

スリット型プローブを用いた
ミリ波帯近接場顕微鏡システムに関する研究

荻 戸 立 夫

目次

①

スリット型プローブを用いた ミリ波帯近接場顕微鏡システムに関する研究

第1章 基本概要と研究意義 1.1

1.1 はじめに 1.3

1.2 基本概要 1.5

1.3 研究意義 1.6

1.4 スリット型プローブの反折特性 1.9

1.5 測定系構成方法 2.2

1.6 1.1 フォルダー構造の検討 2.2

1.6.2 測定条件の決定方法 2.4

1.6 実験結果及び分析結果の検討 2.8

1.7 信号抽出方式 3.4

1.8 設計パラメータによる再構成精度の比較 3.6

1.9 まとめ 3.7

第2章 プローブ構造及び測定 2.1

2.1 1.1 はじめに 2.3

2.2 高分解能スリット型プローブ 2.5

2.3 スリット型プローブの感度分布の測定 2.7

2.3.1 感度分布の測定結果 2.7

2.3.2 再構成精度への影響 2.8

2.3.3 感度分布の補正方法 2.9

荻戸 立夫

目次

第1章 緒論	1
1.1 本研究の背景	1
1.2 近接場顕微鏡の基礎	4
1.3 プローブの比較	7
1.4 本システムの概要及び特長	9
1.5 本論文の目的と構成	11
第2章 基本原理と構成要素	13
2.1 はじめに	13
2.2 基本原理	13
2.3 実験装置	16
2.4 スリット型プローブの反射特性	19
2.5 画像再構成方法	22
2.5.1 フィルター補正逆投影法	22
2.5.2 測定条件の決定方法	26
2.6 画像例及び分解能の評価	28
2.7 信号検出方式	34
2.8 投影データ数による再構成画像の変化	36
2.9 まとめ	37
第3章 プローブ構造及び画像再構成方法の改善	38
3.1 はじめに	38
3.2 高分解能スリット型プローブ	38
3.3 スリット型プローブの感度分布の補正	42
3.3.1 感度分布の測定結果	42
3.3.2 再構成画像への影響	46
3.3.3 感度分布の補正方法	50

3. 3. 4 補正結果	5 4
3. 3. 5 考察	5 6
3. 4 まとめ	5 8
第4章 半導体中キャリア分布の画像化	6 0
4. 1 はじめに	6 0
4. 2 ミリ波帯における自由キャリア分散	6 0
4. 3 光励起キャリアの画像化	6 3
4. 3. 1 実験装置及び実験結果	6 3
4. 3. 2 考察	6 8
4. 4 半導体基板欠陥の画像化	7 0
4. 5 光励起キャリア分布の時間変化の画像化	7 2
4. 6 まとめ	8 0
第5章 結論	8 2
謝辞	8 6
参考文献	8 8
研究業績	9 2

第1章 緒論

1 本研究の背景

1928年、アイルランドのSyngeは、その分解能が光の波長で制限されない光学顕微鏡を提案した。光の波の性質により、波長より細かい構造を光で観察することは不可能なはずであるが、Syngeは波長より小さな開口を持つスクリーンを試料の表面上に置くことによって、その開口の下の構造だけが見えると主張した[1]。この方式は現在の近接場顕微鏡の原型を形成しているものの、技術的な問題が多いことから、当時は実現されなかった。微小開口を用いた近接場顕微鏡の最初の実験的検証が、1972年にAshとNicholsによって10GHzのマイクロ波を用いて行われ、観測波長の60分の1の分解能を達成した[2]。可視光領域における近接場顕微鏡は、1984年にPohlらにより製作された[3]。彼らは先端を研磨した石英柱の周りに金属をコーティングした上で、先端に微小点開口を施したプローブを用いた。現在、可視光領域においては、光ファイバーを先鋭化、その周りに金属をコーティングし、その先端に微小点開口を設けたプローブを用いる近接場顕微鏡が主流となっている[4]。可視光領域における近接場顕微鏡システムは現在、国内外3社より市販されており[5, 6, 7]、近接場光学顕微鏡はようやく実用の時代に到達してきたと考えられる。この進歩の影には、走査型トンネル顕微鏡（STM）の開発で培われたピエゾ素子などのナノメートル距離制御技術、高感度の光検出器や各種レーザー、光ファイバーなどの光エレクトロニクス技術、プローブ作成のためのナノ加工技術など、多くの先端技術による支えがある。現在、近接場光学顕微鏡は、NSOM(Near-Field Scanning Optical Microscope)あるいはSNOM(Scanning Near-Field Optical Microscope)と省略して呼ばれることが多い。

近接場を利用した技術としては、顕微鏡はもとより、近接場光ストレージ、近接場露光、光近接場による原子操作といった、光領域における研究開発が主流である[4, 8]。しかしながら、1972年のAshらによる近接場顕微鏡の実験的検証以来、マイクロ波、ミリ波、サブミリ波といった、電波の領域においても様々な顕微鏡システムの提案がなされてきている。本研究はミリ波帯で動作する近接場顕微鏡に係るものである。以下では、マイクロ波、ミリ波、サブミリ波といった、電波の領域において提案されている近接場顕微鏡の概要を説明する。

電波の領域においては多種多様な伝送線路、アンテナが存在し[9]、これらの組み合わせによって多様な顕微鏡システムを構成することが可能である。さらに電波領域においては共振構造及びマッチング回路をシステムに組み込むことが容易であるため、極めて感度の良い測定が可能であるという特徴もあげられる。同軸線路は現在のところ電波領域のみで用いられている導波路であり、遮断現象が存在しないことが特徴である。この同軸線路を近接場顕微鏡用プローブとして用いた場合[10-15]、中心導体先端とイメージング対象である物体間のキャパシタンスの変化により、画像が取得されると考えられている[10, 14]。同軸線路を用いたプローブでは、先鋭化した中心導体先端部に電界が集中するため、分解能はこの中心導体先端部の曲率程度の値となる。1.38GHzのマイクロ波を用いた実験では200nmの分解能が実現されている[14]。同軸線路型プローブを用いた応用としては、励振されたマイクロストリップ線路の電界分布を画像化した例がある[11]。

マイクロ波、ミリ波帯で用いられている、平行平板線路の一種であるマイクロストリップ線路をプローブとして用いる例が報告されている[16]。ストリップ導体の先端部をテーパ状に細くしてその先端部と接地導体とを直径100 μm のワイヤーで短絡するかあるいはワイヤーを切断して開放にするかによって、磁気ダイポール、電気ダイポール型のプローブをそれぞれ実現している。1 GHz (波長 $\lambda=30\text{cm}$) のマイクロ波を用いて、0.6mmの分解能が得られている。このマイクロストリップ線路型プローブの応用として、プリント基板の金属配線における欠陥の検出、シリコンウエハの導電率分布の測定が行われている[16]。平面線路であるマイクロストリップ線路は集積化に適しており、プローブ、発振器そして検出器を一体としたシステムの構成も可能であると考えられる。

マイクロ波からサブミリ波帯に至る広い周波数範囲で利用されている矩形金属導波管を用いた開口型のプローブとしては、導波管端面に設けた観測波長程度の長さを持つ共振型の一次元スリット開口を用いる例[17, 18]と、テーパ導波管の端面をそのまま一次元スリット開口として用いる例[(本研究) 19, 20]がある。共にスリット開口の幅方向の寸法で分解能が決定される。動作原理上これらプローブは、その幅方向の寸法をいかに小さくしても、導波管の管内寸法で決まる遮断周波数より高い周波数で動作可能なため、感度の高いプローブとなりうることが最大の特徴である。前者、共振型スリット開口を用いたプローブにおいてはミリ波帯80GHz ($\lambda=3.8\text{mm}$) において70-100 μm の分解能が得られており、応用として各種導体、半導体、絶縁体材料の表面抵抗の比較[21]、1インチ角

のYBCO膜の観察例[18]が示されている。

テーパ状円形金属導波管は点開口型のプローブであり、近接場用プローブとして用いる場合、必然的に遮断現象の影響により感度の低下を招く。先に述べた、現在光領域において主に用いられている光ファイバーを用いたプローブもテーパ状円形金属導波管の一種である。このテーパ状円形金属導波管を用いた例がサブミリ波帯で報告されている[22, 23, 24]。導波管径を通過帯域で動作するようにした、通常の光学系と同程度の分解能条件下における例ではあるが、2次元電子ガスのEdge-Stateモデルの実験的検証が CH_3OH レーザーからの波長 $392\mu\text{m}$ のサブミリ波を用いて行われている[24]。

SQUID単体で200GHzまで動作可能な例が報告されている[25]。SQUID電圧を制御することにより、SQUIDループ内のジョセフソン電流の振動周波数が変化する機構を利用している。画像を構成するための信号として、SQUIDと物体間の相互インダクタンスの変化に起因するSQUID電圧の変化量を検出するため、この顕微鏡システムにおいてはSQUID以外に発振器、検出器を必要としないという特徴を持っている。 $30\mu\text{m}$ 角のSQUIDループでこの大きさと同程度の分解能が得られている。

原子間力顕微鏡(AFM)で用いられているシリコン製カンチレバーに金属を蒸着してショットキ・ダイオードを形成し、この形のプローブによりマイクロ波平面型回路の表面近傍における電界分布を測定した例[26]も一種の近接場顕微鏡といえる。ショットキ・ダイオードが検波素子として動作するので、マイクロ波帯の検出器を用いることなく電界分布を測定することが可能である。マイクロ波、ミリ波帯で用いられている平面型回路に付随する近接場を画像化することは、予期しない共振現象及び動作モード、不要な表面波等の原因の特定に有効であると考えられる。

本節の最後として、マイクロ波、ミリ波帯近接場をレーザー光を用いて画像化する例[27, 28]を示す。電気光学(EO)結晶にレーザー光を入射してプローブとして用い、マイクロ波近接場の影響によって屈折率が変化するEO結晶(LiTaO_3)からの反射光を検出することにより、回路平面方向の分解能 $10\mu\text{m}$ 、平面に垂直方向の分解能 $20\mu\text{m}$ で、7GHzで動作する平面型共振器近傍の電界分布が画像化されている。また、マイクロマシーン技術を用いて製作した光導電スイッチを用いた例が報告されている[29]。光導電スイッチは電圧、ポテンシャルを計測するものである。周波数2.7GHzで動作するマイクロ波平面型

回路における電圧の時間変化を、約 $7 \mu\text{m}$ の分解能で測定した例が示されている。

以上、マイクロ波、ミリ波、サブミリ波帯といった、電波の領域で動作する近接場顕微鏡の概要を示した。本研究で対象とするスリット型プローブを用いたミリ波帯近接場顕微鏡システムは、矩形金属導波管を用いた開口型のプローブを用いるものである。

1.2 近接場顕微鏡の基礎

通常の光学系を用いる顕微鏡、さらに広い意味で、通常の画像化装置の分解能は波の回折現象により、観測波長の $1/2$ 程度に制限される。この制限を超える分解能を達成することができる近接場顕微鏡の基礎原理を、フーリエ光学に基づいて説明する[30, 31]。

直交座標 (x, z) で表される二次元平面を考える。 z 方向に伝搬する電磁波の電界を $E(x, z)$ とする。 $E(x, z)$ の x 方向の空間周波数成分を $A(f_x, z)$ 、空間周波数を f_x とすると、振幅 $A(f_x, z)$ 、空間周波数 f_x (波数で表すと $2\pi f_x$) を持つ平面波の積分として、 $E(x, z)$ は次式で表すことができる。

$$E(x, z) = \int_{-\infty}^{\infty} A(f_x, z) e^{j2\pi f_x x} df_x \quad (1.1)$$

ここで $A(f_x, z)$ は $E(x, z)$ のフーリエ変換として、次式で示される。

$$A(f_x, z) = \int_{-\infty}^{\infty} E(x, z) e^{-j2\pi f_x x} dx \quad (1.2)$$

$E(x, z)$ は波動方程式を満足する必要があるので、伝搬方向の任意の点における $A(f_x, z)$ の値を基準として、 $A(f_x, z)$ は次式のようなになる。

$$A(f_x, z) = A(f_x, 0) e^{-2\pi z \sqrt{f_x^2 - 1/\lambda^2}} \quad (1.3)$$

ここで、基準点は $z=0$ とした。また λ は z 方向に伝搬する電磁波の伝搬媒質内における波長である。この電界成分が $f_x^2 > 1/\lambda^2$ なる空間周波数成分を持つ場合、本 f_x 成分に対応する周波数成分 $A(f_x, z)$ は伝搬方向 z に関してその大きさが指数関数的に減少することになる。このような特性を持つ電磁波は、エバネッセント波と呼ばれている。 $f_x^2 < 1/\lambda^2$ なる低周波数成分は、 z に対して $\theta = \sin^{-1} f_x \lambda$ 方向で伝搬する平面波を表す。例として、波長 λ の電磁波に対して不透明なスクリーンに開けられた、大きさ l の開口を考える (図 1.1)。スクリーンは $z=0$ に置かれ、 l の中心を $x=0$ とする。平面波が開口を照明しているとする。この場合、 $E(x, 0)$ 及び $A(f_x, 0)$ はそれぞれ式(1.4)、(1.5)のように表すことができる。

$$E(x, 0) = E_0 \text{rect}(x/l) \quad (1.4)$$

$$A(f_x, 0) = lE_0 \text{sinc}(f_x l) \quad (1.5)$$

式(1.5)より, $A(f_x, 0)$ は $f_x l \approx 1$ まで, すなわち f_x が $0 \sim 1/l$ 程度までの広がりをもつことがわかる。開口の大きさ l が波長 λ よりも十分小さい場合, f_x が $0 \sim 1/l$ の範囲の空間周波数成分のほとんどがエバネッセント波を表すこととなり, $0 \sim 1/l$ の範囲の空間周波数を f とすると, 式(1.3)は次式のように表される。

$$A(f, z) = A(f, 0) e^{-2\pi f z} \quad (1.6)$$

開口の大きさを決定する空間周波数, すなわち x 方向に関して開口の大きさ程度の広がりを持つ空間周波数成分は, 近似的に $1/l$ で表される。従って開口の大きさ程度の広がりを持つ空間周波数成分は $e^{-2\pi z/l}$ で z 方向に減衰, z が $0 \sim l/6$ 程度 (パワーで考えれば $0 \sim l/3$) の領域のみに存在することになる。

x 方向に関して開口の大きさ程度の広がりを持つエバネッセント波によって, 図1.1で示すシステムにより物体の画像を取得することを考える。ここで開口中心は座標 $(x_0, 0)$ に位置するものとする。エバネッセント波と物体との相互作用の結果生ずる透過波の変化, 反射波の変化を表す物体関数を, $|z|$ が $0 \sim l/6$ の間の値 z_0 について両者とも $F(x)$ とする。 z_0 における透過波, 反射波 $E'(x, z_0)$ は近似的に次式で表される。

$$E'(x, z_0) \approx F(x) E_0 \operatorname{rect}\left[\frac{x - x_0}{l}\right] \quad (1.6)$$

$E'(x, z_0)$ の空間周波数成分 $A'(f_x, z_0)$ は, $F(x)$ が $|(x - x_0)/l| \leq 1/2$ なる範囲において一定とすると, 次式のように近似することができる。

$$A'(f_x, z_0) \approx l F(x_0) E_0 \operatorname{sinc}(f_x l) e^{-j2\pi f_x z_0} \quad (1.7)$$

本式は, 電界の窓関数により x_0 近傍の $F(x)$ がサンプリングされていることを表している。式(1.7)の空間周波数成分には, 伝搬波成分すなわち遠方においても観測可能な成分が含まれており, その振幅は近似的に $l F(x_0) E_0$ で与えられる。本伝搬波成分には l 程度の分解能をもたらす $F(x_0)$ の情報が含まれている。図1.1のようにして, 透過側あるいは反射側において伝搬波成分を検出すると, 検出器より得られる信号 $S(x_0)$ は, 次式のようになる。

$$S(x_0) \propto l^2 F(x_0) E_0 \quad (1.8)$$

開口の位置 x_0 すなわちスクリーンを動かしながら信号 $S(x_0)$ を検出し, それぞれの信号を対応する1次元画素にあてはめることにより, 分解能 l , 焦点深度 $l/6$ の F の画像を構成することができる。

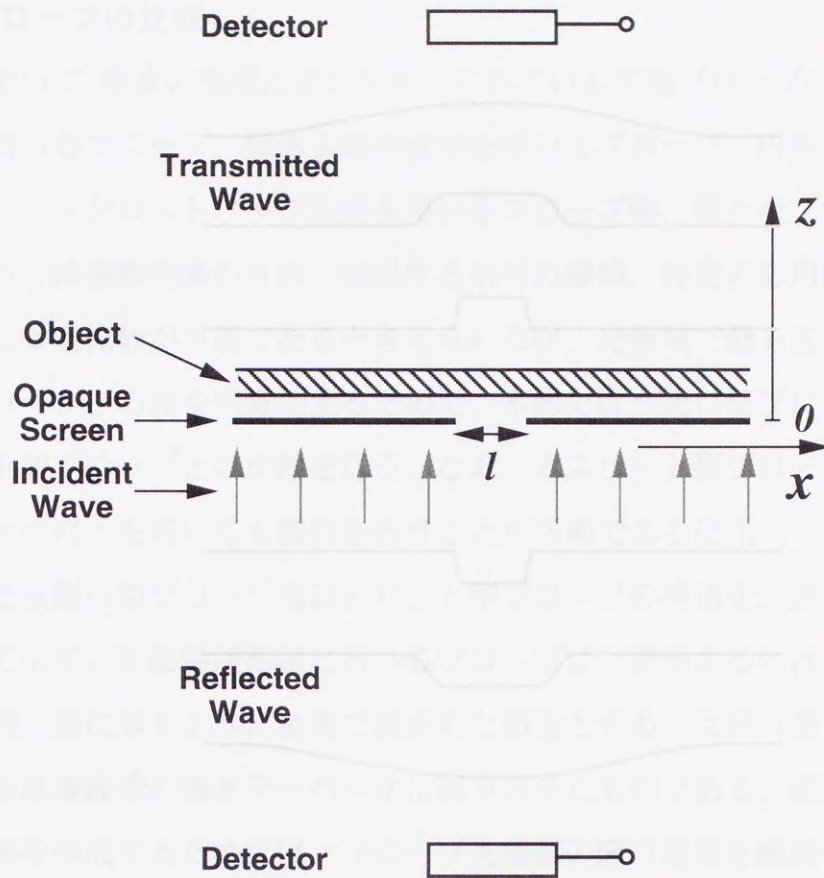


図1. 1 近接場顕微鏡の原理図

本論文においては、入射波（照射波）に対する反射波成分を検出する測定法を反射モード、透過波成分を検出する測定法を透過モードと呼ぶことにする。図1. 1においては、スクリーン側より開口を通して物体を照明しているが、物体側より（図1. 1，上方より下方）物体全体を照明し、開口からの透過波を検出しても l 程度の分解能を達成することが可能である。これら反射モード、透過モード、開口からの伝搬波を検出する測定法は、近接場光学の領域においてそれぞれ、collection/illumination モード、illumination モード、collection モードと呼ばれている[32]。

1.3 プロープの比較

第1節において、電波の領域において用いられている各種プロープの概要を示した。同軸型線路を用いるプロープ、矩形金属導波管を用いるプロープ、円形金属導波管を用いるプロープ、マイクロストリップ線路を用いるプロープ等、様々なプロープが提案されている。これらは遮断現象の有無、検出する信号の種類、特定の応用における適合性といった観点による比較が可能であると考えられるが、光領域で最も広く用いられている点開口型プロープとの差を明確にするために、本節では点開口型プロープと本研究で用いるスリット型プロープとの比較を行う。なお、本スリット型プロープは、光領域においても光ファイバーを用いても製作を行うことが可能である[20]。

図1.2に点開口型プロープ及びスリット型プロープの構造を、実際に用いられている形に即して示す。近接場顕微鏡に用いるプロープは、照明あるいは検出領域を限定するために通例、図に示すように金属で囲まれた構造とする。点開口型プロープは、図のように円形金属導波管の径をテーパ状に減少させたものである。観測波長よりも十分小さな分解能を達成するためには、プロープ先端部の開口直径を観測波長より十分に小さくする必要がある。図1.2(a)のように、上方から下方へ波を TE_{11} 基本モードで伝送する場合、観測波長を固定して考えると、必然的にこの点開口型プロープは遮断波長以下の波長で動作することになる。遮断波長の短い高次モードでの伝送が行い得たとしても、伝送損失が大きくなるという問題がある。従って、点開口型プロープは開口からの透過波強度すなわち開口部分近傍のみに存在するエバネッセント波の強度が極めて小さくなるという欠点を有している。開口からの電力透過係数は、開口直径を D 、波長を λ とすると、 $(D/\lambda)^6$ に比例することが導かれている[33]。画像再構成は容易である。プロープあるいは物体をラスタースキャンしながら反射波あるいは透過波データを取得、そのデータを対応する画素にあてはめるという単純な操作により行われる。

スリット型プロープとは、図1.2(b)に示すように、スリット開口の幅 d は波長よりも十分小さいが、開口長さ l が波長の $1/2$ 以上と、観測波長程度の大きさを持つプロープである。図1.2(b)において波を TE_{10} 基本モードで伝送する場合、開口幅寸法をいかに小さくしても観測波の遮断がおこらない。従って、開口からの透過波強度の増大、感度の向上が期待できる。開口からの電力透過係数は、 d/λ に比例することが導かれている[20]。さらに、本スリット型プロープは、前者、点開口型プロープと比較して、製作が容

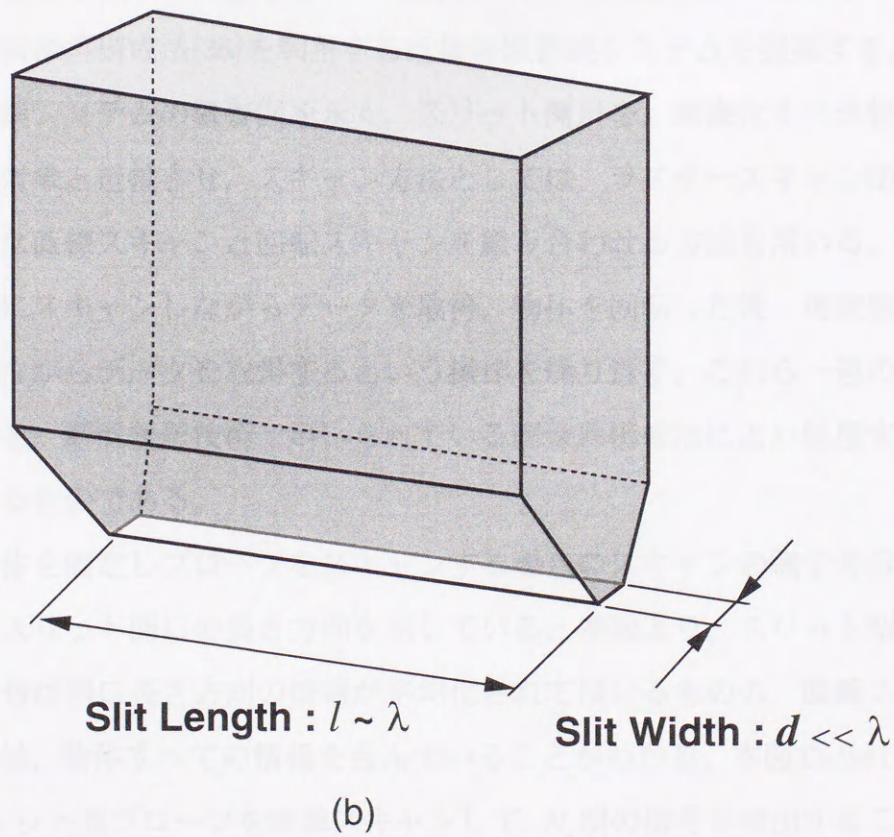
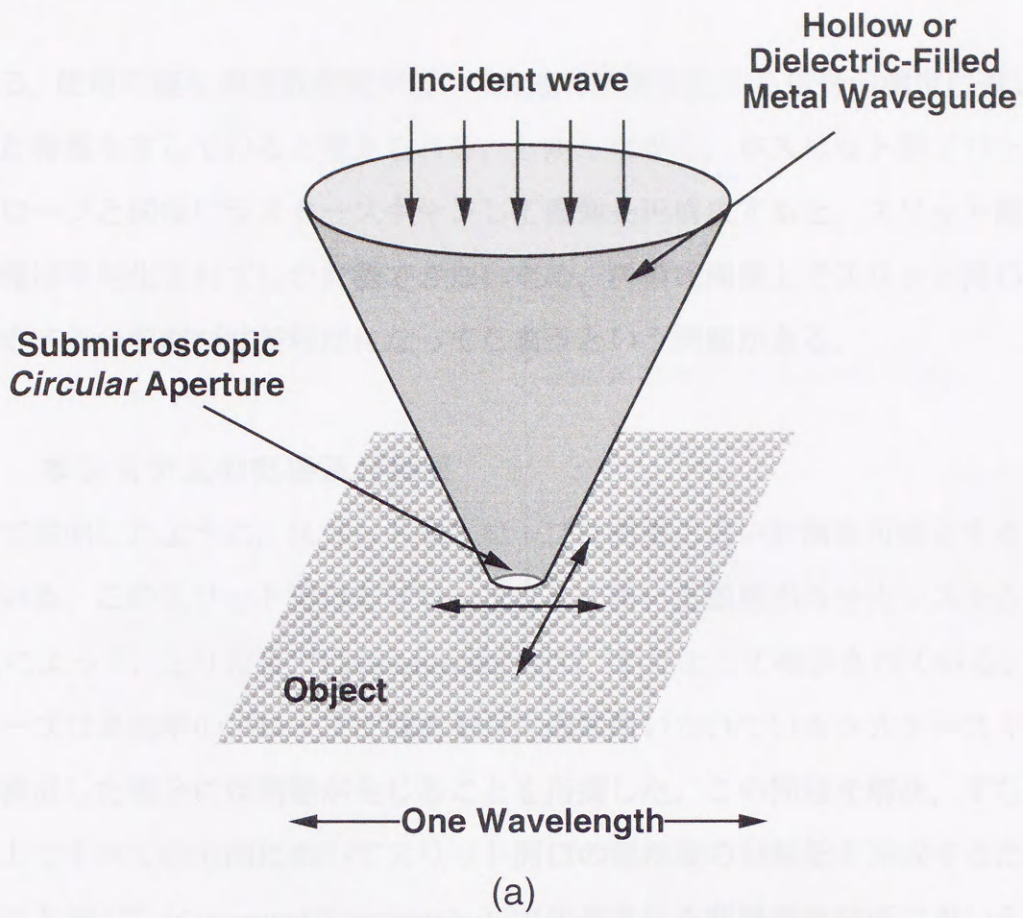


図1. 2 点開口型プローブとスリット型プローブの比較 : (a)点開口型プローブの構造, (b)スリット型プローブの構造

易である、使用可能な周波数帯域が広い（高速で時間変化する信号の測定に適している）といった特長も有していると考えられる。しかしながら、本スリット型プローブを点開口型プローブと同様にラスタースキャンして画像を再構成すると、スリット開口長さ方向の情報は平均化されてしか計測できないため、再構成画像上でスリット開口の長さ方向に対応する分解能が波長程度になってしまうという問題がある。

1.4 本システムの概要及び特長

前節で説明したように、スリット型プローブは感度の高い計測を可能とする可能性を持っている。このスリット開口をプローブとして用いた顕微赤外分光システムが河田ら[34, 35]によって、ミリ波帯ではGolosovskyら[17, 18]によって報告されている。スリット型プローブは高効率のプローブではあるが、通常用いられているラスタースキャンで画像を再構成した場合には問題が生じることを指摘した。この問題を解決、すなわち再構成画像上ですべての方向においてスリット開口の幅程度の分解能を達成するために、本研究ではX線CT（Computed Tomography）で代表される断層撮影技術で用いられているスキャン方法及び画像再構成法[36]を利用する近接場顕微鏡システムを提案する。図1.3に本近接場顕微鏡システムの概要図を示す。スリット開口を、画像化すべき物体すなわちイメージング対象と近接させ、スキャン方法としては、ラスタースキャン法ではなく図中に示すような直線スキャンと回転スキャンを組み合わせる方法を用いる。すなわち、物体を直線的にスキャンしながらデータを取得、物体を回転した後、再度物体を直線的にスキャンしながらデータを取得するという操作を繰り返す。これら一連のスキャンで得られた信号を、断層撮影技術で用いられている画像再構成法により処理することによって画像を得るものである。

図1.4に、物体を固定しプローブをスキャンする場合のスキャンの様子を示す。矢印のついた直線がスリット開口の長さ方向を示している。本図より、スリット型プローブから得られる信号は開口長さ方向の情報が平均化されてはいるものの、直線スキャンで得られるデータは、物体すべての情報を含んでいることがわかる。本図Data#1で示した計測信号は、スリット型プローブを直線スキャンして、 N_s 個の信号を検出することにより構成される。これに対して、スリット型プローブ以外の、点状領域の信号を検出するプローブを用いたシステムでは、 N_s 個の信号は図中●で示した部分に関する情報を反映す

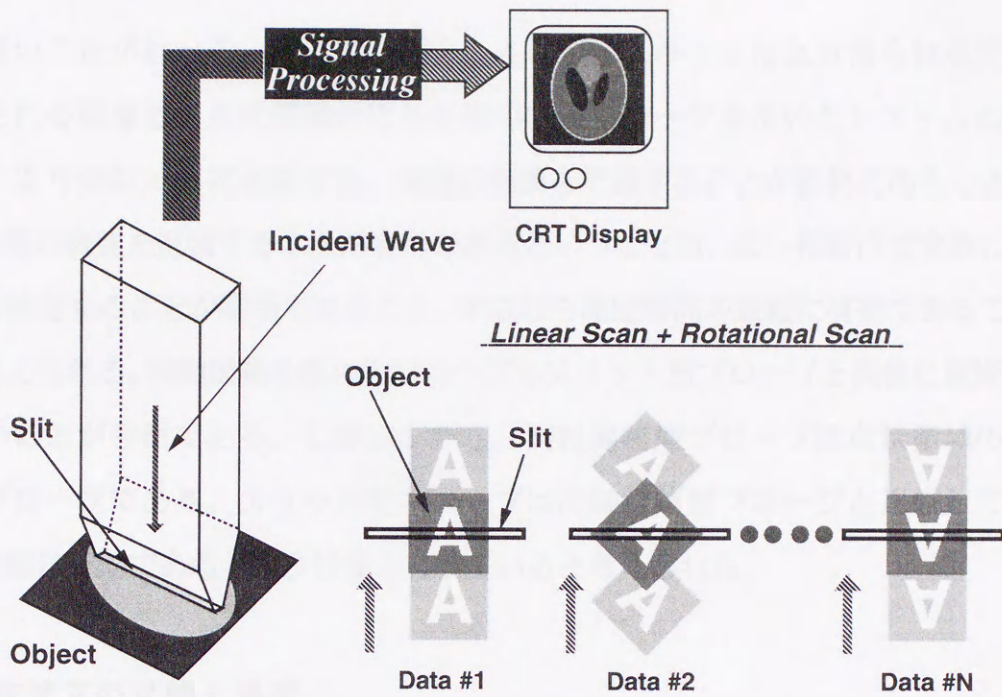


図1. 3 スリット型プローブを用いた新型近接場顕微鏡システムの概要図

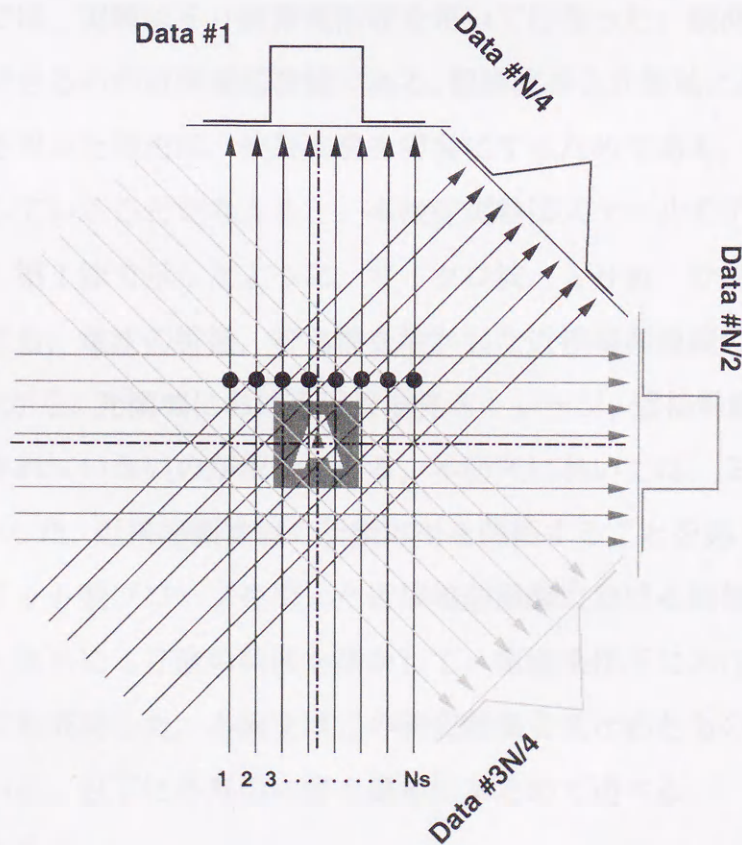


図1. 4 スリット型プローブを用いた新型近接場顕微鏡システムにおけるスキャン方法 (物体を固定し、プローブをスキャンした場合)

るにすぎないことがわかる。従って、図1.4に示すスキャンにより得られるデータから再構成される画像は、点状領域の信号を検出するプローブを用いたシステムの場合と比較して、より少ない測定点数でも、画像の概要を把握することが容易であることが予想できる。画像の概要を把握することが容易であるということは、広い視野内で実際に観察したい部分を特定することが容易であること、すなわち測定時間の短縮に有効であることを意味すると考えられる。同軸線路を用いたプローブもスリット型プローブと同様に遮断現象が存在しないことが特徴である。しかしながら、同軸線路型プローブは点状領域の信号を検出するプローブである。スリット型プローブは同軸線路型プローブと比較しても、測定時間の短縮に有効であるという特長を有していると考えられる。

1.5 本論文の目的と構成

本論文においては、前節で概要を示したスリット型プローブを用いる近接場顕微鏡システムの画像再構成原理を実験的に検証し、その諸特性を明らかにすることを第一の目的とする。本研究では、実験はミリ波帯電磁波を用いて行なった。観測波長の $1/2$ 以下の分解能を達成できるのが近接場顕微鏡である。観測波長を光領域に選ぶのではなく、波長の長い電磁波を用いた理由は、検証実験を容易にするためである。近接場光学顕微鏡は実用の域に達していることを考えると、本検証実験はスケールモデル的な意合いにとることができる。第1節で示したように、マイクロ波、ミリ波、サブミリ波といった電波の領域においても、電波の特徴、特異性を活かした近接場顕微鏡の応用が展開されつつある。しかしながら、光領域における近接場光ストレージ、近接場露光といった、魅力ある応用は創出されていないのが現状である。本研究においては、ミリ波帯電磁波の特徴、特異性を活かした、近接場顕微鏡の新規応用を開拓することを第二の目的とする。

本研究では、スリット型プローブを用いた近接場顕微鏡における画像再構成原理の実験的検証に成功し、さらにミリ波の特徴を活かして、室温条件下における半導体中キャリア分布の画像化にも成功した。本論文はこの研究結果をまとめたものであり、全文5章より構成されている。以下に各章の内容を簡単にまとめて述べる。

第1章は緒論である。

第2章では、スリット型プローブを用いたミリ波帯近接場顕微鏡システムにおいて画像を取得するための基本原理と構成要素、画像取得の実験結果について述べている。

第3章では、本システムの高機能化に関して、プローブ構造及び画像再構成方法の改善について述べている。

第4章では、本システムの応用として行なった、半導体中キャリア分布の画像化に関する実験結果について述べている。

第5章は本論文全体の結論である。

2.1.2 基本原理

図2.1に示す装置構成を考える。xy平面にイメージング対象である物体 (Object) が置かれ、z軸と平行な方向にスリットが配置する図である。この装置はxy座標をθ回転したものであり、z軸はスリットの長さ方向を示している。スリット型プローブより得られる情報、情報は式(2.1)のように表現することができる[37]。

$$F_x(\theta) = [F_{slit}(z, \theta) * F_{object}(z, \theta) + F_{diff}(z, \theta)] \cdot F_{probe}(z, \theta) \quad (2.1)$$

ここで、 $F_x(\theta)$ がスリット型プローブより得られる情報、 $F_{slit}(z, \theta)$ が物体を照明する照明成分、 $F_{object}(z, \theta)$ が物体固有の情報、 $F_{diff}(z, \theta)$ は $F_{slit}(z, \theta)$ と $F_{object}(z, \theta)$ との相互作用の結果を抽出する操作を表す関数である。さらに本装置には、 $F_{slit}(z, \theta)$ と $F_{object}(z, \theta)$ が開口経路のみに存在するエバネッセント波と物体表面の反射波により発生した伝搬成分、 $F_{diff}(z, \theta)$ がこの伝搬成分を抽出するための抽出関数成分である。スリット型プローブによる動作を説明し、物体からの反射波を抽出する伝搬モードの場合、 $F_{diff}(z, \theta)$ はスリット開口経路における反射電界 $E_{ref}(z, \theta)$ を意味し、スリット型プローブにより物体を照明し、物体からの透過波を抽出する透過モードの場合には同じく開口における透過電界 $E_{tr}(z, \theta)$ を意味する。抽出関数の感度成分 $F_{diff}(z, \theta)$ が $E_{ref}(z, \theta)$ によらず一定と考えると、反射モード、透過モードそれぞれの場合、式(2.1)は式(2.2)及び式(2.3)のようになる。

