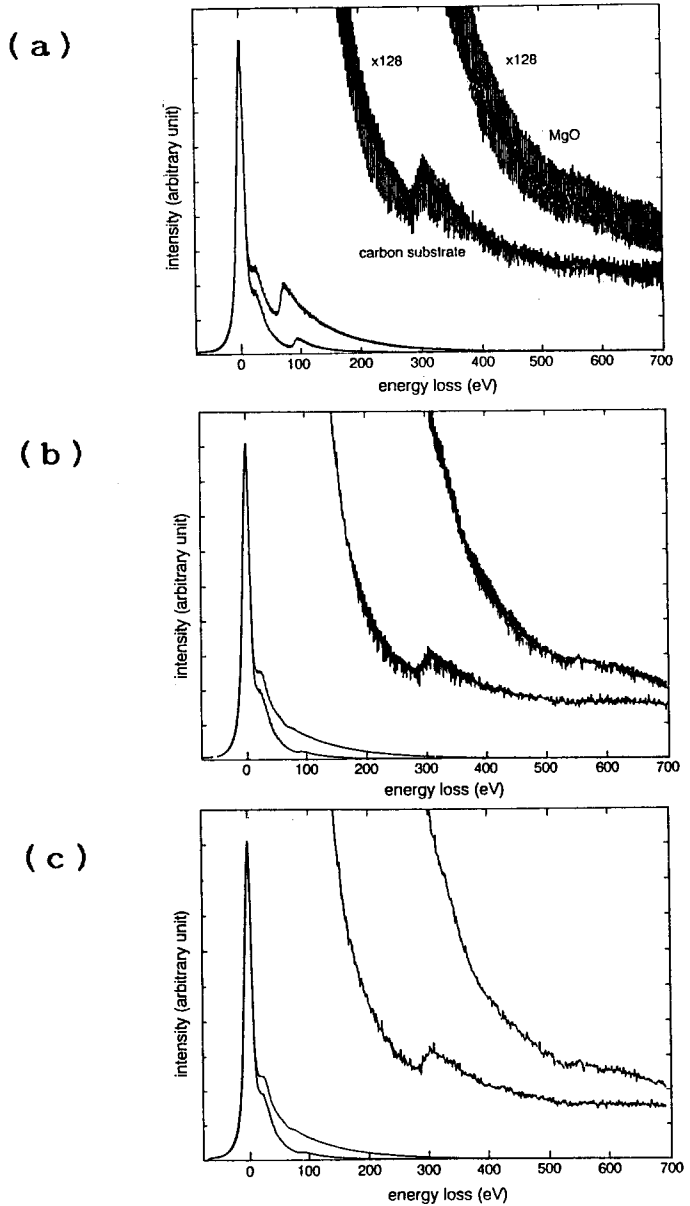


図 6-7 チャンネル間のばらつき補正例

- (a) 補正前
- (b) 手法①を用いた場合
- (c) 手法①と手法②を両方用いた場合

この二つの手法を用いてチャンネル間のばらつきを補正した例が 図 6-7 (a), (b), (c) である。ばらつきが極端に大きい状態で、MgO のスペクトルについて補正前と補正後について示した。(a) は補正前、(b) は手法①を用いた場合、(c) は手法①に加えてさらに手法②を用いた場合である。チャンネル間の感度のばらつきはほとんど補正でき、残留する雑音は電子ビームのショット雑音とほぼ同程度となる。(c) の 600 チャンネル近傍の SN 比は約 40 であり、電子ビームのショット雑音による SN 比 49 とほぼ等しい。

手法①のみで完全に補正できていないのは、用いた補正用データが 10 段階であるため、全入力レベルに完全に対応できていないためと考える。

#### 処理 (2) 隣接チャンネルどうしの平均化による平滑化処理

各チャンネルの測定データを  $CH_1, CH_2, CH_3, \dots$  とする。ここで、 $CH_n = CH_{n-1}/4 + CH_n/2 + CH_{n+1}/4$  として隣接のチャンネルのデータと平均することにより、スペクトルのスムージングが行える。ただしエネルギー分解能は低下する。

#### 処理 (3) 測定スペクトルの縦軸、横軸の任意倍率の変更処理

#### 処理 (4) スペクトルのバックグラウンドの引算処理

EELS の測定スペクトルはゼロ損失ピークから指数関数的に減少するバックグラウンドに元素や結晶構造に起因する吸収端が重なって現われる。従ってこのバックグラウンドを取り除くほうが種々の吸収端が分かりやすくなる場合がある。図 6-8 に一般によく行なわれている方法を示す[16]。バックグラウンドの曲線  $KE^{-j}$  を求めるために、適当なエネルギー  $E_1, E_2, E_3$  を決めると積分値  $H_1, H_2$  が決まる。これらの値から

$$j = 2 \log (H_1/H_2) / \log (E_2/E_1)$$

$$K = (1 - j) H_2 / (E_2^{1-j} - E_1^{1-j}) \quad (6-18)$$

が決まる。測定スペクトルから  $KE^{-j}$  を引くとバックグラウンドが除かれてピ

ークのみが得られる。図6-9はカーボン支持膜試料について、この処理を行  
 なった例である。実測したスペクトルに対して、上式によって求めたバックグ  
 ラウンドの曲線を点線で示す。また、実測スペクトルからバックグラウンドを  
 引いたものも示す。ただし、引き算されたスペクトルのゼロレベルは表示の都  
 合上変えてある。カーボンの吸収端が見やすくなっている。

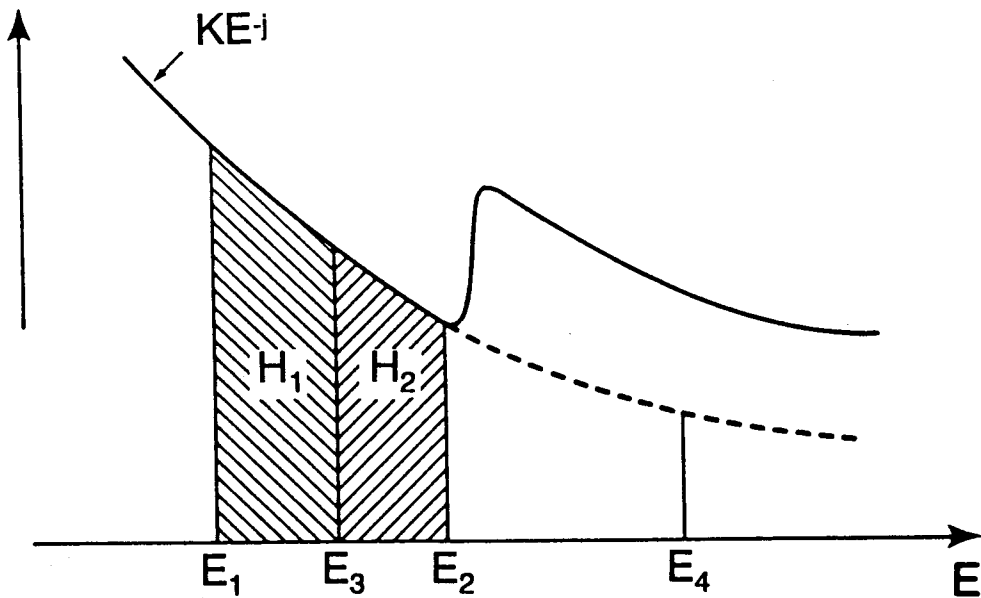


図6-8 バックグラウンドの引算方法

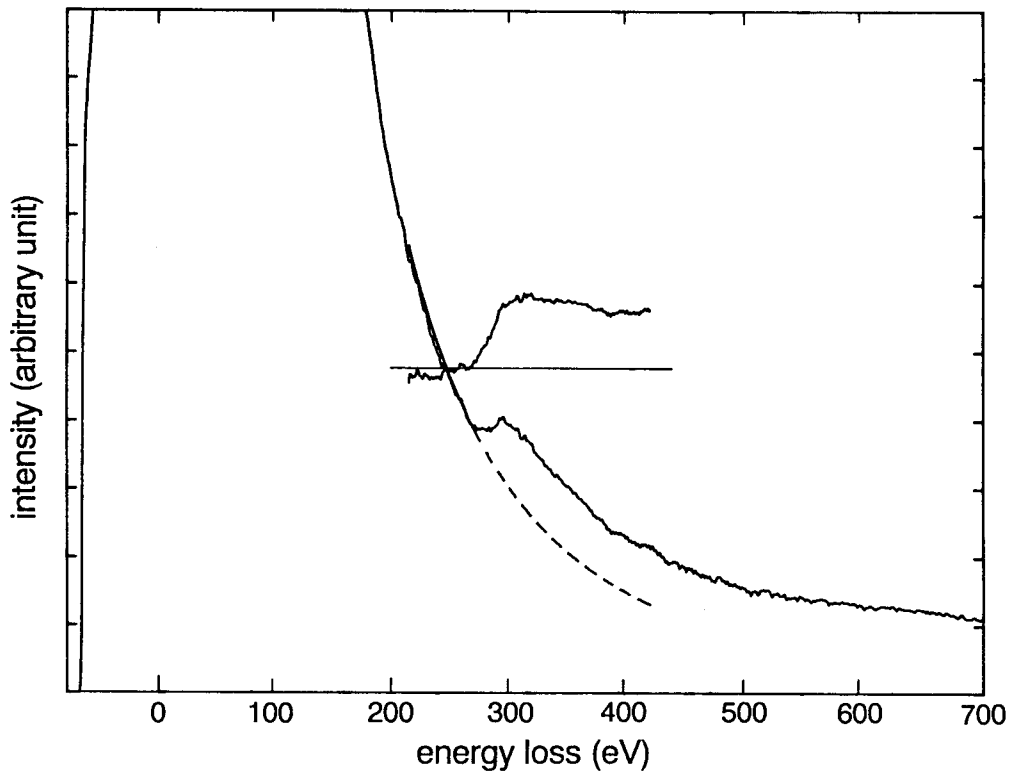


図 6-9 バックグラウンドの引算処理例

#### 6-4 むすび

- ①並列検出器の内部でチャンネル間の信号が混合される場合、検出器の性能を示す検出量子効率 (DQE) は、“チャンネルミキシング効果”により見かけ上よくなる。
- ②並列検出器固有の各チャンネル間の感度のばらつきを補正する手段を講じた結果、チャンネル間の感度のばらつきはほぼショット雑音の大きさに抑える事ができた。

## 第7章 試作超高圧並列検出EELS装置の特性測定と応用

[18][21][28][29][33]

### 7-1 まえがき

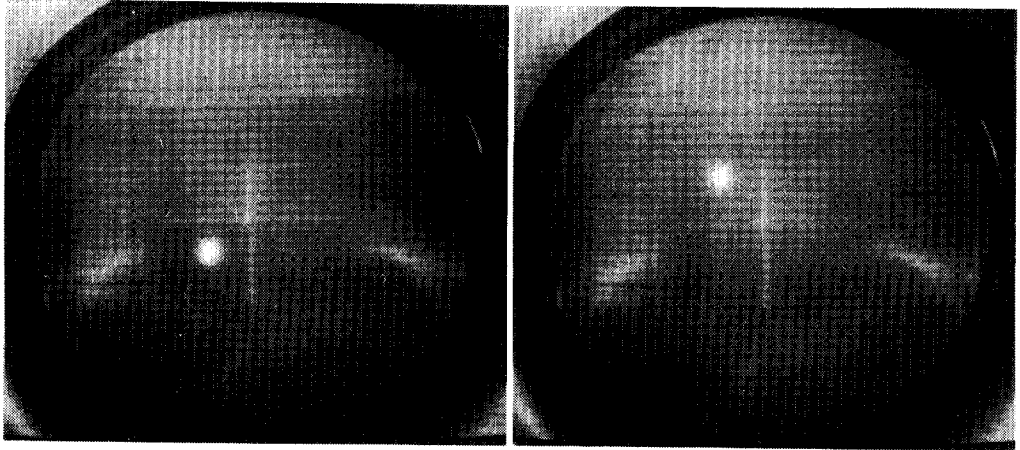
本章では、まず、分光器の分散について測定し、第2章での設計結果と比較する。つぎに、この装置の電子光学的なエネルギー分解能を直列検出法で測定する。つぎに、並列検出法でのエネルギー分解能を実測して、並列検出系に起因する分解能低下の影響を測定する。さらに、並列検出法の最も有利な点である測定時間の大幅短縮を示すため、EELS測定時の性能を直列検出法と比較する。すなわち、STEM-EELS条件での、空間分解能、エネルギー分解能と測定時間の関係を一枚の図に表し、これを評価する。最後に本装置を用いて測定した2、3の例を示す。

### 7-2 分光器の分散 [18][28]

分散の測定は、電顕の加速電圧を変化させ、そのときのスペクトル測定面におけるビームの移動量より求める。加速電圧の変化は加速電圧の高圧発生回路よりのサンプリング電流をデジタルボルトメーターで読みとる。ビームの移動量は検出器の代わりに、図7-1に示すようにTVカメラで観測した。四極子1個を用いた場合の分散値を表7-1に示す。測定値は $5.5 \mu\text{m}/\text{eV}$ で、設計値との差は2%程度である。四極子を励磁しない場合、二方向収束条件は満たされないが、このときの分散も8%程度の誤差でほぼ一致している。

図7-2は四極子を2個用いて可変分散としたときの分散の実測値である。二方向収束条件を満たす条件での、前段四極子励磁強度( $K_{Q1}$ )の関数として示されている。実線は第2章で求めた計算値であり、破線は測定値である。両者はよく一致している。ただし、二方向収束するための前段と後段の四極子励磁強度( $K_{Q1}$ と $K_{Q2}$ )の関係は第2章の図2-12に示されている。





500kV

499.148kV

図 7 - 1 TVカメラを用いた分散の測定

表 7 - 1 四極子 1 個の場合の分散の測定値と計算値の比較

	計算値	実測値
四極子励磁 ON	5.61 mm/keV	5.51 mm/keV
四極子励磁 OFF	1.25 mm/keV	1.35 mm/keV

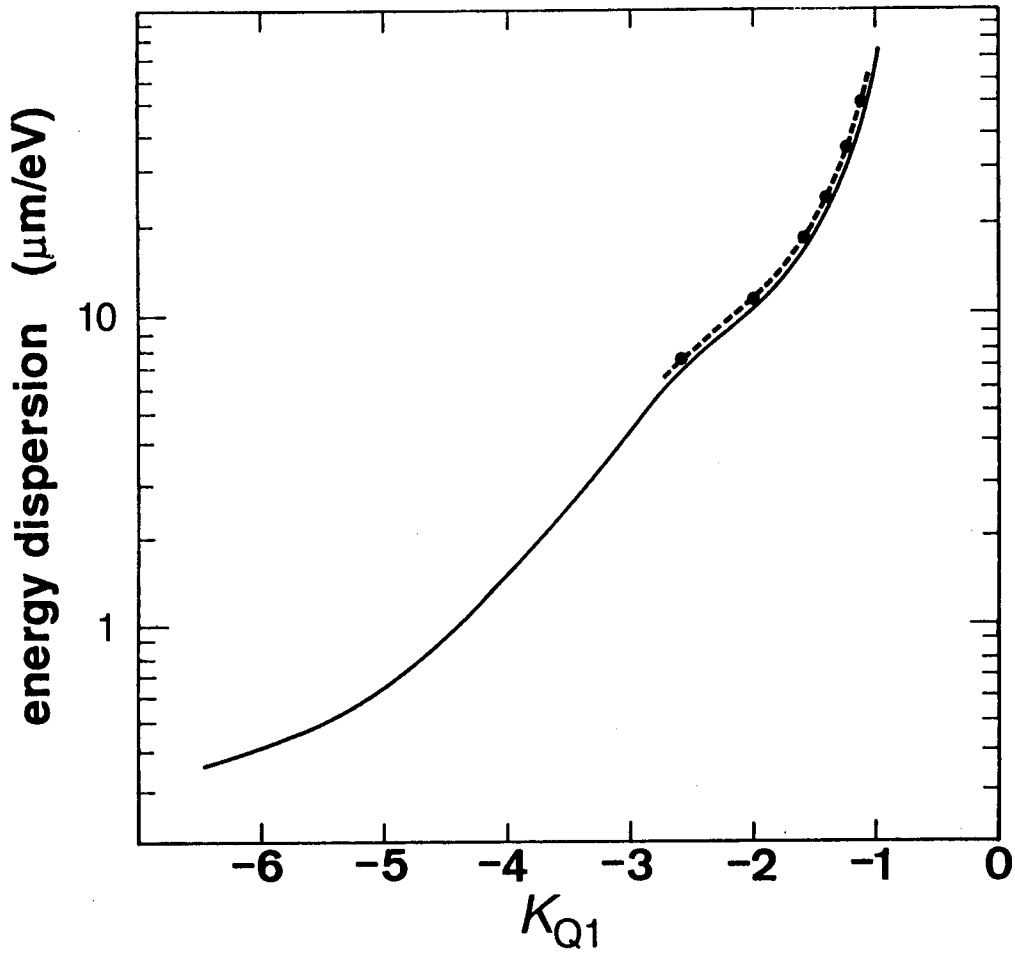


図 7-2 四極子を 2 個用いた場合の可変分散特性の測定値と計算値の比較

### 7-3 エネルギー分解能 [18][29]

図 7-3 (a) は分光器の分散が  $5.6 \mu\text{m}/\text{eV}$  の場合に直列検出法で測定したゼロ損失ピークである。測定条件は、ビーム電流  $I_0 = 5 \sim 7 \text{ pA}$ 、スリット幅約 5

$\mu\text{m}$ 、全チャンネル（1024ch）の測定時間 0.2s、蛍光体の厚さ  $d = 500 \mu\text{m}$  である。ゼロ損失ピークの半値幅はおよそ3チャンネルに対応し、およそ3eVであった。これはスリット幅を小さくしても変わらなかった。これより、電顕を含めた分光器の電子光学系は約3eVのエネルギー分解能を持つと考える。

検出器を並列検出器に取り替えて測定したものが図7-3（b）である。ゼロ損失ピークの半値幅は約10チャンネル、約10eVであった。エネルギー分解能の低下は第5章で述べた蛍光板の発光領域の広がり効果による。図5-4、5-6より分かるように、発光領域の広がり幅はおよそ50～60 $\mu\text{m}$ あり、分散が5.6 $\mu\text{m}/\text{eV}$ のときこの広がり幅は約10eVに相当する。

図7-3（c）は二つの四極子を用い、分散が50 $\mu\text{m}/\text{eV}$ のときのゼロ損失ピークである。半値幅は34チャンネルであり、エネルギー分解能は3.8eVに相当する。分散値を大きくすることにより、相対的に発光領域の広がり幅の影響が緩和されている。