第2章 基本原理と構成要素

2.1 はじめに

第1章において本システムの概要を示した。スリット型プローブから得られる信号はスリット開口全体の情報を反映しているため、通常用いられているラスタースキャン法により得られる画像は、スリットの長さ方向に対応する‘ぼけ’を伴うことになる。本章においてはまず、スリットの長さ方向の情報を分解しすべての方向に対してスリットの幅程度の分解能を達成するための原理を次節において説明する。次に本原理に従って製作した実験装置、プローブの特性といった、システムのハードウェアについて説明する。実験装置より得られる信号を処理し画像を再構成するための信号処理方法であるソフトウェアについて説明し、本システムより得られる画像例を示す。本画像より分解能の評価を行い、最後に本システムにおいて必要な信号検出方式について触れる。

2.2 基本原理

図2.1に示す座標系を考える。x-y平面にイメージング対象である物体(Object)が置かれ、x軸と θ をなす角度にスリットが位置する図である。t-s座標はx-y座標を θ 回転したものであり、s軸はスリットの長さ方向を示している。スリット型プローブより得られる情報、信号は次式のように表現することができると考えられる[37]。

$$P_{\theta}(t) \propto \int E_{illum}(t,s) \cdot R_{object}(t,s) \cdot E_{collect}(t,s) ds \quad (2.1)$$

ここで $P_{\theta}(t)$ がスリット型プローブより得られる信号、 $E_{illum}(t,s)$ が物体を照明する電場分布、 $R_{object}(t,s)$ が物体固有の関数、 $E_{collect}(t,s)$ は $E_{illum}(t,s)$ と $R_{object}(t,s)$ との相互作用の結果を検出する操作を表す関数である。さらに具体的には、 $E_{illum}(t,s) \cdot R_{object}(t,s)$ が開口近傍のみに存在するエバネッセント波と物体の相互作用により変化した伝搬波成分、 $E_{collect}(t,s)$ がこの伝搬波成分を検出するための検出器の感度分布である。スリット型プローブにより物体を照明し、物体からの反射波を検出する反射モードの場合、 $E_{illum}(t,s) \cdot R_{object}(t,s)$ はスリット開口近傍における反射電界 $E_r(t,s)$ を与え、スリット型プローブにより物体を照明し、物体からの透過波を検出する透過モードの場合は開口近傍における透過電界 $E_t(t,s)$ を与える。検出器の感度分布 $E_{collect}(t,s)$ が t, s によらず一定と考えれば、反射モード、透過モードそれぞれの場合、式(2.1)は式(2.2)及び式(2.3)のようになる。

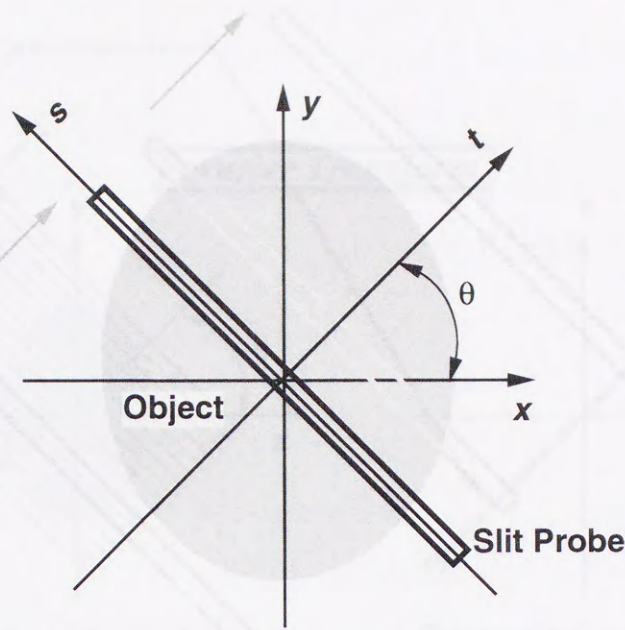


図2. 1 画像化すべき物体とスリット型プローブを表す座標系

$$P_{\theta}(t) \propto \int E_r(t,s) ds \tag{2.2}$$

$$P_{\theta}(t) \propto \int E_t(t,s) ds \tag{2.3}$$

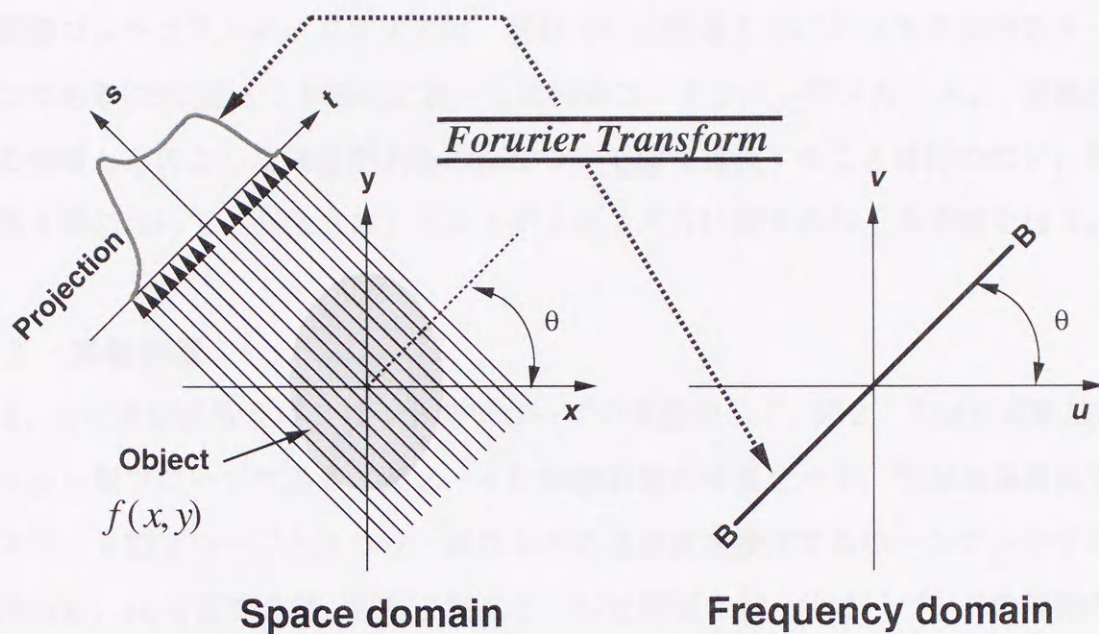
これら式は、検出信号がスリット開口近傍における反射電界 $E_r(t,s)$ 及び透過電界 $E_t(t,s)$ のスリット長さ方向への積分に比例する値になることを意味している。従って図2. 1において θ を一定とし、スリット型プローブを図のように t を変化させて取得した信号は、 $E_r(t,s)$ 及び $E_t(t,s)$ を θ 方向に積分投影した値となる。この信号 $P_{\theta}(t)$ を以下では投影データと呼ぶことにする。以下では $E_r(t,s)$, $E_t(t,s)$ を区別せずに $f(x,y)$ で表すことにする。

$f(x,y)$ の2次元フーリエ変換は次のようになる。

$$F(u,v) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(x,y) e^{-j2\pi(ux+vy)} dx dy \tag{2.4}$$

ここで $u = w \cos \theta$, $v = w \sin \theta$ なる変数変換を行って $F(u,v)$ を極座標 $w-\theta$ を用いて表し、さらに $x-y$ 座標と $t-s$ 座標との関係式(2.5)を用いることにより、式(2.4)は式(2.6)のように変形される。

$$\begin{bmatrix} t \\ s \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x \\ y \end{bmatrix} \tag{2.5}$$



$$FFT [f(x, y)] = F(u, v)$$

図2. 2 投影切断面定理の説明図

式(2.6)は次のことを意味している。 θ 方向の投影データ $P_\theta(t)$ の t に関するフーリエ変換で得られるスペクトルは、図2. 2に示すように $f(x, y)$ の2次元フーリエ変換で得られる2

$$F(w \cos \theta, w \sin \theta) = \int_{-\infty}^{\infty} P_\theta(t) e^{-j2\pi t} dt \tag{2.6}$$

次元フーリエスペクトルを θ 方向で切断した断面に等しくなる。この関係はフーリエ変換に対する投影切断面定理と呼ばれている[38]。従って、すべての方向から投影データを測定してそのフーリエ変換を求めることにより、 $f(x, y)$ の2次元フーリエスペクトルを得ることができる。すなわち以上説明した原理により、スリットの長さ方向の情報を分解した画像を再構成することが可能になると考えられる。

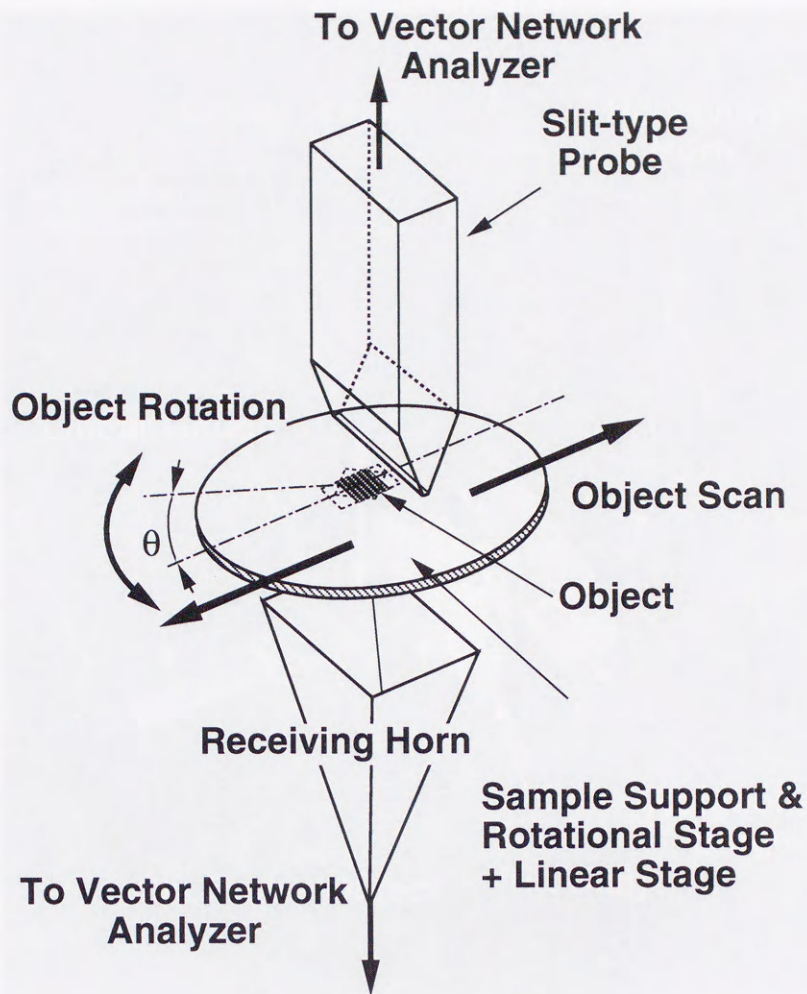
本節で述べた基本原理に従って得られる画像は、スリット型プローブと物体との相互作用の結果として生じる反射電界もしくは透過電界の分布を表す画像となり、誘電率、透磁率、屈折率といった物体固有の情報を直接与える画像とはならない。エバネッセント波と物体との相互作用により反射波及び透過波が変化することが近接場顕微鏡における回折限界を超える分解能を与える。しかしながら、得られる画像が何を意味するのかと

いう画像コントラストのメカニズムは、現状では近接場工学における未解決のテーマのひとつである[39]。従って本論文においては画像コントラストのメカニズム、画像が物体固有の情報とどのような関連があるのかについて深く言及することは行わない。第3章及び第4章において、画像コントラストのメカニズムに関する若干の考察を行う。

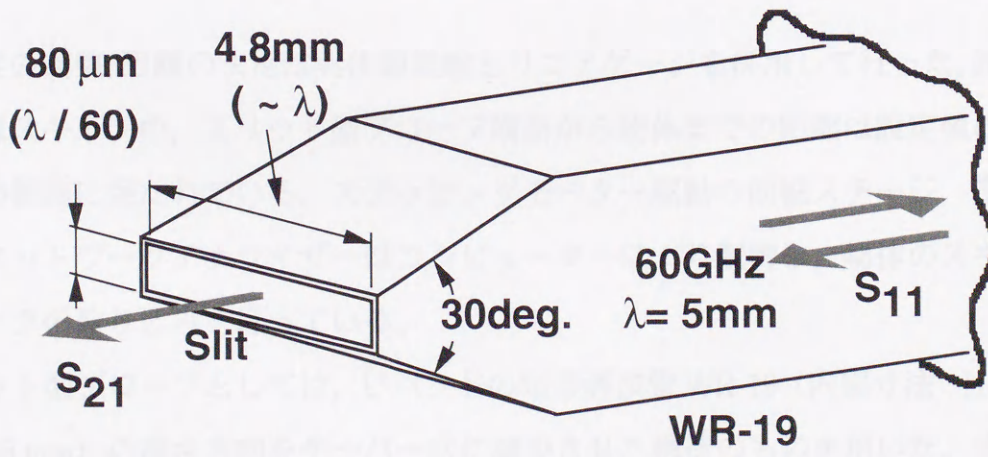
2.3 実験装置

図2.3に実験装置及びスリット型プローブの構造を示す。図2.3(a)が実験装置、(b)がスリット型プローブである。図2.4に実験装置の写真を示す。矩形金属導波管を用いたスリット型プローブとスリット開口からの透過波を受信するホーンアンテナは位置調整用のx-y-z- ϕ - ϕ 直交3軸、回転2軸ステージに固定され、共にUバンドの同軸導波管変換器を介してWILTRON社製ベクトルネットワークアナライザシステム360Bに接続されている。ネットワークアナライザの校正は、ネットワークアナライザ本体より伸びる長さ300mmの同軸ケーブルの先端部においてOSL(Open-Short-Load)法により行った。ネットワークアナライザ内部では直交ヘテロダイン検出が行われており、被検出信号である電界反射係数 S_{11} 及び電界透過係数 S_{21} はスリット型プローブへの入射電界強度で規格化された反射電界の強度、位相、透過電界の強度、位相をそれぞれ与える。 S_{11} 及び S_{21} の強度は通常用いられるデシベル表示ではなく、 S_{11} に関しては全反射を1、無反射を0、 S_{21} に関しては全透過を1、透過なしを0とするリニアスケール表示の値を画像再構成に用いる。

イメージング対象である物体はステッピングモーター駆動の回転ステージ、ステッピングモーター駆動の直線ステージからなるスキャン装置に固定され、直線ステージを駆動しながら前節で述べた投影データを取得、回転ステージを駆動後、再度直線ステージを駆動しながら異なる角度に対応する投影データを取得するという手順を必要回数繰り返す。本スキャン方法はX線断層撮影法における平行ビームスキャン法[36]を模したものである。回転ステージの角度分解能は0.004度、直線ステージの位置分解能は1 μ mである。物体をスキャンする際の物体とスリットとの平行度を調整するために、回転ステージのステージ面には2軸の傾斜ステージを取り付けてある。また物体をスキャンする際の物体とスリットとの間隔を一定に保つために、回転ステージと直線ステージ間に手動の回転ステージを挿入した。スリット開口部すなわちスリット型プローブ端面と物体と



(a)



(b)

図2.3 実験装置及びスリット型プローブの構造:(a)実験装置,(b)スリット型プローブの構造

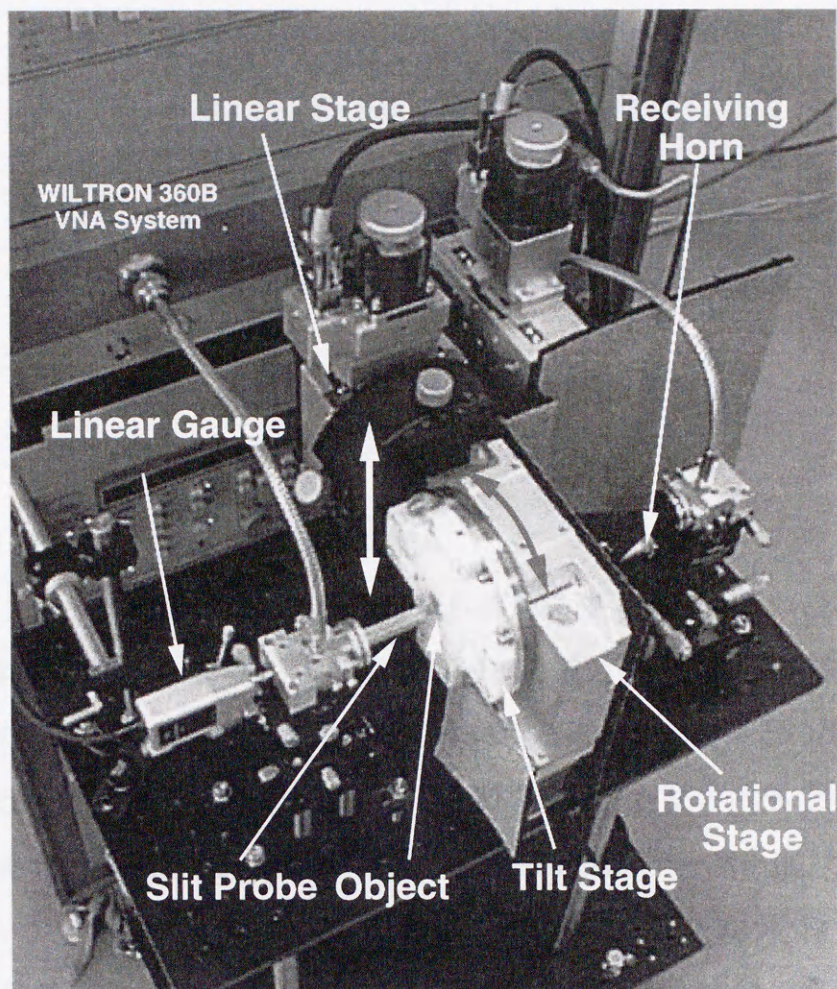


図2.4 実験装置写真

の平行度の調整, 距離の決定は実体顕微鏡とリニアゲージを併用して行った。回転スキャン, 直線スキャン中, スリット型プローブ端面から物体までの距離は設定値に対して $\pm 1 \mu\text{m}$ の範囲に保たれている。ステッピングモーター駆動の回転ステージ, 直線ステージ及びネットワークアナライザはコンピューターにより制御し, 物体のスキャン及び測定データの取り込みを行っている。

スリット型プローブとしては, Uバンドの矩形導波管WR-19 (内部寸法: $H \times W = 2.4 \text{ mm} \times 4.8 \text{ mm}$) の高さ方向をテーパ状に減少させた構造のものを用いた。実験は周波数60GHz, 波長(λ) 5 mmのミリ波を用いて行った。スリット開口の寸法は, 長さがWR-19の幅と同じ4.8 mm, 幅は $80 \mu\text{m} (\lambda/60) \pm 3 \mu\text{m}$ である。図2.5にスリット型プローブ開口部の実体顕微鏡写真を示す。本スリット型プローブの TE_{10} 基本モード励振時における遮断周波数は31.41GHzである。

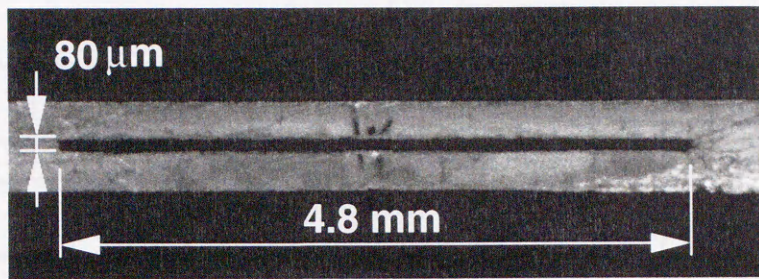


図2.5 スリット開口の実体顕微鏡写真

2.4 スリット型プローブの反射特性

スリット型プローブの特長として、開口からの透過波強度が大きいことを第1章において述べた。本節においては、スリット型プローブの電力透過係数を見積もるために、等価回路モデルによるプローブの理論解析及び本解析結果と実測結果との比較照合を行う。

図2.6に矩形金属導波管を用いたスリット型プローブ各部の内部寸法を表示した。 a は導波管幅であり、添え字 wg , tp , st , で示した導波管部, テーパー部, ストレート部を通してすべて一定, b_{wg} , $b_{tp1} \cdots b_{tpn}$, b_{st} が各部の導波管高さ, θ_{tp} がテーパー角度である。各部分の K 行列 K_{wg} , K_{tp} , K_{st} が求められれば, 全体での K 行列 K_{pr} はこれら行列の積により計算できる。テーパー部は n 個の高さの異なる, 長さ ΔL_{tp} の微小長さ導波管の縦続接続からなるものと近似して, 各微小長さ導波管の K 行列の積により K_{tp} を求める。幅が a , 高さが b , 長さが L の導波管の K 行列は TE_{10} モード伝送の場合, 次式により与えられる。

$$K = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cosh \gamma_g L & \eta_g \sinh \gamma_g L \\ \frac{1}{\eta_g} \sinh \gamma_g L & \cosh \gamma_g L \end{pmatrix} \quad (2.7)$$

$$\eta_g = \frac{2\eta_0}{\sqrt{1-v^2}} \frac{b}{a} \quad (2.8)$$

$$\gamma_g = \alpha_g + j\beta_g = \frac{\sqrt{\pi\rho\mu_0}f}{\eta_0 \cdot b} \frac{1}{\sqrt{1-v^2}} \left(1 + \frac{2b}{a}v\right) + j\frac{2\pi}{\lambda_0} \sqrt{1-v^2} \quad (2.9)$$

$$v = \frac{f_c}{f} = \frac{1}{f} \frac{c}{2a} \quad (2.10)$$

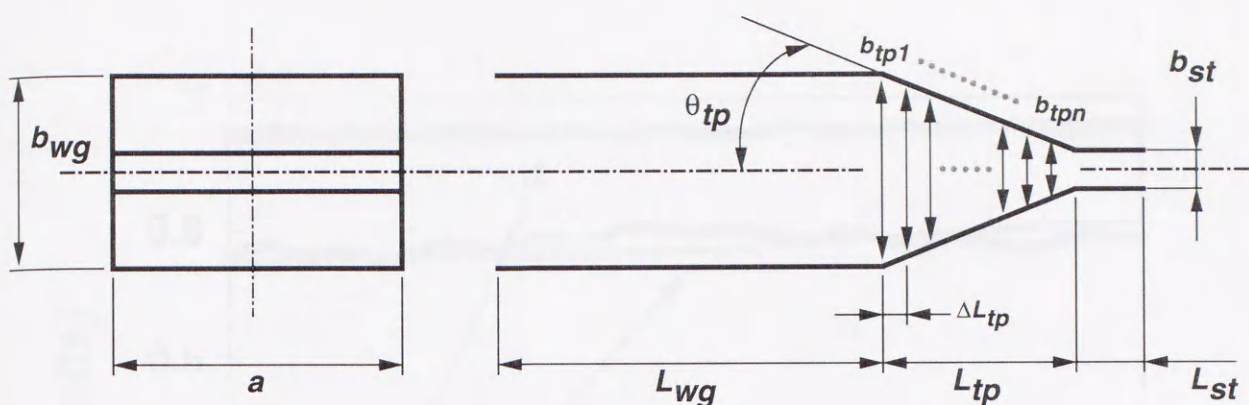


図2.6 スリット型プローブ各部の内部寸法

ここで η_g は導波管の特性インピーダンス、 γ_g は複素伝搬定数、 ν は規格化周波数、 η_0 は真空の固有インピーダンス(=377 Ω)、 f は周波数、 f_c は遮断周波数、 μ_0 は透磁率、 c は光速、 λ_0 は自由空間における波長(=c/f)、 ρ は導波管材料の抵抗率である。導波管内面、外面共に金メッキが施されているので、 ρ の値としては金の直流抵抗率(=2.44 $\times 10^{-8}$ $\Omega\cdot m$)を想定する。スリット型プローブのK行列 K_{pr} より、スリット開口が自由空間に向けられている場合の電界反射係数 S_{11} 、電界透過係数 S_{21} は次式のように表すことができる。

$$S_{11} = \frac{A_{pr}\eta_0 + B_{pr} - C_{pr}\eta_0\eta_{wg} - D_{pr}\eta_{wg}}{A_{pr}\eta_0 + B_{pr} + C_{pr}\eta_0\eta_{wg} + D_{pr}\eta_{wg}} \quad (2.11)$$

$$S_{21} = \frac{2\sqrt{\eta_0\eta_{wg}}}{A_{pr}\eta_0 + B_{pr} + C_{pr}\eta_0\eta_{wg} + D_{pr}\eta_{wg}} \quad (2.12)$$

ここで A_{pr} 、 B_{pr} 、 C_{pr} 、 D_{pr} は行列 K_{pr} の要素である。電力反射係数、電力透過係数、損失係数はそれぞれ、 $|S_{11}|^2$ 、 $|S_{21}|^2$ 、 $1 - |S_{11}|^2 - |S_{21}|^2$ により求められる。

製作した2種類のスリット型プローブの反射特性の測定を行った。これらプローブをそれぞれProbe#1、Probe#2と呼ぶ。Probe#1、Probe#2共に全長50mm、テーパ角度15度、スリット幅(ストレート部の導波管高さ)80 μm である。両者の違いはProbe#1の場合、ストレート部の長さ0.5mm、Probe#2の場合、ストレート部の長さが0(ストレート部なし)であることである。図2.7に、実測した電界反射係数 S_{11} の絶対値と上記等価回路理論により計算した理論値の比較を示す。本理論計算において、 ρ の値としては金の直流抵抗率の10倍の値を用いた。本図より実測値と理論値はよく一致していることがわ

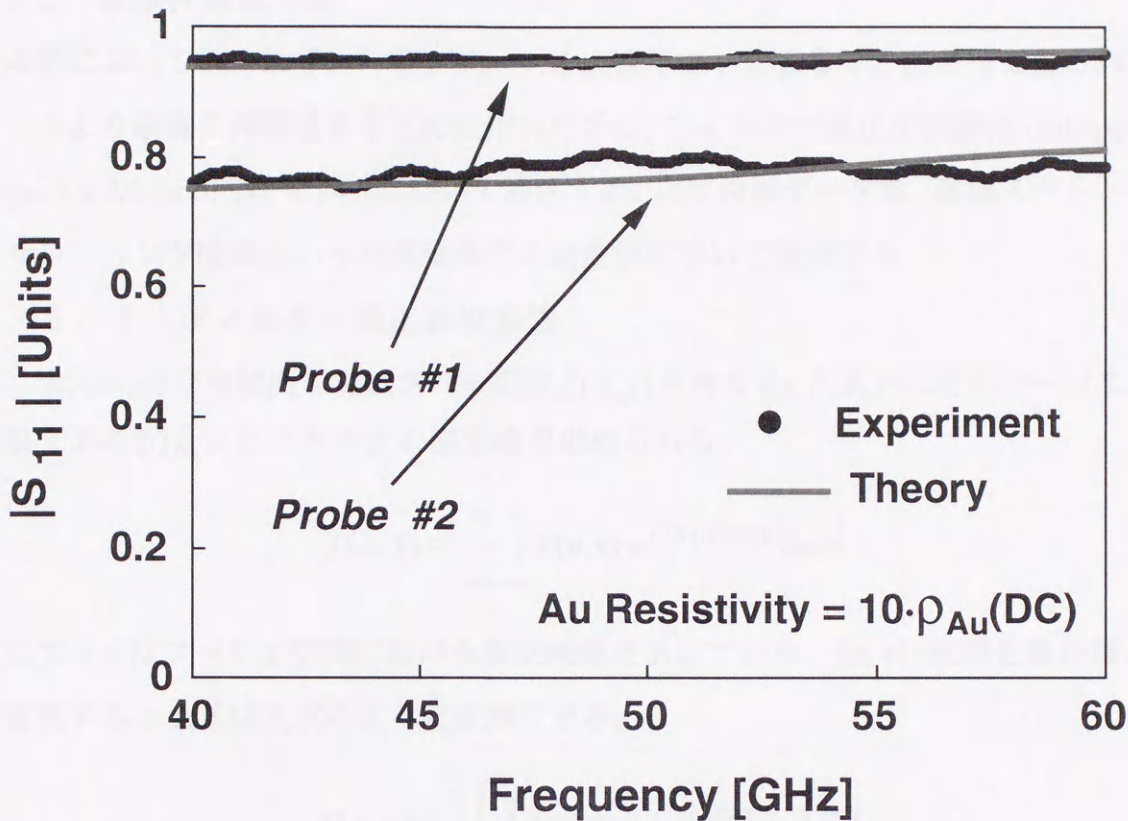


図2. 7 スリット型プローブの反射特性

かる。本理論計算より推定される電力透過係数は、Probe#1, Probe#2 の場合それぞれ、0.045, 0.2となる。光領域において、光ファイバーを用いた点開口型プローブからの電力透過係数が実測されている。開口直径を光波長の10分の1程度にしたプローブにおいて電力透過係数 10^{-7} という値が得られている[40]。上記推定値は点開口型プローブにおける電力透過係数と比較して格段に大きな値であることがわかる。Probe#2と比較してProbe#1の電力透過が劣る、すなわち電界反射係数が大きい理由は、Probe#1先端部のストレート部の導波管特性インピーダンスが 20Ω と、真空の固有インピーダンス 377Ω 、WR-19の導波管インピーダンス 482Ω と比較して1桁以上小さな値になっていることによるものである。スリット型プローブの効率、電力透過を良好にするためには、Probe#1に設けたような低インピーダンスのストレート部分をできるだけ短くすることが必要となる。第3章、第2節における高分解能スリット型プローブの製作にあたってはProbe#1を用いたが、これ以外の実験では、より高感度な測定が可能なProbe#2を用いている。

2.5 画像再構成方法

本節においては、スリット型プローブを直線スキャンすることによって得られる投影データより画像を再構成するために用いた手法、フィルター補正逆投影法 (Filtered Back-projection Method) [36, 41, 42] について詳述する。次に投影データ数、直線スキャンにおけるサンプリング間隔といった実験条件の決定法について説明する。

2.5.1 フィルター補正逆投影法

二次元 x - y 直交座標面で定義される関数 $f(x, y)$ を考える。 $f(x, y)$ はそのフーリエ変換の結果である $F(u, v)$ により次式の逆変換で求められる。

$$f(x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} F(u, v) e^{j2\pi(ux+vy)} dx dy \quad (2.13)$$

ここで u, v はフーリエ空間における直交座標を示している。 (u, v) 座標を極座標 (w, θ) で表現すると上式は次式のように変形できる。

$$f(x, y) = \int_0^{\pi} \left[\int_{-\infty}^{\infty} F(w, \theta) |w| e^{j2\pi w t} dw \right] d\theta \quad (2.14)$$

ここで $t = x \cos \theta + y \sin \theta$ なる関係を用いて式を簡略化してある。 θ 方向への投影データ $P_{\theta}(t)$ のフーリエ変換を $S_{\theta}(w)$ とすると、投影切断面定理により次式が成立する。

$$F(w, \theta) = S_{\theta}(w) = \int_{-\infty}^{\infty} P_{\theta}(t) e^{-j2\pi w t} dt \quad (2.15)$$

式(2.15)を式(2.14)に代入すると $f(x, y)$ と $P_{\theta}(t)$ のフーリエ変換 $S_{\theta}(w)$ を関連付ける次式が得られる。

$$f(x, y) = \int_0^{\pi} Q_{\theta}(x \cos \theta + y \sin \theta) d\theta = \int_0^{\pi} Q_{\theta}(t) d\theta \quad (2.16)$$

$$Q_{\theta}(t) = \int_{-\infty}^{\infty} S_{\theta}(w) |w| e^{j2\pi w t} dw \quad (2.17)$$

式(2.16)と式(2.17)を実行することにより投影データ $P_{\theta}(t)$ から再構成画像 $f(x, y)$ を得ることができる。まず $P_{\theta}(t)$ を t に関して1次元のフーリエ変換を行い、 $S_{\theta}(w)$ を得る。次に $|w|$ なるフィルターを $S_{\theta}(w)$ に乗算、フィルター補正を行った後、フーリエ逆変換を行い

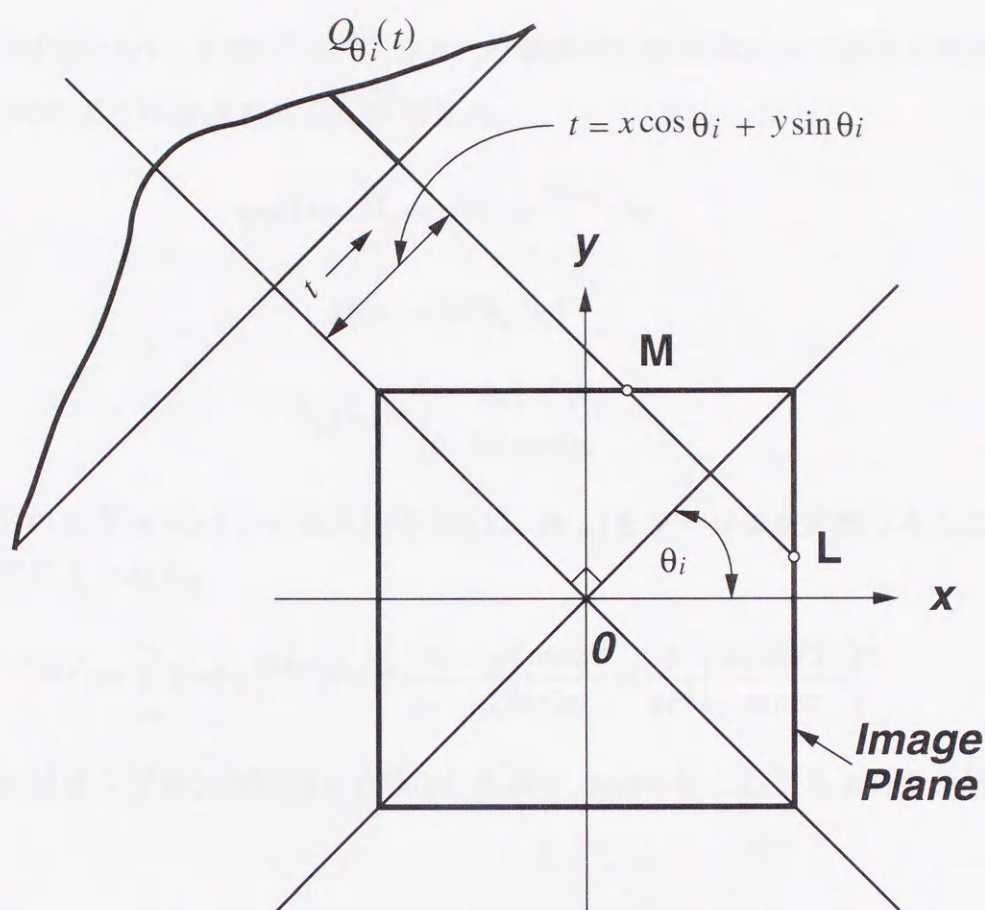


図2. 8 フィルター補正された投影データの逆投影プロセス

$Q_{\theta}(t)$ を得る。 $Q_{\theta}(t)$ はフィルター補正投影データと呼ばれる。すべての θ に関する $P_{\theta}(t)$ について同様の演算を行い、すべての $Q_{\theta}(t)$ を積分すなわち加算することにより $f(x,y)$ が得られることになる。式(2.16)は、 (x,y) 平面において t の値の等しい部分にはすべて $Q_{\theta}(t)$ の値を入れることを意味している。式(2.16)の演算を特定の投影角度 θ_i について示すと、図2. 8のようになる。図の画像領域において、 t の等しい部分は直線LMで表され、この直線上に $Q_{\theta_i}(t)$ の値を入れる。この演算は、積分により直線LM上の値を投影したプロセスとは逆、すなわち逆投影を行っているものと解釈できる。以上のように、本方法はフィルター補正投影データを実空間に逆投影することによって画像を再構成するので、フィルター補正逆投影法と呼ばれている。

実際の実験装置においては、投影データのサンプリングは離散的に行われる。以降では離散化された測定データによる具体的な画像再構成法について説明する。直線スキャンにおける実空間でのサンプリング間隔を τ とすると、エリアジングがなければ投影データに含まれる空間周波数成分は $-W \sim W$ となる。ここで W は $(2\tau)^{-1}$ である。サンプリン

グが τ の間隔で行われ、投影データに含まれる最高空間周波数が W で制限される場合、式(2.17)は次式のように表現することができる。

$$Q_{\theta}(t) = \int_{-\infty}^{\infty} S_{\theta}(w) H(w) e^{j2\pi w t} dw \quad (2.18)$$

$$H(w) = |w| b_w(w) \quad (2.19)$$

$$b_w(w) = \begin{cases} 1 & |w| < W \\ 0 & \text{otherwise} \end{cases} \quad (2.20)$$