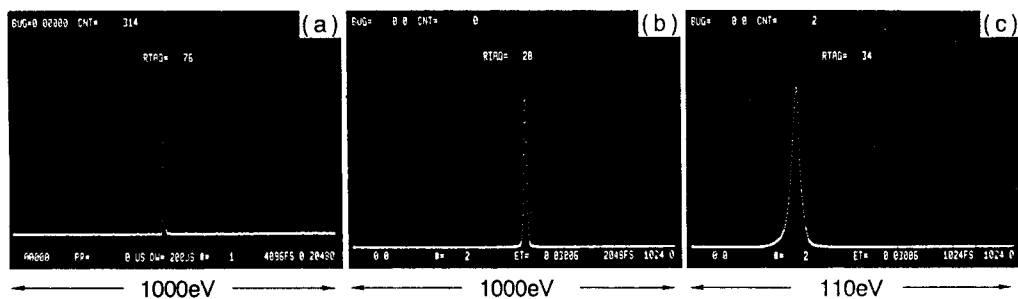


図7-3 (a) 分光器分散が 5.6  $\mu\text{m}/\text{eV}$  の場合に直列方式で測定したゼロ損失ピーク  
 (b) 分光器分散が 5.6  $\mu\text{m}/\text{eV}$  の場合に並列方式で測定したゼロ損失ピーク  
 (c) 分光器分散が 50  $\mu\text{m}/\text{eV}$  の場合に並列方式で測定したゼロ損失ピーク

#### 7-4 空間分解能、エネルギー分解能と測定時間 [18][21][28][29][33]

STEM-EELS装置の性能評価は、空間分解能、エネルギー分解能、測定時間の三つの項で決まる。これらは互いに独立ではなく、以下に示す関係がある。

##### (i) 試料電流と測定時間

試料に照射される電流値  $I_s$  は、ビーム輝度  $\beta$ 、ビーム半径  $r_2$  およびビーム開き半角  $\alpha_2$  を決めれば次の関係より決まる。

$$I_s = \beta \pi^2 \alpha_2^2 r_2^2 \quad (7-1)$$

試料からのビーム電流は、試料およびレンズ系の電流透過率を  $T_s$  と置くと

$$I_o = I_s T_s \quad (7-2)$$

で与えられる。ここで、照射レンズ系の収差は無視した。

検出器の検出量子効率 DQE を与えた場合、 $k$  番目のチャンネルで検出した信号の SN 比 ( $S_k/N_k$ ) は、検出ビーム電流  $\xi_k I_o$  および観測時間  $\tau$  と次の関係がある。

$$(S_k/N_k)^2 = \tau \text{DQE}^* (I_o/e) \xi_k \quad (7-3)$$

ここで、 $\xi_k$  は  $k$  番目のチャンネルに入射する電流  $I_k$  と全電流  $I_o$  の比である。

##### (ii) エネルギー分解能

試料からのビームが分光器入射面に到達したとき、ビーム半径  $r_4$ 、開き半角  $\alpha_4$ 、は次のようになる。

$$r_4^2 = (M r_2)^2 + (C_s^* \alpha_4^3 / 4)^2 \quad (7-4)$$

$$\alpha_4 = \alpha_2 / M \quad (7-5)$$

ここで、Mは試料面と分光器入射面間の倍率、 $C_{int}^*$ はこの間のレンズ球面収差の像側換算値である。この系ではビーム径に対する収差の影響は中間レンズの球面収差が最も大きい。

式(7-4)、(7-5)で表される分光器入射ビームに対して、著者が設計した分光器のエネルギー分解能  $\Delta E_B$  は第2章の式(2-6)で示した[28]。

$$\Delta E_B^2 = 2.6 r_4^2 + 39 \alpha_4^4 \quad (7-6)$$

ここで、 $\Delta E_B$  は eV、 $r_4$  は  $\mu\text{m}$ 、 $\alpha_4$  は mrad で表したときの値である。式(7-6)右辺第2項は2次の幾何収差項である。

並列検出EELSの場合、エネルギー分解能は第4章で述べた入射ビームのエネルギー変動成分  $\Delta E_s$ 、および第5章で述べた蛍光板での発光領域の広がり成分の分解能換算値  $\Delta E_r$  にも関係する。並列検出器でこれらの項を総合したエネルギー分解能  $\Delta E_T$  は経験的に次式で表される[29]。

$$\Delta E_T^2 = \Delta E_B^2 + \Delta E_s^2 + \Delta E_r^2 \quad (7-7)$$

ここで  $\Delta E_r^2 = \{w_0^2 + (kd)^2\} / D^2$  であり

$w_0$  は蛍光板が十分薄いときの発光領域の広がり、

$d$  は蛍光板の厚さ、

$D$  は分光器の分散、

$k$  は比例定数 である。

式(7-7)に式(7-4)、(7-5)、(7-6)を代入すると  $\Delta E_T$  は  $r_2$ 、 $\alpha_2$ 、 $M$ 、 $d$ 、 $D$  の関数となる。ここで  $\alpha_2$ 、 $M$ 、 $D$  を固定して考える。このとき、エネルギー分解能は試料への入射ビーム径と蛍光板の厚さの関数  $\Delta E_T(r_2, d)$  として表示できる。また、式(7-1)、(7-2)を用いて、 $r_2$  を電

流  $I_0$  で置き換え、さらに、式 (7-3) を用いて観測時間  $\tau$  に置き換えると、エネルギー分解能は観測時間と蛍光板の厚さの関数  $\Delta E_\tau(\tau, d)$  と表示できる。

検出されたスペクトル信号に許容される SN 比を  $(S_k/N_k) = \sqrt{1000}$  に設定する。このとき、空間分解能と測定時間、エネルギー分解能の関係は図 7-4 となる。ただし、STEM でのビーム径  $2r_2$  の関数として示されている。ここで、装置のパラメータを次のように置いた。

$\alpha_2$	5.2 mrad
$\beta$	$1 \times 10^9$ A/m <sup>2</sup> sr
M	38
C <sub>1</sub>	$9 \times 10^4$ m
$\xi_k$	$10^{-5}$
T <sub>1</sub>	0.2
D	50 $\mu$ m/eV
$\Delta E_s$	2.3 eV
$\Delta E_t$	2.8 eV (35 $\mu$ m), 3.3 eV (60 $\mu$ m), 4.6 eV (125 $\mu$ m)
DQE* (parallel)	0.10 (35 $\mu$ m), 0.60 (60 $\mu$ m), 2.3 (125 $\mu$ m)
DQE (serial)	0.97

$\Delta E_s$  は入射エネルギーの変動に対して帰還制御を行った後の残留成分である[21]。

DQE\* (parallel) が 1 より大きいのは、第 6 章で述べた蛍光板で生じる”チャンネルミキシング効果”のためである[33]。

図 7-4 中の 3 組の実線は並列方式での 3 種類の厚さの蛍光板に対する値である。また、破線は直列方式での値である。試料上ビーム径が小さい領域では、入射ビームのエネルギー変動成分  $\Delta E_s$  や 蛍光板での発光領域の広がり成分の分解能換算値  $\Delta E_t$  によってエネルギー分解能が制限され一定値となる。また、大きい領域では分光器入射ビーム条件によってエネルギー分解能が低下する。

この図に、前節で述べた並列方式を使用したときの測定時間とエネルギー分解能の実測値をそれぞれ▲●で書き入れた。実測値はこの解析値とかなりよく一致している。

この図より次のことが言える。エネルギー分解能を小さくできるという点では直列検出法が並列検出法よりやや優れている。しかし、観測時間については、並列検出法が2～3桁短い。そこで、同じ観測時間に対して比較した場合、(例えば10秒)、並列検出法( $d = 60 \mu\text{m}$ )は直列検出法よりエネルギー分解能が2倍以上高く、また、空間分解能( $2r_2$ )も1桁以上高い。すなわち、時々刻々変化する現象をとらえるためには並列検出法が極めて有利である事が分かる。