帯域制限された $H(w)$ のインパルス応答 $h(t)$ は、 $H(w)$ をフーリエ逆変換することにより次式のように与えられる。

$$h(t) = \int_{-\infty}^{\infty} H(w) e^{j2\pi w t} dw = \frac{1}{2\tau^2} \frac{\sin 2\pi t / 2\tau}{2\pi t / 2\tau} - \frac{1}{4\tau^2} \left(\frac{\sin \pi t / 2\tau}{\pi t / 2\tau} \right)^2 \quad (2.21)$$

測定データはサンプリング間隔 τ で得られるので、 $h(t)$ の値としても τ 間隔の値のみ必要となる。

$$h(n\tau) = \begin{cases} 1/4\tau^2 & n=0 \\ 0 & n: \text{even} \\ -\frac{1}{n^2\pi^2\tau^2} & n: \text{odd} \end{cases} \quad (2.22)$$

$P_{\theta}(t)$, $h(t)$ は離散サンプリングにより帯域制限された関数となったので、サンプリング定理により、それぞれ式(2.23), 式(2.24)のように表すことができる。

$$P_{\theta}(t) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} P_{\theta}(n\tau) \frac{\sin 2\pi W(t-k\tau)}{2\pi W(t-k\tau)} \quad (2.23)$$

$$h(t) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} h(n\tau) \frac{\sin 2\pi W(t-k\tau)}{2\pi W(t-k\tau)} \quad (2.24)$$

式(2.18)を畳み込み積分表示し、式(2.23), 式(2.24)を代入すると、サンプリング点に対応するフィルター補正投影データ $Q_{\theta}(n\tau)$ が次式のように得られる。

$$Q_{\theta}(n\tau) = \tau \sum_{k=0}^{N-1} h(n\tau - k\tau) P_{\theta}(k\tau) \quad n=0, 1, 2, \dots, N-1 \quad (2.25)$$

ここで $P_{\theta}(k\tau)$ は $k=0, 1, 2, \dots, N-1$ 以外では0であると仮定している。

以上より、離散データにおけるフィルター補正投影データは式(2.25)により求められるが、通常はデジタルフーリエ変換の高速性を利用し、周波数領域において式(2.25)を計算する。本研究において用いたフィルター補正投影データの計算式を式(2.26)に示す。

$$Q_{\theta}(n\tau) = \tau \cdot \text{IFFT} \left\{ [\text{FFT } P_{\theta}(n\tau) \text{ with ZP}] \cdot [\text{FFT } h(n\tau) \text{ with ZP}] \times \text{window function} \right\} \quad (2.26)$$

ここでFFT, IFFTはそれぞれ高速フーリエ変換, 逆フーリエ変換を示す。 $P_{\theta}(n\tau)$ 及び $h(n\tau)$ のデータ点数は N 個である。ZPは N 個のデータ系列を $2N - 1$ 個以上のデータ数となるようにZero Padding (or Zero Filling), 0をデータに充てんすることを意味している。本操作は畳み込み積分を高速フーリエ変換, 逆フーリエ変換で計算する際の、畳み込みの結果の重なりに起因する偽像(Interperiod Interference Artifact)を避けるために必要である。式(2.19), 式(2.20)で示したフィルター関数はRamachandranらによって導かれたものであるが[43], 遮断特性が急激であるため再構成画像の画質に悪影響を及ぼすことが指摘されている。フィルター関数の形は再構成画像の画質を左右するため、数多くの関数系が提案されている[41]。本研究においては式(2.26)に示すように $h(n\tau)$ のフーリエ変換に窓関数を乗算したものをフィルター関数として用いている。窓関数としてはHammingの窓関数を用いた。本フィルター関数を用いることにより、分解能をほとんど劣化させることなく偽像、雑音の影響が低減された画像を再構成することが可能となる[41]。

フィルター補正投影データ $Q_{\theta}(n\tau)$ および画像は離散化されたデータである。そのため図2.8に示した逆投影プロセスも離散データでの演算となる。この際問題となるのは、 $Q_{\theta}(n\tau)$ の要素をどのようにして離散化された画像の画素に対応させるかである。この問題は $Q_{\theta}(n\tau)$ を適切な手段により補間することによって解決される。本研究においては式(2.26)においてIFFT, フーリエ逆変換を行う前にデータをZero-padding, データ系列に0を挿入することによりデータ長を100倍程度にした。本データをフーリエ逆変換することにより、 $Q_{\theta}(n\tau)$ として約100倍のデータ点数を有する補間されたフィルター補正投影データが得られる。画像各画素に対応する t 値を計算, 本 t 値に最も近いフィルター補正投影データを画素にあてはめることにより逆投影を行った。

以上の手順を実行するプログラムの作成はFortranコードにより行った。ネットワークアナライザより得られる測定データが複素データであることを考慮して、すべての演算を複素形式で行うこととした。

2.5.2 測定条件の決定方法

測定における条件としては、投影データを取得する際の直線スキャンにおけるサンプリング間隔（直線スキャンの刻み） τ 、サンプリング点数 N_s 、投影データ数 M_p 、プローブと物体との間隔があげられる。プローブと物体との間隔に関する説明は次節において行う。

サンプリング間隔 τ により取得される投影データに含まれる最高空間周波数 W は次式により決定される。

$$W = \frac{1}{2\tau} \quad (2.27)$$

従ってサンプリング間隔 τ をより小さくすることにより、より高い空間周波数成分まで取り込むことが可能と思われるが、実際にはスリット型プローブの幅 d による制限が存在する。幅 d 内の情報は平均化されてしか計測されないため、幅 d のプローブは空間周波数に対する低域透過フィルターとして動作し、その遮断周波数は d^{-1} となる。従ってサンプリング間隔 τ に関する要請として次式が得られる。

$$\tau \leq \frac{d}{2} \quad (2.28)$$

サンプリング間隔をむやみに小さくすることは無意味であるので、実験においてはサンプリング間隔 τ の値としてプローブの幅 d の1/2、40 μm を主に用いた。次節で示すように、画像分解能はプローブと物体との間隔に大きく依存する。分解能が Δ の場合、等価的に Δ の幅のプローブを想定すればよいので、分解能が Δ の場合のプローブ・物体間間隔の場合は、サンプリング間隔 τ を $\Delta/2$ とすることが測定時間の短縮に有効である。

サンプリング点数 N_s は、以上のように τ が決定されると、画像化する視野範囲、FOV (Field of View) により次式で求めることができる。

$$N_s = \frac{\sqrt{2} \cdot L_{FOV}}{\tau} \quad (2.29)$$

ここで L_{FOV} は視野を正方形と仮定した場合の一辺の長さを表している。 N_s としては、当然のことながら上式で計算される値に最も近い整数値を用いる。

投影切断面定理により、フーリエ空間におけるサンプリングの様子を示すと図2.9のようになる。中心を通る直線上の点が投影データを1次元フーリエ変換した結果を表している。ここで、本直線上のサンプリング間隔 ε は次式で与えられる。

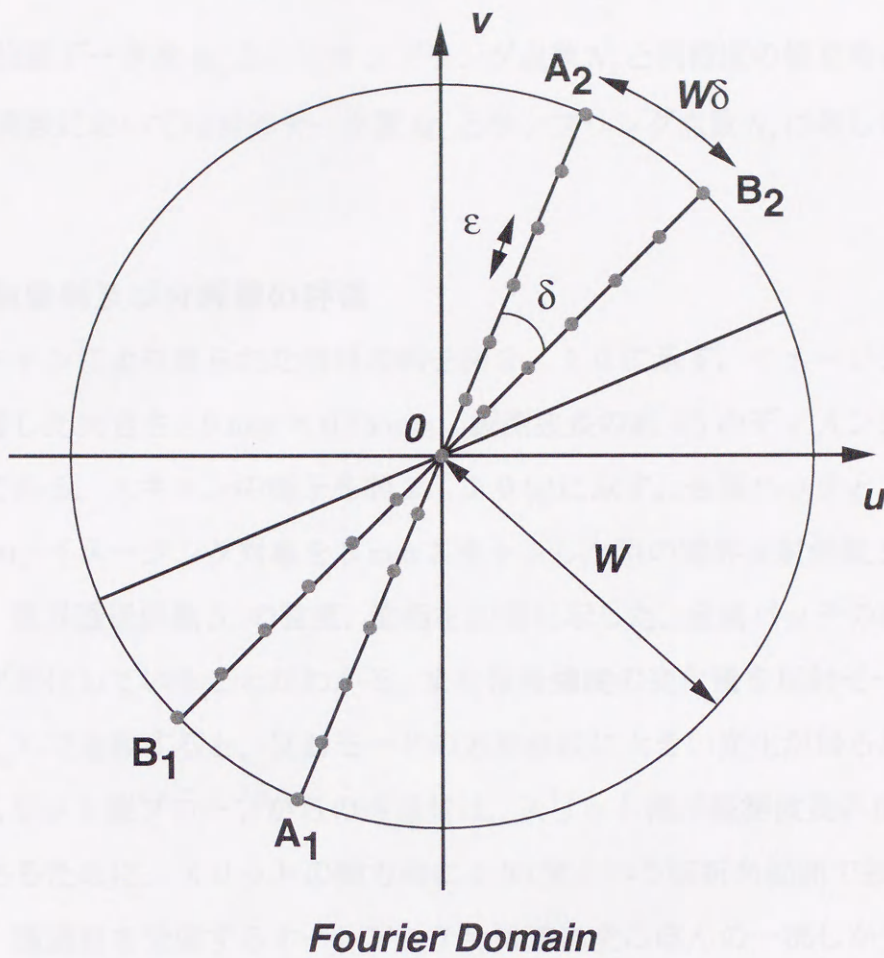


図2.9 周波数空間におけるパラメータ

$$\epsilon = \frac{2W}{N_s} = \frac{1}{\tau N_s} \tag{2.30}$$

サンプリング間隔 τ が決定されれば、式(2.30)によってサンプリング間隔 ϵ が決まる。従って、フーリエ空間においては ϵ 以下の間隔で隣接するデータを取得することは意味がない [36]。円周方向において、隣接するデータサンプリング間隔の最大値は図2.9の $\overline{A_2B_2}$ で与えられ、投影データ数を M_p とするとこの間隔は次式のようにになる。

$$\overline{A_2B_2} = W\delta = \frac{1}{2\tau} \frac{\pi}{M_p} \tag{2.31}$$

M_p の表式は式(2.30)と式(2.31)を等しいとおいて式(2.32)のように求められる。

$$\frac{M_p}{N_s} = \frac{\pi}{2} \tag{2.32}$$

本式より, 投影データ数 M_p としてサンプリング点数 N_s と同程度の値を用いればよいことがわかる。実験においては投影データ数 M_p とサンプリング点数 N_s は等しい値を用いることにする。

2. 6 画像例及び分解能の評価

直線スキャンにより得られた信号の例を図2. 10に示す。イメージング対象は石英基板に蒸着した大きさ $0.9 \text{ mm} \times 0.75 \text{ mm}$, 観測波長の約 $1/5$ のディメンジョンをもつ金属パッチである。スキャンの様子を図2. 10(a)に示す。金属パッチとプローブとの間隔は $10 \mu\text{m}$, イメージング対象を 3 mm スキャンした時の電界反射係数 S_{11} の強度, 位相を(b)図に, 電界透過係数 S_{21} の強度, 位相を(c)図に示した。金属パッチの存在により明らかに信号が変化していることがわかる。また信号強度の変化量を反射モード (S_{11}), 透過モード (S_{21}) で比較すると, 反射モードの方が格段に大きい変化が得られていることがわかる。スリット型プローブからの透過波は, スリット幅が観測波長の60分の1という大きさであるために, スリットの幅方向に ± 90 度という回折角範囲で拡がってしまう。そのため, 透過波を受信するホーンアンテナは透過波のほんの一部しか受信できないために, 信号強度の変化量が微弱な値となってしまう。これに対して反射側では, プローブ開口がイメージング対象に近接しているという閉じた状況になっているため, 回折の影響を受けずに反射波をより効率良く受信できるため信号強度の変化量が大きくなっているものと考えられる。図2. 10に示したデータが一つの投影データとなる。本データは前節で説明したフィルター補正逆投影法により処理されるが, フーリエ変換を行う前に図中で示した複素オフセット成分, 均一な部分を観測している場合の信号値をすべてのデータ点から複素減算により除去する必要がある。本節末において, オフセット成分の除去の有無による再構成画像の比較結果を示す。

図2. 11に大きさ $0.9 \text{ mm} \times 0.75 \text{ mm}$ の金属パッチの光学顕微鏡画像, ミリ波画像を示す。実験条件の詳細は表2. 1に示す通りである。反射モード, 透過モードにおいてそれぞれ強度, 位相画像が得られた。図2. 12(a)に, 図2. 11(b)の反射モードにおける強度画像の直線 $x-x$, $y-y$ 上の画像強度プロファイルを示す。本プロファイルの立ち上がり(エッジ)部分を微分することにより, 図2. 12(b)に示す x 方向, y 方向それぞれの線広がり関数(Line Spread Function: LSF)[44]が得られる。本広がり関数の半値幅

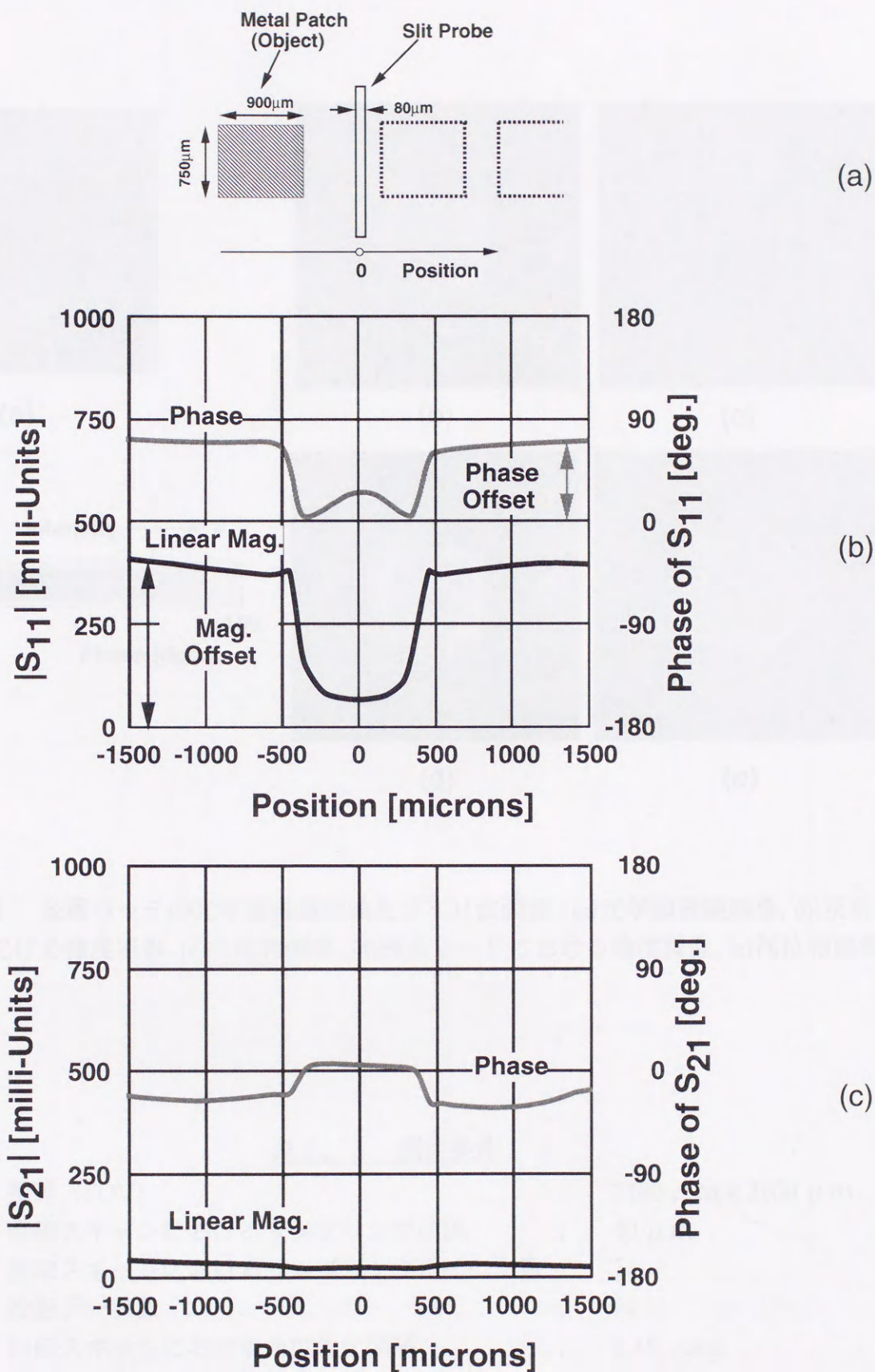


図2. 10 金属パッチをスキャンした場合の信号変化 : (a) スキャンの様子, (b) 電界反射係数 S_{11} の強度, 位相, (c) 電界透過係数 S_{21} の強度, 位相

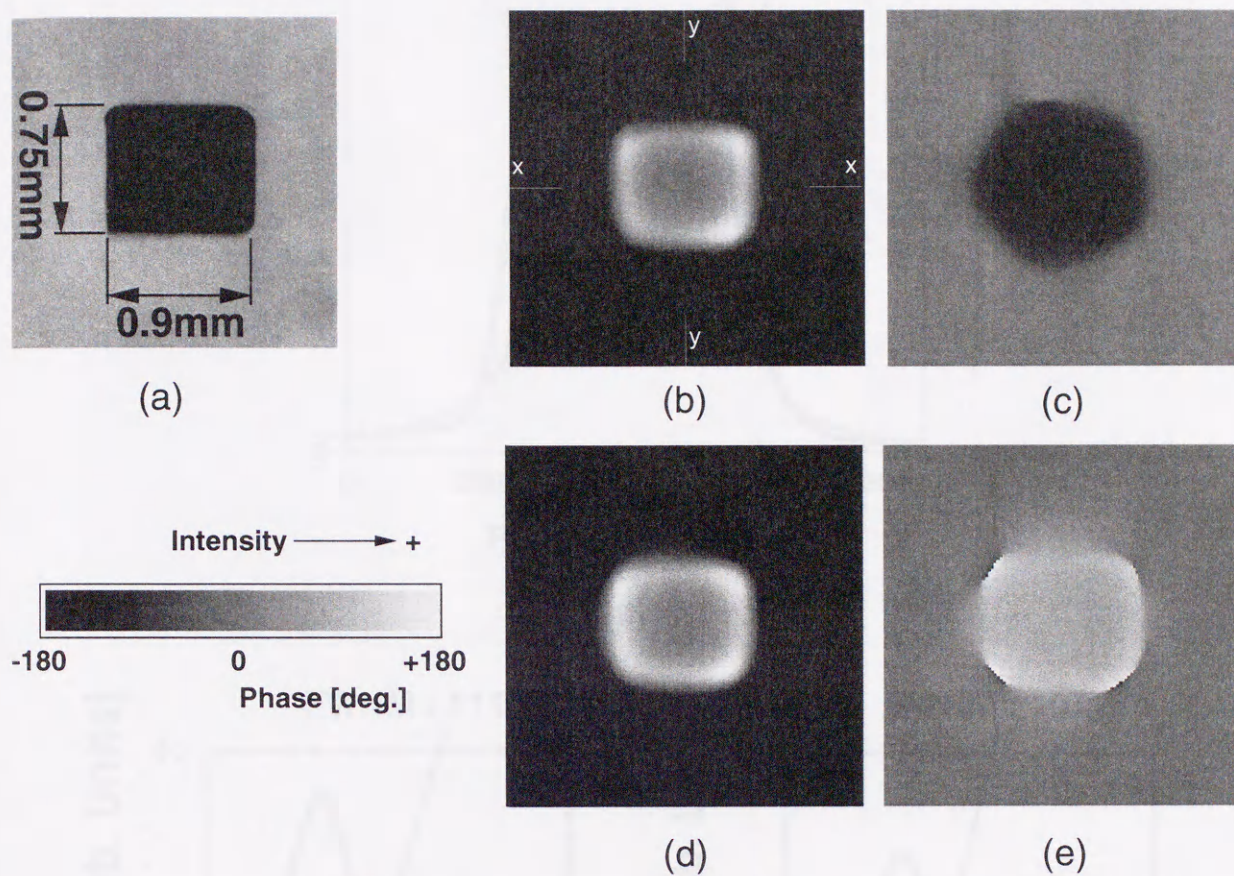
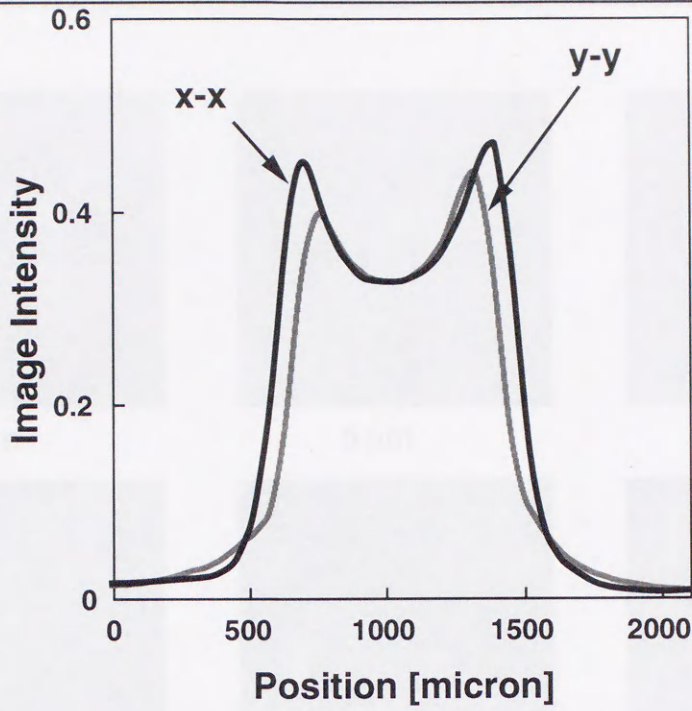


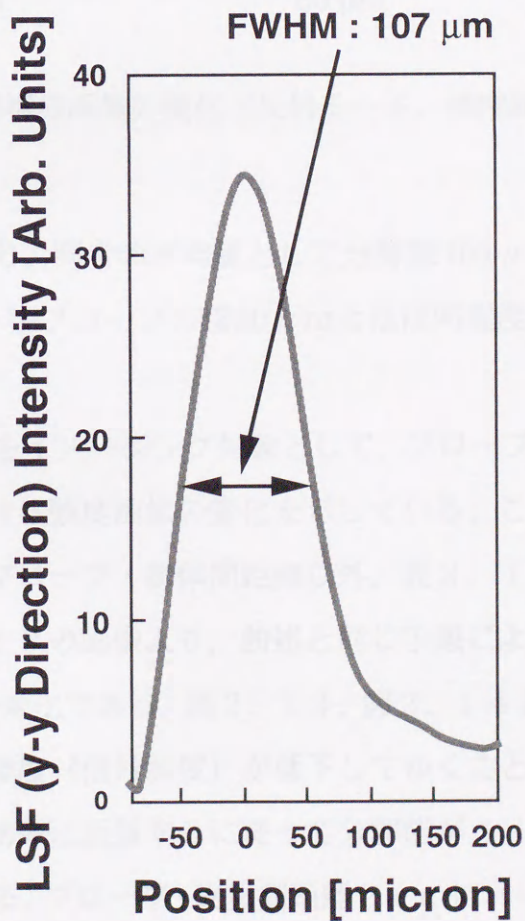
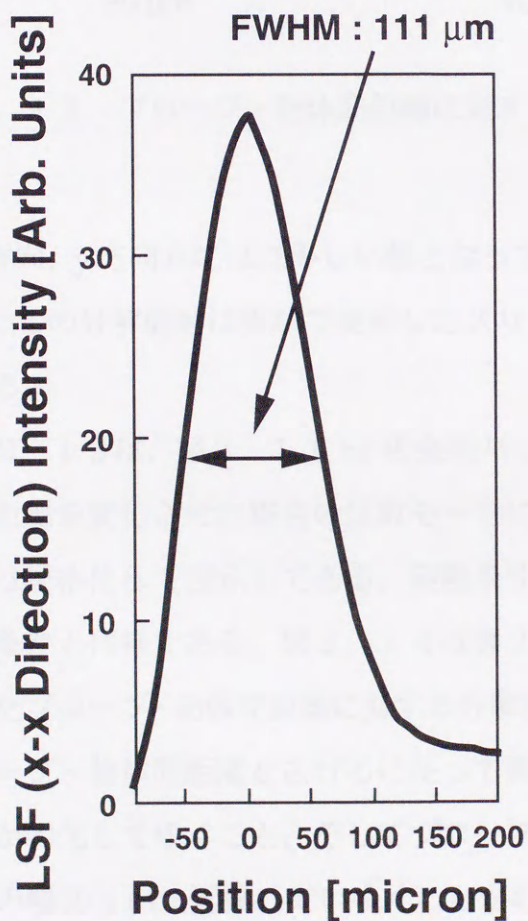
図2. 11 金属パッチの光学顕微鏡画像及びミリ波画像 : (a)光学顕微鏡画像, (b)反射モードにおける強度画像, (c)同位相画像, (d)透過モードにおける強度画像, (e)同位相画像

表2. 1 測定条件

視野 (FOV)	:	2100 μm x 2100 μm
直線スキャンにおけるサンプリング間隔	:	40 μm
直線スキャンにおけるサンプリングポイント数	:	74
投影データ数	:	74
回転スキャンにおける角度変化間隔	:	2.43 deg.
プローブ・物体間距離	:	10 μm



(a)



(b)

図2. 12 画像分解能の評価 : (a)画像強度プロファイル, (b) x方向, y方向の広がり関数

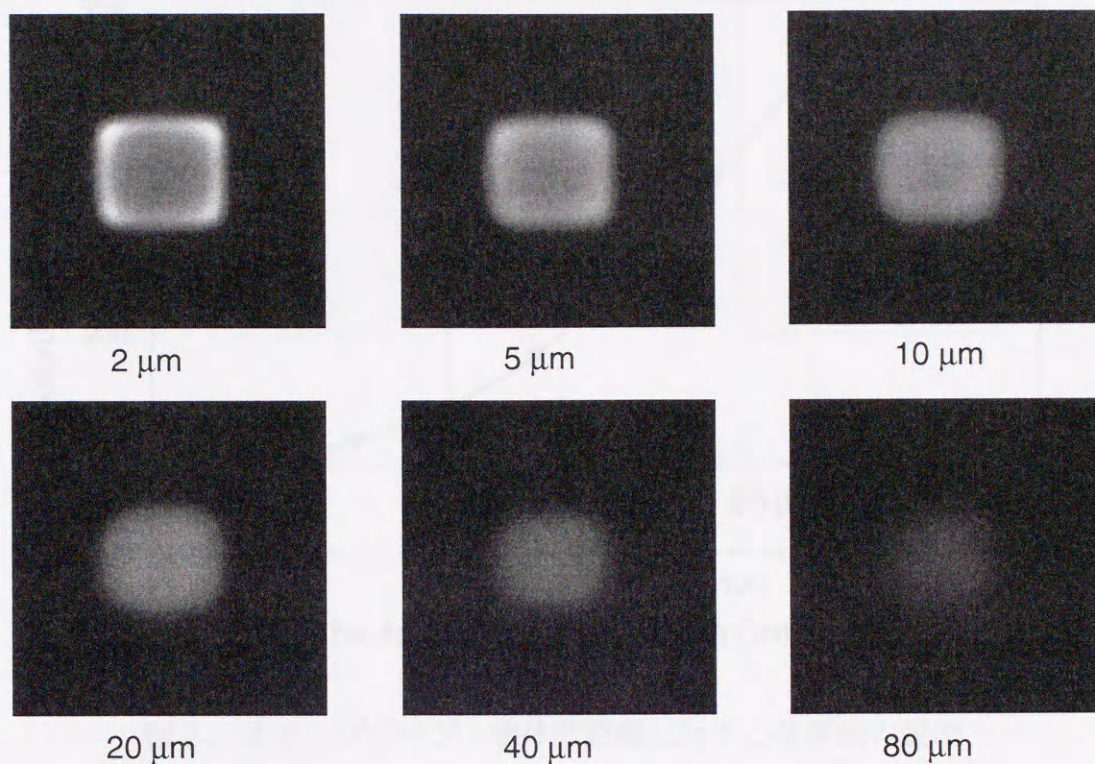


図2. 13 プローブ・物体間距離に対する再構成画像の変化（反射モード，強度画像）

はx方向，y方向共にほぼ等しい値となっており，両者の平均値として分解能 $109\ \mu\text{m}$ を得た。この分解能値は実験で使用したスリット型プローブの幅 $80\ \mu\text{m}$ とほぼ同程度の値である。

図2. 13は，図2. 11 (a)の金属パッチをイメージング対象として，プローブ・物体間距離を変化させた場合の反射モードにおける強度画像の変化を示している。これら画像は規格化して表示してある。実験条件はプローブ・物体間距離以外，表2. 1に示した条件と同様である。図2. 14は図2. 13の画像より，前述と同じ手順によって求めたプローブ・物体間距離に対する分解能の変化である。図2. 13，図2. 14より，プローブ・物体間距離を広げるに従って画像強度（信号強度）が低下してゆくこと，分解能が劣化してゆくこと，そしてプローブを物体に近接するに従って分解能がスリット開口の幅 $80\ \mu\text{m}$ に近接していゆくことがわかる。プローブ・物体間距離 $2\ \mu\text{m}$ において，画像分解能 $83\ \mu\text{m}$ を達成した。プローブ・物体間距離を $2\ \mu\text{m}$ として，表2. 1に示すサンプリング間隔を $40\ \mu\text{m}$ 以下にしても，また投影データ数を74以上にしても再構成画像は全く変化しなかった。

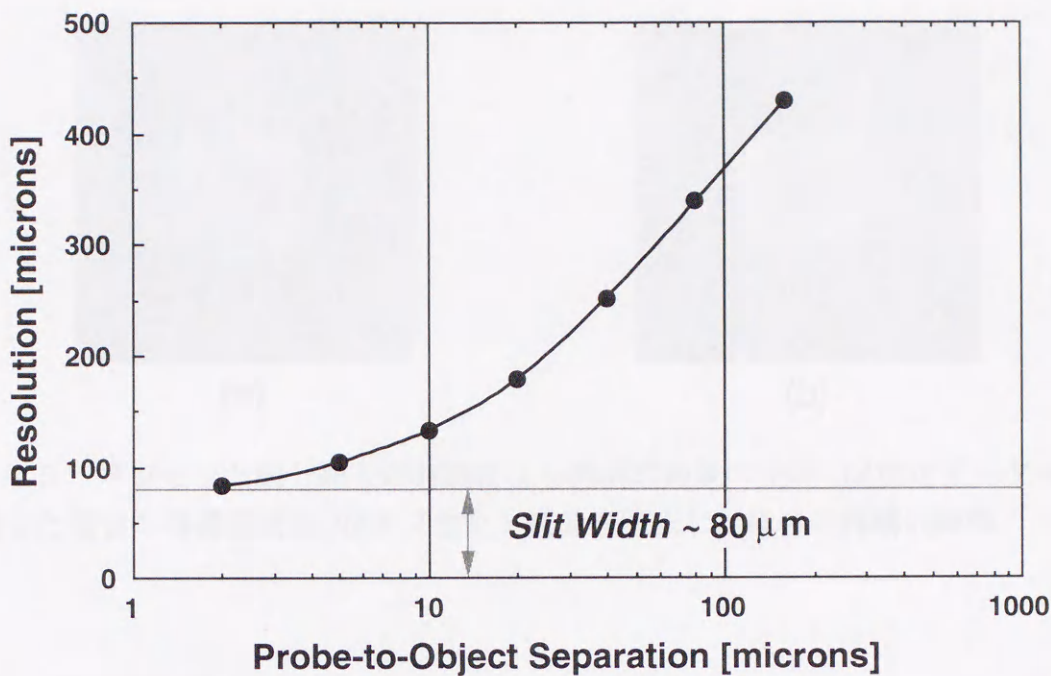


図2. 14 プローブ・物体間距離に対する分解能の変化

次に、図2. 10の説明において示した、オフセット成分の除去の有無による再構成画像を比較する。図2. 10で示した投影データはイメージング対象を3 mmスキャンした場合のデータである。すなわちイメージング対象を中心にして考えれば、 ± 1.5 mm以外の範囲のデータを切断 (Truncate) したデータと考えることができる。このデータ切断により、式(2.27)で定義される最高空間周波数 W 以上の周波数成分がデータに付与されてしまうことになる。このような切断された W 以上の周波数成分をもつデータをフーリエ変換すると、画像化に必要な $-W \sim W$ の周波数成分がエリアジング[45]により乱されてしまう。図2. 15 (a) は測定データをそのまま処理した場合の反射モードにおける強度画像である。

図のように、本来一定の画像強度を与えるべき石英板の画像強度が特に視野の四隅において大きく変化していることがわかる。本問題を解決するためには、図2. 10の説明において示したオフセット成分を除去することが必要になる。オフセット成分を除去した場合の再構成画像を図2. 15 (b) に示す。このオフセット成分を除去するという操作は、単にエリアジングによる偽像を除去しているだけではなく、物理的に考えれば石英板を見ている場合の信号を反射0、位相0の基準、再構成画像上の強度0、位相値0度にすることを意味するものである。

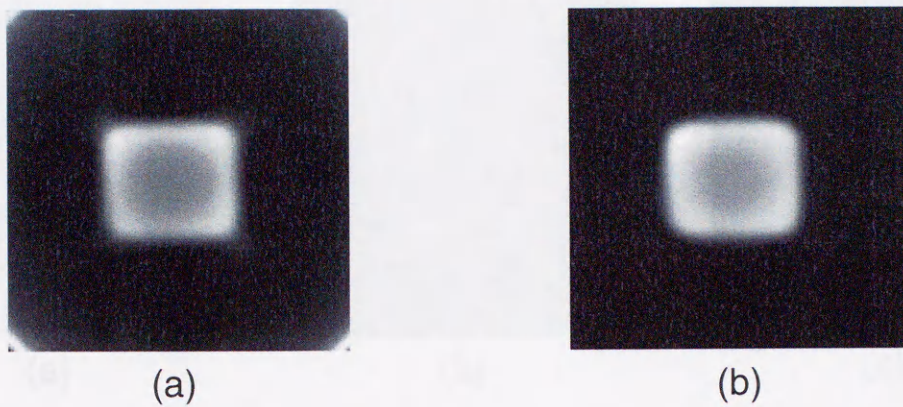


図2. 15 オフセット成分除去の有無による再構成画像の差異 : (a)測定データをそのまま処理した場合の再構成画像, (b)オフセット成分を除去した場合の再構成画像

2. 7 信号検出方式

本ミリ波帯近接場顕微鏡システムにおいては、信号検出装置としてネットワークアナライザを用いている。ネットワークアナライザにおいてはヘテロダイン検出が行われており、電界成分の強度、位相を検出することが可能である。信号をヘテロダイン検出することが第2. 1節で示した基本原理に従って再構成画像を得るための必要条件であることを以下に説明する。

式(2.2), 式(2.3)で示したように、スリット型プローブから得られる信号はスリット開口近傍の電界をベクトル積分した値を反映している。式(2.2), 式(2.3)を離散表示すると、スリット型プローブから得られる信号 S は次式のように表現することができる。

$$S \propto \sum_{n=1}^N E_n e^{j(\omega t + \theta_n)} \quad (2.33)$$

ここで E_n 及び θ_n はそれぞれ微小区間における電界強度、位相を示している。周波数 ω のコヒーレントな波を照射波として用い、本信号をヘテロダイン検出した場合の検出信号 $S_{heterodyne}$ を式(2.34)に、電力検出した場合の検出信号 S_{power} を式(2.35)に示す。

$$S_{heterodyne} \propto \sum_{n=1}^N E_n e^{j\theta_n} \quad (2.34)$$

$$S_{power} \propto \sum_{n=1}^N |E_n|^2 + 2 \sum_{l \neq m} |E_l| \cdot |E_m| \cos(\theta_l - \theta_m) \quad (2.35)$$

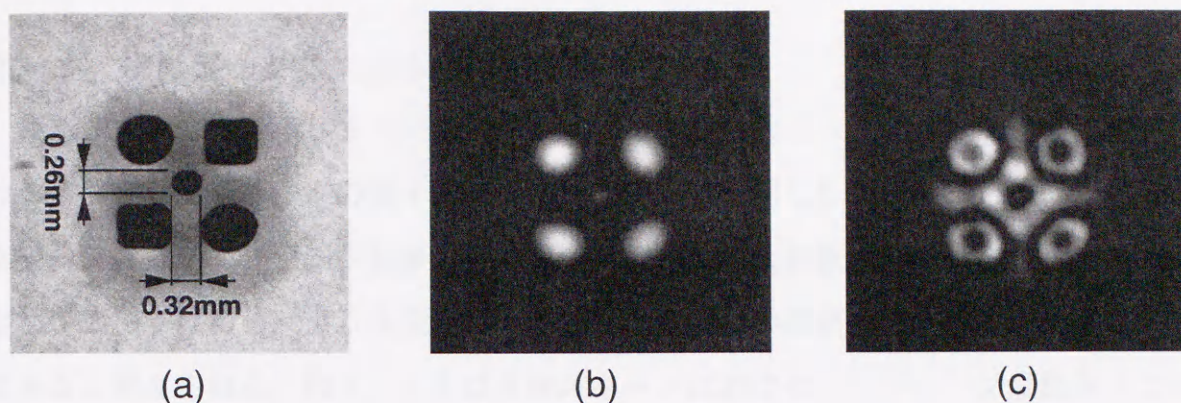


図2.16 信号検出方式による再構成画像の差異:(a)イメージング対象の光学顕微鏡画像,(b)信号をヘテロダイン検出した場合の再構成画像,(c)電力検出した場合の再構成画像

表2.2 測定条件

視野 (FOV)	:	3564 μm x 3564 μm
直線スキャンにおけるサンプリング間隔	:	40 μm
直線スキャンにおけるサンプリングポイント数	:	127
投影データ数	:	127
回転スキャンにおける角度変化間隔	:	1.41 deg.
プローブ・物体間距離	:	20 μm

ヘテロダイン検出した場合の検出信号 $S_{heterodyne}$ は電界のベクトル和を表す標式となるため、フィルター補正逆投影法による画像化が可能となる。しかしながら電力を検出すると、式(2.35)右辺第2項の存在により、フィルター補正逆投影法で再構成を行うとアーティファクトが発生することが予想される。図2.16に信号検出方式による再構成画像の差異を示す。イメージング対象としては石英基板に蒸着した金属パッチを用いた。図2.16(a)がイメージング対象の光学顕微鏡画像である。測定条件は表2.2に示す通りである。図2.16(b)はネットワークアナライザからの信号により得られた反射モードにおける再構成強度画像、図2.16(c)はネットワークアナライザからの信号を位相情報を破棄して強度の二乗をとるという処理を施し、電力を検出した場合と等価な信号により得られた再構成画像である。図2.16(b)ではイメージング対象の構造を反映した再構成画像となっているのに対し、図2.16(c)では構造以外のアーティファクトが発生していることがわかる。以上はコヒーレントな波を照射波として用いた場合の説明であるが、インコヒーレントな照射波を用いれば式(2.35)右辺第2項は消失するため、インコヒーレントな照射波を用いた場合であれば電力検出によりアーティファクトのない画像を再構成することが可能であると考えられる。

2. 8 投影データ数による再構成画像の変化

投影データは視野内のすべての情報を含んでいる。図2. 9で示した周波数空間におけるデータサンプリングの様子より、本システムで採用したスキャン方法により得られるデータは、イメージング対象の空間周波成分のうち低周波成分を密に含んでいることがわかる。すなわち、より少ないデータ点数でも物体の概要を把握するのに適した方法であると考えられる。図2. 17は直線スキャンにおけるサンプリング点数 N_s を121ポイント一定とし、投影データ数 M_p を変化させた場合の再構成画像を比較した図である。(a)が $N_s = M_p = 121$ の場合の再構成画像、(b)が $M_p = 2$ の場合の再構成画像、(c)が $M_p = 4$ の場合の再構成画像、そして(d)が $M_p = 8$ の場合の再構成画像である。図2. 17、上段の4枚、下段の4枚がそれぞれ同一のイメージング対象より得られた画像である。上段、下段の画像の差は、下段の画像の場合、画像中心部に強度が大きい特異な点が存在することである。これら図より、投影データ数がわずかに4点であっても、画像の概要、特異点の存在は容易に把握できることがわかる。本システムにおいて、画像の概要を把握することが容易であるということは、広い視野内で実際に観察したい部分を特定することが容易であること、すなわち測定時間の短縮に有効であることを意味すると考えられる。

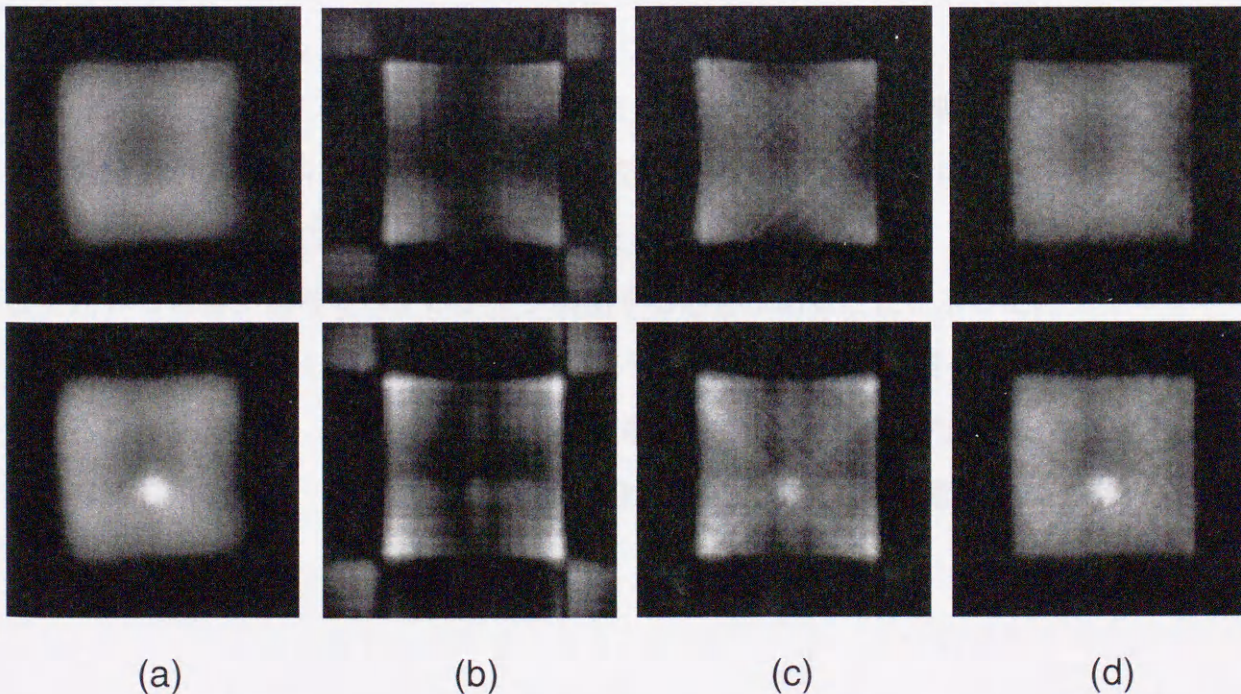


図2. 17 投影データ数による再構成画像の差異:(a)直線スキャンにおけるサンプリング点数 $N_s = 121$, 投影データ数 $M_p = 121$ の場合の再構成画像,(b) $N_s = 121$, $M_p = 2$ の場合の再構成画像,(c) $N_s = 121$, $M_p = 4$ の場合の再構成画像,(d) $N_s = 121$, $M_p = 8$ の場合の再構成画像

2.9 まとめ

本章においては、スリット型プローブを用いたミリ波帯近接場顕微鏡システムにおける画像再構成原理、本原理実現のために必要なシステムのハードウェア、ソフトウェアといった構成要素を説明し、本原理の検証実験の結果を示した。

画像再構成原理の前提条件は、スリット型プローブで得られる信号がスリット開口における電界のベクトル和、積分で表されることである。本条件より、X線断層撮影技術で用いられている平行ビームスキャン法を模したスキャンを行い、画像再構成法としてフィルター補正逆投影法を用いることにより、スリットの長さ方向の情報を分解した画像が得られることを確認、再構成原理の検証実験に成功した。以下に得られた成果を箇条書きにて示す。

- (1) スリット型プローブの理論解析、反射特性の測定を行い、スリット開口からの電力透過係数が点開口型プローブにおける値よりも5桁以上大きいことを示した。
- (2) 分解能はプローブとイメージング対象間の距離に大きく依存すること、達成可能な最高分解能はスリット幅により制限されることを示した。
- (3) スリット幅、測定視野により決定される、測定時間を最短とするための最適測定条件を明らかにした。
- (4) 測定データをフィルター補正逆投影法により処理する前処理として、オフセット成分の除去がアーティファクトの低減に有効であることを明らかにした。
- (5) スリットの長さ方向の情報を分解した画像を得るためには、コヒーレントな照射波を用いる場合、信号をヘテロダイン検出する必要があることを示した。
- (6) 本システムにおいては、わずかな投影データ数でも画像の概要を把握することが容易であることを示した。このことは、広い視野内で実際に観察したい部分を特定することが容易であること、すなわち測定時間の短縮に有効であることを意味すると考えられる。

第3章 プローブ構造及び画像再構成方法の改善

3.1 はじめに

本章においては、スリット型プローブを用いたミリ波帯近接場顕微鏡システムにおける高分解能化を目指したプローブ構造の改善、スリット型プローブの感度分布の影響を考慮した画像再構成方法の改善について説明する。プローブ構造の改善においては、第2章において製作を行ったスリット型プローブにおける分解能の限界について説明し、本限界以下の分解能を達成するための新型プローブを提案、画像取得実験の結果を示す。画像再構成方法の改善においては、まずスリット型プローブ固有のスリット長さ方向における感度分布が、フィルター補正逆投影法による再構成画像に及ぼす影響について議論する。次に感度分布の影響を補正するための新たな画像再構成方法について言及し、補正の結果得られた再構成画像を示す。

3.2 高分解能スリット型プローブ

第2章において、達成可能な最高分解能はスリット幅程度に制限されることを実験的に示した。スリット幅を減少するとより細かい領域に限定されたイメージング対象の観察が可能となるため、検出装置の最小可能検出信号強度が無限に小さければ、分解能は無制限まで改善可能と思われるが、実際にはプローブ材料金属の表皮厚さによる制限を受けると考えられる[46]。すなわちミリ波帯電磁波が‘見る’スリット開口幅は光学的に測定されたスリット幅にミリ波帯における表皮厚さを加えた値となり、スリット幅を小さくしていった場合の達成可能分解能は表皮厚さ程度になると考えられる。実験で使用したスリット型プローブは伝送損失低減のために導波路表面に金コートを施しており、60GHzのミリ波における表皮厚さは $0.3\mu\text{m}$ である。従ってスリット開口の幅を変えなく開口幅以下の分解能を得ることができるスリット型プローブを開発することは、本限界以下の分解能を達成するための指針を与える意味できわめて重要である。

図3.1にスリット開口の幅を変えなく開口幅以下の分解能を達成するために考案したスリット型プローブの構造を示す。図3.1(a)のように、スリット開口に図3.1(b)で示すくさび状のシリコンチップを挿入した。本シリコンチップはミリ波帯において低損失な高抵抗（抵抗率： $\sim 15\text{K}\Omega\cdot\text{cm}$ ）シリコンを機械研磨により先鋭化したもので

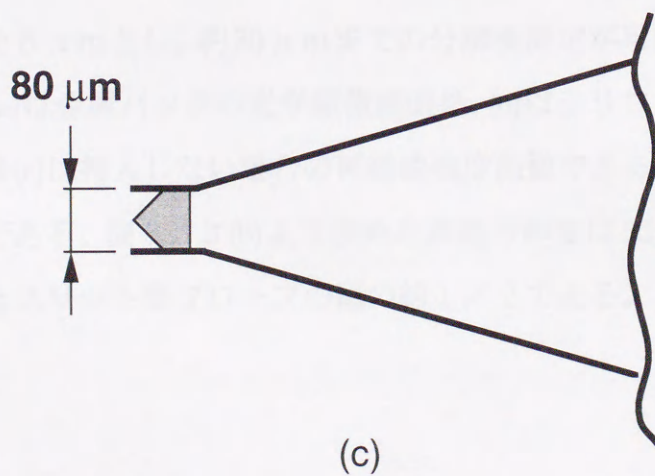
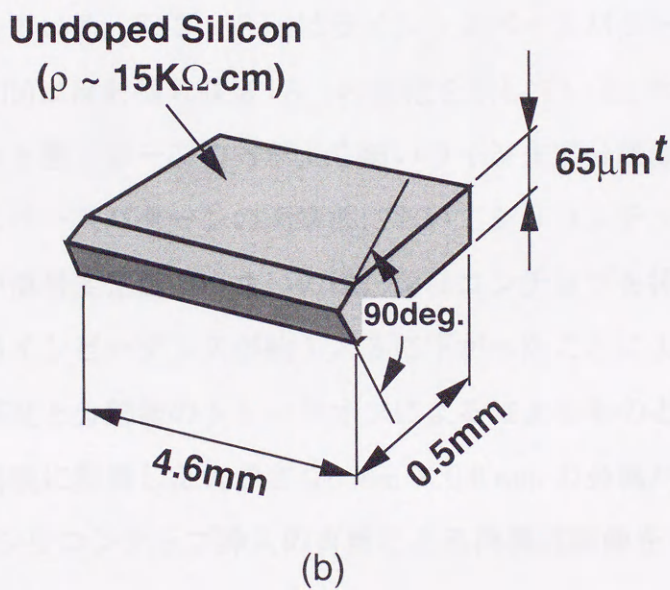
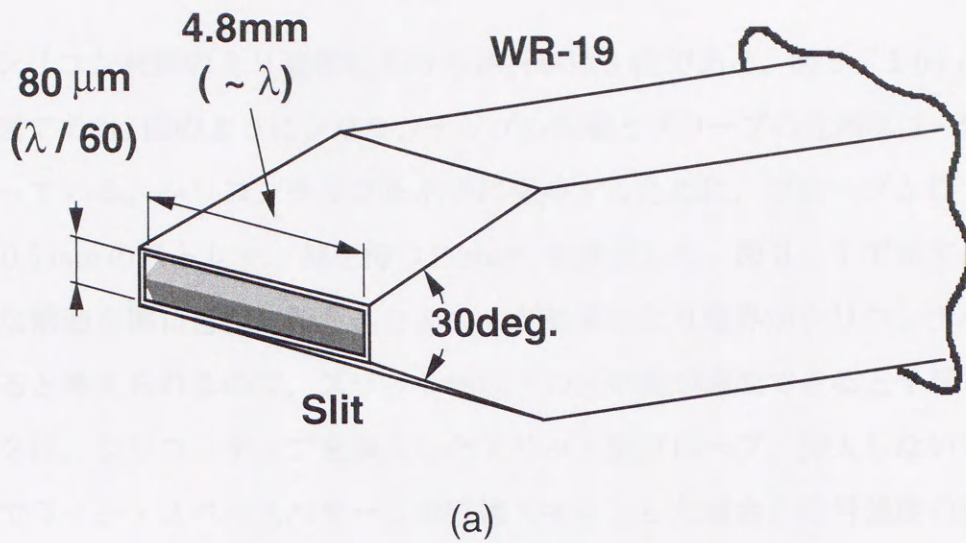


図3.1 シリコンチップを挿入した新型スリット・プローブの構造:(a)全体図,(b)挿入したシリコンチップの構造,(c)断面図

ある。本シリコン材料のミリ波帯における屈折率は3.42である。図3.1(c)は本プローブの断面図である。図のようにシリコンチップの先端とプローブの先端部は一致した位置関係となっている。シリコンチップを水平に保持するために、プローブとしては先端部分に長さ0.5 mmのストレート部を持つProbe#1を使用した。図3.1で示すように先端部の鋭利な構造を開口近傍に持ち込むとエッジ効果により電界がシリコンチップ先端部に集中すると考えられるので、スリット幅以下の分解能が達成できると予想した。

図3.2は、シリコンチップを挿入したスリット型プローブ、挿入しないスリット型プローブでライン・スペースパターンを直線スキャンした場合の信号強度の変化を示した図である。プローブ・物体間距離は10 μm である。石英基板に蒸着したクロムがラインパターンを形成している。図3.2(a)はライン・スペースパターンの寸法（黒がクロムライン）、図3.2(b)は反射信号強度 $|S_{11}|$ の変化を示している。本図よりシリコンチップを挿入したスリット型プローブの方がより細かいラインまで分離識別可能であることがわかる。ライン・スペースパターンの両端部においてシリコンチップを挿入したスリット型プローブの方が信号変化量が小さいのは、シリコンチップを挿入することによりストレート部の導波路インピーダンスが約1/3に下がったことによる透過波強度すなわち感度の減少と、感度と分解能のトレードオフによるものと考えられる。

図3.3は石英基板に蒸着した大きさ0.6 mm \times 0.6 mmの金属パッチをイメージング対象とした場合の、シリコンチップ挿入の有無による再構成画像を比較した図である。測定は反射モードにおいて行った。測定条件を表3.1に示す。直線スキャンにおけるサンプリング間隔を8 μm とし、約20 μm までの分解能測定が可能な条件において実験を行った。図3.3(a)は金属パッチの光学顕微鏡画像、(b)はシリコンチップを挿入した場合の再構成強度画像(c)は挿入しない場合の再構成強度画像である。図3.3(b)、(c)の画像の表示条件は同一である。図3.3(b)より求めた画像分解能は50 μm であり、本分解能値は実験で使用したスリット型プローブの幅の約1/2である。

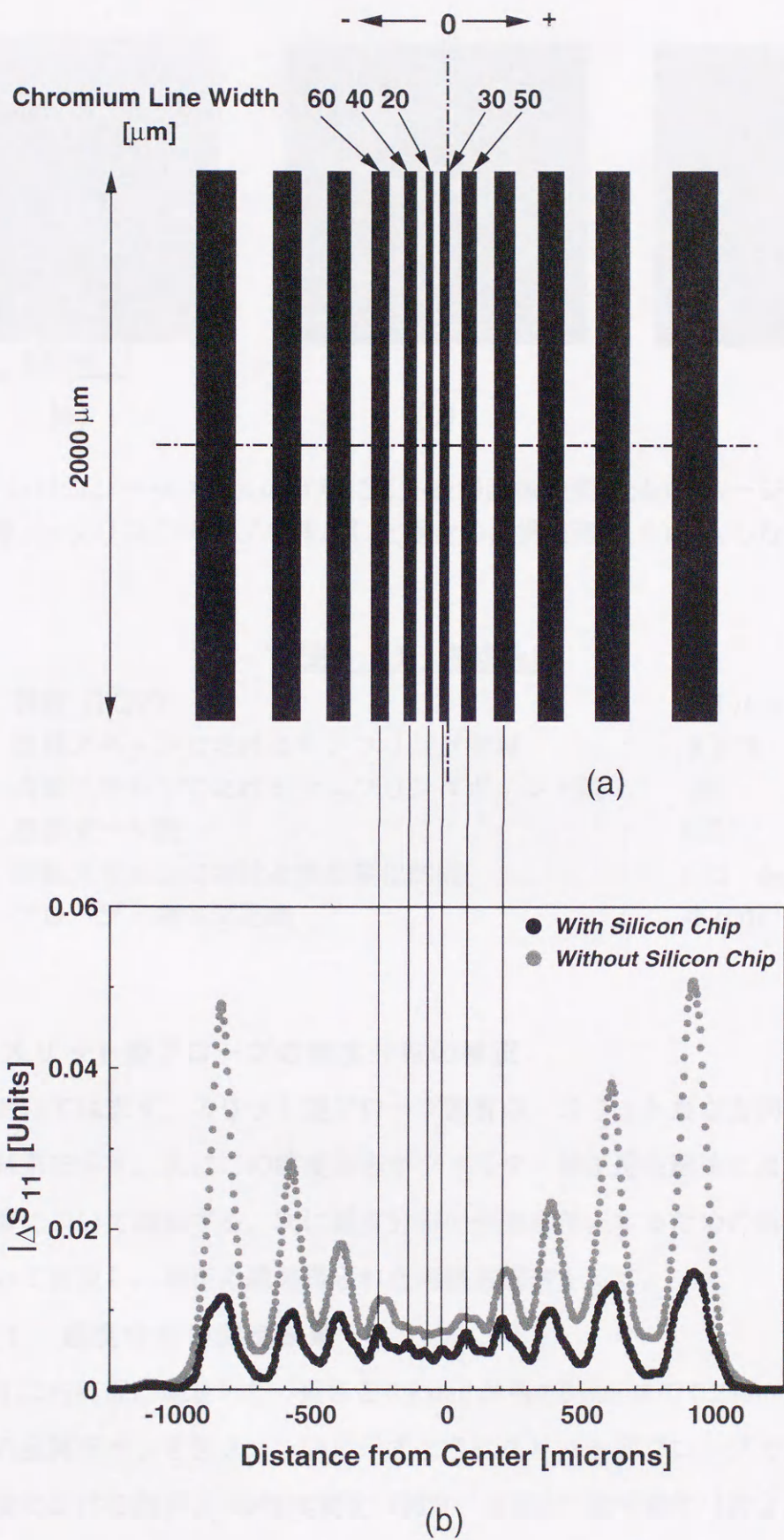


図3.2 ライン・スペースパターンをスキャンした場合の信号強度の変化:(a)パターンの寸法, (b)反射信号強度 $|S_{11}|$ の変化

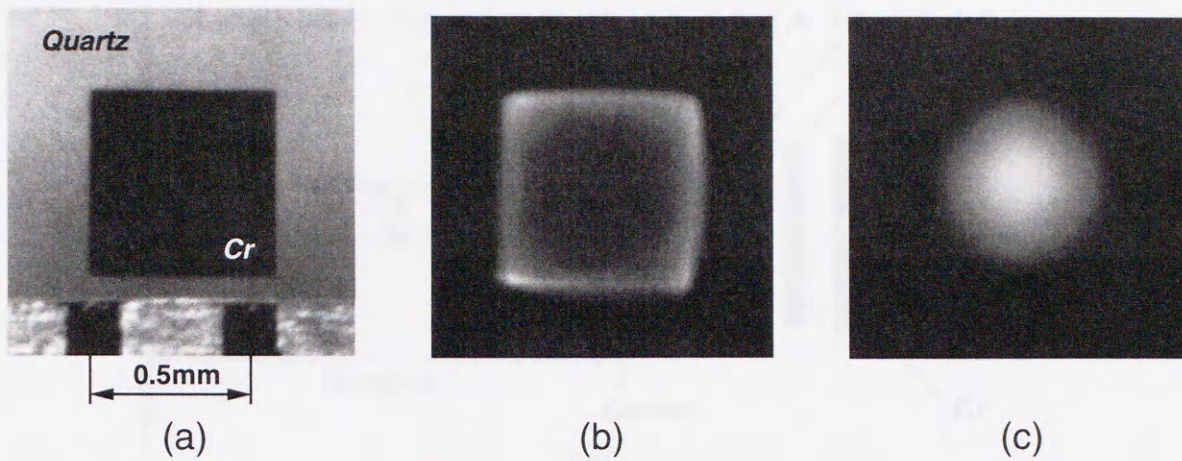


図3.3 シリコンチップ挿入の有無による取得画像の変化: (a)イメージング対象の光学顕微鏡画像, (b)シリコンチップを挿入した場合の再構成画像, (c)挿入しない場合の再構成画像

表3.1 測定条件

視野 (FOV)	:	898 μm x 898 μm
直線スキャンにおけるサンプリング間隔	:	8 μm
直線スキャンにおけるサンプリングポイント数	:	160
投影データ数	:	160
回転スキャンにおける角度変化間隔	:	1.13 deg.
プローブ・物体間距離	:	4 μm

3.3 スリット型プローブの感度分布の補正

本節においてはまず、スリット型プローブ固有の、スリット長さ方向における感度分布の測定結果を示す。次にこの感度分布がフィルター補正逆投影法による再構成画像に及ぼす影響について議論する。次に感度分布の影響を補正するための新たな画像再構成方法について言及し、補正の結果得られた再構成画像を示す。

3.3.1 感度分布の測定結果

図3.4は石英板に蒸着した、長さを0.2 mmから2.0 mmまで0.2 mm刻みで変化させた、10本の金属ラインを図3.4 (a)に示すようにスリット型プローブでスキャンした場合の反射側における信号 S_{11} の強度変化 (図3.4 (b)), 位相変化 (図3.4 (c)) を示した図である。信号位相変化の図では金属ラインに対応する信号の位相値はほぼ一定の値となっている。これに対し信号強度変化の図では金属ラインの長さが1 mmまでは金属ラインの長さに比例して信号強度が増加してゆくのにに対し、それ以上の長さになると信号

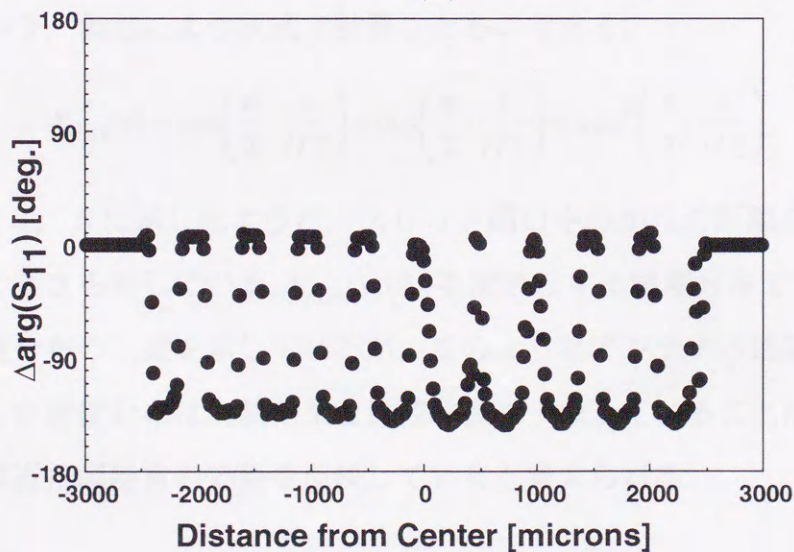
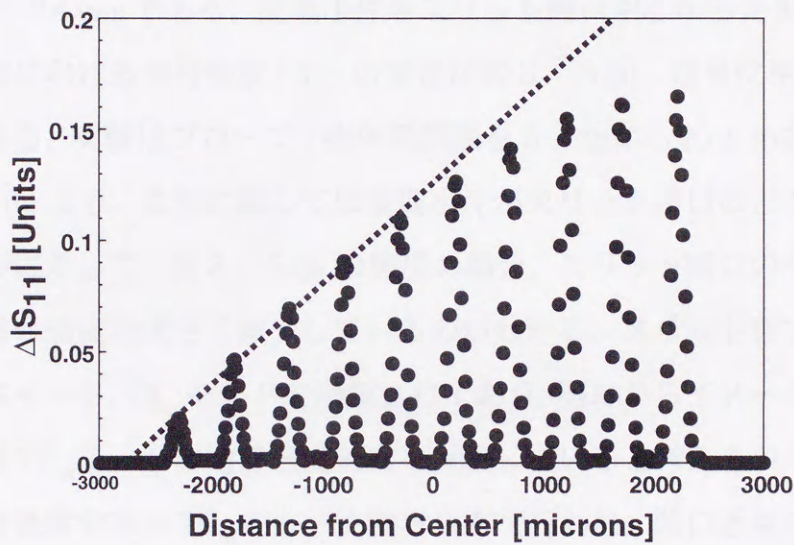
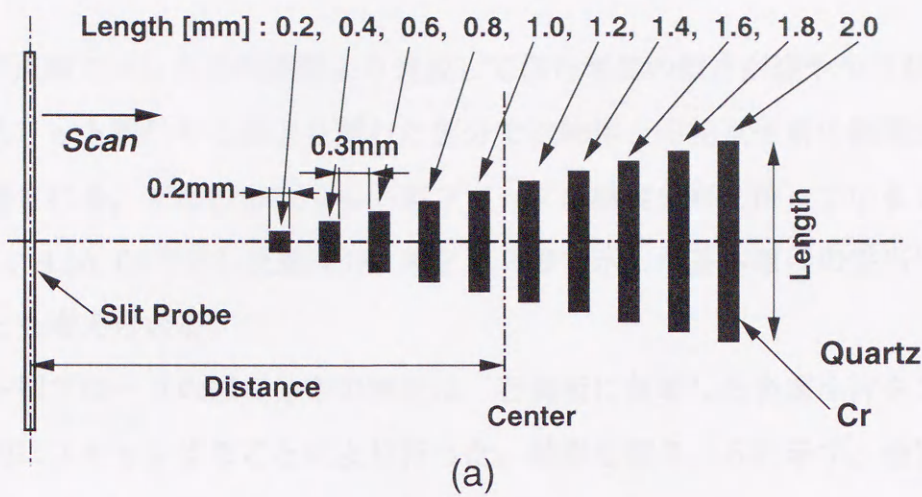


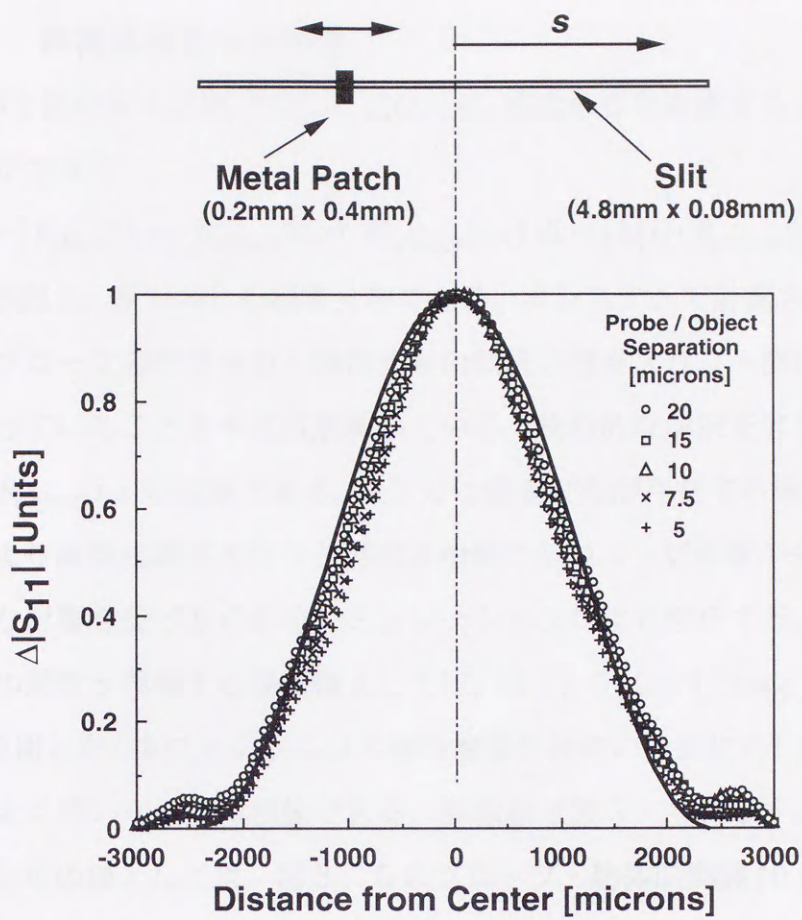
図3.4 異なる長さの金属ラインをスキャンした場合の検出信号の変化:(a)金属ラインの寸法とスキャンの様子, (b)反射信号強度 $|S_{11}|$ の変化, (c)反射信号位相 $\arg(S_{11})$ の変化

強度が図中点線で示した比例関係より逸脱して信号増加の傾きが緩やかになっている。本図より、スリット開口中心部より離れた部分では物体との相互作用の結果が中心部より小さく計測される、すなわちスリット型プローブは感度分布を持っていることが推定できる。図3.4(a), (b)で示した結果は、第2章2節で示した基本原理の妥当性を示す結果でもあるとも考えられる。

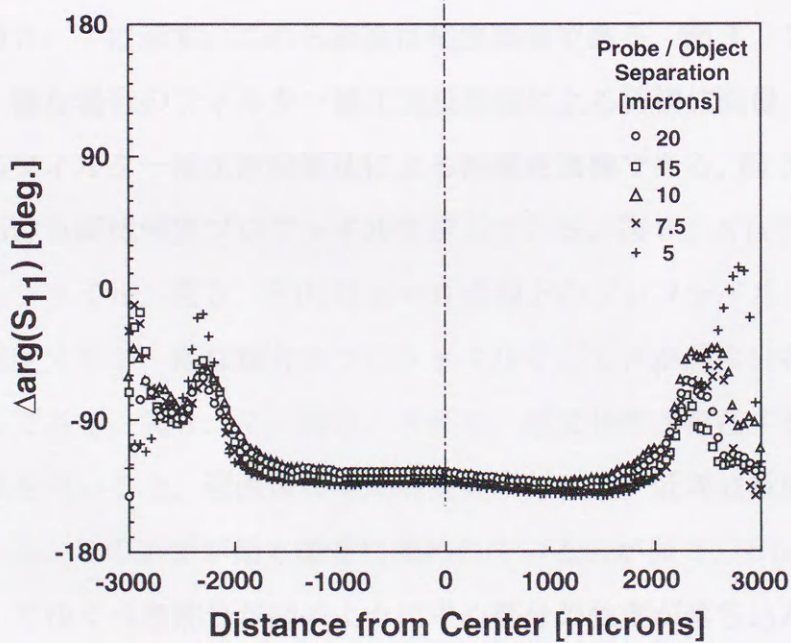
スリット型プローブの感度分布の測定は、石英板に蒸着した金属小片をスリット開口の長さ方向にスキャンすることにより行った。結果を図3.5に示す。金属小片の大きさは $0.2\text{ mm} \times 0.4\text{ mm}$ である。金属小片をスリット開口中心から $\pm 3000\ \mu\text{m}$ スキャンした時の反射側における信号強度 $|S_{11}|$ の変化が図3.5(a)、信号位相 $\arg(S_{11})$ の変化が図3.5(b)である。実験はプローブ・物体間間隔を $5\ \mu\text{m}$ から $20\ \mu\text{m}$ まで変化させて行った。図3.5(b)より、位相に関しては金属小片がスリット開口のどこにあってもほぼ同じ値となるのに対して、図3.5(a)の強度の場合、スリット開口の中心部分から離れるに従って、信号強度は大きく減少しているのがわかる。スリット型プローブは矩形金属導波路の基本モード、 TE_{10} モードで励振されており、開口からイメージング対象への照射波強度分布は TE_{10} モードの電界強度分布を反映していると考えられる。図3.5(a)中の実線は照射波強度分布が TE_{10} モードの強度分布で行われ、開口近傍のエバネッセント波とイメージング対象との相互作用の結果生じる反射波の受信も TE_{10} モードの強度分布を反映するという、仮定により次式で計算したものである。

$$S_{dist}(s) = \cos\left(\frac{\pi}{2} \cdot \frac{s}{l/2}\right) \times \cos\left(\frac{\pi}{2} \cdot \frac{s}{l/2}\right) = \cos^2\left(\frac{\pi}{2} \cdot \frac{s}{l/2}\right) \quad (3.1)$$

ここで s は図3.5に示したように、スリット開口中心からの距離を表しており、 l はスリット開口の長さを表している。 $S_{dist}(s)$ は s を関数とする感度分布である。式(3.1)は TE_{10} モードの強度分布の二乗を示しているが、このようなアンテナの遠隔場における考え方により計算した感度分布は実験結果と比較的良く一致していることがわかる。二乗特性からのずれは近接場特有の効果を反映していると考えられる。



(a)



(b)

図3. 5 スリット型プローブの感度分布 : (a) 反射信号強度 $|S_{11}|$ の変化, (c) 反射信号位相 $\arg(S_{11})$ の変化

3.3.2 再構成画像への影響

第2章, 第2節の基本原理で示した式(2.1)は, 感度分布を考慮すると次式のように書き換えることができる。

$$P_{\theta}(t) \propto \int E_{illum}(t,s) \cdot R_{object}(t,s) \cdot E_{collect}(t,s) ds = \int h(s) \cdot R_{object}(t,s) ds \quad (3.2)$$

ここで $h(s)$ が図3.5で示した感度分布である。本システムで計測される投影データは, スリット型プローブの感度分布と物体固有の関数の積をスリット開口の長さ方向に積分した値になっていることを本式は意味している。物理的な解釈を容易にするのは, 物体固有の関数 $R_{object}(t,s)$ の画像である。以下では感度分布が存在する場合, フィルター補正逆投影法により画像再構成を行うと再構成画像にどのような影響が表れるか, $R_{object}(t,s)$ がどのような影響を受けるのかをシミュレーションにより解析する。

物体固有の関数を模擬する現画像としては, 図3.6に示す Shepp と Logan の頭部ファントム[47]を用いた。本ファントムはX線断層撮影技術の分野において, 画像再構成法の評価の際によく用いられる現画像である。画像値は図3.6に示すように複素量で定義した。感度分布の値としては, 図3.5のプローブ・物体間間隔 $10 \mu\text{m}$ の場合の値を用いた。図3.6の現画像を直線スキャンにおけるサンプリング点数255, 投影データ数255で式(3.2)に示す積分演算を逐次行うことにより画像再構成のためのデータを生成した。再構成画像を図3.7に示す。これら画像は強度画像である。図3.7(a)は現画像, (b)は感度分布が一様な場合のフィルター補正逆投影法による再構成画像, (c)は感度分布が存在する場合のフィルター補正逆投影法による再構成画像である。図3.8は図3.7, 3つの画像における画像強度プロファイルを示している。図3.8(a)は図3.6の $y=0$ 直線上のプロファイル, 図3.8(b)は $x=0$ 直線上のプロファイルである。実線が現画像値, ●が感度分布が一様な場合のプロファイルそして×が感度分布が存在する場合のプロファイルである。図3.7, 図3.8より, 感度分布が存在する場合にフィルター補正逆投影法を用いると, 現画像の空間周波数成分の内, 低周波数成分が大きく乱されることがわかる。この影響が最も顕著に現われているのが図3.8(a)である。本来矩形波状に変化してゆくべき部分が図のように中心部分の強度が落ち込んだプロファイルとなっている。図3.4で示した異なる長さの金属ラインをスキャンした場合の検出信号の変化を見ればわかるように, 金属ラインの長さが短い場合は信号強度はラインの長さ按比例, 長さが1 mm以上になると信号強度の増加が頭打ちになっている。この傾向は明