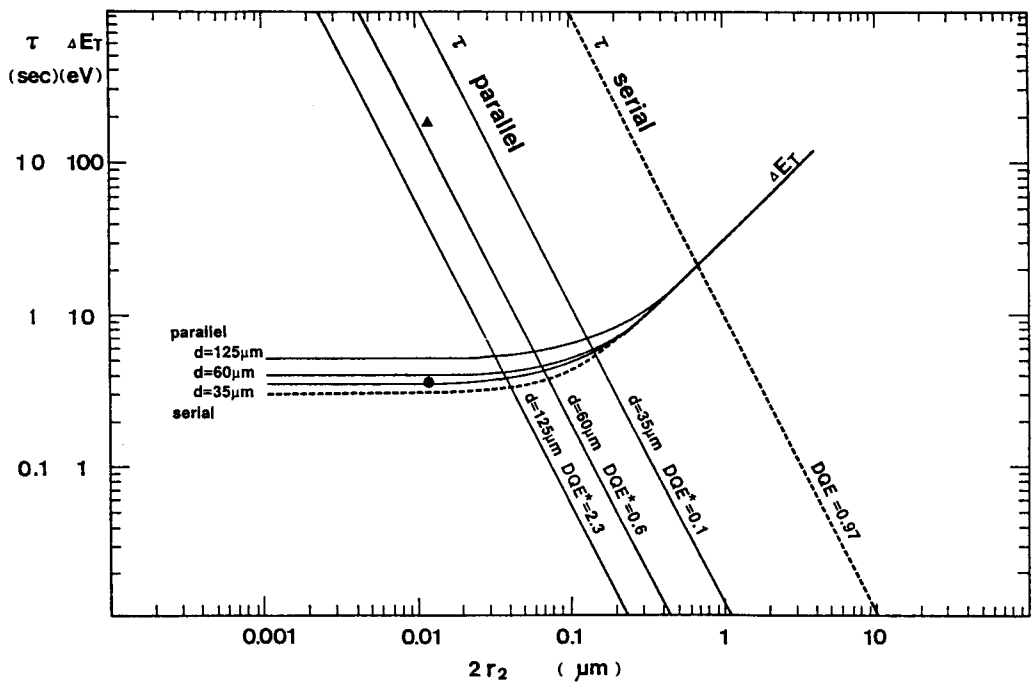


図7-4 空間分解能と測定時間、エネルギー分解能の関係の解析値と測定値

## 7-5 超高压並列検出EELSの応用例 [18]

### 7-5-1 試料温度とコンタミネーション

試料が電子ビームで照射されると試料表面にコンタミネーションが生ずる。これはEELSでは測定障害となる。この原因については、これまでかなり調べられている[42]。試料近傍または試料に付着した炭化水素が電子ビームによって試料面に固着されるのが原因とされている。この対策としては、①試料近傍の真空中の炭化水素を少なくする、②試料に付着している炭化水素を少なくする、③炭化水素が試料面上を自由に移動できないようにする、④炭化水素が試料面に付着しにくいようにする、などが考えられる。ここでは、②④と関連があると考えられる試料温度と、コンタミネーションの付着速度との関係について調べた。

試料には厚さ20nmのカーボン蒸着膜を用いた。それにビーム径約20nmφ、5pAのSTEMビームを照射し、EELSの測定を行なった。試料近傍の真空度はおよそ $10^{-6}$ Torrである。コンタミネーションの付着量は便宜上スペクトルのゼロ損失ピークの強度で示した。図7-5はその結果を示す。室温では、数十秒でゼロ損失ピークの強度が数分の一になるほどのコンタミネーションが付着する(曲線A)。電顕内で試料を443Kに加熱した直後ではコンタミネーションは少なくなるものの付着する(曲線B)。443Kに130分保持した後では、同じ強度の電子ビームを照射しても殆どコンタミネーションは付着しない(曲線C)。これを313Kまで降下させて同様に同じ強度の電子ビームを照射しても、僅かしかコンタミネーションは生じていない(曲線D)。この状態は10分以上維持できた。これは高い温度で、付着していた炭化水素を除去した効果が持続しているためと考えられる。このように試料を加熱して測定することは、コンタミネーション防止に効果的であることが分かった。

### 7-5-2 スペクトルの測定例

試作した超高压並列検出EELS装置を用いて測定したスペクトルを3例示す。

- ①試料はMgO粒子、エネルギー測定範囲700eV、エネルギー分解能10eV、測定時間15s、測定領域約20nmφで測定した結果を図7-6に示す。酸素の532eVのK吸収端ピークが観察できる。
- ②試料はWO<sub>3</sub>粉末で、電子線照射されると照射誘起還元されてWになることが



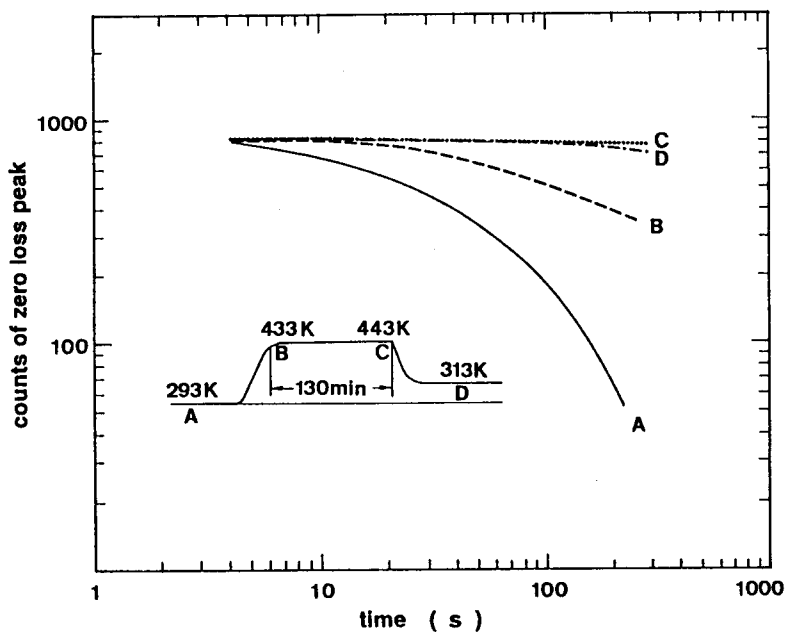


図 7-5 試料温度とコンタミネーションの関係

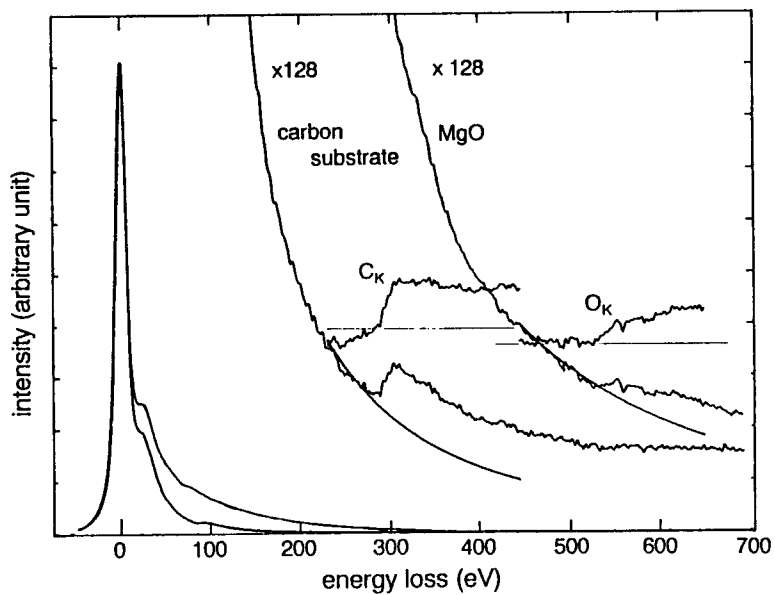


図 7-6 MgOでのEELS測定例

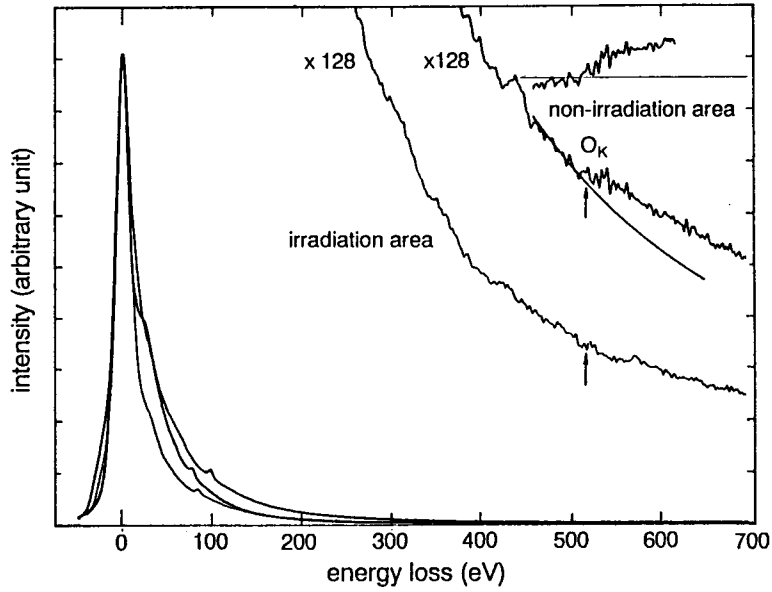


図 7-7 WO<sub>3</sub>でのEELS測定例

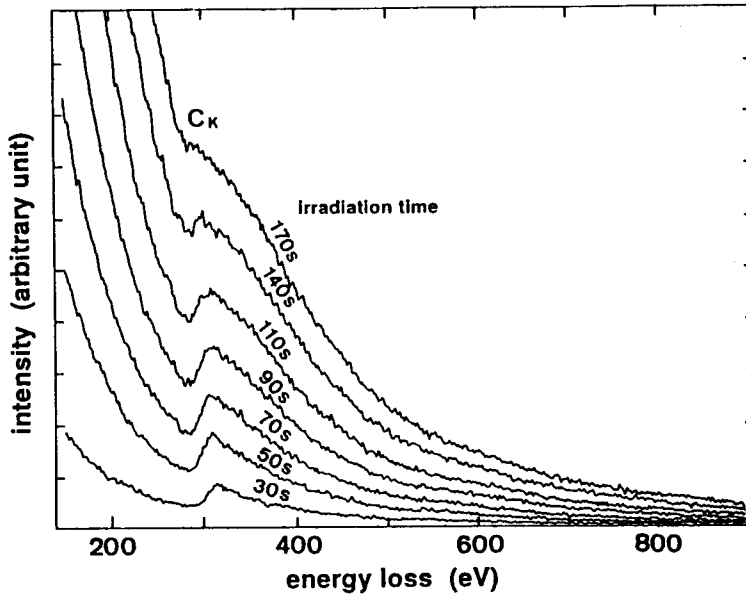


図 7-8 電子線照射時間とコンタミネーションの関係

知られている。この試料の一部の領域を  $2\text{ MeV}$ 、 $10^{24}\text{ e/m}^2\text{ s}$  の電子ビームで  $2400\text{ s}$  照射した。図 7-7 はこの試料をエネルギー測定範囲  $700\text{ eV}$ 、測定時間  $15\text{ s}$ 、測定領域約  $20\text{ nm}\phi$  で EELS 測定した結果である。未照射領域から測定したスペクトルには矢印で示す  $532\text{ eV}$  のところに  $\text{WO}_3$  の酸素の K 吸収端ピークが検出されている。照射領域から測定したスペクトルには矢印の  $532\text{ eV}$  のところに酸素のピークは認められず、 $\text{WO}_3$  が電子線照射によって還元されて W になっていることがわかる。この場合、直列検出法では測定時間が長くなるため、未照射領域の部分も測定中に還元されて正しい測定ができない恐れがある。