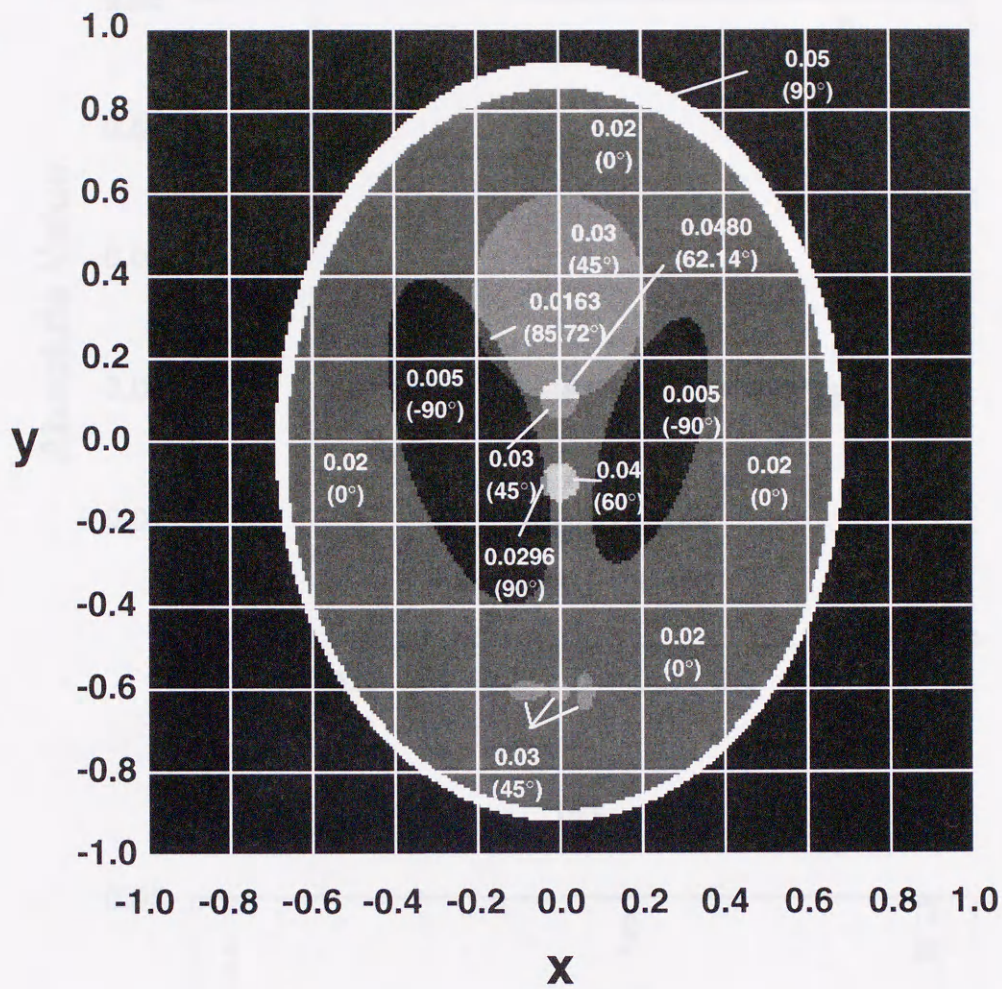


図3. 6 現画像と画像値 (Shepp と Logan の頭部ファントム)

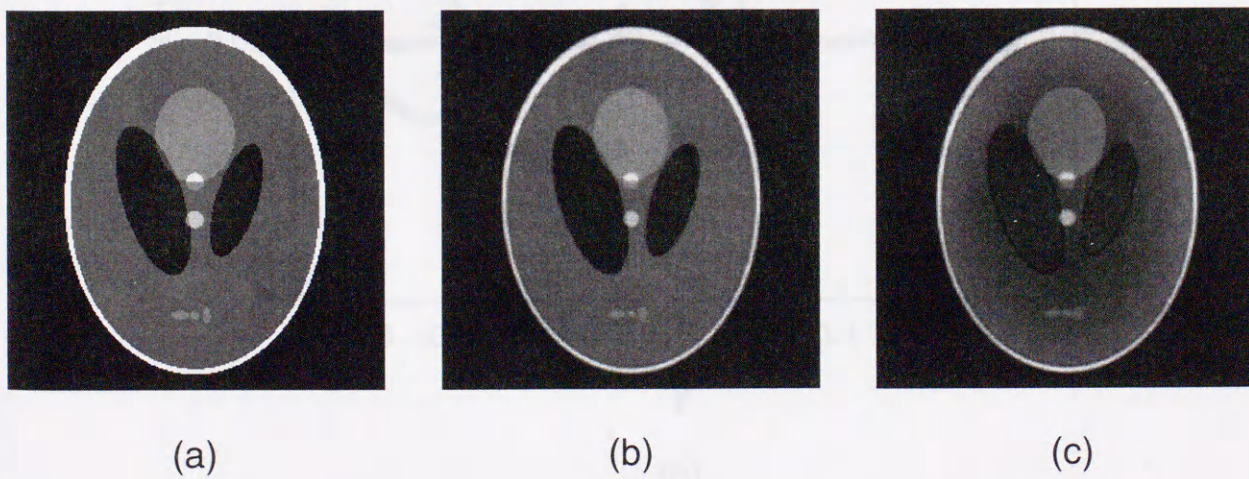
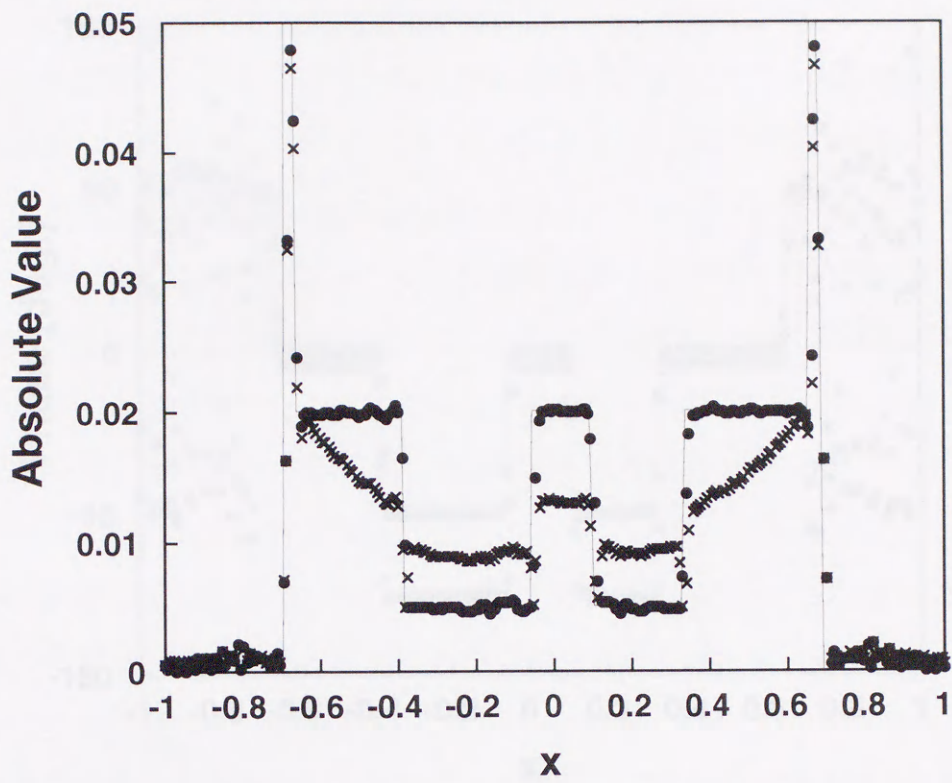
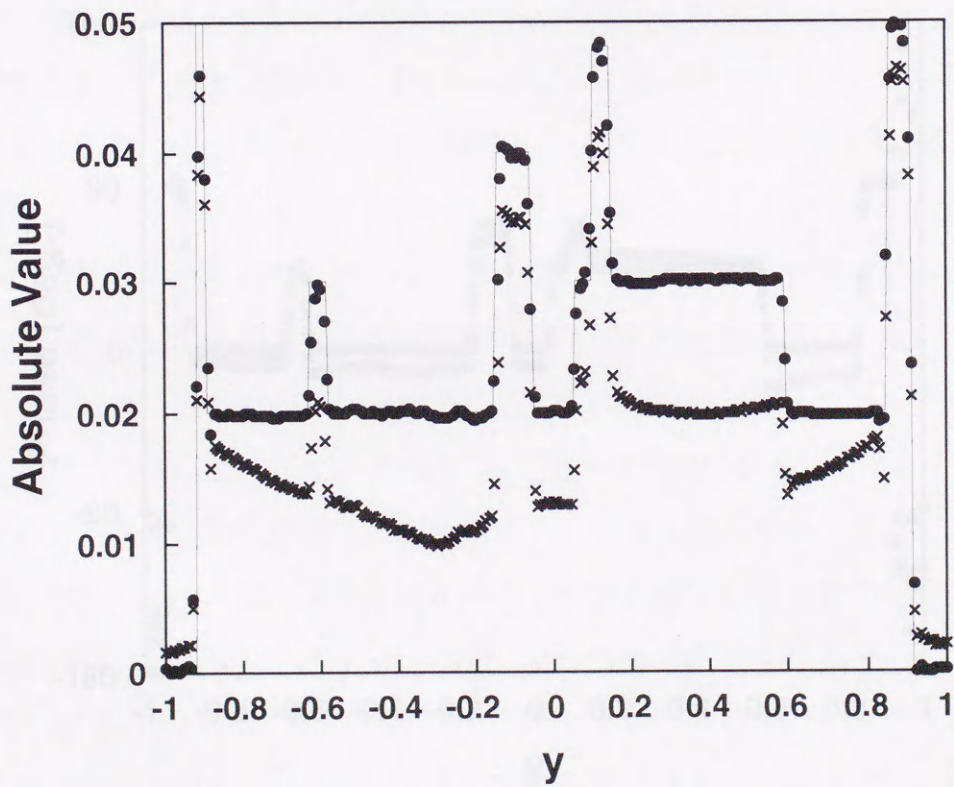


図3. 7 感度分布が再構成画像に及ぼす影響:(a)現画像, (b)感度分布が一様な場合の再構成画像, (c)感度分布が存在する場合の再構成画像

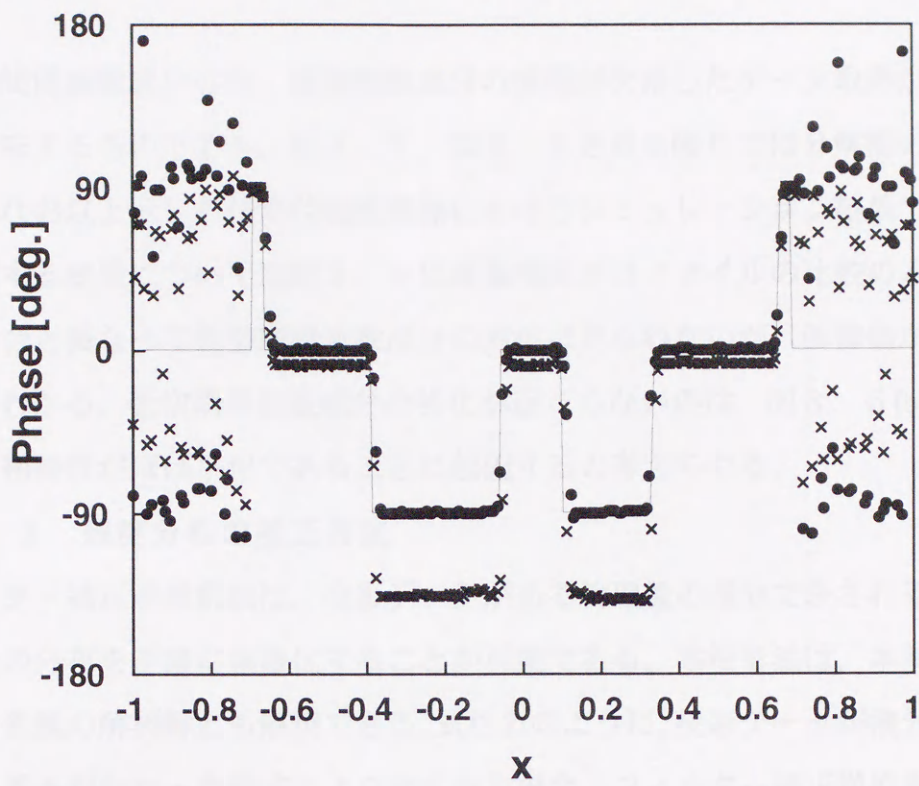


(a)

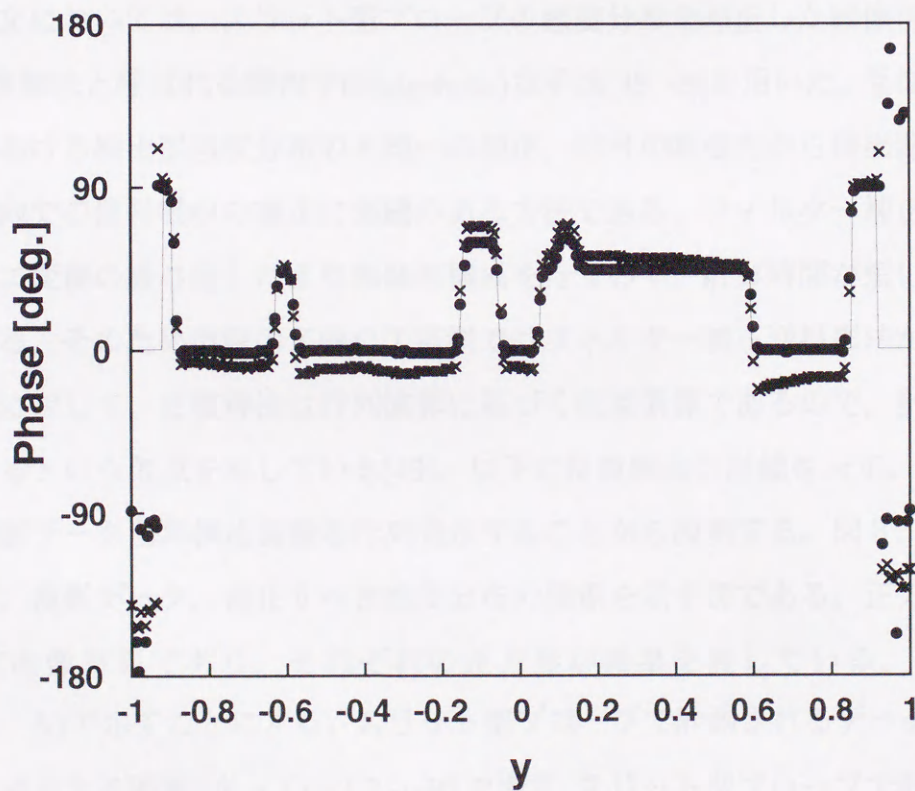


(b)

図3. 8 画像強度プロファイルの比較 : (a) $y = 0$ 直線上の画像強度プロファイル, (b) $x = 0$ 直線上の画像強度プロファイル



(a)



(b)

図3.9 位相画像強度プロファイルの比較 : (a) $y=0$ 直線上の位相画像強度プロファイル, (b) $x=0$ 直線上の位相画像強度プロファイル

らかに空間周波数成分の内、低周波数成分の情報が欠落したデータ取得が行われていることを意味するものである。図3.7, 図3.8を見る限りでは分解能の低下は認められない。なお以上示した結果は強度画像におけるシミュレーション結果であるが、位相画像に関する結果については図3.9に画像強度プロファイルの比較のみを示す。強度画像の場合と異なって低空間周波数成分の劣化は見られないが、画像値が変化してしまうことがわかる。低空間周波数成分の劣化が起こらないのは、図3.5(b)のように感度分布の位相特性がほぼ平坦であることに起因すると考えられる。

3.3.3 感度分布の補正方法

フィルター補正逆投影法は、投影データがある物理量の積分で表される場合のみ、その物理量の分布を正確に画像化することが可能である。本投影法は、本前提条件におけるラドン変換の解析解とも解釈できる。式(3.2)のように、投影データが積分方向に感度分布による重みがかかった標式により表される場合、フィルター補正逆投影法といった解析解の範疇で感度分布の影響を考慮、補正した画像再構成を行うことは極めて困難である。本論文においては、スリット型プローブの感度分布を補正した画像再構成を行うために、反復解法と呼ばれる幾何学的(algebraic)な手法[48, 49]を用いた。反復解法は断層撮影装置における検出器感度分布の不均一の補正、信号が断層内から検出器に到達するまでの断層内での信号吸収の補正に実績のある方法である。フィルター補正逆投影法は高速フーリエ変換の繰り返しにより画像再構成を行うので、計算時間が短いという特長をもっている。そのため市販のX線CT装置ではフィルター補正逆投影法が用いられている。これに対して、反復解法は行列演算に基づく収束演算であるので、計算時間が極めて長くなるという欠点を有している[49]。以下に反復解法の詳細を示す。

まず投影データと再構成画像を行列表示することから説明する。図3.10は再構成画像平面、投影データ、補正すべき感度分布の関係を示す図である。正方形のグリッドが再構成画像平面であり、それぞれの正方形が画素を表している。各画素の値を r_i ($i=1,2,\dots,N$)で示すことにする。スリット型プローブで計測されるデータ(1次元投影データを構成する要素)を p_j ($j=1,2,\dots,M$)で表す。スリット型プローブで計測されるデータは、図中 p で示した直線上の線積分を計算することであるので、画素値 r_i とデータ p_j との関係は次式の連立1次方程式のように表すことができる。

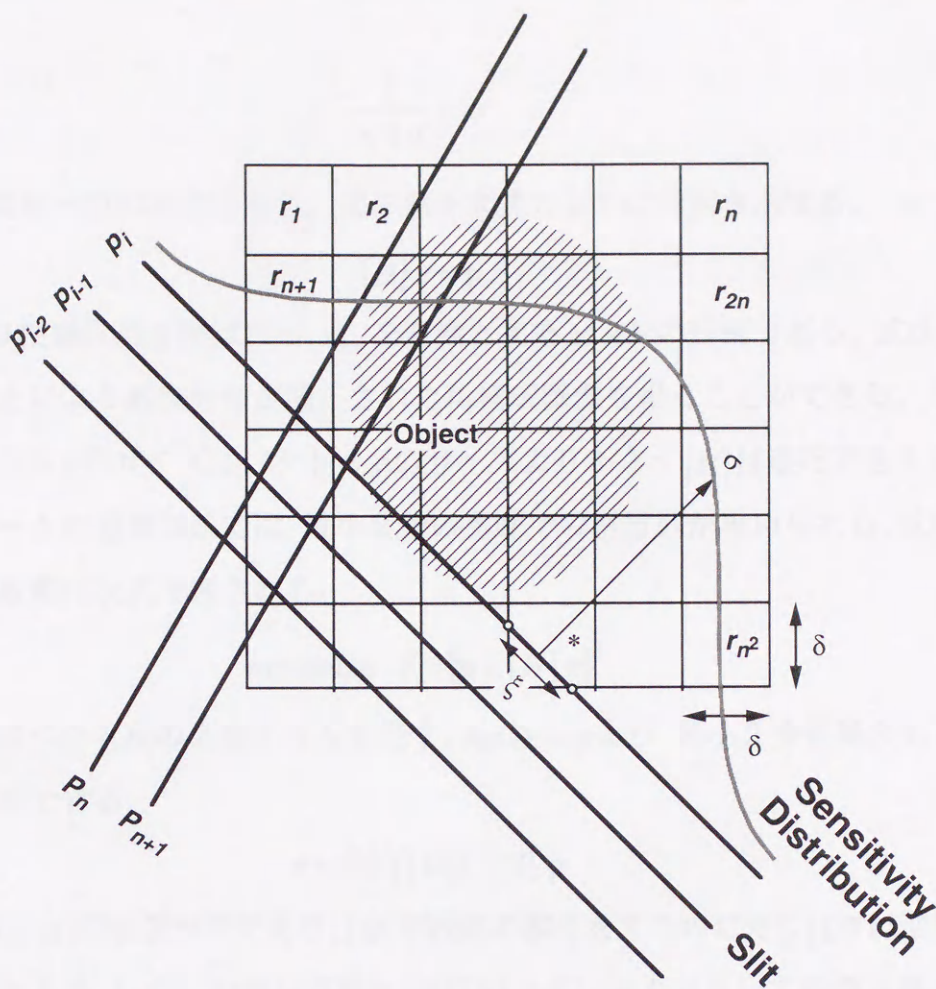


図3. 10 投影データと画像との行列表示

$$\begin{aligned}
 h_{11}r_1 + h_{12}r_2 + \dots + h_{1N}r_N &= p_1 \\
 h_{21}r_1 + h_{22}r_2 + \dots + h_{2N}r_N &= p_2 \\
 &\vdots \\
 h_{M1}r_1 + h_{M2}r_2 + \dots + h_{MN}r_N &= p_M
 \end{aligned}
 \tag{3.3}$$

ここで h_{nm} ($n=1,2,\dots,N, m=1,2,\dots,M$) は定数である。 h_{nm} の値は直線が各画素を横断する距離によって決定する。図中*で示した画素においては ξ がこの距離に対応する。感度分布が存在する場合は、感度分布が存在しない場合の画素値に感度分布を乗算した値がデータ p_j に反映されるので、 ξ にその位置に対応する感度値 σ を乗算した値を h_{nm} とすることにより感度分布を考慮した定式化ができる。図中*で示した画素における h_{nm} の値は次式のようなになる。

$$\frac{\xi}{\sqrt{2\delta}} \times \sigma \quad (3.4)$$

ここで δ は画素一辺の長さである。式(3.3)を次式のように行列表示する。

$$[H] \mathbf{r} = \mathbf{p} \quad (3.5)$$

ここで $[H]$ は投影行列と呼ばれる、 h_{nm} を要素とする $M \times N$ の行列である。式(3.5)を \mathbf{r} に関して解くことにより感度分布が補正された再構成画像を得ることができる。しかし現実には、ベクトル \mathbf{r} のサイズはベクトル \mathbf{p} のサイズより小さく $[H]$ は逆行列をもたない。このようなデータが過剰な系では、最小2乗の意味での逆行列が用いられる。式(3.5)に関する最小2乗規範は次式で表される。

$$\text{minimize } e = \|\mathbf{p} - [H] \mathbf{r}\|^2 \quad (3.6)$$

ここで $\|\cdot\|^2$ はベクトルの2乗ノルムを表す。 $\partial e / \partial \mathbf{r} = 0$ より、最小2乗規範のもとに式(3.5)を解くことができる。

$$\mathbf{r} = ([H]^t [H])^{-1} [H]^t \mathbf{p} \quad (3.7)$$

ここで $[H]^t$ は $[H]$ の転置行列であり、 $[H]$ が投影の操作をするのに対し $[H]^t$ は逆投影の操作を行う行列である。しかしながら実際に $[H]^t [H]$ の逆行列を計算して画像再構成を行うことは行われぬ。その理由は $[H]^t [H]$ の要素数が極めて大きい($\sim 10^{10}$)ためこれだけの要素をコンピューターのメインメモリに載せることは難しく、ましてやその逆行列の計算などは不可能であるからである。

通常は、反復法により式(3.7)を解く方策がとられる。反復法では $[H]^t [H]$ 行列をそのまま記憶しなくても、投影(\mathbf{r} から $[H] \mathbf{r}$ への変換)及び逆投影(\mathbf{p} から $[H]^t \mathbf{p}$ への変換)の操作のみを関数として記憶しておけばよい。一般に反復修正処理は次式で表される。

$$\mathbf{r}_k = \mathbf{r}_{k-1} + \alpha_k \mathbf{q}_k \quad (3.8)$$

ここで \mathbf{r}_k 、 \mathbf{r}_{k-1} 、 α_k 及び \mathbf{q}_k は、それぞれ、 k 回反復後の推定解、 $k-1$ 回反復後の推定解、 k 回目の加速係数、及び k 回目の修正ベクトルである。 α_k 及び \mathbf{q}_k の決め方に関して、種々の方法が提案されている。一例として最急降下法(Steepest Descent Method)の場合における係数の決定法について簡単に説明する。まず修正ベクトル \mathbf{q}_k は、式(3.6)で示した評価関数 e の勾配の逆、 $-\partial e_{k-1} / \partial \mathbf{r}_{k-1} = 2([H]^t \mathbf{p} - [H]^t [H] \mathbf{r}_{k-1})$ にとる。 α_k の値は、最も簡単な場合定数であるが、最急降下法の場合 $\partial e_{k-1} / \partial \alpha_k = 0$ により α_k を最適決定している。本研究にお

いては、共役勾配法(Conjugate Gradient Method)を採用した。本方法と最急降下法の差は、本方法の場合、修正ベクトルの方向を、前回修正した方向とは違った方向に修正を行うことにより、収束の早さがさらに改善され、かつ有限回の反復演算により解に到達することが可能となっていることである。以下に共役勾配法による画像再構成の手順を示す。

$$\textcircled{1} \text{ 初期値の設定} \quad \mathbf{r} = \mathbf{0}, \mathbf{g}_0 = [H]^t \mathbf{p}, k = 1$$

$$\textcircled{2} \text{ 評価関数の勾配の計算} \quad \mathbf{q}_k = [H]^t \mathbf{p} - [H]^t [H] \mathbf{r}_{k-1}$$

$$\textcircled{3} \text{ 係数の計算} \quad \beta_k = \frac{\mathbf{q}_k^t [H]^t [H] \mathbf{r}_{k-1}}{\mathbf{r}_{k-1}^t [H]^t [H] \mathbf{r}_{k-1}}$$

$$\textcircled{4} \text{ 修正ベクトルの計算} \quad \mathbf{g}_k = \mathbf{q}_k - \beta_{k-1} \mathbf{g}_{k-1}$$

$$\textcircled{5} \text{ 加速係数の計算} \quad \alpha_k = \frac{\mathbf{r}_k^t \mathbf{q}_k}{\mathbf{r}_{k-1}^t [H]^t [H] \mathbf{r}_{k-1}}$$

$$\textcircled{6} \text{ 解の更新} \quad \mathbf{r}_k = \mathbf{r}_{k-1} + \alpha_k \mathbf{g}_k$$

$$\textcircled{7} \text{ 反復処理の再実行} \quad k = k + 1 \text{ として} \textcircled{2} \text{ にもどる}$$

ステップ④は最急降下法の場合、 $\mathbf{g}_k = \mathbf{q}_k$ であるが、前回修正した方向とは違った方向に修正を行うということのために、 $\beta_{k-1} \mathbf{g}_{k-1}$ という補正をしている。ステップ③はそのための補正量 β_k の計算で、④の式に入れたときちょうど $(\mathbf{g}_{k+1}, [H] \mathbf{g}_k) = 0$ になるように決めている。ここで (\cdot, \cdot) は二つのベクトルの内積を表している。ステップ⑤の α_k の計算は最急降下法の場合と同様である。

雑音を含んだ投影データを扱う場合、共役勾配法はその高速収束性のために、途中の1回の反復のうちに雑音を大きく増幅してしまい解が発散してしまうことがある。従って共役勾配法を用いる場合は、なんらかの雑音抑制処理を導入する必要がある。ここでは比較的原理が簡単で効果の大きい、正則化最小2乗法を用いる。正則化最小2乗法では式(3.6)の評価関数のかわりに次式の誤差関数を用いる。

$$e = \|\mathbf{p}_n - [H] \mathbf{r}\|^2 + \gamma \|\mathbf{r}\|^2 \quad (3.9)$$

ここで \mathbf{p}_n , γ はそれぞれ、雑音を含んで計測されたデータ、及びSN比の逆数である。ここで雑音は真のデータを表すベクトル \mathbf{p} に $\mathbf{p}_n = \mathbf{p} + \mathbf{n}$ のように加法的に加わるとすると、式(3.9)の右辺第1項は雑音のパワーに対応し、第2項もやはり雑音のパワーに対応してい

る。式(3.9)の評価関数の最小化では、第1項と第2項が同程度の大きさに保たれつつ行われるので、結果としてSN比が $1/\gamma$ である解が得られる。本正規化最小2乗法を用いる場合の共役勾配法による画像再構成の手順は、先に示した①～⑦の手順において、 $[H][H]$ を $([H][H] + \gamma[I])$ に置き換えればよい。ここで $[I]$ は単位行列を表す。なお、次に示す感度分布の補正結果においては、 γ の値としては0.01を用いた。

3.3.4 補正結果

正規化最小2乗法を用いた共役勾配法による感度分布の補正結果を図3.11に示す。イメージング対象は、石英板に接着した厚さ $15\mu\text{m}$ の不純物密度の異なる2枚のシリコン板である。図3.11(a)がイメージング対象の光学顕微鏡画像である。上半分が抵抗率 $5\Omega\cdot\text{cm}$ 、不純物密度 $\sim 10^{15}/\text{cm}^3$ のn型シリコン、下半分が抵抗率 $15\text{K}\Omega\cdot\text{cm}$ の不純物をドーピングしていない高抵抗シリコンである。垂直入射時における伝搬波の電界反射係数の差は、この2枚のシリコン基板の場合2%と推定できる。測定は表3.2に示す条件において反射モードで行った。スリット型プローブの感度分布としては、図3.5に示す実測値の内、実験と同じプローブ・物体間間隔 $10\mu\text{m}$ の分布を用いた。図3.11(b)がフィルター補正逆投影法による再構成強度画像、図3.11(c)が感度分布を考慮した、共役勾配法による再構成強度画像である。感度分布を補正することにより、2枚のシリコン板それぞれの画像強度分布が均一化されていること、2枚のシリコン板の画像強度の差が明確に現われていること、基板の角部がより先鋭化された画像となっていることがわかる。

図3.12は、共役勾配法を用いて図3.11(c)の画像を再構成した際の演算の収束の様子を表している。横軸は反復演算の回数、縦軸は式(3.9)の右辺第1項で表される2乗誤差の値を示している。図中にフィルター補正逆投影法の場合の誤差値を示したが、この値は画像 \mathbf{r} としてフィルター補正逆投影法で求めた画像を用いた場合の誤差値である。図のように、反復演算回数5回で十分な収束が達成されていることがわかる。図3.11(c)の画像は、反復演算回数5回の画像である。共役勾配法において1回の演算に要する時間は、フィルター補正逆投影法における演算時間の約2倍であった。従って、図3.11(c)の画像を再構成するための演算時間は、図3.11(b)の画像を再構成する場合の演算時間の約10倍ということになる。

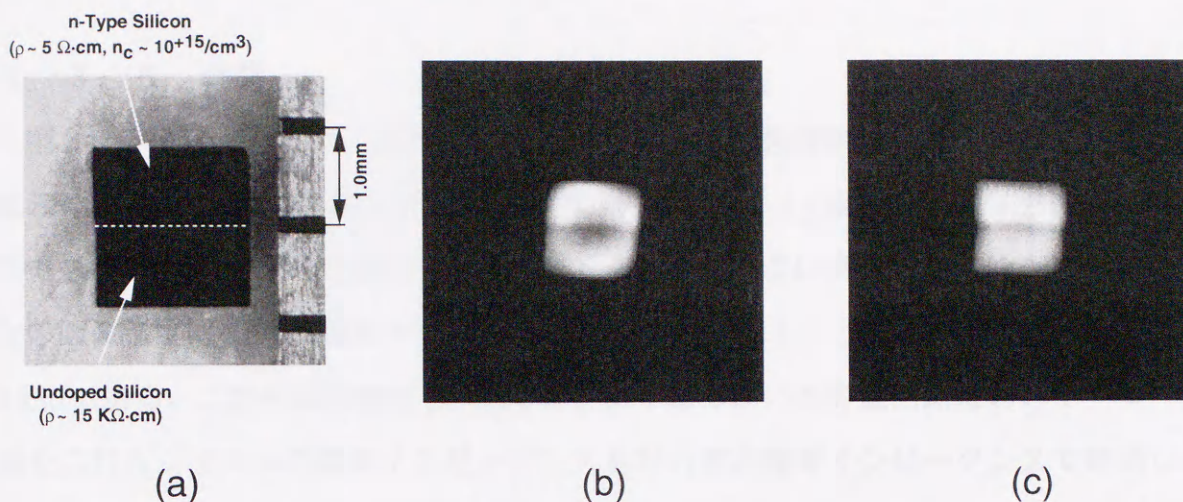


図3.11 感度分布補正の効果:(a)イメージング対象の光学顕微鏡画像, (b)フィルター補正逆投影法による再構成強度画像, (c)共役勾配法による再構成強度画像

表3.2 測定条件

視野 (FOV)	:	3026 μm x 3026 μm
直線スキャンにおけるサンプリング間隔	:	40 μm
直線スキャンにおけるサンプリングポイント数	:	108
投影データ数	:	108
回転スキャンにおける角度変化間隔	:	1.67 deg.
プローブ・物体間距離	:	10 μm

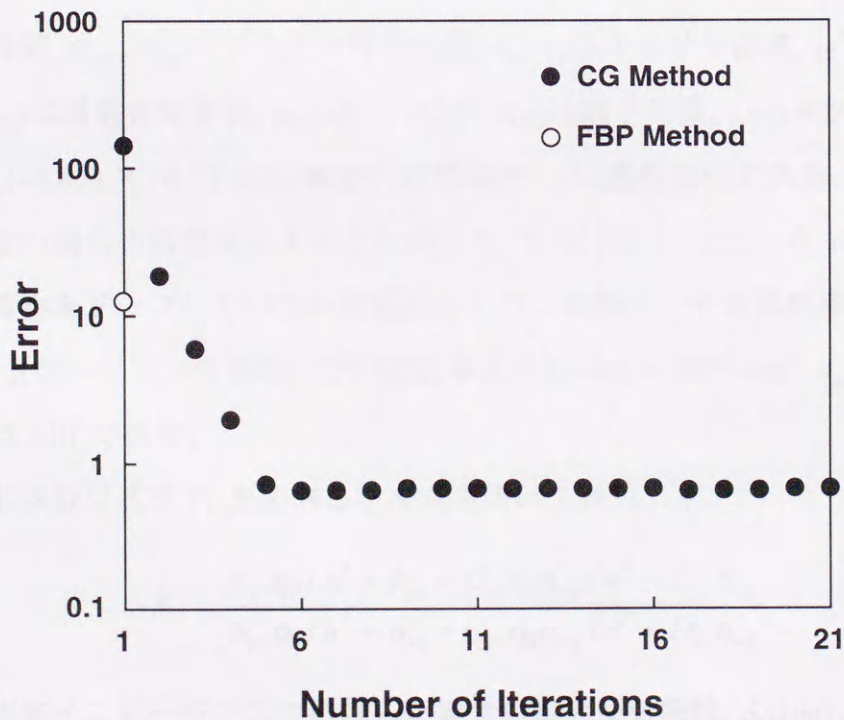


図3.12 反復演算回数による2乗誤差の変化

3.3.5 考察

図3.11(c)で示した、感度分布の影響を補正した強度画像に関する定量的な評価を試みる。図3.13は、挿入図で示した図3.11(c)のy-y直線上の画像強度プロファイルである。図中*で示した部分、不純物をドーピングしていない高抵抗シリコンに対応する部分の画像強度は0.123、図中**で示した部分、n型シリコンに対応する部分の画像強度は0.135である。これら画像強度を、第2章、第4節で用いた等価回路においてプローブ先端をこれらシリコンの固有インピーダンス及び石英の固有インピーダンスで終端した場合の電界反射係数の強度と比較検討を行う。

シリコンのミリ波帯における複素誘電率 ϵ^* はDrudeの自由電子モデルによる次式により求めることができる[50, 51]。

$$\epsilon^* = (n^*)^2 = \epsilon_L - \frac{\omega_{pe}^2 \tau_e^2}{1 + \omega_{MM}^2 \tau_e^2} \left(1 - j \frac{1}{\omega_{MM} \tau_e} \right) - \frac{\omega_{pp}^2 \tau_p^2}{1 + \omega_{MM}^2 \tau_p^2} \left(1 - j \frac{1}{\omega_{MM} \tau_p} \right) \quad (3.10)$$

$$\omega_{pe,pp}^2 = \frac{n_{e,p} e^2}{\epsilon_0 m_{e,p}^*} \quad (3.11)$$

ここで n^* は複素屈折率、 ω_{MM} はミリ波角周波数、 e および p はそれぞれ電子、正孔に対するパラメータであることを示す添字である。 $\tau_e (= 1.99 \times 10^{-13} \text{ sec})$, $\tau_p (= 5.63 \times 10^{-14} \text{ sec})$ は誘電緩和時間、 ω_{pe} , ω_{pp} はプラズマ角周波数、 n_e , n_p はキャリア密度、 $m_e^* (= 0.2588 m_0)$, $m_p^* (= 0.2063 m_0)$ は導電有効質量、 $m_0 (= 9.11 \times 10^{-31} \text{ Kg})$ は電子質量、 $e (= 1.602 \times 10^{-19} \text{ C})$ は電子の電荷量、 $\epsilon_0 (= 8.854 \times 10^{-12} \text{ F/m})$ は真空中の誘電率、 j は虚数単位である。 ϵ_L は自由キャリアが存在しない場合の誘電率とすることができ、3.42² [52]とした。キャリア密度の値としては、不純物をドーピングしていない高抵抗シリコンの場合、その抵抗率より $n_e = n_p = 2.1 \times 10^{11} / \text{cm}^3$, n型シリコンの場合、その抵抗率より $n_e = 8.3 \times 10^{14} / \text{cm}^3$, $n_p = 0$ とした。石英板の屈折率は2.01である。