- ③ 図 7-8 は電子線照射時間とコンタミネーションの付着量の関係を調べたものである。  $20\text{ nm}$  のカーボン蒸着膜に約  $20\text{ nm}\phi$ 、 $5\text{ pA}$  のビームを照射した。一つのスペクトルの測定時間は  $10\text{ s}$  である。試料近傍の真空度はおよそ  $5 \times 10^{-6}\text{ Torr}$  である。照射によるコンタミネーションの増加とともに、カーボンの K 吸収端 ( $283.8\text{ eV}$ ) のピークが最初は増加する。さらに照射すると、非弾性散乱によるバックグラウンドが増加するために、しだいにジャンプレシオ（エッジの山と谷の強度の比で定義）が小さくなる。  $170\text{ s}$  照射後は、ピークも判別しにくくなっている。このように急速に変化する現象に対しては、短時間で測定のできる並列検出法が不可欠である。

## 7-6 むすび

試作した超高圧並列検出 EELS 装置の総合特性を測定した。

- ① 直列検出法で測定したエネルギー分解能は約  $3\text{ eV}$  であった。
- ② 並列検出法で測定したエネルギー分解能は、分散が  $5.6\text{ }\mu\text{m/eV}$  のとき、約  $10\text{ eV}$  であった。これは並列検出器の蛍光板での発光領域の広がり影響している。
- ③ 並列検出法で分光器分散を  $50\text{ }\mu\text{m/eV}$  まで大きくし、さらに、スペクトルの位置変動を補償するため、開ループ制御と帰還制御を行なった。その結果、エネルギー分解能は  $3.8\text{ eV}$  まで向上した。
- ④ STEM-EELS の空間分解能とエネルギー分解能・測定時間の関係を解析

し、実測値と比較した。空間分解能が $0.015\ \mu\text{m}$ におけるエネルギー分解能・測定時間の実測値は $15\ \text{s}$ と $3.8\ \text{eV}$ で、解析値の $18\ \text{s}$ 、 $4\ \text{eV}$ とよく一致した。

⑤観測時間が同じ条件で直列および並列検出法を比較した場合、(例えば $10\ \text{秒}$ )、並列検出法( $d = 60\ \mu\text{m}$ )は直列検出法よりエネルギー分解能が2倍以上高く、また、空間分解能( $2r_2$ )も1桁以上高い。並列方式がエネルギーおよび空間分解能の両面でかなり優れていることが分かる。

その他、超高圧並列検出EELSによるスペクトル測定の2、3の例を示した。

## 第8章 結言

本論文では、超高圧電子顕微鏡用並列検出EELSを実用化するための超高圧電顕の改良と並列検出器の開発について述べた。得られた成果をまとめると次のようになる。

### 1) STEM-EELSの電子光学系の設計

- ①最高加速電圧3MVの透過電子顕微鏡として設計されたHU-2000型電顕をSTEM-EELSとして用いるための電子軌道解析を行った。加速電圧0.5MVの下で、試料上ビーム径が10nm、分光器光学系のエネルギー分解能が1eV以下になる電顕レンズ系の励磁条件を算出した。
- ②並列検出器では不可欠な高分散分光器をプリズムと四極子レンズを用いて開発した。1個の四極子で $5.6 \mu\text{m}/\text{eV}$ の分散値を持つ系を、2個の四極子を用いて $50 \mu\text{m}/\text{eV}$ までの可変分散特性を持つ系を設計し、製作した。

### 2) 電顕ビームの安定度向上

- ①電顕プローブビームのエネルギーの安定化、すなわち、電顕加速電圧の安定化のため、商用電源に自動電圧安定化装置を取り付けると共に、C-W回路駆動電源の帰還安定化回路を手直しし、安定度を約9dB改善した。
- ②交流漏洩磁束によるビームの振れを抑えるため、偏向器による振り戻し補償回路とフィラメント直流点火装置を取付け、ビーム径の縮小とビーム輝度を改善した。

### 3) 加速電圧変動の補償

- ①残留する加速電圧の変動はスペクトルの位置変動となりエネルギー分解能を低下させるので、これを補償する回路を取り付けた。蛍光板の前方に取り付けた偏向コイルと偏向電極を用い、打ち消し制御と帰還制御を行った結果、エネルギー分解能は9.3eVより3.8eVまで改善できた。
- ②ビームのショット雑音を含む帰還制御系では制御量を最小にする帰還利得があり、これを解析し測定値と合わせた。

### 4) 並列検出器の蛍光板の開発

- ①蛍光板での発光領域の広がり量を、蛍光体材料や厚さの異なる蛍光板を用意して計測した。発光領域は、厚さ100 $\mu\text{m}$ 以上では厚さにほぼ比例す

るが、数十 $\mu\text{m}$ 以下では厚さに関係しない50 $\mu\text{m}$ 程度の限界値に近づくことを見いだした。

- ②発光領域の広がり小さくするために、シリコン基板に溝をほり、そこに蛍光体を埋め込んだ構造をもつ蛍光板を開発した。この蛍光板では、発光した光は溝より広がらないことが確認できた。
- ③蛍光体の支持基板は後方散乱電子を発生し、バックグラウンドレベルを増加させることが分かったので支持基板の無い蛍光板を用いた。

#### 5) 並列検出器の検出量子効率の解析

並列検出器ではチャンネル間で信号が混合され、単独の検出器で定義した検出量子効率(DQE)の値より見かけ上大きくなることがある。これを”チャンネルミキシング効果”と名付けて解析し、実測値と比較した。

#### 6) 並列検出系の評価

STEM-EELSの空間分解能とエネルギー分解能・測定時間の関係の一つの図に表し、直列検出法と並列検出法を比較した。エネルギー分解能だけを見ると直列検出法がやや優れているが、測定時間を同じにして比較すると、並列検出法は直列検出法より空間およびエネルギー分解能ともかなり優れている。並列検出法はこの意味において、その場観測に威力を発揮すると期待できる。

#### 7) EELSの測定例

試作した超高圧並列検出EELS装置を用いて、コンタミネーションの付着過程などをその場観測し、並列検出法の長所を示した。

#### 8) 高加速電圧への適用

本論文では加速電圧500kVで実験を行った。加速電圧が1000~3000kVのSTEM-EELSを実現するには本論文で述べた問題点はより顕著となってくる。電顕ビームの安定度向上や加速電圧変動の補償の手法は不可欠であると考えられる。また、蛍光板のより一層の改善も必要となるが、問題の本質が明らかになったため対応が可能と考えられる。

今後の課題として、下記のような点があげられる。

#### 1) プローブ電流の増加

EELS測定を効果的に行うには本装置のプローブ電流を増加させる必要がある。これには次の対策が考えられる。

- ①超高压電顕はイオンによる試料損傷を防ぐため、輝度の点で劣るタングステンヘアピン陰極を使用している。イオン対策を行い、 $\text{LaB}_6$ などの他の高輝度陰極に替える。
- ②透過型電顕専用設計された対物レンズであり、STEMモード動作時の励磁が不足する。この点の解消が必要である。
- ③プリズム系の2次の収差は小さく設計されているけれども、完全に補正されていない。これを十分補正すれば、分光器の入射条件が緩和され、検出電流が大きくなる。

#### 2) エネルギー分解能の改善

本論文では、高压電源、蛍光板などの改善により、エネルギー分解能の最高値として3 eVの値を実現したが、EELS応用の面から考えると分解能1 eVの達成が望まれる。これには、高压電源、ビーム制御機構、分光器収差、および、検出用蛍光板の一層の改善が必要である。

#### 3) 試料コンタミネーションの除去

応用研究への活用の際して、大きな問題は試料コンタミネーションである。本論文ではその対策の一つについて述べた。これに加えて高真空の試料室、試料室表面の汚染除去が可能な構造への改良が必要である。また試料そのものの処理技術の向上も併せて行う必要がある。

## 謝 辞

本研究を行うに際し、終始懇切な御指導、御教示と御激励をいただいた、大阪大学超高圧電子顕微鏡センター長 裏 克己教授 に厚く感謝いたします。

本論文をまとめるに当たり、懇切な御指導、御教示をいただいた、大阪大学工学部西原 浩教授、藤岡 弘教授、吉野勝美教授、濱口智尋教授、尾浦憲治郎教授、児玉慎三教授 に厚く感謝いたします。

本研究を行う機会を与えて戴き、多大の御指導、御教示を戴いた、前大阪大学超高圧電子顕微鏡センター長 藤田廣志名誉教授 に厚く感謝いたします。

本研究遂行にあたり、多大の御指導、御教示を戴いた、大阪大学工学部 鷹岡昭夫助教授 に厚く感謝いたします。

本研究を行うにあたり、御助言と御協力を戴いた、大阪大学超高圧電子顕微鏡センター 森 博太郎助教授 に厚く感謝いたします。

本研究において、分光器の設計にあたり、多大の御指導、御教示を戴き、コンピュータープログラムの使用を許可戴いた、大阪大学教養部 松田 久 名誉教授、松尾武清教授に厚く感謝いたします。

本研究遂行にあたり、多くの御助言、御協力を戴き、装置製作に御尽力戴いた、日立製作所 岡野 寛、片桐信二郎、勝田禎治、窪添守起、齊藤尚武、松井 功（50音順）の諸氏に厚く感謝いたします。

本研究の装置に関し、緻密な装置の製作に御尽力戴き、多大の労力を費やして戴いた日立製作所 宮内恭一氏 に厚く感謝いたします。

本研究を行うにあたり、多大の御協力を戴いた、大阪大学超高圧電子顕微鏡センター 小松正雄技官、坂田孝夫技官 に厚く感謝いたします。

本研究に対し、大阪大学工学部材料物性第二講座の方々、裏研究室の方々をはじめとして、多くの方々から御教示、御協力を戴き、充実した環境の中で研究が進められたことに感謝いたします。



## 参 考 文 献

- [ 1 ]  
R. F. Egerton and M. Egerton:  
An electron energy-loss bibliography,  
Scanning Electron Microscopy. Chicago: SEM Inc O' Hare, (1983)119-142
- [ 2 ]  
C. Colliex, T. Manoubi and O. L. Krivanek:  
EELS in the electron microscope, A review of present trends,  
J. Electron Microsc., 35 (1986) 307-313
- [ 3 ]  
Y. Bando:  
Analytical transmission electron microscopy of materials in Japan,  
J. Electron Microsc., 38 (1989) S81-S89
- [ 4 ]  
H. Fujita, T. Tabata, K. Yoshida, N. Sumida and S. Katagiri:  
Some application of an ultra-high voltage electron microscope on  
materials science,  
Jap. J. Appl. Phys., 11 (1972) 1522-1536
- [ 5 ]  
H. Fujita:  
Metallurgical investigations with a 500kV EM,  
Jap. J. Appl. Phys., 6 (1967) 214-230
- [ 6 ]  
H. Fujita:  
Present achievement and future prospects of in situ experiments  
with high voltage electron microscopes,  
Int. Symp. on In Situ Experiments with HVEM, (1985) 1-24
- [ 7 ]  
E. G. Rightor and G. P. Young:  
Probing the chemistry and spectroscopy of radiation-sensitive  
polymers by parallel-detection EELS,  
Proc. of the 12th Int. Congr. for Electron Microscopy, San Francisco  
(1990) 34-35
- [ 8 ]  
R. F. Egerton:  
Parallel-recording systems for electron energy loss spectroscopy  
(EELS),  
J. Electron Microsc. Tech., 1 (1984) 37-52

- [ 9 ]  
H. Shuman and P. Kruit:  
Quantitative data processing of parallel recorded electron energy-  
loss spectra with low signal to background,  
Rev. Sci. Instrum., 56 (1985) 231-239
- [10]  
P. J. Hicks, S. Daviel, B. Wallbank and J. Comer:  
An electron spectrometer using a new multidetector system based on  
a charge coupled imaging device,  
J. Phys. E: Sci. Instrum., 13 (1980) 713-715
- [11]  
D. E. Johnson, K. L. Monson, S. Csillag and E. A. Stern:  
An approach to parallel detection electron energy loss spectrometry,  
Analytical Electron Microscopy. San Francisco: San Francisco Press,  
(1981) 205-209
- [12]  
D. E. Johnson:  
Basic aspects of energy loss spectrometer systems,  
Ultramicroscopy, 3 (1979) 361-365
- [13]  
H. Shuman:  
Parallel recording of electron energy loss spectra,  
Ultramicroscopy, 6 (1981) 163-168
- [14]  
R. F. Egerton:  
Design of a parallel-detection system for ELS,  
Proc. 38th Ann. EMSA, (1980) 368-369
- [15]  
O. L. Krivanek:  
Improvement parallel-detection electron-energy-loss spectrometer,  
Ultramicroscopy, 28 (1989) 118-121
- [16]  
R. F. Egerton:  
Electron energy loss spectroscopy in the electron microscope,  
New York: Plenum Press, (1986) 256-259
- [17]  
S. Ozasa, Y. Kato, H. Todokoro, S. Kasai, S. Katagiri, H. Kimura,  
E. Sugata, K. Fukai, H. Fujita and K. Ura:  
3 million volt electron microscope,  
J. Electron Microsc., 21 (1972) 109-118

- [18]  
K. Yoshida, A. Takaoka, K. Ura and H. Fujita:  
A parallel detection EELS for an ultra-HVEM,  
J. Electron Microsc., (to be published)
- [19]  
P. Kruit and H. Shuman:  
Position stabilization of EELS spectra,  
J. Electron Microsc. Tech., 2 (1985) 167-169
- [20]  
K. Yoshida, A. Takaoka, K. Ura and H. Fujita:  
A partially metalbacked YAG scintillator for parallel detector  
in EELS,  
J. Electron Microsc., 39 (1990) 273-274
- [21]  
K. Yoshida, A. Takaoka, K. Ura and H. Fujita:  
Position control of electron energy loss spectrum in case of  
accelerating-voltage fluctuation,  
Jpn. J. Appl. Phys., 29 (1990) 2531-2534
- [22]  
H. Matsuda, S. Fukumoto and T. Matsuo:  
Preliminary report on  $^{40}\text{Ca} - ^{40}\text{Ar}$  mass difference determined with  
the large dispersion mass spectrometer,  
Proc. Third Int. Conference on Atomic Masses, Winnipeg, (1967)733-757
- [23]  
R. F. Egerton:  
A simple electron spectrometer for energy analysis in the  
transmission microscope,  
Ultramicroscopy, 3 (1978) 39-47
- [24]  
K. Ura, H. Fujita, A. Takaoka, K. Yoshida, S. Katagiri, S. Ozasa,  
M. Kubozoe and K. Miyauchi:  
Present and future of ultra high voltage electron microscope  
in osaka university,  
Proc. Int. Symp. on "Behavior of lattice imperfections in materials-  
in situ experiments with HVEM", Osaka, (1985) 493-506
- [25]  
K. Yoshida, A. Takaoka, K. Ura and H. Fujita:  
Measurement of electron beam diameter fluctuated by AC magnetic  
field,  
J. Electron Microsc., 39 (1990) 71-72

- [26]  
H. T. Pearce Percy:  
The design of spectrometers for energy-loss spectroscopy,  
Scanning Electron Microscopy, 1 (1978) 41-51
- [27]  
W. Engel:  
A versatile spectrograph for a STEM,  
9th Int. Congr. on Electron Microscopy, Toronto, 1 (1978) 48-49
- [28]  
K. Yoshida, K. Ura, H. Matsuda, H. Fujita and M. Kubozoe:  
Design of a high-dispersion magnetic spectrometer for EELS,  
Optik, 71 (1985) 11-14
- [29]  
K. Yoshida, A. Takaoka, K. Ura and H. Fujita:  
Thickness effect of fluorescent screen on energy resolution  
of parallel detection EELS for an UHVEM,  
J. Electron Microsc., 37 (1988) 229-231
- [30]  
R. F. Egerton and P. A. Crozier:  
A compact parallel-recording detector for EELS,  
J. Microscopy, 148 (1987) 157-166
- [31]  
O. L. Krivanek, C. C. Ahn and R. B. Keeney:  
Parallel detection electron spectrometer using quadrupole lenses,  
Ultramicroscopy, 22 (1987) 103-116
- [32]  
K. Yoshida, A. Takaoka, K. Ura, T. Katsuta and I. Matsui:  
Grooved fluorescent plate for parallel detection electron energy  
loss spectroscopy in ultra high voltage electron microscope,  
Ultramicroscopy, 39 (1991) 45-49
- [33]  
K. Yoshida, A. Takaoka and K. Ura:  
Channel mixing effect on SN-ratio of electron energy loss spectrum  
in parallel detector,  
J. Electron Microsc., 40 (1991) 319-324
- [34]  
J. J. Livingood:  
The optics of dipole magnet,  
Academic Press (1969)

- [35]  
H. A. Enge:  
Deflecting magnets,  
Focusing of Charged Particles (Ed. by A. Septier), Vol.2 Chapt. 4. 2,  
Academic Press, (1967) 203-263
- [36]  
H. Wollnik:  
Second order transfer matrices of real magnetic and electrostatic  
sector fields,  
Nuclear Instrum. Meth., 52 (1967) 250-272
- [37]  
T. Matsuo, H. Matsuda, Y. Fujita and H. Wollnik:  
Computer program "TRIO" for third order calculation of ion  
trajectory,  
Mass Spectrosc. 24 (1976) 19-62
- [38]  
H. Wollnik:  
The correction of image aberration of second order for mass or  
energy separators consisting of one single magnetic sector field,  
Nuclear Instrum. Meth., 53 (1967) 197-215
- [39]  
K. Yoshida, K. Ura, H. Fujita, M. Kubozoe and K. Miyauchi:  
Parallel detecting system for EELS of UHVEM,  
Proc. 6th Int. Congr. Electron Microsc., Kyoto, (1986) 915-916
- [40]  
L. Reimer:  
Spatial beam broadening,  
Scanning Electron Microscopy, Springer Verlag, Berlin, Heidelberg,  
(1985) 87-89
- [41]  
K. Murata:  
Spatial distribution of backscattered electrons in the scanning  
electron microscope and electron microprobe,  
J. of Appl. Phys., 45 (1974) 4110
- [42]  
矢田慶治:  
コンタミネーション,  
電子顕微鏡、16 (1981) 2-10