電界反射係数は式(2.11)を変形した次式を用いて計算した。

$$S_{11} = \frac{A_{pr} \eta_0 / n^* + B_{pr} - C_{pr} \eta_0 \eta_{wg} / n^* - D_{pr} \eta_{wg}}{A_{pr} \eta_0 / n^* + B_{pr} + C_{pr} \eta_0 \eta_{wg} / n^* + D_{pr} \eta_{wg}} \quad (3.12)$$

石英板の固有インピーダンスで終端した場合の電界反射係数、 $S_{11}(qu)$ 、不純物をドーピングしていない高抵抗シリコンの場合の電界反射係数、 $S_{11}(undoped Si)$ 、n型シリコンの場合の電

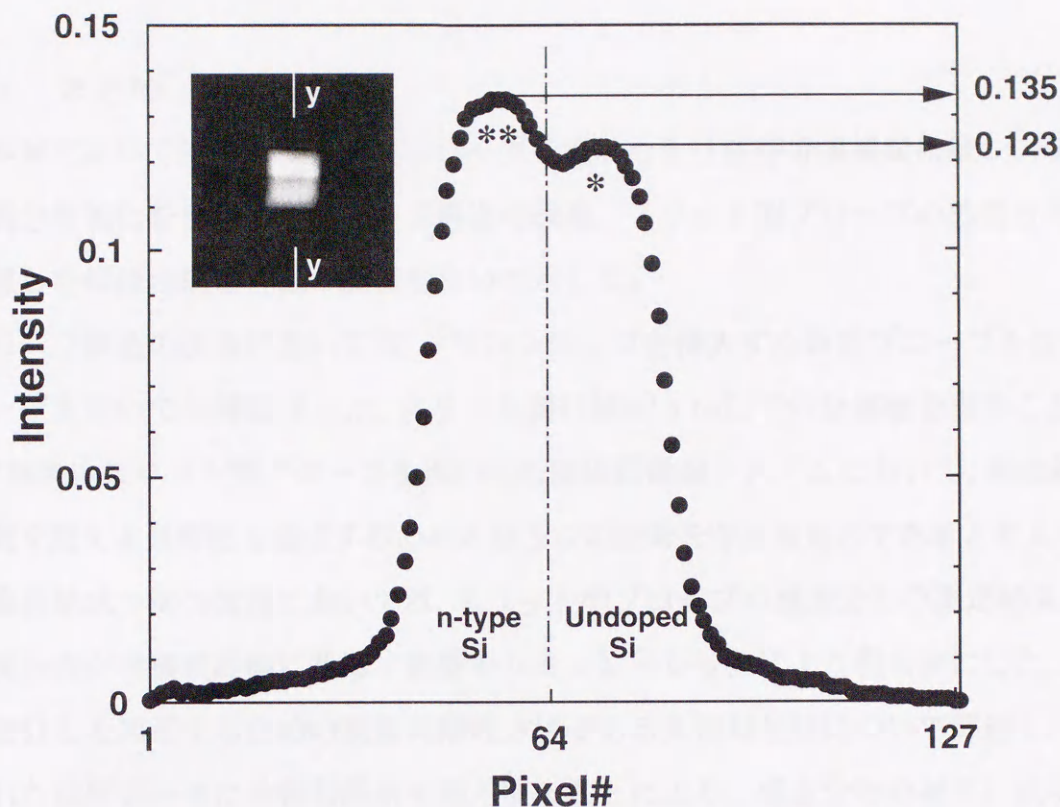


図3. 1 3 感度分布の影響を補正した画像の1次元画像強度プロファイル

界反射係数, $S_{11}(n\text{-type Si})$ はそれぞれ, $0.7201e^{j53.2}$, $0.6208e^{j48.8}$, $0.6502e^{j44.5}$ となる。図3. 1 1 (c)の強度画像は, 石英板に対応する画像値を基準値0にしてあるので, 上記値より石英板を基準にした電界反射係数の強度, 2枚のシリコン板の電界反射係数の強度差を求めると, それぞれ

$$|S_{11}(\text{undoped Si}) - S_{11}(qu)| = 0.1119 \quad (0.123),$$

$$|S_{11}(n\text{-type Si}) - S_{11}(qu)| = 0.1257 \quad (0.135),$$

$$|S_{11}(n\text{-type Si}) - S_{11}(qu)| - |S_{11}(\text{undoped Si}) - S_{11}(qu)| = 0.1381 \quad (0.012)$$

となる。() 内の値は図3. 1 3において対応する部分の画像値である。このように計算値と画像値はよく一致していることがわかる。計算で用いた理論においては, 物体とエバネッセント波の相互作用は全く考慮していない。本計算値と再構成画像値がよく一致するということは, 本システム反射モードで得られる強度画像は, プローブからイメージング対象を伝搬波で見たときの表面反射率を反映する画像となっていることを意味している。

3.4 まとめ

本章においては、スリット型プローブを用いたミリ波帯近接場顕微鏡システムにおける高分解能化を目指したプローブ構造の改善、スリット型プローブの感度分布の影響を考慮した画像再構成方法の改善について示した。

プローブ構造の改善においては、シリコンチップを挿入する新型プローブを提案し、本プローブを用いて分解能 $50\mu\text{m}$ 、スリット開口幅 $80\mu\text{m}$ 以下の分解能を得ることができた。本結果はスリット型プローブを用いた近接場顕微鏡システムにおいて、表皮効果による制限を超える分解能を達成するためのひとつの指針を与えるものであると考えられる。

画像再構成方法の改善においては、スリット型プローブの感度分布の測定結果を示し、本感度分布が再構成画像に及ぼす影響をシミュレーションにより明らかにした。さらに本感度分布を補正するための画像再構成方法である共役勾配法について詳述し、実験で得られた投影データに共役勾配法を適用することにより、感度分布の補正に成功した。以下に得られた成果を箇条書きにて示す。

- (1) スリット型プローブの強度感度分布は、矩形金属導波管における基本モード、 TE_{10} モードの電界強度分布の二乗で近似できることを実験的に示した。
- (2) 上記感度分布が存在する場合、フィルター補正逆投影法を用いると本来再構成すべき強度画像と比較して、低空間周波数成分が劣化した強度画像が得られることをシミュレーションにより明らかにした。
- (3) 実験で得られた投影データに共役勾配法を適用することにより、再構成画像上の均一度が向上すること、異なる電磁波特性を有する物体間の画像コントラストが明確になること、よりイメージング対象の構造を反映した画像が得られることを確認した。
- (4) 共役勾配法により再構成された反射モードにおける強度画像において、画像強度が、プローブからイメージング対象を伝搬波で見たときの表面反射率を反映する値となっていることを導波管等価回路を用いた理論計算により明らかにした。

共役勾配法は、行列表示された投影データと画像との表式より、画像を行列演算により求める一手法である。投影データが物理量の積分で表されることを前提とするフィルター補正逆投影法、すなわちフーリエ変換、フーリエ逆変換とを用いる解析的な方法と

は異なり、特に解析解をもたない条件においてその威力を発揮する。本方法は任意の感度分布を持つスリット型プローブに適用可能である。

4.1.1 はじめに

スリット型プローブの感度分布を算出する際、プラズマ波の伝播が考慮される。この点に関して、スリットは上向きと下向きでの電子数の増減を抽出するためのプローブ波として用いられる。これによって同位体の増減を算出する半導体中自由キャリアの感度を算出する。スリットは直線である。このように自由キャリアを「見る」ことのできるスリットを用いる近接場顕微鏡は、波長以下の空間精度で自由キャリアの高さを算出することが可能であると考えられる。

本章においては、スリット型近接場顕微鏡の原理として行った半導体中キャリア分布の感度化に関する実験結果を示す。実験に付いては、可視光を用いた自由キャリア分布の測定結果を示し、高感度可能なキャリア分布感度測定の原理を示す。実験に付いては、シリコン基板に形成した光導電性キャリアをイメージング対象とした。理論計算に引き続き、光導電性キャリア高感度化のための実験結果、実験結果を示す。光導電性キャリアによる感度を同時に算出することのできる新規スリットプローブを提案し、本プローブを用いて行った半導体中自由キャリア分布の感度化に関する実験結果を示す。最後に高感度イメージングを用いた、光導電性キャリア分布の感度化を感度化した結果を説明する。

4.2 スリット型近接場顕微鏡における自由キャリア分布

スリット型近接場顕微鏡と自由キャリアの相互作用による電荷密度の変化は、電荷密度変化の自由電子モデルによる方程式で記述することができる。結果を導出する。

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{q} \nabla_{\parallel} \left(\frac{e n \hbar \omega}{m^* \omega_{pl}^2} \left(\frac{1}{\omega_{pl}^2} \right) \right) - \frac{1}{q} \nabla_{\parallel} \left(\frac{e n \hbar \omega}{m^* \omega_{pl}^2} \left(\frac{1}{\omega_{pl}^2} \right) \right) \quad (4.1)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{q} \nabla_{\parallel} \left(\frac{e n \hbar \omega}{m^* \omega_{pl}^2} \right) \quad (4.2)$$

ここで、 n は自由電子密度、 ω_{pl} はプラズマ周波数の実部、 ω_{pl}'' はプラズマ周波数の虚部、 ω_{pl} はスリット型近接場顕微鏡の自由電子モデルによる方程式で記述することができる。結果を導出する。

第4章 半導体中キャリア分布の画像化

4.1 はじめに

ミリ波帯電磁波の重要な応用として、プラズマ計測があげられる。この計測技術において、ミリ波は主としてプラズマ中の電子群の情報を抽出するためのプローブ波として用いられている[53]。従って同程度の密度を有する半導体中自由キャリアの情報を得るためにも、ミリ波は有効である。このように自由キャリアを‘見る’ことのできるミリ波を用いる近接場顕微鏡は、波長以下の分解能で自由キャリアの観察を行うことが可能であると考えられる。

本章においては、ミリ波帯近接場顕微鏡の応用として行った半導体中キャリア分布の画像化に関する実験結果を示す。次節においてまず、ミリ波帯における自由キャリア分散の理論計算結果を示し、画像化可能なキャリア密度範囲の見積もりを行う。実験においては、シリコン基板に生成した光励起キャリアをイメージング対象とした。理論計算に引き続き、光励起キャリア画像化のための実験装置、実験結果を示す。光照射とミリ波による観察を同時に行うことのできる新型スリットプローブを提案し、本プローブを用いて行った半導体欠陥分布の画像化に関する実験結果を次に示す。最後に高速ホモダイン検出器を用いた、光励起キャリア分布の時間変化を画像化した結果を説明する。

4.2 ミリ波帯における自由キャリア分散

ミリ波帯電磁波と自由キャリアの相互作用による物質定数の変化は第3章、第3節で示したDrudeの自由電子モデルによる計算式で記述することができる。結果を再度示す。

$$n^* = n_r + j n_i = \sqrt{\epsilon_L - \frac{\omega_{pe}^2 \tau_e^2}{1 + \omega_{MM}^2 \tau_e^2} \left(1 - j \frac{1}{\omega_{MM} \tau_e}\right) - \frac{\omega_{pp}^2 \tau_p^2}{1 + \omega_{MM}^2 \tau_p^2} \left(1 - j \frac{1}{\omega_{MM} \tau_p}\right)} \quad (4.1)$$

$$\omega_{pe,pp}^2 = \frac{n_{e,p} e^2}{\epsilon_0 m_{e,p}^*} \quad (4.2)$$

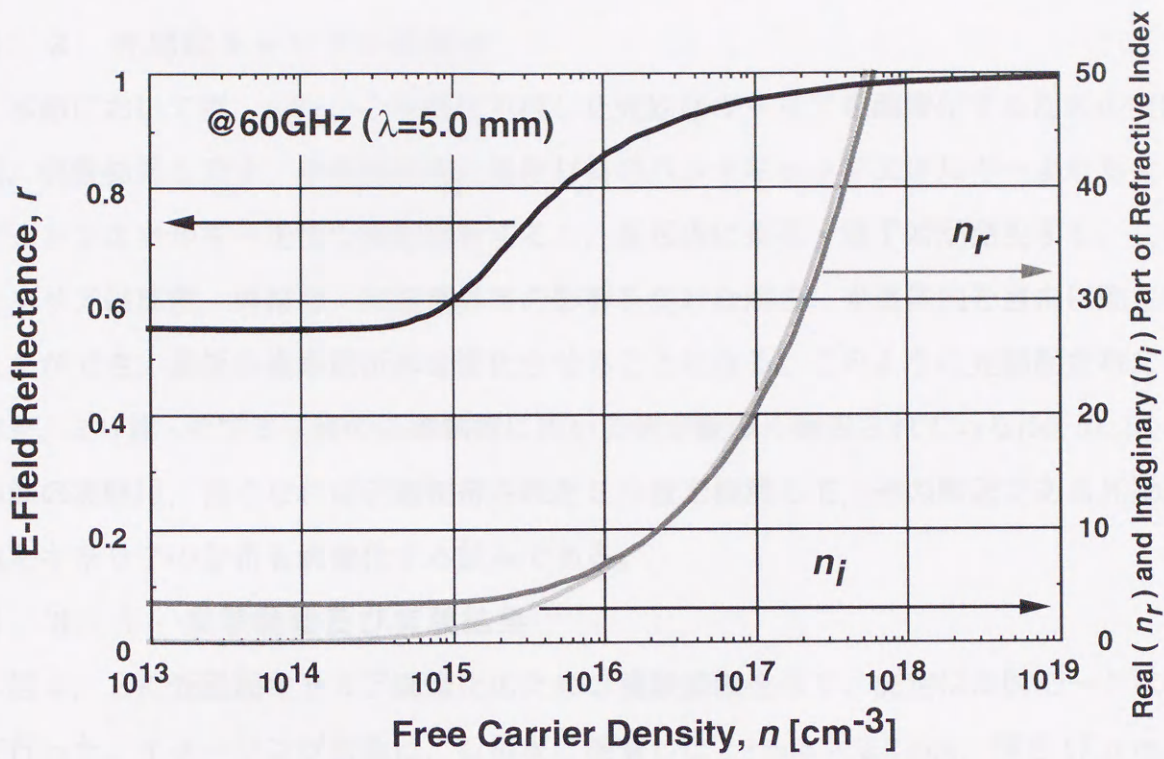
ここで n^* は複素屈折率、 n_r は複素屈折率の実部、 n_i は複素屈折率の虚部、 ω_{MM} はミリ波角周波数、 e および p はそれぞれ電子、正孔に対するパラメータであることを示す添字である。 τ_e, τ_p は誘電緩和時間、 ω_{pe}, ω_{pp} はプラズマ角周波数、 n_e, n_p はキャリア密度、 m_e^*, m_p^*

は導電有効質量, $e (=1.602 \times 10^{-19} \text{C})$ は電子の電荷量, $\epsilon_0 (=8.854 \times 10^{-12} \text{F/m})$ は真空中の誘電率, j は虚数単位である。 ϵ_L は自由キャリアが存在しない場合の誘電率である。 m_e^*, m_p^* の値としては, それぞれ $m_e^* = 0.2588m_0$, $m_p^* = 0.2063m_0$ を用いた[54]。ここで $m_0 (=9.11 \times 10^{-31} \text{Kg})$ は電子の静止質量である。 τ_e, τ_p は $\tau_{e,p} = m_{e,p}^* \mu_{e,p} / e$ なる関係から求めることができる。ここで μ_e, μ_p はそれぞれ電子及び正孔の移動度であり, $\mu_e = 1350 \text{ cm}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$, $\mu_p = 480 \text{ cm}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$ を用いた[54]。キャリア密度 n_e, n_p が 10^{15} cm^{-3} の場合, 式(4.2)より, プラズマ周波数 f_{pe}, f_{pp} はそれぞれ 0.454 THz , 0.625 THz となる。

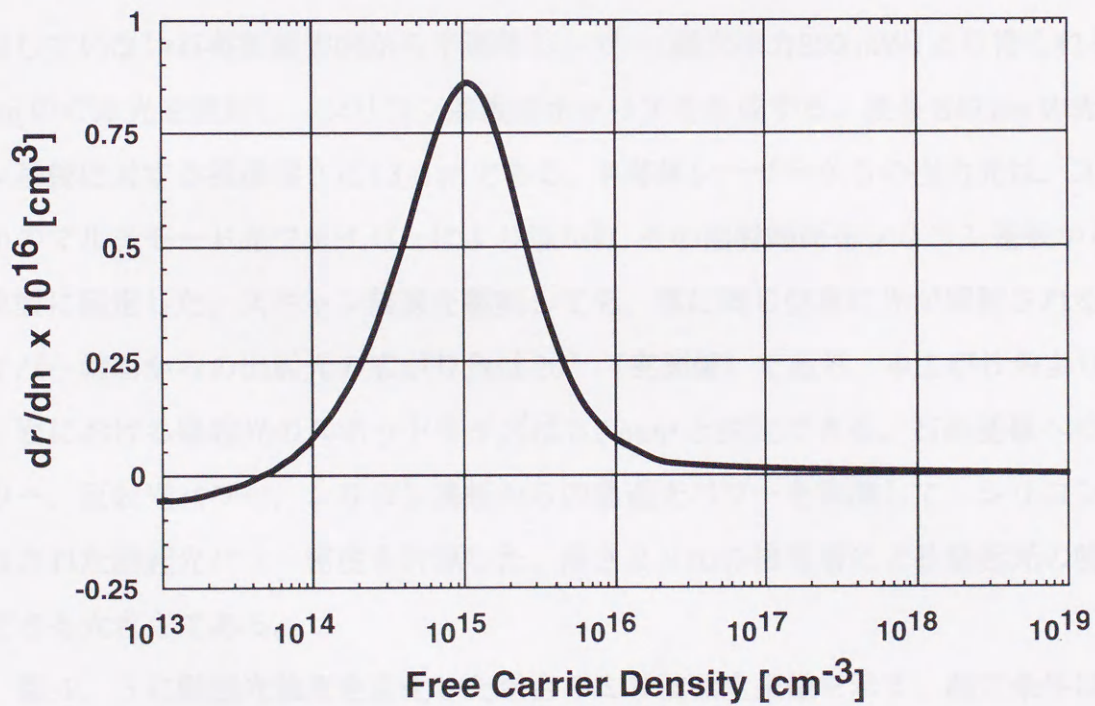
式(4.1)は電子及び正孔, 両者の影響を考慮した式である。次節より説明する光励起キャリアの画像化を対象とし, $n_e = n_p$ として式(4.1)により計算したシリコン基板の周波数 60 GHz における, キャリア密度に対する分散特性を図4. 1に示す。図4. 1(a)はキャリア密度に対する基板電界反射係数, 基板複素屈折率の実部, 虚部の変化を示している。ここで基板反射係数は, 伝搬波の自由空間から基板への入射, 反射を想定し次式により計算した。

$$r = \left| \frac{n^* - 1}{n^* + 1} \right| \quad (4.3)$$

図4. 1(b)は基板反射係数のキャリア密度による微分係数である。図4. 1(a)より, シリコン基板内のキャリア密度が 10^{14} cm^{-3} 以上の値であれば, 基板のミリ波反射係数として有意な変化が検出可能であると考えられる。あるキャリア密度を基準にして, その密度からの変化による基板反射係数の変化分を考える場合は図4. 1(b)が参考になる。図のようにキャリア密度 10^{15} cm^{-3} において微分係数が最大となることがわかる。これら計算は 60 GHz のミリ波を仮定したが, 周波数を下げれば検出可能な最小キャリア密度は下がり, 周波数を上げれば最小キャリア密度も上がることになる。



(a)



(b)

図4.1 シリコン基板のミリ波特性:(a)キャリア密度に対する基板電界反射係数, 基板複素屈折率, (b)基板電界反射係数の微分係数

4.3 光励起キャリアの画像化

本節においては、シリコン基板に生成した光励起キャリアを画像化するための実験装置、実験結果を示す。半導体基板に基板材料のバンドギャップエネルギーよりも大きなフォトンエネルギーを持つ光を照射すると、基板内に正孔・電子対が発生する。これらキャリアは拡散、再結合、印加電界等の影響を受けながら、半導体内を自由に動き回ることができ、基板の複素屈折率を変化させることになる。このように光励起された半導体を、ミリ波・サブミリ波の伝搬制御に用いる例が数多く報告されている[50, 51, 54-61]。本節の実験は、言うなれば伝搬制御されたミリ波を観測して、その原因である光励起されたキャリアの分布を画像化する試みである。

4.3.1 実験装置及び実験結果

図4.2に光励起キャリア画像化のための実験装置を示す。測定は反射モードにおいて行った。イメージング対象は、石英板に接着した $2.2\text{ mm} \times 2.2\text{ mm}$ 、厚さ $17\text{ }\mu\text{ m}$ の高抵抗($\rho=15\text{ K}\Omega\cdot\text{cm}$)シリコンである。石英板に厚さ $900\text{ }\mu\text{ m}$ の高抵抗シリコンを接着した後、機械研磨により薄膜化した。接着層の厚さは $2\text{ }\mu\text{ m}$ である。高抵抗シリコンを接着していない石英板面方向から半導体レーザー(最大出力 200 mW)より得られる波長 840 nm のCW光を照射し、シリコン基板にキャリアを生成する。波長 840 nm の光のシリコン基板に対する浸透深さは $13\text{ }\mu\text{ m}$ である。半導体レーザーからの出力光は、コア径 $10\text{ }\mu\text{ m}$ のマルチモード光ファイバーにより導かれ、その出射端面をシリコン基板から 2 mm の位置に固定した。スキャン装置を駆動しても、常に同じ位置に光が照射される。光ファイバー端面からの出射光の広がり角は 20° (実測値)であり、本広がり角より、シリコン面における励起光のスポットサイズは 0.7 mm^ϕ と推定できる。石英基板への入射光パワー、反射光パワー、シリコン基板からの透過光パワーを実測して、シリコン基板で吸収された励起光パワー密度を計算した。厚さ $2\text{ }\mu\text{ m}$ の接着層による励起光の吸収は無視できる大きさである。

図4.3に励起光強度を変化した場合のミリ波強度画像を示す。測定条件は表4.1に示す通りである。図4.3(a)はイメージング対象の光学顕微鏡画像、図4.3(b)~(f)が反射側強度画像である。(b), (c), (d), (e), (f)の順にシリコン基板で吸収された励起光パワー密度が小さくなっている。このように、励起光パワー密度を変化させることにより光が照射されている部分の画像強度が明らかに変化していることがわかる。図4.3(f)は光

を照射していない場合の画像である。この画像を図4. 3 (b), (c), (d), (e)よりそれぞれ減算することにより、光励起キャリアのみの画像を抽出することができる。本システムで得られる画像は複素データの画像である。したがって、画像間の減算を行う際には複素データでの減算を行うことが必要である。あるいは、複素データである投影データ間での減算を行った後に画像再構成を行ってもよい。差分演算により抽出した光励起キャリアのミリ波画像を図4. 4に示す。本図において画像化されているキャリア領域の大きさは直径1 mm以下の領域である。図3. 4より、本画像は感度分布の影響を受けていない画像と判断することができるので、本節後半において第3章、第3節で行ったのと同様の考察を試みる。

光励起キャリアで形成した‘文字’の観察を行った。実験装置を図4. 4に示す。イメージング対象は先に説明した石英板に接着した高抵抗シリコンである。図のように、直径13mmのビーム経路に、シリコンにアルファベットの‘N’形の光を投影するために、線幅0.25 mmのシャドウマスクを挿入した。励起光としては、前記840 nmの半導体レーザーの出力が不十分と判断して、Nd: YVO₄レーザー（最大出力5 W）からの波長532 nmのCW光を用いた。結果を図4. 6に示す。測定は表4. 1と同じ条件で行った。図4. 6 (a)が光を照射しない場合の反射側強度画像、(b)が光を照射した場合の強度画像、そして(c)が差分画像である。

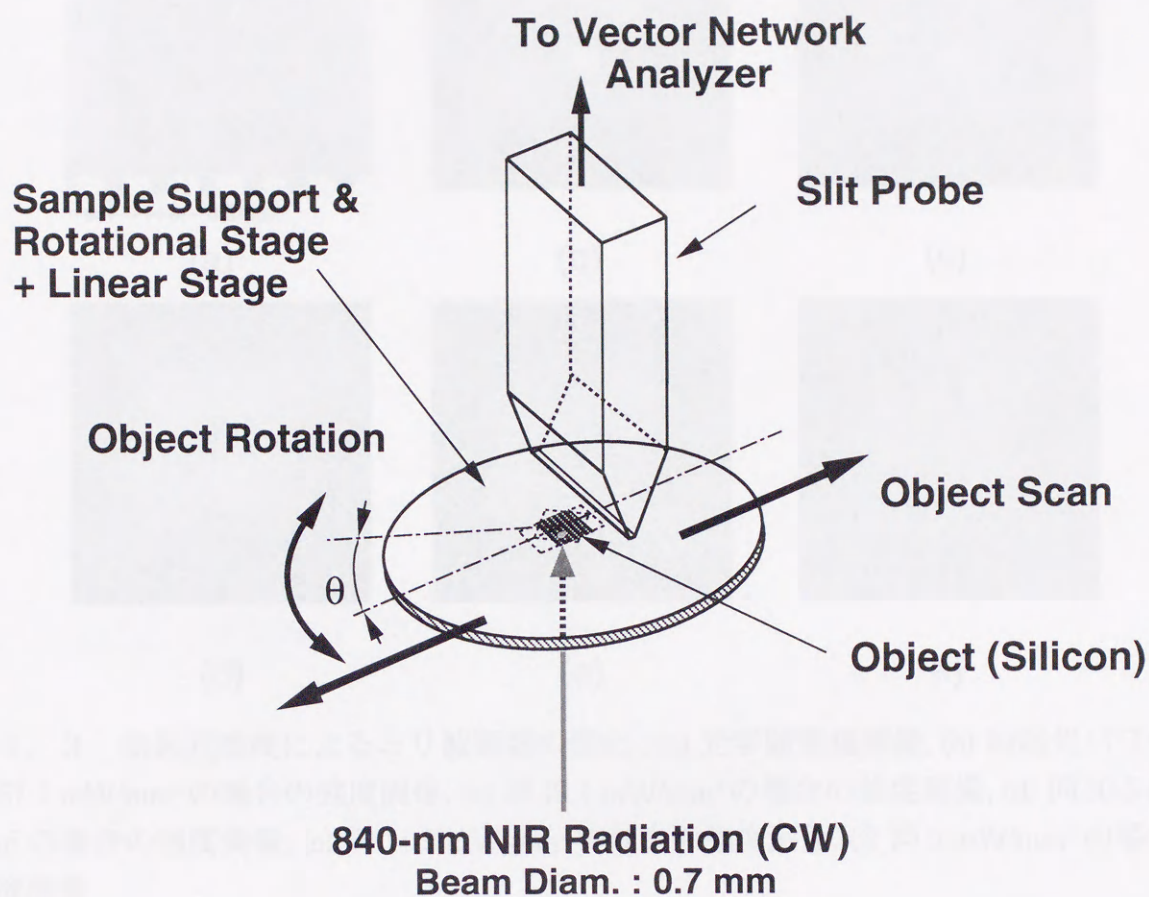


図4. 2 光励起キャリア画像化のための実験装置

表4. 1 測定条件

視野 (FOV)	:	3350 μm x 3350 μm
直線スキャンにおけるサンプリング間隔	:	40 μm
直線スキャンにおけるサンプリングポイント数	:	121
投影データ数	:	121
回転スキャンにおける角度変化間隔	:	1.50 deg.
プローブ・物体間距離	:	25 μm

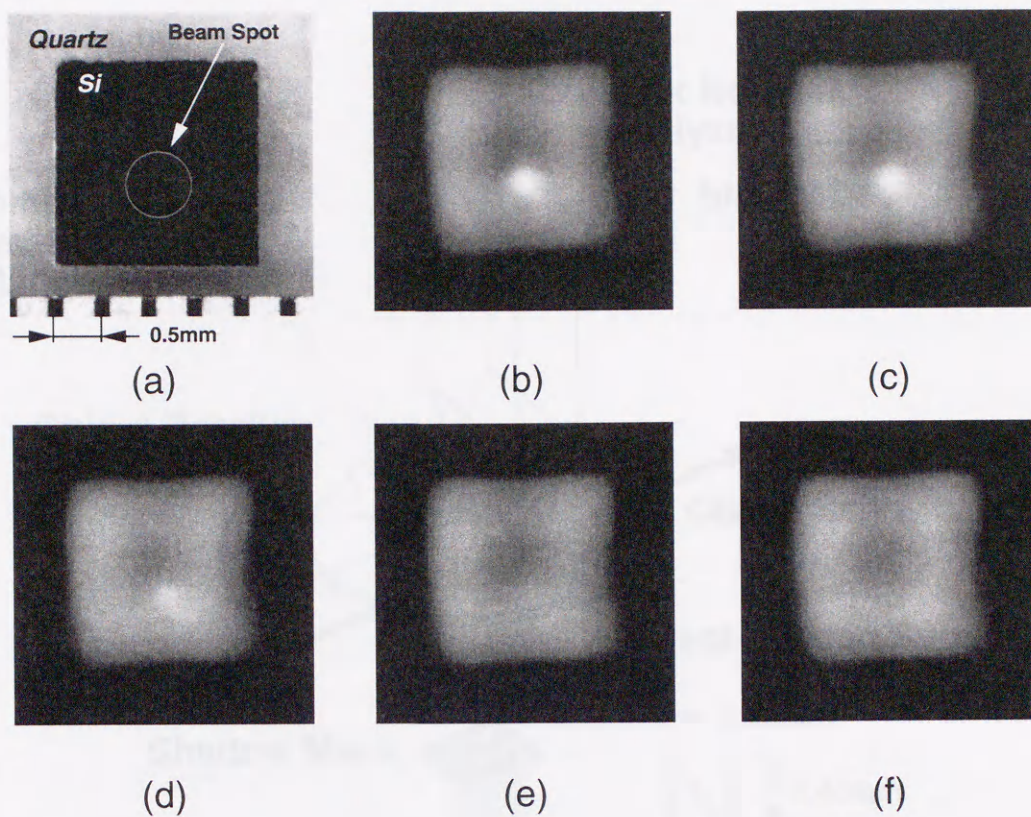


図4. 3 励起光強度によるミリ波画像の変化 : (a) 光学顕微鏡画像, (b) 励起光パワー密度 67.7 mW/mm^2 の場合の強度画像, (c) 同 49.1 mW/mm^2 の場合の強度画像, (d) 同 30.5 mW/mm^2 の場合の強度画像, (e) 同 11.9 mW/mm^2 の場合の強度画像, (f) 同 0 mW/mm^2 の場合の強度画像

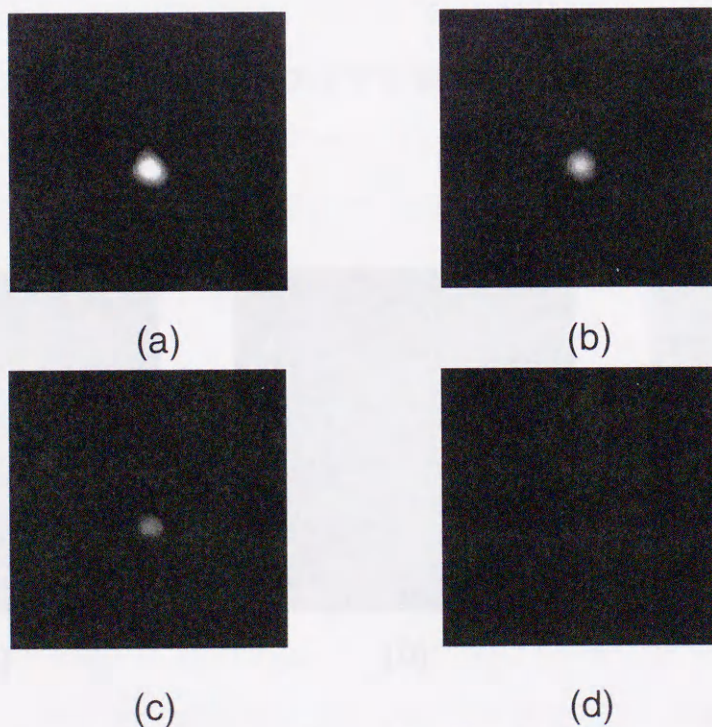


図4. 4 光励起キャリアのミリ波強度画像 : (a) 励起光パワー密度 67.7 mW/mm^2 の場合の強度画像, (b) 同 49.1 mW/mm^2 の場合の強度画像, (c) 同 30.5 mW/mm^2 の場合の強度画像, (d) 同 11.9 mW/mm^2 の場合の強度画像

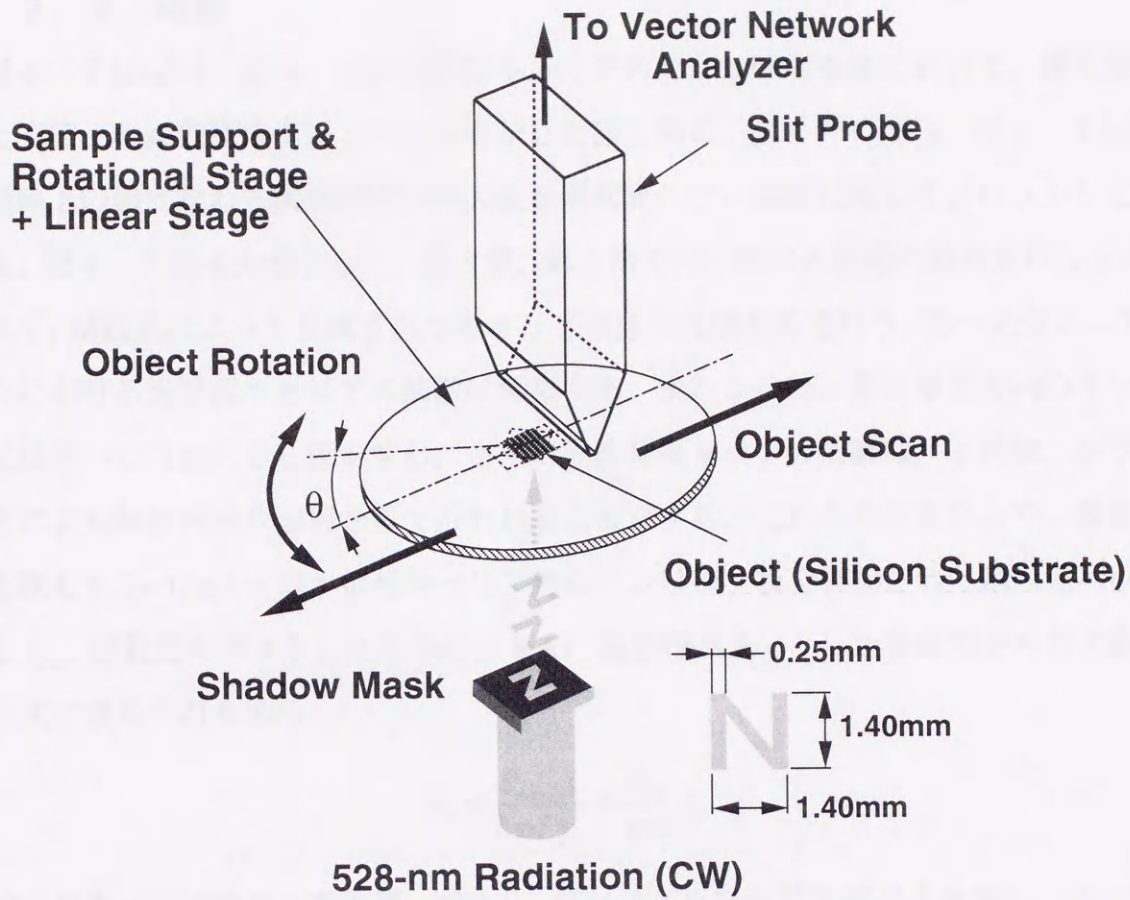


図4.5 キャリア文字を観察するための実験装置

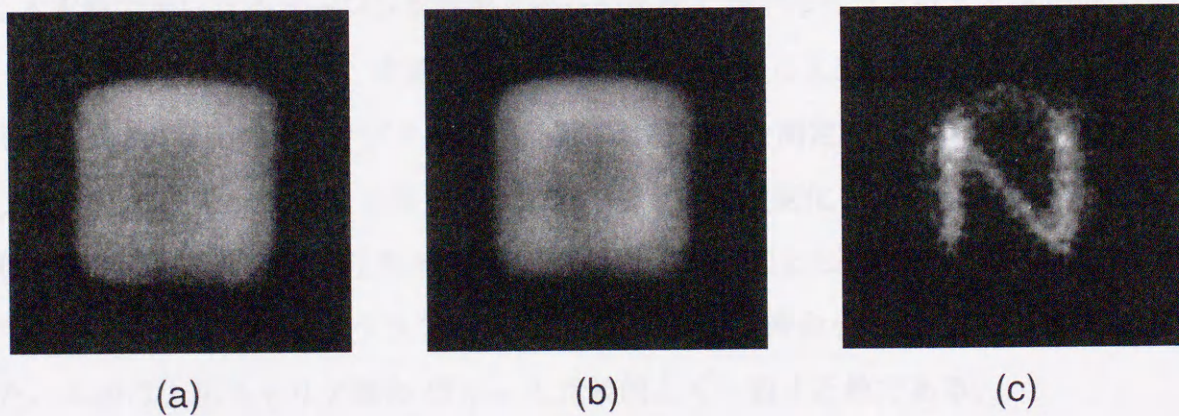


図4.6 高抵抗シリコン基板のミリ波画像:(a)光を照射しない場合の強度画像, (b) 光を照射した場合の強度画像, (c) 差分画像

4.3.2 考察

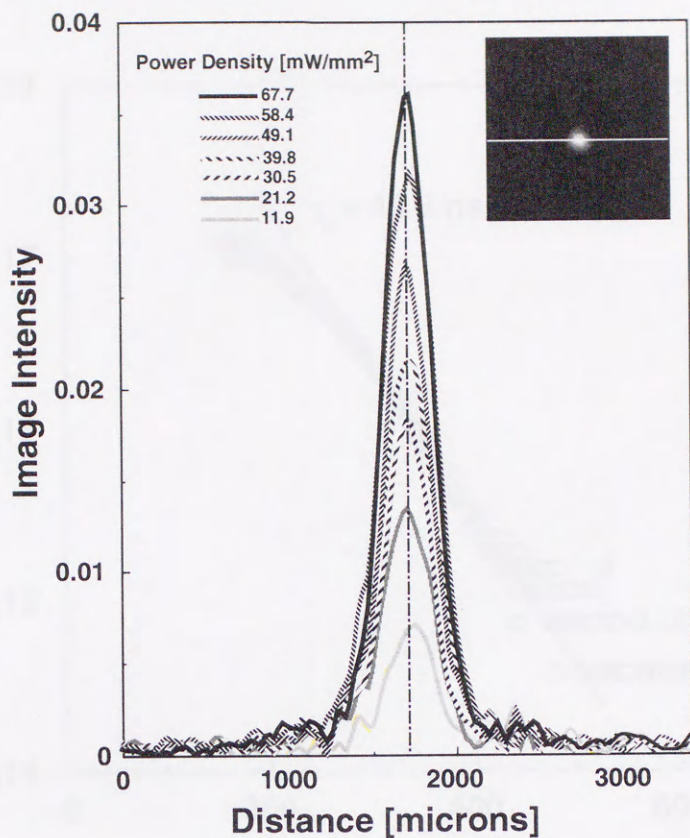
図4.7は(a)は、図4.4の光励起キャリアのミリ波強度画像において、挿入図で示した直線上の画像強度プロファイルを示した図である。図4.7(b)は、図4.7(a)の一点鎖線上の値すなわち画像強度の最大値を励起光パワー密度に対してプロットした図である。図4.7(b)を対象として、第3章、第3節で行ったのと同様の検討を行ってみる。

まず、励起光によって生成されたキャリア密度の見積もりを行う。第一近似として、基板内における光励起キャリアの拡散は無視する。またシリコン基板厚さ方向のキャリア励起は均一に行われると仮定する。さらに光励起キャリアの消滅は、不純物、トラップなどによる線形再結合過程を経て行われると仮定する。これらの仮定により、線形再結合定数を $\gamma_1 (=1/\tau_c)$ (τ_c は小信号キャリア寿命)、シリコン板で吸収された励起光パワー密度を P_{exc} 、励起光の光子エネルギーを $h\nu$ 、基板厚さを d とした場合のキャリア密度 n_c は次式で求められる[62]。

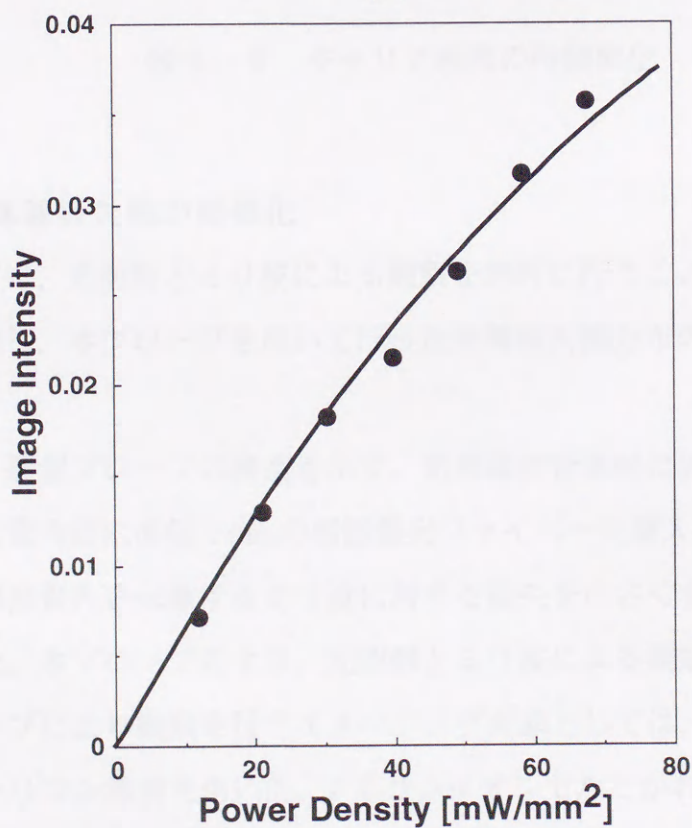
$$n_c = \frac{P_{exc}}{h\nu d} \frac{1}{\gamma_1} = \frac{P_{exc}}{h\nu d} \tau_c \quad (4.4)$$

本式よりキャリア密度 n_c を計算、式(4.1)、式(4.2)より複素屈折率 n^* を計算し、式(3.12)により電界反射係数 S_{11} を求めることができる。本反射係数より、高抵抗シリコン基板に対応する電界反射係数を減算し、減算結果の強度をプロットしたのが図4.7における実線である。ここで小信号キャリア寿命 τ_c の値としては、40 nsecを用いている。このとき計算されるキャリア密度は、励起光パワー密度67.7 mW/cm²において 1.1×10^{15} cm⁻³である。本実験で用いたイメージング対象と同一の製作工程で作った大きさ40 mm^φのシリコン・石英接着基板を用いて、本基板に波長1.064 μ m、パルス半値幅7 nsecの励起光を照射し、波長214 μ mのCWサブミリ波の反射率時間変化を測定した。本時間変化より、参考文献[61, 63]記載の方法を用いて求めたキャリア密度変化を図4.8に示す。ここで横軸の時間は、パルス状励起光が基板に入射した時点をもととした時間経過を表している。本キャリア密度変化を示すグラフの傾きより、キャリア寿命 τ_c の値として、46.8 nsecを得た。本値は上記キャリア寿命40 nsecと比較的よく一致する値である。

以上のように、本考察においても、第3章、第3節で示した考察と同様に、本システム反射モードで得られる強度画像はプローブからイメージング対象を伝搬波で見たときの表面反射率を反映する画像となっていることを示すことができた。



(a)



(b)

図4.7 励起光強度による画像プロファイルの変化 : (a) 挿入図直線上の画像強度プロファイル, (b) 励起光パワー密度に対する図(a)一点鎖線上の画像強度

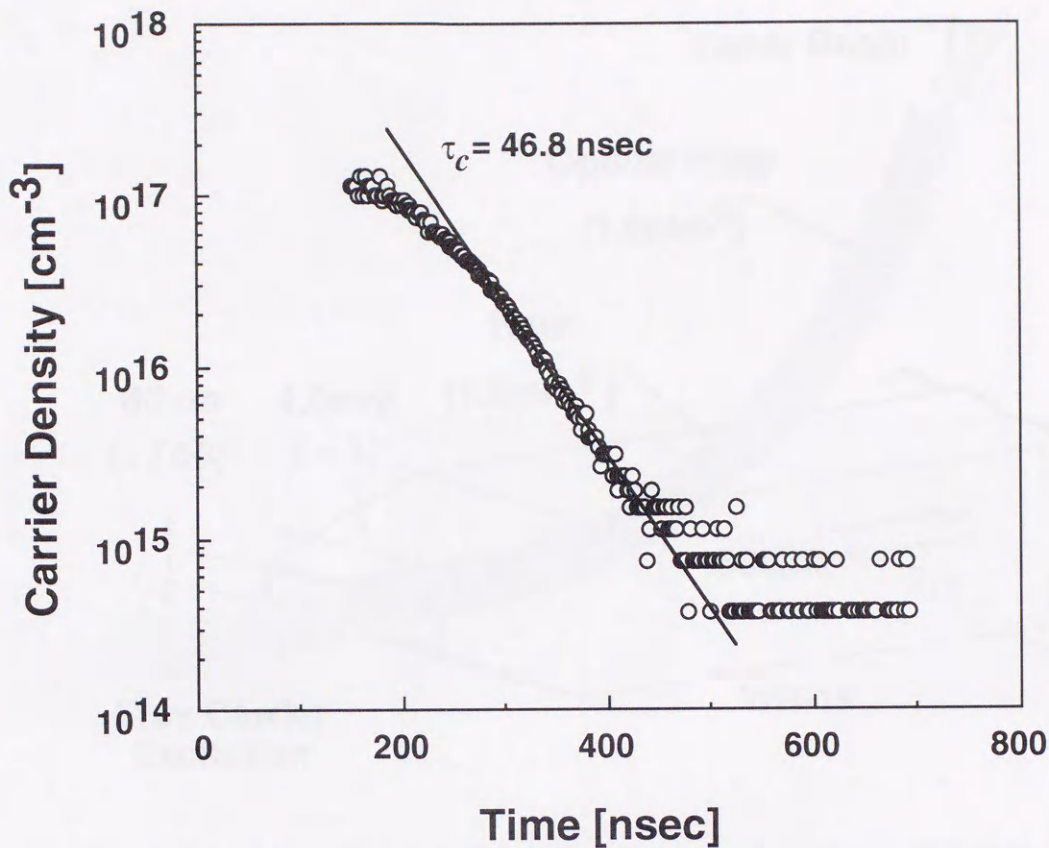


図4. 8 キャリア密度の時間変化

4. 4 半導体基板欠陥の画像化

本節においては、光照射とミリ波による観察を同時に行うことのできる新型スリットプローブを提案し、本プローブを用いて行った半導体欠陥分布の画像化に関する実験結果を説明する。

図4. 9に、新型プローブの構造を示す。矩形導波管管壁に直径1.2 mmの穴をあけ、この穴より導波管内部に直径1 mmの樹脂製光ファイバーを挿入したものである。穴をあける位置は、導波管内を伝搬するミリ波に対する損失を小さくするために、導波管幅方向の中心とした。本プローブにより、光照射とミリ波による観察を同時に行うことができる。本プローブにより観察を行うイメージング対象としては、アルゴンイオンでたたかれた高抵抗シリコン基板を用いた。アルゴンイオンでたたかれた部分は、直径0.5 mm^φの領域である。アルゴンイオンの加速電圧は200 KV、シリコン基板へのドーズ量は $5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ である。アルゴンイオンでたたかれた部分は、それ以外の部分と比較してより多くの欠陥が存在すると考えられる。光を照射すると、欠陥の多い部分ではキャリア寿命

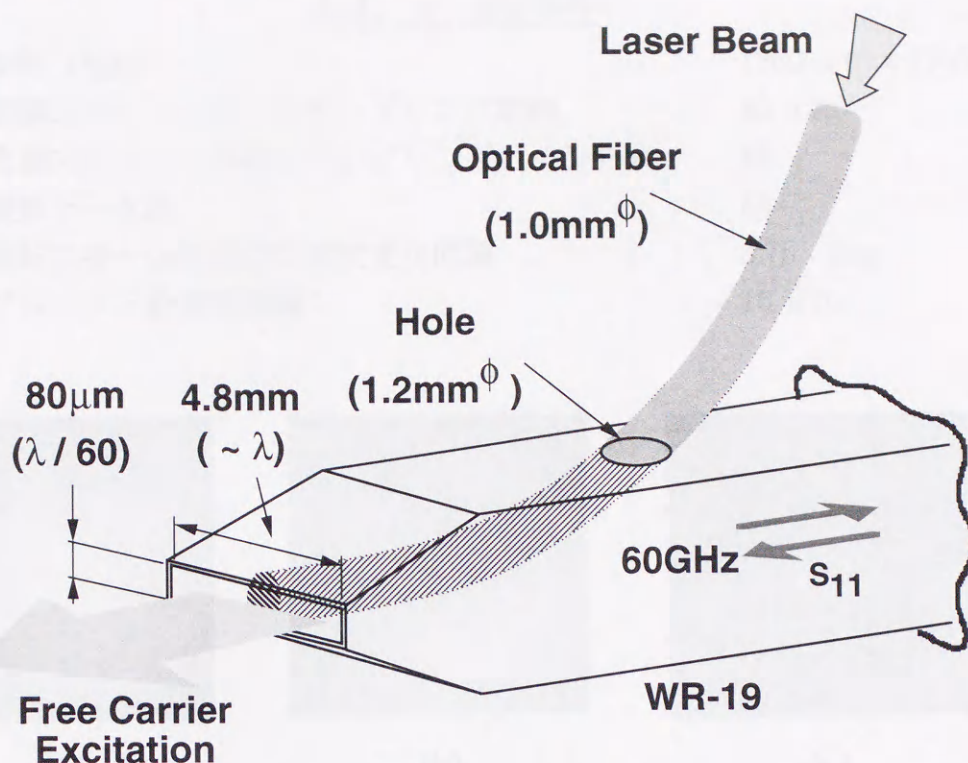


図4. 9 光ファイバーを挿入した新型スリット・プローブの構造

時間が短くなるので、キャリア密度が小さくなる。この密度差をミリ波で検出するというのが、欠陥分布画像化の原理である。測定は反射モードで行い、測定条件は表4. 2の通りである。励起光としては、Nd: YVO₄ レーザーからの波長 532 nm の CW 光を用いた。スリット開口からの光出力は 7 mW である。

結果を図4. 10に示す。図4. 10(a)は光を照射しない場合のミリ波強度画像、(b)は光を照射した場合のミリ波画像、そして(c)が(a)と(b)の差分画像である。図4. 10(b)より、アルゴンイオンでたたかれた部分の画像強度すなわち反射波強度が、それ以外の部分と比較して低下していることがわかる。本プローブによらなくとも、原理的には欠陥分布の画像化は可能である。図4. 2, 図4. 5で示した実験装置のように、基板背面より光を照射して、基板表面より観察を行えばよいからである。しかしながら、励起光の波長、基板材料により、基板への励起光浸透深さが異なっていること[64]を考慮して励起光波長を選択する必要がある。本プローブは、基板厚さ、励起光波長の制約を受けずに、基板表面の欠陥分布を画像化できるという特長を有している。

表4. 2 測定条件

視野 (FOV)	:	1360 μm x 1360 μm
直線スキャンにおけるサンプリング間隔	:	40 μm
直線スキャンにおけるサンプリングポイント数	:	48
投影データ数	:	48
回転スキャンにおける角度変化間隔	:	3.75 deg.
プローブ・物体間距離	:	10 μm

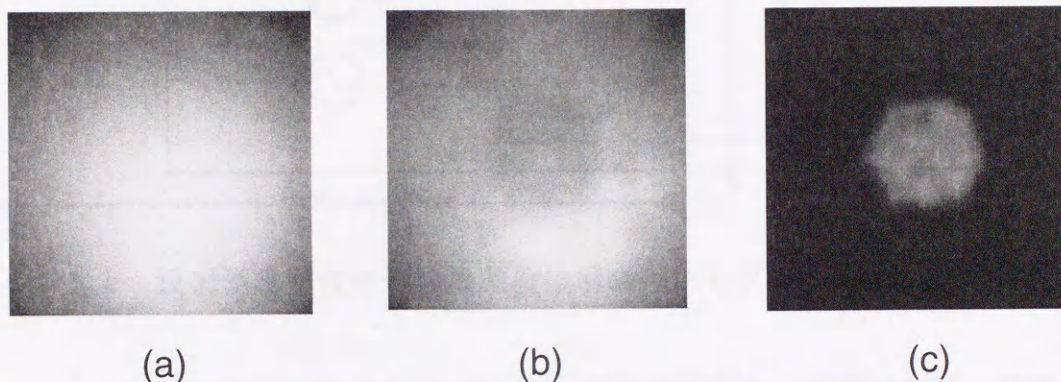


図4.10 アルゴンイオンでたたかれた高抵抗シリコン基板のミリ波強度画像:(a)光を照射しない場合の強度画像, (b) 光を照射した場合の強度画像, (c) 差分画像

4. 5 光励起キャリア分布の時間変化の画像化

本章においてこれまで示した光励起キャリアの画像はすべて、定常状態における分布を観測したものである。本節においては、光励起キャリア分布の時間変化を画像化する試みについて説明する。

本ミリ波帯近接場顕微鏡システムにおいては、信号検出装置としてネットワークアナライザを用いている。ネットワークアナライザは高精度測定を主目的にして製作された装置なので、単一周波数で信号強度の時間変化を追跡するといった用途には不向きである。そこで図4. 11に示す高速ホモダイン検出装置を製作した。なお本検出装置は繰り返し可能な現象のみを測定の対象として設計を行ったものである。以下に本検出装置の動作を説明する。ミリ波のソースとしては、60 GHzと50.5 GHzの2つを用いた。60 GHzのミリ波は、導波管系によりスリット型プローブに導かれる。スリット型プローブからの反射波はMixer #1において50.5 GHzのミリ波と混合される。Power Divider #1で分割された60 GHzの他方の波は、Mixer #2において50.5 GHzの波と混合される。Mixer

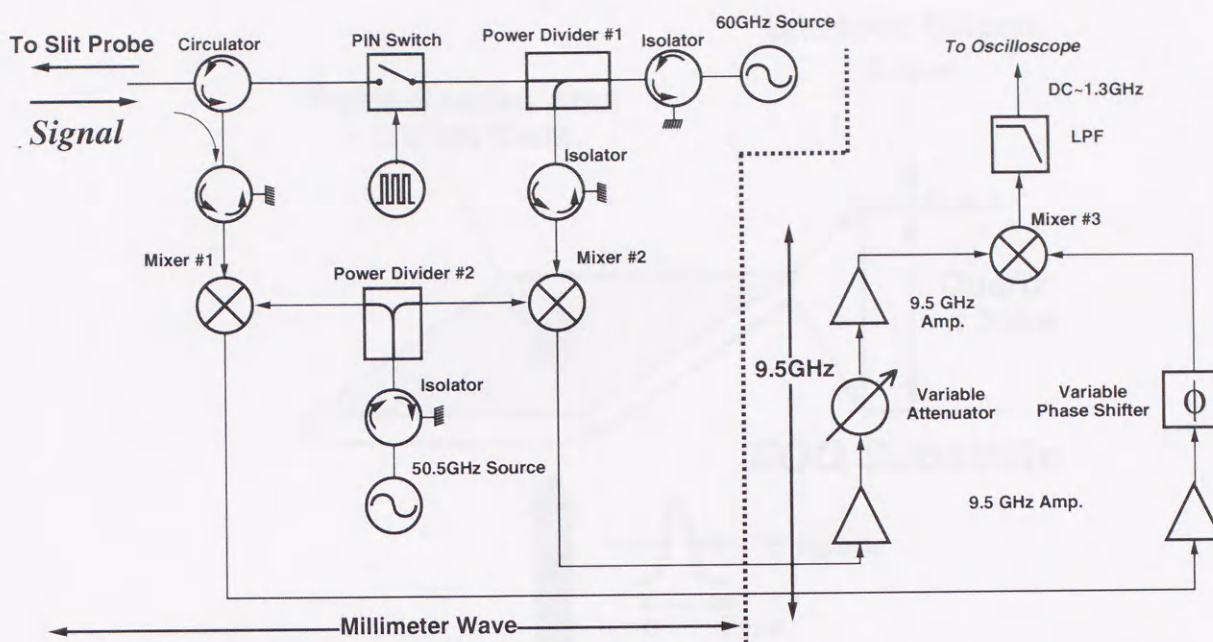


図4. 1 1 反射型ミリ波帯近接場顕微鏡用高速ホモダイン検出回路 (@ 60GHz)

#1, Mixer #2からの中間周波出力は、9.5 GHz帯で増幅され、可変減衰器、可変位相器を経て、Mixer #3で混合される。Mixer #3からの出力がホモダイン検出の結果としての出力となる。遮断周波数1.3 GHzの低域通過フィルターの出力をマイクロストリップラインで製作したDCカットを介して帯域幅DC~1 GHzのデジタルオシロスコープにより観測した。本検出装置の帯域幅は50 Hz~1 GHzであり、応答時間は0.4 nsecと推定できる。なお図4. 1 1において、60 GHzのソースからプローブに行くまでの導波管系にPINスイッチが挿入してあるが、本スイッチは60 GHzの連続波に振幅変調をかけ、定常状態における信号の観測も可能にするためのものである。以降の実験では、変調をかけずに、常にONの状態で使用している。

データ取得の手順は以下の通りである。観測の対象は繰り返し現象であり、この現象に同期した信号でオシロスコープに外部トリガーをかける。これまでの測定と同様に、イメージング対象を1点スキャンするごとにオシロスコープにおける観測波形をコンピューターに取り込むという操作を、直線スキャンのポイント数×投影データ数分繰り返す。可変位相器の位相を90°変化させ、再度同様のデータ取り込みを行う。可変位相器の位相を変化させる前のデータ、90°変化させた場合のデータはそれぞれ複素データの実部、虚部に対応するものである。以上のデータより、同一の時間に対応する測定データごとに画像再構成を行えば、現象の過渡的な時間変化を画像化できる。

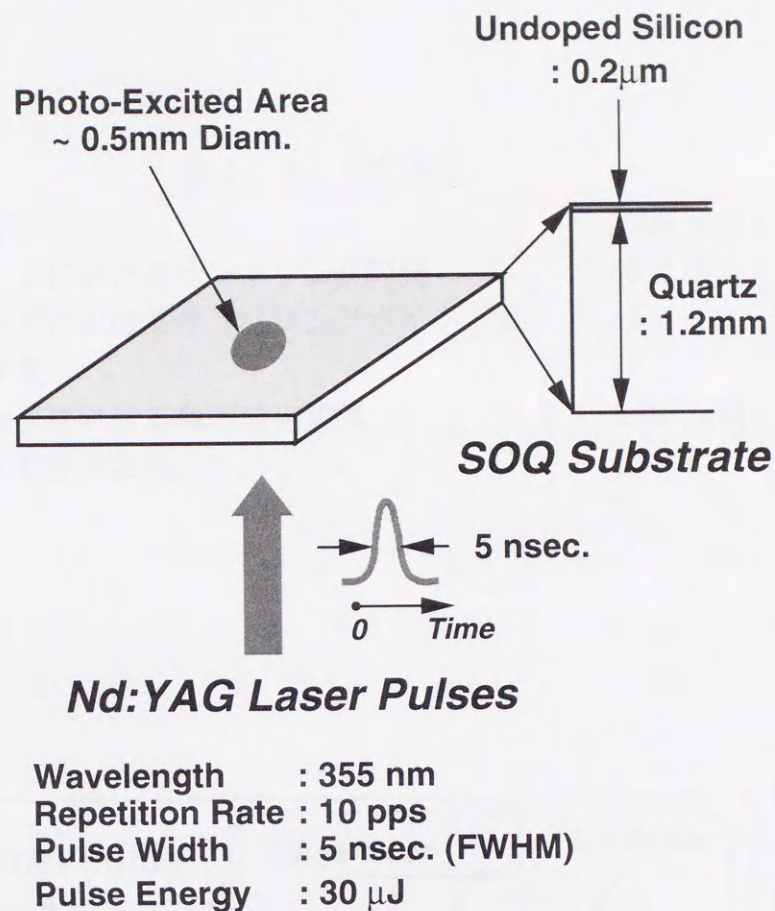


図4. 12 イメージング対象及びパルス励起光のパラメーター

イメージング対象としては、図4. 12に示すシリコン・オン・クォーツ基板を用いた。シリコン層は厚さ0.2 μ mの高抵抗シリコン、石英基板の厚さは1.2 mmである。図のように石英基板面から波長355 nm、繰り返し周波数10 Hz、半値幅5 nsec、パルスエネルギー30 μ Jのパルス光を直径0.5 mmの領域に照射してシリコン層にキャリアを励起、シリコン面側から反射モードにおいて測定を行った。測定条件は表4. 3に示す通りである。図4. 13に励起光パルス強度の時間変化及び高速ホモダイン検出装置からの出力波形の一例を示す。本出力波形例は、図4. 13の挿入図で示すように、光が照射された領域が、スリット型プローブの開口の中心部分に位置する場合のものである。図4. 14に、再構成された光励起キャリア分布の時間変化を示す。図4. 14は、時間刻み1 nsec、励起光パルスが照射された時点から29 nsecまでのキャリア分布の時間変化を示している。励起光パルスによるキャリア発生、再結合によるキャリア消滅、キャリア拡散を画像化することに成功した。

表4.3 測定条件

視野 (FOV)	:	2000 μm x 2000 μm
直線スキャンにおけるサンプリング間隔	:	50 μm
直線スキャンにおけるサンプリングポイント数	:	57
投影データ数	:	57
回転スキャンにおける角度変化間隔	:	3.16 deg.
プローブ・物体間距離	:	10 μm

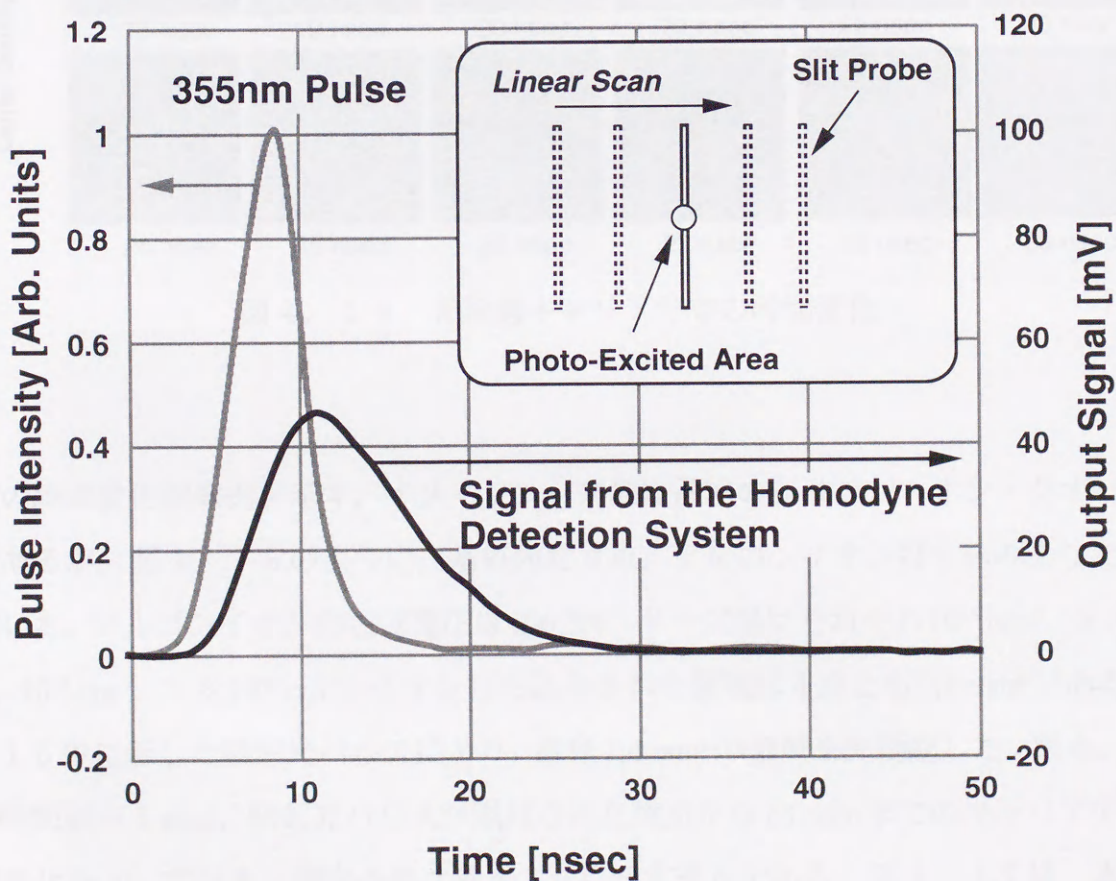


図4. 13 励起光パルス波形及び検出装置からの信号時間変化

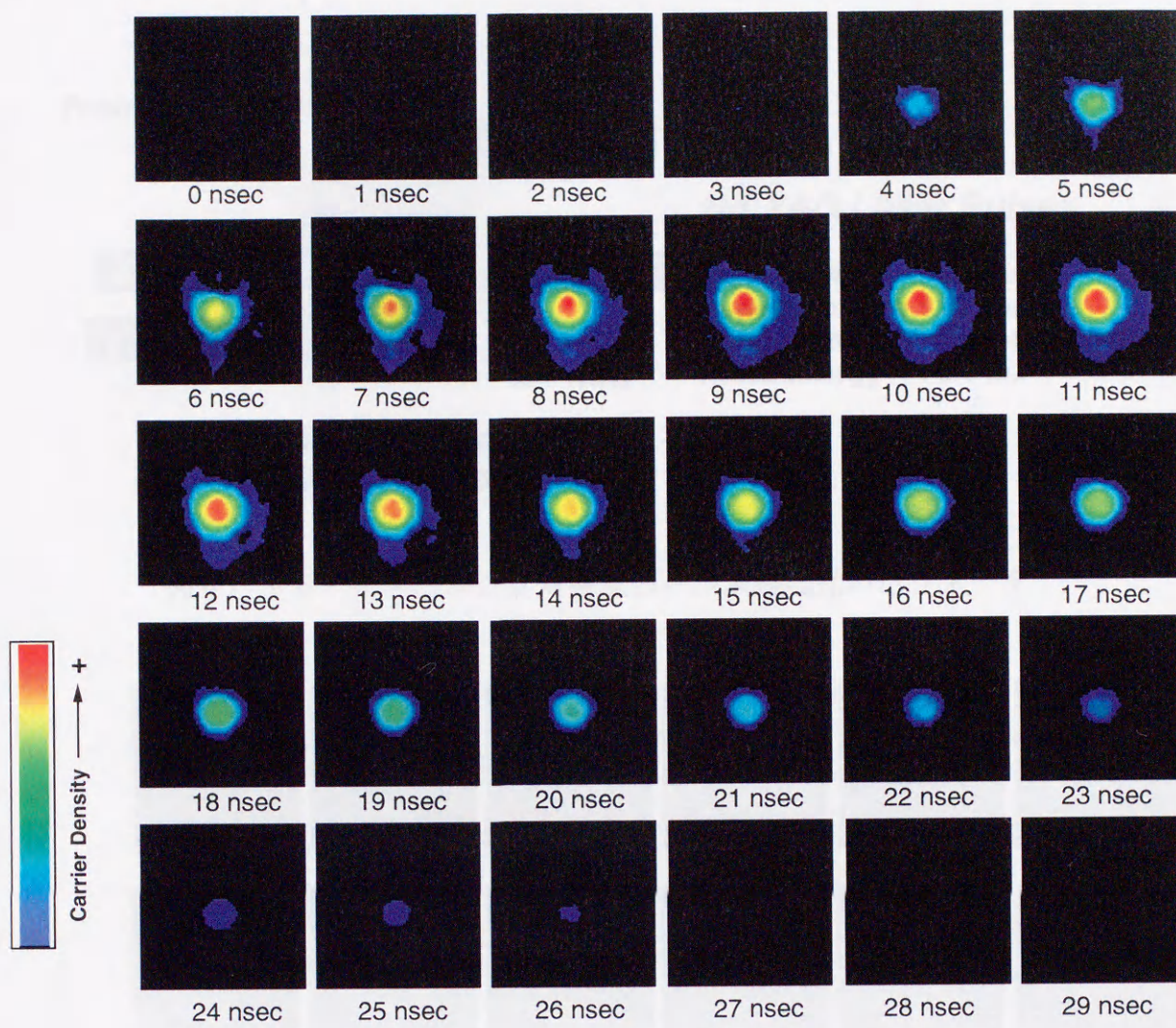


図4. 1 4 光励起キャリア分布の時間変化

別の時間変化画像例を示す。イメージング対象は前述のシリコン・オン・クォーツ基板であるが、図4. 1 5のように、基板内に4点、アルゴンイオン打ち込みをしたものを用いた。アルゴンイオンの加速電圧は100 KV、ドーズ量はそれぞれ 10^{15} cm^{-2} , $5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$, 10^{14} cm^{-2} , $5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$, イオン打ち込みされた領域は4点とも 0.4 mm^{ϕ} である。図4. 1 5中に示した励起光パルスにより、直径 2.4 mm^{ϕ} の領域を光励起した。図4. 1 6は、時間刻み1 nsec, 励起光パルスが照射された時点から23 nsecまでのキャリア分布の時間変化を示している。測定条件は表4. 4に示す通りである。図4. 1 7は、本図挿入図で示す5点における画像強度の時間変化である。本図より、打ち込まれたアルゴンイオンの量が少ないほど画像強度、すなわちキャリア密度が大きいこと、画像強度の低下が緩やかであることがわかる。これら曲線のピーク値に対応するキャリア密度は 10^{17}

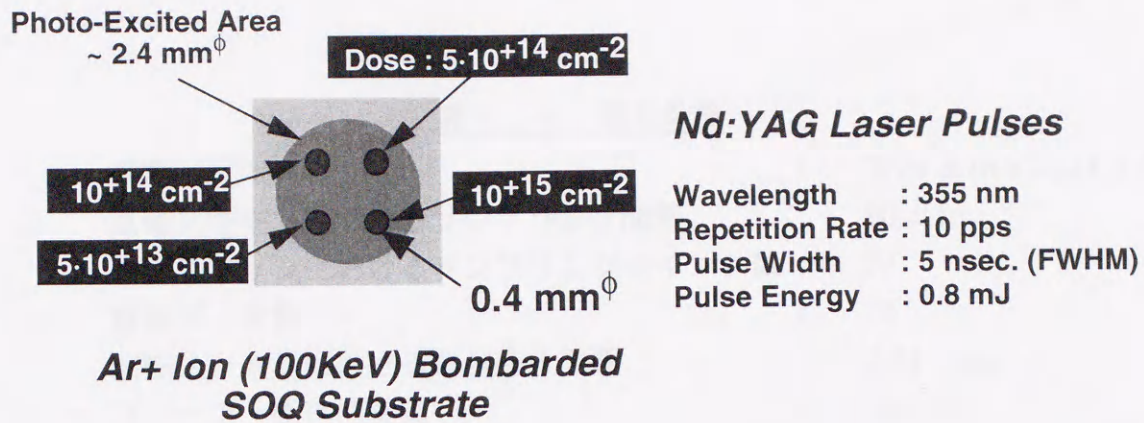


図4. 15 イメージング対象及びパルス励起光のパラメーター

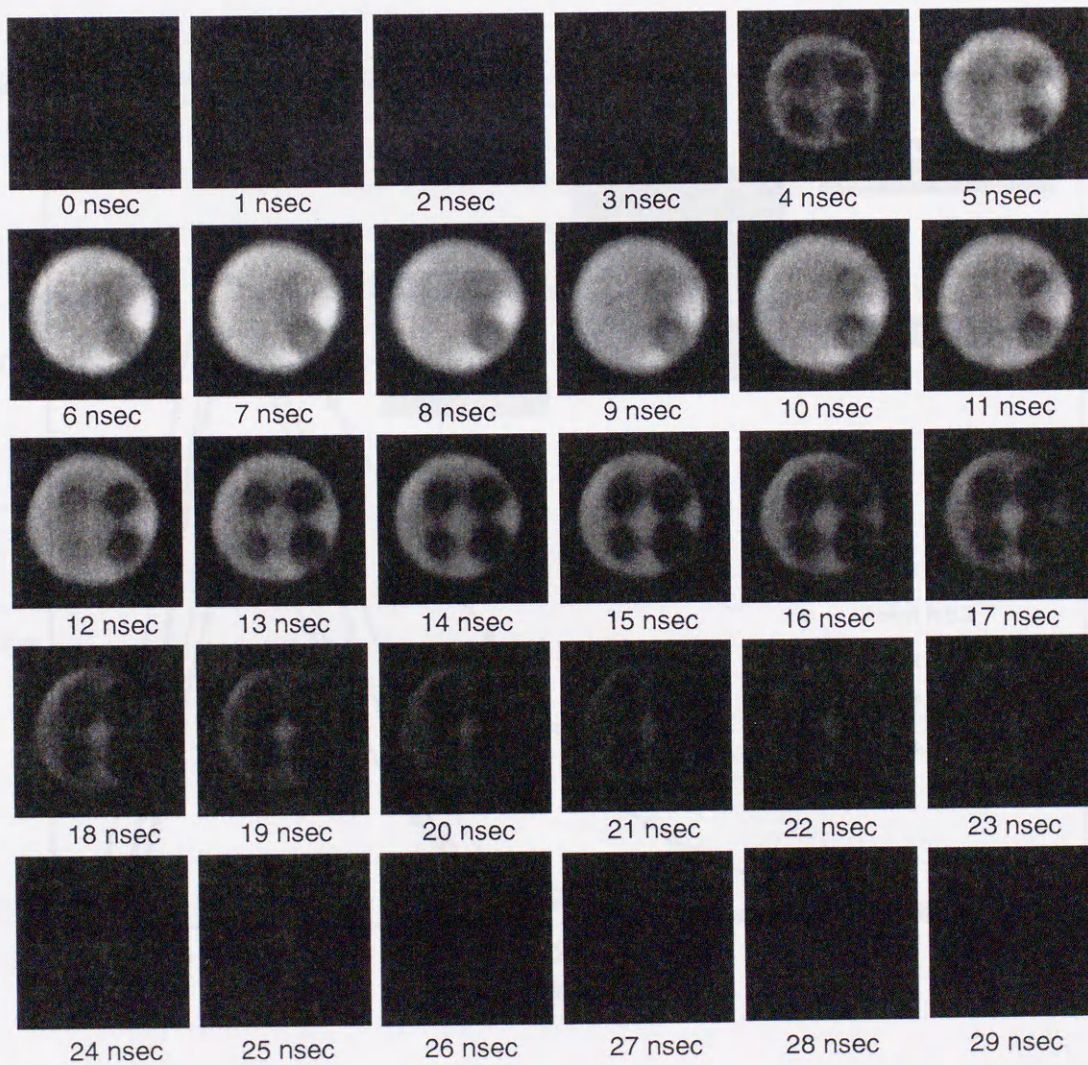


図4. 16 光励起キャリア分布の時間変化

表4. 4 測定条件

視野 (FOV)	:	3224 μm x 3224 μm
直線スキャンにおけるサンプリング間隔	:	60 μm
直線スキャンにおけるサンプリングポイント数	:	77
投影データ数	:	77
回転スキャンにおける角度変化間隔	:	2.34 deg.
プローブ・物体間距離	:	10 μm