[43]

裏 克己  
電子光学  
共立出版

[44]

J.Orloff:

On addition of spherical and chromatic aberration of a pair of  
electron lenses

Optik, 63 (1983) 369-372

[45]

G.Liebmann and J.Brit:

J. Appl. Phys., 1 (1950) 92

[46]

P.G.Hawkes:

Electron optics and electron microscopy,

Taylor & Francis LTD., London, (1972)

## 関連発表論文

1

Design of a High-dispersion Magnetic Spectrometer for EELS

K. YOSHIDA, K. URA, H. MATSUDA and H. FUJITA and M. KUBOZOE

Optik Vol. 71, No. 1 (1985) 11-14

2

Present and Future of Ultra High Voltage Electron Microscope  
in Osaka University

K. URA, H. FUJITA, A. TAKAOKA, K. YOSHIDA, S. KATAGIRI, S. OZASA,  
M. KUBOZOE and K. MIYAUCHI

Proc. of Int. Symp. on "Behavior of Lattice Imperfections  
in Materials - In Situ Experiments with HVEM", Osaka, Nov.,  
(1985) 493-506

3

Parallel Detecting System for EELS of UHVEM

K. YOSHIDA, K. URA, H. FUJITA, M. KUBOZOE and K. MIYAUCHI

Proc. 6th Int. Cong. on EM, Kyoto, (1986) Vol. 2, 915-916

4

Thickness Effect of Fluorescent Screen on Energy Resolution  
of Parallel Detection EELS for an UHVEM

K. YOSHIDA, A. TAKAOKA, K. URA and H. FUJITA

J. Electron Microscopy Vol. 37, No. 5 (1988) 229-231

5

Measurement of Electron Beam Diameter Fluctuated by AC Magnetic Field

K. YOSHIDA, A. TAKAOKA, K. URA and H. FUJITA

J. Electron Microscopy Vol. 39, No. 1 (1990) 71-72

6

A Partially Metalbacked YAG Scintillator for Parallel Detector in EELS

K. YOSHIDA, A. TAKAOKA, K. URA and H. FUJITA

J. Electron Microscopy Vol. 39, No. 4 (1990) 273-274

7

Position Control of Electron Energy Loss Spectrum in Case of  
Accelerating-Voltage Fluctuation

K. YOSHIDA, A. TAKAOKA, K. URA and H. FUJITA

J. J. A. P. Vol. 29, No. 11 (1990) 2531-2534

8

Grooved Fluorescent Plate for Parallel Detection Electron Energy Loss  
Spectroscopy in Ultra High Voltage Electron Microscope

K. YOSHIDA, A. TAKAOKA, K. URA, T. KATSUTA and I. MATSUI

Ultramicroscopy Vol. 39, Nos. 1-4, (1991) 45-49

9

Channel Mixing Effect on SN-ratio of Electron Energy Loss Spectrum in  
Parallel Detector

K. YOSHIDA, A. TAKAOKA and K. URA

J. Electron Microscopy Vol. 40, No. 5 (1991) 319-324

10

A Parallel Detection EELS for an Ultra-HVEM

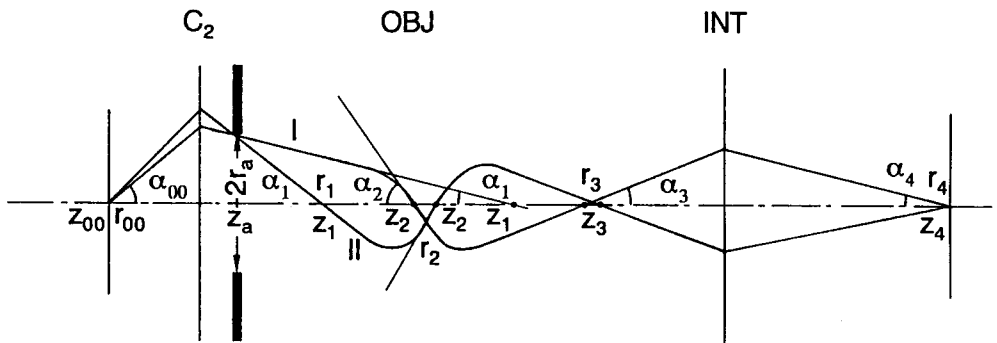
K. YOSHIDA, A. TAKAOKA, K. URA and H. FUJITA

J. Electron Microscopy, (to be published)



付録A HU-2000型電顕のSTEM動作の軌道計算

図A-1はSTEMの光線図であり、この図に従って軌道解析を行なう。図A-1で用いられる記号は表A-1の通りである。



図A-1 STEMの光線図

表A-1 図A-1で用いる記号

	位置	開き半角	ビーム半径
第二集束レンズによる像または漸近像	Z <sub>1</sub>	$\alpha_1$	r <sub>1</sub>
対物レンズによる像 (試料面)	Z <sub>2</sub>	$\alpha_2$	r <sub>2</sub>
対物レンズ後磁場による像 (中間像面)	Z <sub>3</sub>	$\alpha_3$	r <sub>3</sub>
中間レンズによる像 (分光器物面)	Z <sub>4</sub>	$\alpha_4$	r <sub>4</sub>

(i) 仮想光源とその縮小像

以下の解析では、電子銃、加速管と第一集束レンズの条件は固定する。加速管出射面で見えた仮想源は、電子銃の上方8,283mmの位置にできる。この値は、加速管内の電界が陰極から均一と仮定し、さらに、相対論補正して算出した。電子銃陰極はタングステンヘアピンであり、そのクロスオーバー径を70 $\mu\text{m}$ と仮定した。このとき、仮想源の直径は $2r_0 = 170\mu\text{m}$ となる。この仮想源は焦点距離 $f_{o1}$ が20mmの第一集束レンズで縮小結像される。その直径は、

$$2r_{00} = 170 \times 20 / 14,107 = 0.241\mu\text{m} \quad (\text{A-1})$$

となる。この縮小光源の位置と大きさ $2r_{00}$ を基にして、電顕レンズ系の励磁強度とビーム径の関係を以下に求める。

(ii) STEM-EELSでの使用レンズ

図A-1に示すように、縮小光源 $2r_{00}$ よりのビームは半径 $r_a$ の絞りをもつ第二集束レンズを通過して対物レンズ領域に入射し、対物レンズの前磁場により試料上に縮小結像する。試料からのビームは、対物レンズ後磁場により中間像を作り、さらに、中間レンズにより分光器入射面に結像する。

第二集束レンズの使い方として、対物レンズの手前にクロスオーバーを作らない場合(I)と作る場合(II)の二つの条件がある。第二集束レンズによるビームの結像面または漸近的結像面が $z_1$ である。ただし、 $z_1$ は対物レンズのギャップ中心より計測した距離である。(I)の条件では $z_1 > 0$ であり、(II)の条件では $z_1 < 0$ である。以下の計算において、この $z_1$ を第二集束レンズの励磁強度を示すパラメータとして用いる。上記の光学系では第二集束レンズ絞り径 $2r_a$ が150 $\mu\text{m}$ 以下のとき、集束レンズ系の収差項は無視できる。このとき、 $z_1$ でビーム径 $2r_1$ は簡単な式となる。

$$2r_1 = 2r_{00} \times (77.5 + 380 - z_1) / 343.5 \quad (\text{A-2})$$

また、開き半角 $\alpha_1$ は絞り半径 $r_a$ より次式となる。

$$\alpha_1 = r_a / (z_1 - z_a) \quad (\text{A-3})$$

ここで、 $z_a$ は絞りの位置である。

(iii) 試料面のビーム径と開き角

対物レンズで縮小したビームクロスオーバーの位置を $z_2$ 、ビームの開き半角を $\alpha_2$ 、倍率を $M_{obj}$ とする。対物レンズの磁界分布を与えたとき、近軸諸量は近軸軌道方程式より計算する。対物レンズの収差係数は収差積分公式より計算する[43]。試料面でのビーム径を、近軸像の大きさ、レンズの球面収差によるビーム径の広がり、色収差によるビーム径の広がり、および、回折収差によるビーム径の広がりの2乗和の平方で表す。

$$(2r_2)^2 = (2M_{obj}r_1)^2 + (C_{s,obj}^* \alpha_2^3 / 2)^2 + (C_{c,obj}^* (\Delta E/E) \alpha_2)^2 + (1.22\lambda / \alpha_2)^2 \quad (\text{A-4})$$

ここで、 $C_{s,obj}^*$ 、 $C_{c,obj}^*$ は像側で定義した対物レンズの球面および色収差係数である。 $\lambda$ は電子の波長で、500kVで $1.42 \times 10^{-12}$ mとなる。計算結果を図2-4に示した。

(iv) 分光器入射面のビーム径

初めに、対物レンズの後磁場が作る中間像の位置 $z_3$ 、開き半角 $\alpha_3$ 、および、その大きさ $2r_3$ を求める。その際、対物レンズを一体として取り扱う。すなわち、第二集束レンズの像点( $z_1$ )より軌道と収差を計算する。このとき、物と像の位置が対物レンズの界内にあることも予想されるので、いわゆる漸近結像の軌道理論および収差公式を用いる[43]。このときの近軸倍率、球面収差係数、色収差係数を $\tilde{M}_{obj}$ 、 $\tilde{C}_{s,obj}^*$ 、 $\tilde{C}_{c,obj}^*$ で表す。

つぎに、分光器入射面 $z_4$ (固定位置)でのビーム径 $2r_4$ を求める。これは中間像 $2r_3$ の中間レンズによる像である。中間レンズの倍率、球面収差係数、色収差係数をそれぞれ $M_{int}$ 、 $C_{s,int}^*$ 、 $C_{c,int}^*$ と置くと、 $2r_4$ は次式となる。

$$(2r_4)^2 = (2r_1 \tilde{M}_{obj} M_{int})^2 + (C_{s,tot}^* \alpha_4^3 / 2)^2 + (C_{c,tot}^* (\Delta E/E) \alpha_4)^2 + (1.22 \lambda / \alpha_2)^2 \quad (A-5)$$

ここで、

$$C_{s,tot}^* = C_{s,int}^* + \tilde{C}_{s,obj}^* M_{int}^4$$

$$C_{c,tot}^* = C_{c,int}^* + \tilde{C}_{c,obj}^* M_{int}^2$$

で表される[44]。

近軸倍率は中間像点  $z_3$  の関数として、この光学系に対して次式となる。

$$M_{int} = 2758.8 / (598.5 - z_3) \quad (A-6)$$

中間レンズの収差係数は、磁極のボア径とギャップ間距離より簡易的に求めた[45]。また、収差係数の倍率依存性として倍率  $M_{int}$  に対する多項式展開を利用した[46]。ビーム径  $2r_4$  の計算結果は図 2-4 および 2-5 (a), 2-5 (b) に示した。

## 付録B 使用記号一覧表

[プリズムの軌道半径Rで規格化して表す場合は斜体文字で示す]

A	増幅器利得	
$A_0$	$\omega = 0$ での帰還ループ利得	
$A_{NFB}$	帰還回路の閉ループ利得	
$A(\omega)$	帰還ループ利得	
$B_Q$	四極子の磁極磁場	
$CH_i$	測定スペクトルのiチャンネルのカウント数	
$C_c^*$	像側で定義したレンズの色収差	
$C_s^*$	像側で定義したレンズの球面収差	
$D$	分光器の運動量分散	
$D_E$	分光器のエネルギー分散	
E	電子のエネルギー	
$E_0$	蛍光板に入射する電子のエネルギー	
$E_p$	光子のエネルギー	
$\Delta E$	電子のエネルギー変化	
$\Delta E_B$	分光器のエネルギー分解能	
$\Delta E_s$	入射ビームのエネルギー変動成分	
$\Delta E_f$	蛍光板での発光領域の広がり成分の分解能換算値	
$\Delta E_T$	並列検出器の総合エネルギー分解能	
$G_1$	蛍光板での電子から光子への変換効率	(第6章)
$G_2$	蛍光板から光電子像倍管の光電面までの伝送効率	(第6章)
$G_3$	光電面の光子から電子への変換効率	(第6章)
$G_1(\omega)$	フィルターを含む増幅器の利得	(第4章)
$G_2(\omega)$	偏向器の偏向感度	(第4章)
$H_1, H_2$	カウント数の積分値	
I	レンズ励磁電流	
$I_0$	検出器に入射する電流	
$I_d$	検出器の暗電流	
$I_s$	実効的ビーム電流 $I_s = I_0 \times DQE$	
$I_k$	k番目のチャンネルに入射する電流	
$I_s$	試料に入射する電流	
$K_{Q1}$	前段の四極子レンズの強度	
$K_{Q2}$	後段の四極子レンズの強度	
$L_1$	プリズム磁極の入射端面から物点までの距離	

$L_2$	プリズム磁極の出射端面から四極子の入射端面までの距離	
$L_3$	分光器出射端面から結像面までの距離	
$L_4$	前段の四極子の出射端面から後段四極子の入射端面までの距離	
$L_0$	四極子の長さ	
M	レンズ倍率	
N	レンズ励磁コイル巻数	
$N_0$	検出器入力側での雑音	
$N_1(\omega, I_0)$	$n_1(t, I_0)$ の周波数スペクトル	
$N_2(\omega)$	$n_2(t)$ の周波数スペクトル	
$N_3$	光電変換面での電子に対する雑音	
$N_k$	k 番目のチャンネルで検出した雑音	
$N_s$	回路雑音	
$N_t$	K 吸収端での測定スペクトルの雑音	
R	プリズムの軌道半径	
$R_0$	四極子の磁極の半径	
$S_0$	検出器入力側での信号	
$S_3$	光電変換面での電子に対する信号	
$S_k$	k 番目のチャンネルで検出した信号	
$S_t$	K 吸収端での測定スペクトルの信号	
T	試料およびレンズ系のビーム電流透過率	
$X(\omega)$	$x(t)$ の周波数スペクトル	
$Y(\omega)$	$y(t)$ の周波数スペクトル	
a	電子ビーム強度の半値幅	
b	蛍光板の発光領域の厚さに比例する項の半値幅	
c	蛍光板の発光領域の厚さに比例しない項の半値幅	
d	蛍光板厚さ	
e	電子の電荷	
$f_{c1}$	第一集束レンズの焦点距離	
j	定数	
k	比例定数	
m	電子の質量	(第 2 章)
m	測定の積算回数	(第 6 章)
$n_0$	電子の個数	
$n_1(t, I_0)$	検出電流の量子雑音の電圧換算値	
$n_2(t)$	増幅器雑音	
$n_r$	検出器で発生する雑音に対応する光電子数	
p	並列検出器において信号が混合されるチャンネル数	

$r_{00}$	第一集束レンズで縮小された縮小光源の半径
$r_1$	第二集束レンズによる像または漸近像のビーム半径
$r_2$	対物レンズによる像（試料面）のビーム半径
$r_3$	対物レンズ後磁場による像（中間像面）のビーム半径
$r_4$	中間レンズによる像（分光器物面）のビーム半径
$2r_5$	分光器結像面における像の分散方向の広がり幅
$r_a$	第二集束レンズの絞り半径
$r_b$	電子ビーム仮想源の半径
$r_{ci}$	レンズの色収差によるビーム径の広がり半径
$r_{di}$	レンズの回折収差によるビーム径の広がり半径
$r_{gi}$	前段でのビーム径を物とする近軸像の半径
$r_{si}$	レンズの球面収差によるビーム径の広がり半径
$u$	分光器結像面における電子軌道（分散方向）
$v$	分光器結像面における電子軌道（分散と直角方向）
$u_0$	分光器入射面における軌道初期値 （中心軌道から分散方向の位置）
$v_0$	分光器入射面における軌道初期値 （中心軌道から分散と直角方向の位置）
$w$	蛍光板の発光領域の半値幅
$w_0$	蛍光板が十分薄い時の発光領域の広がり半値幅
$x(t)$	偏向器入射面でのビームの振れ
$y(t)$	負帰還時の蛍光板上でのビームの振れ
$z_1$	第二集束レンズによる像または漸近像の位置
$z_2$	対物レンズによる像（試料面）の位置
$z_3$	対物レンズ後磁場による像（中間像面）の位置
$z_4$	中間レンズによる像（分光器物面）の位置
$\Phi$	加速電圧
$\Phi^*$	相対論補正された加速電圧
$\alpha_1$	第二集束レンズによる像または漸近像の開き半角
$\alpha_2$	対物レンズによる像（試料面）の開き半角
$\alpha_3$	対物レンズ後磁場による像（中間像面）の開き半角
$\alpha_4$	中間レンズによる像（分光器物面）の開き半角
$\alpha_0$	分光器入射面における軌道初期値 （中心軌道に対する分散方向の角度）
$\beta_0$	分光器入射面における軌道初期値 （中心軌道に対する分散と直角方向の角度）
$\beta$	ビーム輝度

$\gamma$	帰還回路の帰還比
$\delta$	分光器に入射する電子ビームの相対運動量偏移
$\eta$	蛍光板のエネルギー変換効率 (第6章)
$\eta (I_e)$	ゼロ損失ピークの移動に対する検出器感度 (第4章)
$\theta_1$	プリズムの入射端部角
$\theta_2$	プリズムの出射端部角
$\lambda$	電子ビームの波長
$\xi$	検出器入射電流に含まれる電子数と測定対象エネルギー領域の 1チャンネルに入射する電子数の比
$\xi^*$	検出器入射電流に含まれる電子数と測定対象エネルギー領域で スリットを通過する電子数の比
$\xi_k$	全電流とk番目のチャンネルに入射する電流の比
$\rho_1 = R/R_{in}$	プリズム入射端部の曲率、 $R_{in}$ は入射端部の曲率半径
$\rho_2 = R/R_{out}$	プリズム出射端部の曲率、 $R_{out}$ は出射端部の曲率半径
$\tau$	測定時間
$\tau_0$	1チャンネルあたりの測定時間
$\phi$	プリズムの偏向角
$\phi(\omega)$	帰還ループ位相偏移
$\phi_1(\omega)$	フィルターを含む増幅器の位相偏移
$\phi_2(\omega)$	偏向器の位相偏移
$\omega_c$	遮断周波数