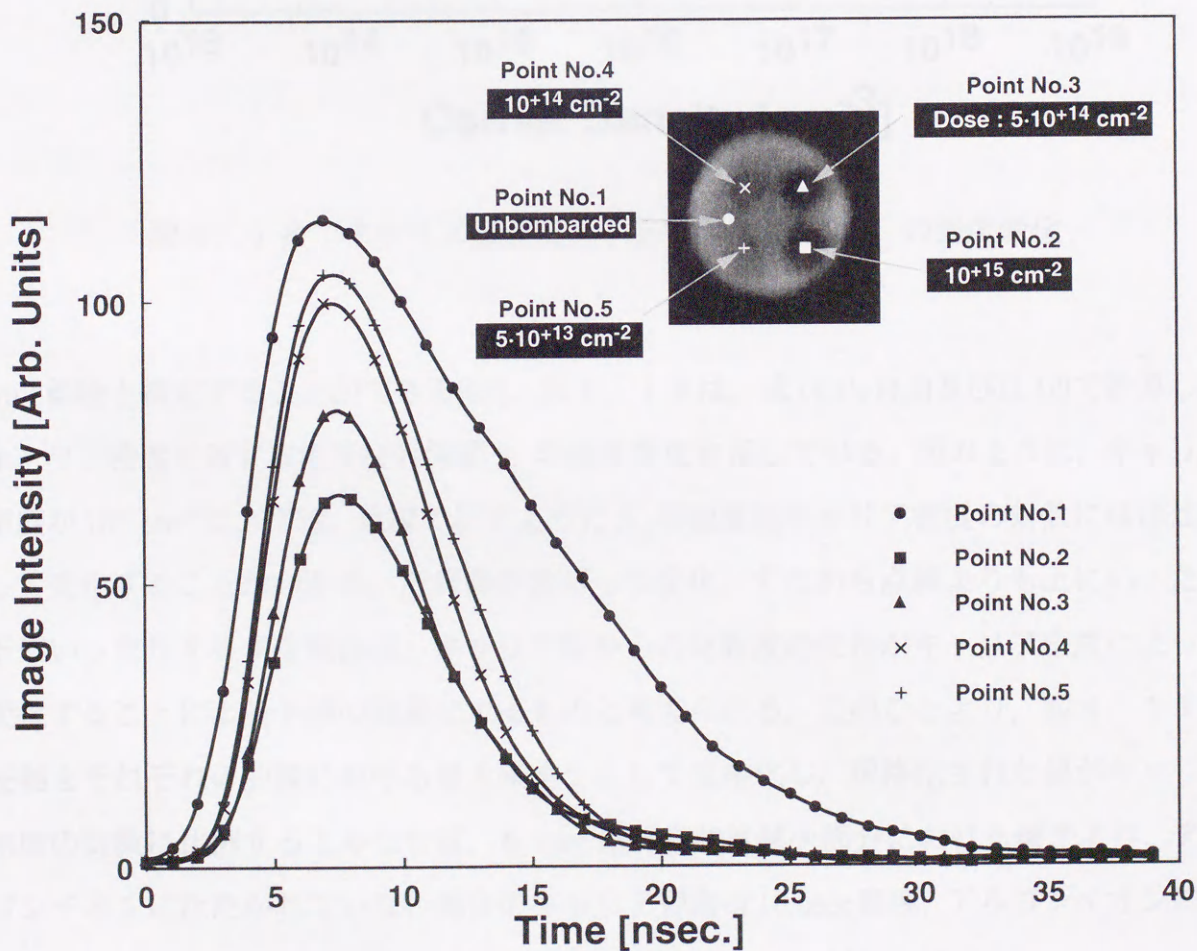


図4. 17 画像強度の時間変化

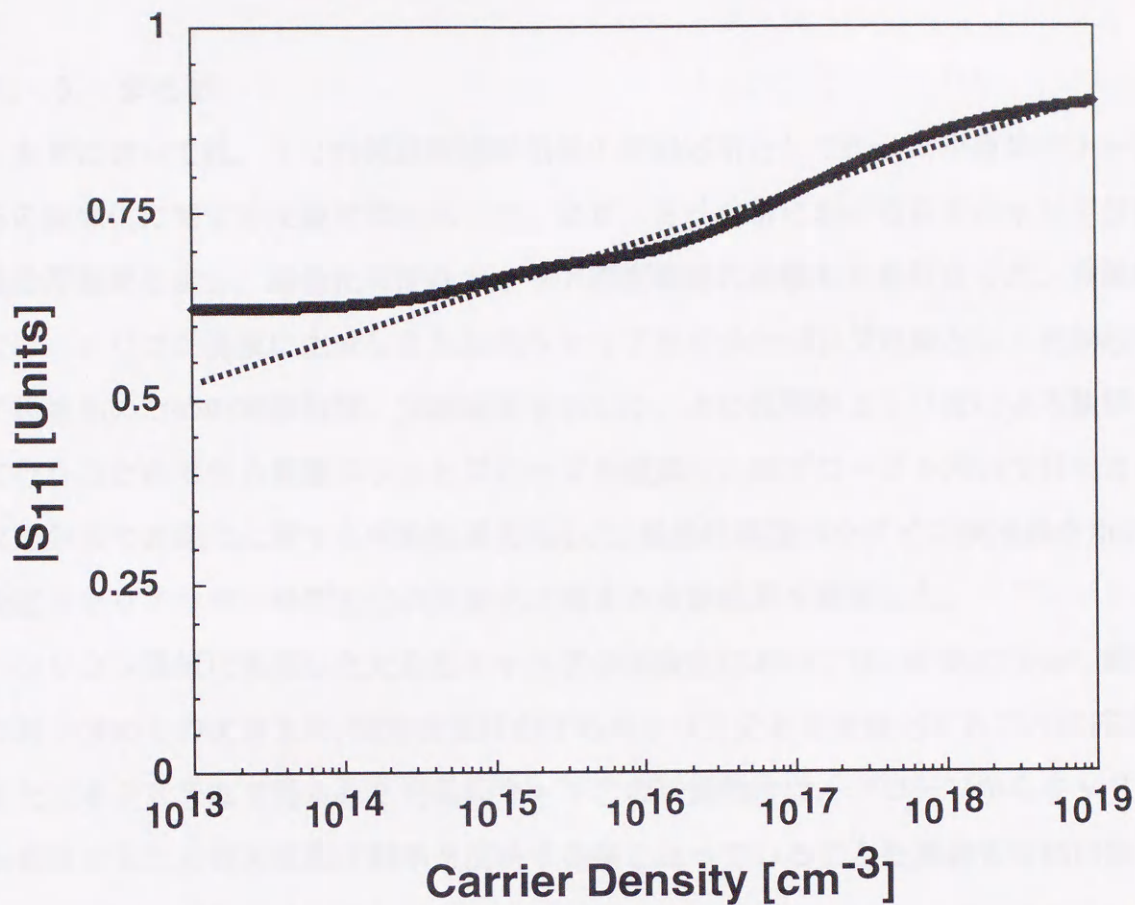


図4. 18 キャリア密度に対する電界反射係数 S_{11} の強度変化

cm^{-3} 前後と推定することができる[63]。図4. 18は、式(4.1)、(4.2)及び(3.12)で計算したキャリア密度に対する電界反射係数 S_{11} の強度変化を示している。図のように、キャリア密度が 10^{15} cm^{-3} 以上では、点線で示すように S_{11} の強度はキャリア密度の対数にほぼ比例して変化することがわかる。計算値が波打って変化、すなわち点線よりも上にいたり下にいたりする理由は、キャリア層からの反射波の位相がキャリア密度によって変化することによる干渉の効果によるものと考えられる。このことより、図4. 17の縦軸をそれぞれの曲線における最大値を1として規格化し、規格化された値がキャリア密度の対数に比例するとみなせば、8 nsec以降の強度減少部分における傾きより、アルゴンイオンにたたかかれていない部分のキャリア寿命は10 nsec程度、アルゴンイオンにたたかれた部分のキャリア寿命は5 nsec程度と推定することができる。

4.6 まとめ

本章においては、ミリ波帯近接場顕微鏡の新規応用として行った半導体中キャリア分布の画像化に関する実験結果を示した。まず、ミリ波帯における自由キャリア分散の理論計算結果を示し、画像化可能なキャリア密度範囲の見積もりを行なった。実験においては、シリコン基板に生成した光励起キャリアをイメージング対象とし、光励起キャリア画像化のための実験装置、実験結果を示した。次に光照射とミリ波による観察を同時に行うことのできる新型スリットプローブを提案し、本プローブを用いて行った半導体欠陥分布の画像化に関する実験結果を示した。最後に高速ホモダイン検出器を用いた、光励起キャリア分布の時間変化の画像化に関する実験結果を説明した。

シリコン基板に生成した光励起キャリアの画像化においては、直径0.7 mm^φ、観測波長の約7分の1の大きさの、定常状態におけるキャリア分布を画像化することに成功した。また、本システムで得られた光励起キャリアの画像強度は、プローブからキャリア層を伝搬波で見たときの表面反射率を反映する値となっていることを導波管等価回路を用いた理論計算により明らかにした。

光照射とミリ波による観察を同時に行うことのできる新型スリットプローブを用いた半導体欠陥分布の画像化においては、アルゴンイオン打ち込みによって形成された、直径0.5 mm^φ、観測波長の10分の1の大きさの欠陥領域を画像化することに成功した。本プローブは、基板厚さ、励起光波長の制約を受けずに、基板表面の欠陥分布を画像化できるといった特長を有している。

光励起キャリア分布の時間変化の画像化に関しては、応答速度0.4 nsecの高速ホモダイン検出装置を作成し、本装置により時間分解1 nsecでキャリア発生、消滅、拡散といった、キャリア分布の過渡的な変化を画像化することに成功した。さらに実験で使用したシリコン・オン・クォーツ基板のシリコン層のキャリア寿命が10 nsec程度であることを明らかにした。本装置において達成可能な時間分解能は、装置を構成する要素の周波数帯域幅により決定されている。60 GHzのミリ波を照射波として用いる場合、装置の安定動作を保証するためには、信号波を60GHz以下の低周波数に周波数変換する必要がある。本装置においては、増幅器、フィルター、アイソレータ、減衰器、位相器等、様々な要素が用いられているが、最も問題となるのは増幅器としていかに広帯域な物を使用するかである。現状では、60 GHz以下の周波数帯において、20 GHz程度の帯域幅を持つ増幅

器は市販品で入手可能である。この帯域幅より、20 psec 程度の時間分解能は容易に達成可能と考えられる。

キャリア分布の画像化に関しては光領域において、エキシトンあるいはフォトルミネッセンス発光を計測して分布を画像化する例が報告されている[65, 66]。また半導体欠陥分布の画像化に関しても、フォトルミネッセンス発光を観察して画像化する例が報告されている[67]。これら技術に関して、特に半導体としてシリコンを用いる場合は、検出可能な発光強度を得るために液体ヘリウムあるいは液体窒素温度でサンプルを冷却することが不可欠である[67]。これらに対して本ミリ波帯近接場顕微鏡は、室温でキャリア分布が観測可能であるという大きな利点を有している。自由キャリアによる光吸収を利用するポンプ・プローブ法[68, 69]も一種のキャリア分布画像化技術である。本方法においては、まずポンプ光によりキャリアを光励起する。この状態において、プローブ光の吸収がキャリア密度によって変化することを利用している。本方法は 10^{13} - 10^{18} cm⁻³のキャリア密度を検出することが可能[68]であり、この点に関しては本ミリ波帯近接場顕微鏡の検出可能密度範囲と同程度である。しかしながら、原理的にプローブ光の吸収を測定する必要があるため、対象に関して透過のみの測定しか行なえないという制限が存在する。

本章においてはキャリア密度の制御が容易なことから、光励起キャリアをイメージング対象としたが、他の一般的な電子デバイスにおけるキャリア分布の画像化も可能であると考えられる。

第5章 結論

本論文は、スリット型プローブ、X線断層撮影技術で用いられている走査方法及び画像再構成方法を用いるミリ波帯近接場顕微鏡システムの開発を目的とし、画像再構成原理の実験的検証、諸特性の測定、高機能化のための手法、システムの応用例について述べたものである。以下に第2章から第4章、各章において得られた成果及び今後の課題についてまとめる。

第2章では、スリット型プローブを用いたミリ波帯近接場顕微鏡システムにおける画像再構成原理を示した。本画像再構成原理に基づいたシステムの設計、製作、測定条件及び信号検出方式の決定を行ない、本原理の実験的検証に成功した。本実験の過程で得られた成果を以下に箇条書きにて示す。

- 1) スリット型プローブの理論解析、反射特性の測定を行い、スリット開口からの電力透過係数が点開口型プローブにおける値よりも5桁以上大きいことを明らかにした。
- 2) 分解能はプローブとイメージング対象間の距離に大きく依存すること、達成可能な最高分解能はスリット幅により制限されることを明らかにした。
- 3) 測定データより画像を再構成する前処理として、オフセット成分の除去がアーティファクトの低減に有効であることを明らかにした。

今後の課題としては、測定手順の簡略化が挙げられる。現在のシステムでは、スリット型プローブと物体との間隔及び平行度の調整は、顕微鏡観察、リニアゲージの指示を参照するといった手段により、機械的に行なっている。本手順をコンピュータ制御による電気的あるいは光学的な方法により置き換えることが、測定時間全体の短縮及び人為的な判断の排除に有効であると考えられる。

スリット型プローブは、ミリ波帯だけではなく、サブミリ波帯、赤外領域、可視光領域においても、その領域で使用されている導波路を用いて実現可能であると考えられる。これら領域において問題となるのは、スリット型プローブ構造の最適化、特にテーパ角の決定であると考えられる。テーパ角の大きさは、プローブからの反射波量及びプローブにおける損失とのトレードオフを決定する要因である。使用する領域によって導波路を覆う金属の損失が変化することを考慮すると、各領域において透過を最大とする

最適なテーパ角が存在すると考えられる。ミリ波帯においては、各種整合回路が実用化されているため、これら整合回路を利用することにより、任意のテーパ角を持つプローブにおいて100%近い透過を実現することが容易である。そのため、本章においては、プローブ構造の最適化については触れなかった。整合回路を用いることが困難な領域あるいは導波路においては、最適なテーパ角を決定することが重要であることを指摘しておきたい。

第3章では、本システムの高機能化に関する検討を行なった。高分解能化を目指したプローブ構造の改善、スリット型プローブの感度分布の影響を考慮した画像再構成方法の改善について示した。

プローブ構造の改善においては、シリコンチップを挿入する新型プローブを提案し、本プローブを用いてスリット開口幅以下の分解能を達成することができた。本結果はスリット型プローブを用いる近接場顕微鏡システムにおいて、表皮効果による制限を超える分解能を達成するためのひとつの指針を与えるものである。画像再構成方法の改善においては、スリット型プローブの感度分布の測定結果を示し、本感度分布が再構成画像に及ぼす影響をシミュレーションにより明らかにした。さらに本感度分布を補正するための画像再構成方法である共役勾配法について詳述し、実験で得られた投影データに共役勾配法を適用することにより、感度分布の補正に成功した。以下に得られた成果を箇条書きにて示す。

- 1) スリット型プローブの感度分布は、矩形金属導波管における基本モード、 TE_{10} モードの電界強度分布の二乗で近似できることを実験的に示した。
- 2) 上記感度分布が存在する場合、フィルター補正逆投影法を用いると本来再構成すべき強度画像と比較して、低空間周波数成分が劣化した強度画像が得られることをシミュレーションにより明らかにした。
- 3) 実験で得られた投影データに共役勾配法を適用することにより、再構成画像上の均一度が向上すること、異なる電磁波特性を有する物体間の画像コントラストが明確になること、よりイメージング対象の構造を反映した画像が得られることを確認した。
- 4) 感度分布が補正された再構成画像を数値解析することにより、画像強度が、プローブからイメージング対象を伝搬波で見たときの表面反射率を反映する値となっているこ

とを導波管等価回路を用いた理論計算により明らかにした。

今後の課題としてはまず、シリコンチップを挿入したプローブのチップ構造、材料等の最適設計が挙げられる。さらに感度分布が補正された再構成画像の評価に関する理論的な補足が挙げられる。これらに関しては三次元電磁界シミュレータによる解析が有効であると考えられる。

第4章では、ミリ波帯近接場顕微鏡の新規応用として行った半導体中キャリア分布の画像化に関する実験結果を示した。測定対象としては、キャリア密度及び分布の制御が容易な光励起キャリアを選択した。シリコン基板に生成した光励起キャリアの画像化、光照射とミリ波による観察を同時に行うことのできる新型スリットプローブを用いた半導体欠陥分布の画像化、そして光励起キャリア分布の時間変化の画像化について示した。

シリコン基板に生成した光励起キャリアの画像化においては、定常状態におけるキャリア分布を画像化することに成功した。また、本システムで得られた光励起キャリアの画像強度は、プローブからキャリア層を伝搬波で見たときの表面反射率を反映する値となっていることを導波管等価回路を用いた理論計算により明らかにした。

光照射とミリ波による観察を同時に行うことのできる新型スリットプローブを用いた半導体欠陥分布の画像化においては、アルゴンイオン打ち込みによって形成された欠陥領域を画像化することに成功した。本プローブは、基板厚さ、励起光波長の制約を受けずに、基板表面の欠陥分布を画像化できるという特長を有している。

光励起キャリア分布の時間変化の画像化に関しては、応答速度0.4 nsecの高速ホモダイン検出装置を作成し、本装置により時間分解1 nsecでキャリア発生、消滅、拡散といった、キャリア分布の過渡的な変化を画像化することに成功した。

半導体中キャリア分布の画像化にミリ波帯近接場顕微鏡を用いることの特長は、半導体の種類による制限を受けないこと、そして室温条件での観察が可能なが挙げられる。本章において、光励起キャリアを測定対象としたが、他の一般的な電子デバイスにおけるキャリア分布の画像化も可能である。

本論文は、ミリ波帯で動作する近接場顕微鏡システムに係る研究成果をまとめたものである。本研究で用いたスリット型プローブの最大の特長は、高感度測定が可能なことである。この特長を活かせば、ミリ波帯だけではなく、サブミリ波帯、赤外領域、可視

光領域といったより波長の短い電磁波領域においても、物性評価、超高密度光ストレージといった応用への適用が期待できると考える。本論文の研究成果は、スリット型プローブを用いる画像化システムすべての基礎となり得るものである。

本研究の助成機関、奈良先端科学技術大学院大学、科学研究費助成会、科学技術振興機構、そして指導教官の先生にまで、多くの御指導、御助言と厚かい御礼を申し上げます。また、心より感謝致します。

本研究の進展には、本研究を指導する中より研究を共にむかえて御指導、御助言、御礼をいただきました。また、本論文をまとめるにあたって、多くの御助言をいただきました。深く感謝致します。

本研究に際し、貴重な御助言をいただきました。東北大学電気通信研究所、川上毅二博士、東北大学工学部電気工学科、大塚光博教授に心より感謝致します。

研究当初において、本論文に記述する研究内容はアルゴリズムの適用に関して御助言をいただきました。新学術領域研究(学際卓越研究)「ナノスケール光通信」の助成者佐藤正博先生に心より感謝致します。

プローブの近接分解能力に関する実験的検討し、多くの御助言と厚い御礼をいただきました。筑波大学電子工学系、高橋知雄教授、工学部学助教授に心より感謝致します。

貴重な半導体基板を御提供いただいた、信越半導体株式会社、阿部孝夫博士、石川打也博士の御礼を申し上げます。また、筑波大学工学部電気電子工学科、越中浩司教授、東北大学電気通信研究所、高木寛博先生に御礼致します。

本論文は、著者が現在所属する東北大学ナノスケール研究センターを総務代行したものであります。本研究に際して、数々の御助言をいただきました。理化学研究所フォトダイナミクス研究センター(現・分子科学研究所)、高橋孝一先生、光物性研究チーム、渡川英三先生(現・理研)に御礼致します。また本研究に際して様々な御助言をいただいた理化学研究所フォトダイナミクス研究センター(現・分子科学研究所) 安田隆博博士(現・石巻専修大学)、徳島県立大学(現・分子科学研究所)、高橋賢士博士(現・神奈川科学技術アカデミー)に御礼致します。

本研究を遂行するにあたり、御協力いただいた東北大学電気通信研究所(現・理研)の藤井智氏、南川孝彦氏、伊藤博昭氏(現・日本電信)に御礼致します。

謝辞

本研究は、東北大学電気通信研究所、水野皓司教授の直接の御指導のもとに行われました。本研究の計画立案、方法、装置開発、研究結果の検討、そして日常の生活に至るまで、多くの御指導、御鞭撻と温かい御配慮を賜りましたことに対して、心より感謝致します。

裊鐘石助教授には、本研究を開始する時点より研究全般にわたって御助言、御指導、御激励いただきました。また、本論文をまとめるにあたって、多くの御助言をいただきました。深く感謝致します。

本研究に関し、有益な御教示をいただきました、東北大学電気通信研究所、川上彰二郎教授、東北大学工学部通信工学科、宮城光信教授に心より感謝致します。

研究当初において、X線CTにおける画像再構成アルゴリズムの適用に関して御討論いただいた、科学技術振興事業団・心表象プロジェクト、関原謙介博士に心より感謝致します。

プローブの感度分布補正に関する問題点に対し、多くの御討論を願い有益な御助言をいただきました、筑波大学電子情報系、斉藤恒雄教授、工藤博幸助教授に心より感謝致します。

貴重な半導体基板を御提供いただいた、信越半導体株式会社、阿部孝夫博士、イオン打ち込みの便を計っていただいた、東京農工大学工学部電気電子工学科、越田信義教授、東北大学電気通信研究所、荒木実博士に深謝致します。

本研究は、筆者が理化学研究所フォトダイナミクス研究センター在籍時に行なったものであります。本研究に関して、数々の便宜を計っていただいた、理化学研究所フォトダイナミクス研究センター光反応研究チーム、吉良満夫チームリーダー、光物性研究チーム、瀬川勇三郎チームリーダーに深謝致します。また本研究に対して様々な御助言をいただいた理化学研究所フォトダイナミクス研究センターフロンティア研究員、安田隆博士（現：石巻専修大学）、猿倉信彦博士（現：分子科学研究所）、宮澤貴士博士（現：神奈川科学技術アカデミー）に深謝致します。

本研究を遂行するにあたり、御助力いただいた東北大学電気通信研究所水野研究室の藤井哲氏、南出泰亜氏、伊藤匡稔氏（現：日本電気）に深謝致します。

最後に、筆者の研究活動を物心両面より援助していただいた、今は亡き両親に感謝するとともに、本論文を捧げるものであります。

- atomic optics," *Phys. Rev.*, vol. 5, pp. 296-305, 1923.
- [1] E. A. Ash and G. Szebeni, "Deep subwavelength quantum scanning microscope," *Optica*, vol. 257, pp. 519-522, 1994.
- [2] D. W. Teoh, W. Denk, and M. Leap, "Optical microscopy: Image recording with resolution limit," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 64, pp. 310-312, 1994.
- [3] 近藤博子ノフオホニクハコホフコホ, 大澤元一, 河内良雄, 藤川清, オプトロコクス社, 1997.
- [4] B. J. Dyball, R. J. Meyer, and R. E. Weig, "Scanning near field optical microscopy and scanning tunneling microscopy," *Rev. J. Appl. Phys.*, vol. 33, pp. 3765-3790, 1994.
- [5] H. Muramatsu, M. Chiba, K. Hatanaka, K. Nakajima, T. Akita, S. Ono, A. Kawami, and M. Tanihara, "Near field optical microscopy in liquids," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 65, pp. 3245-3247, 1995.
- [6] K. Cichosman, N. Barz, Ami, and A. Lewis, "A fully integrated near-field optical, far-field optical and non-invasive scanning probe microscope," *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 67, pp. 3257-3272, 1996.
- [7] 大澤元一ノフオホニクハコホフコホ, オプトロコクス社, vol. 65, pp. 3-12, 1996.
- [8] ノフオホニクハコホフコホ, 第4号, 第1号, 小澤社, 1993.
- [9] M. Park, S. Cho, and T. W. Dorsch, "Scanning electron microscope transmission line microscope with picosecond and submicron," *Opt. Commun.*, vol. 69, pp. 219-224, 1989.
- [10] T. Wu, X.-D. Xiang, W. Q. Wu, and P. J. Schrier, "Scanning tip microwave near-field microscope," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 68, pp. 3506-3508, 1996.
- [11] C. E. Mirman, R. C. Black, S. M. Anlage, A. J. Aylmer, and T. C. Welwood, "Near-field microwave microscope with 100- μm resolution," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 69, pp. 3272-3274, 1996.
- [12] B. Kellmann, D. W. van der Weide, T. Alkhalaf, R. Mitz, and D. Bückle, "Terahertz sub-wavelength resolution with a scanning radio frequency transmission microscope," *Opt. Commun.*, vol. 179, pp. 15-18, 1996.
- [13] B. Kell, F. Kellmann, S. Kruse, and R. Leckebusch, "Contrast of microwave near-field microscopy," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 70, pp. 2687-2689, 1997.
- [14] S. Leap, J. Hsieh, J. Kretsch, "A near field optical microscope," *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 65, pp. 2254-2260, 1994.
- [15] M. Habib-Aziz, N. A. Shtrom, and S. Harris, "Non-destructive characterization of fibers via Brillouin scattering," *Meas. Sci. Technol.*, vol. 4, pp. 383-390, 1993.
- [16] M. Gerasimov and D. Davydov, "Novel millimeter wave near-field optical microscope," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 65, pp. 1579-1581, 1995.
- [17] M. Gerasimov, A. Tikhon, and D. Davydov, "High-spatial resolution resistivity mapping of

参考文献

- [1] E. H. Synge, "A suggested method for extending microscope resolution into the ultra-microscopic region," *Philos. Mag.* vol. 6, pp. 356-362, 1928.
- [2] E. A. Ash and G. Nichols, "Super-resolution aperture scanning microscope," *Nature* vol. 237, pp. 510-512, 1972.
- [3] D. W. Pohl, W. Denk, and M. Lanz, "Optical stethoscopy: Image recording with resolution $\lambda/20$," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 44, pp. 651-653, 1984.
- [4] 近接場ナノフォトニクハンドブック, 大津 元一, 河田 聡 編, 第II部, オプトロニクス社, 1997.
- [5] R. J. Pylkki, P. J. Moyer, and P. E. West, "Scanning near-field optical microscopy and scanning thermal microscopy," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 33, pp. 3785-3790, 1994.
- [6] H. Muramatsu, M. Chiba, K. Homma, K. Nakajima, T. Ataka, S. Ohta, A. Kusumi, and M. Fujihira, "Near-field optical microscopy in liquids," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 66, pp. 3245-3247, 1995.
- [7] K. Lieberman, N. Ben-Ami, and A. Lewis, "A fully integrated near-field optical, far-field optical and normal-force scanned probe microscope," *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 67, pp. 3567-3572, 1996.
- [8] 大津 元一, "フォトン走査トンネル顕微鏡技術," 応用物理 vol. 65, pp. 2-12, 1996.
- [9] マイクロ波工学, 岡田 文明著, 第4章, 第8章, 学献社, 1993.
- [10] M. Fee, S. Chu, and T. W. Hänsch, "Scanning electromagnetic transmission line microscope with sub-wavelength resolution," *Opt. Commun.* vol. 69, pp. 219-224, 1989.
- [11] T. Wei, X.-D. Xiang, W. G. Wallace-Freesman, and P. G. Schultz, "Scanning tip microwave near-field microscope," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 68, pp. 3506-3508, 1996.
- [12] C. P. Vlahacos, R. C. Black, S. M. Anlage, A. Amar, and F. C. Wellstood, "Near-field scanning microwave microscope with 100 μm resolution," *Appl. Phys. Lett.* vol. 69, pp. 3272-3274, 1996.
- [13] F. Keilmann, D. W. van der Weide, T. Eickelkamp, R. Merz, and D. Stöckle, "Extreme sub-wavelength resolution with a scanning radio-frequency transmission microscope," *Opt. Commun.* vol. 129, pp. 15-18, 1996.
- [14] B. Knoll, F. Keilmann, A. Kramer, and R. Guckenberger, "Contrast of microwave near-field microscopy," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 70, pp. 2667-2669, 1997.
- [15] S. Lanyi, J. Torok, P. Reherek, "A novel capacitance microscope," *Rev. Sci. Instrum.* vol. 65, pp. 2258-2261, 1994.
- [16] M. Tabib-Azar, N. S. Shoemaker, and S. Harris, "Non-destructive characterization of materials by evanescent microwaves," *Meas. Sci. Technol.* vol. 4, pp. 583-590, 1993.
- [17] M. Golosovsky and D. Davidov, "Novel millimeter-wave near-field resistivity microscope," *Appl. Phys. Lett.* vol. 68, pp. 1579-1561, 1996.
- [18] M. Golosovsky, A. Galkin, and D. Davidov, "High-spatial resolution resistivity mapping of

- large-area YBCO films by a near-field millimeter-wave microscope," *IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques*, vol. MTT-44, pp. 1390-1392, 1996.
- [19] T. Nozokido, J. Bae, T. Fujii, M. Itoh, and K. Mizuno, "Scanning Near-Field Millimeter-Wave Microscopy Using a Metal Slit as a Scanning Probe," in *Conf. Digest of 22nd Int. Conf. on Infrared and Millimeter Waves*, Wintergreen, Virginia, pp 302-303, 1997.
- [20] J. Bae, T. Okamoto, T. Fujii, K. Mizuno, and T. Nozokido, "Experimental demonstration for scanning near-field optical microscopy using a metal micro-slit probe at millimeter wave length," *Appl. Phys. Lett.* vol. 71, pp. 3581-3583, 1997.
- [21] M. Golosovsky and D. Davidov, "MM-wave near-field scanning resistivity microscope," in *Technol. Conf. Dig. IEEE Micro-wave Theory Tech.* pp. 1333-1334, 1997.
- [22] F. Keilmann, "FIR microscopy," *Infrared Phys. Technol.* vol. 36, pp. 217-224, 1995.
- [23] S. Hunsche, M. Koch, I. Brener, and M. C. Nuss, "THz imaging in the near-field," in *CLEO '97 Technical Digest* pp. 64-65, 1997.
- [24] R. Merz, F. Keilmann, R. J. Haug, and K. Ploog, "Nonequilibrium edge-state transport resolved by far-infrared microscopy," *Phys. Rev. Lett.* vol. 70, pp. 651-653, 1993.
- [25] R. C. Black, F. C. Wellstood, E. Dantsker, A. H. Miklich, D. T. Nemeth, D. Koelle, F. Ludwig, and J. Clarke, "Microwave microscopy using a superconducting quantum interface device," *Appl. Phys. Lett.* vol. 66, pp. 99-101, 1995.
- [26] D. W. van der Weide, V. Agrawal, T. Bork, and P. Neuzil, "Localized circuit probing with a combined Schottky diode/scanning force microscope," in *Technol. Conf. Dig. IEEE Microwave Theory Tech.* pp. 1341-1344, 1998.
- [27] G. David, R. Tempel, I. Wolff, and D. Jaeger, "In-circuit electro-optic field mapping for function test and characterization of MMICs," in *Technol. Conf. Dig. IEEE Microwave Theory Tech.* pp. 1533-1536, 1996.
- [28] T. Pfeifer, T. Löffler, H. G. Roskos, H. Kurz, M. Singer, and E. M. Biebl, "Electro-optic near-field mapping of planar resonators," *IEEE Trans. Antennas and Propagation* vol. 46, pp. 284-291, 1998.
- [29] G. David, J. F. Whitaker, T. R. Weatherford, K. Jobe, S. Meyer, M. Bustamante, W. Goytte, S. Thomas III, and K. Elliott, "DC-to-mm wave absolute potential measurements inside digital microwave ICs using a micromachined photoconductive sampling probe," in *Technol. Conf. Dig. IEEE Microwave Theory Tech.* pp. 1333-1336, 1998.
- [30] J. W. Goodman, "Introduction to Fourier optics," McGraw-Hill, San Francisco, 1968.
- [31] G. A. Massey, "Microscopy and pattern generation with scanned evanescent waves," *Appl. Optics*, vol. 23, pp. 658-660, 1984.
- [32] M. A. Paesler and P. Moyer, "Near-field optics Theory, Instrumentation, and Application," ch. 1, John Wiley & Sons, Inc., New York, 1996.
- [33] U. Durig, D. W. Pohl, and H. Rohner "Near-field optical-scanning microscopy," *J. Appl. Phys.*, vol. 59, pp. 3318-3327, 1986.

- [34] S. Kawata, H. Takaoka, and Y. Inoue, "Slit-aperture SNOM for infrared spectroscopic micro-analysis," *NEAR FIELD OPTICS-3, EOS Topical Meeting*, vol. 8, pp. 159-160, 1995.
- [35] 河田 聡, 高岡 秀行, 古川 祐光, "スリット・プローブを用いた赤外ニア・フィールド顕微分光法," *分光研究*, vol. 45, pp. 93-99, 1996.
- [36] A. C. Kak, and M. Slaney, "Principles of computerized tomographic imaging," ch. 3, IEEE Press, New York, 1987.
- [37] M. A. Paesler and P. Moyer, "Near-field optics Theory, Instrumentation, and Application," ch. 2, John Wiley & Sons, Inc., New York, 1996.
- [38] 斉藤恒雄, 画像処理アルゴリズム, 第6章, 近代科学社, 1993.
- [39] Conf. Digest of the 5th International Conference on NEAR FIELD OPTICS and RELATED TECHNIQUES (NFO-5), Shirahama, Japan, 1998.
- [40] G. A. Valaskovic, M. Holton, and G. H. Morrison, "Parameter control, characterization, and optimization in the fabrication on optical fiber near-field probes," *Appl. Optics*, vol. 34, pp. 1215-1228, 1995.
- [41] G. T. Herman ed., "Image reconstruction from projections -Implementation and applications-," ch. 2, Springer-Verlag, New York, 1979.
- [42] G. T. Herman, "Image reconstruction from projections," ch. 8, Academic Press, New York, 1980.
- [43] G. N. Ramachandran and A. V. Lakshminarayanan, "Three-dimensional reconstruction from radiographs and electron micrographs," *Proc. Nat. Acad. Sci.*, vol. 68, 2236-2240, 1971.
- [44] A. Rosenfeld and A. C. Kak, "Digital picture processing," ch. 6, Academic Press, New York, 1984.
- [45] A. Rosenfeld and A. C. Kak, "Digital picture processing," ch. 4, Academic Press, New York, 1984.
- [46] E. Betzig and J. K. Trautman, "Near-field optics: Microscopy, spectroscopy, and surface modification beyond the diffraction limit," *Science*, vol. 257, pp. 189-195, 1992.
- [47] L. A. Shepp and B. F. Logan, "The Fourier reconstruction of a head section," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. NS-21, pp. 21-43, 1974.
- [48] G. T. Herman ed., "Image reconstruction from projections -Implementation and applications-," ch. 5, Springer-Verlag, New York, 1979.
- [49] 河田 聡, 南 茂夫 編著, 科学計測のための画像データ処理, 第10章, CQ出版社, 1996.
- [50] H. Alius and G. Dodel, "Far-infrared modulation techniques based on optical excitation of semiconductors," *Infrared Phys. Techol.*, vol. 35, pp. 73-78, 1994.
- [51] T. Vogel, G. Dodel, E. Holzhauser, H. Salzmann, and A. Theurer, "High speed switching of far-infrared radiation by photoionization in a semiconductor," *Appl. Optics*, vol. 31, pp. 329-337, 1992.
- [52] J. Bae, J. C. Chiao, D. B. Rutledge, 水野 皓司, "ミリ波・サブミリ波帯可変結合型エバネッセント波化カプラー," *電子情報通信学会論文誌*, vol. J79-C-I, pp. 370-377, 1996.

- [53] N. Oyama, A. Mase, T. Tokuzawa, K. Imamura, A. Itakura, T. Tamano, Y. Harada, and K. Mizuno, "Millimeter-wave two-dimensional imaging array for the GAMMA 10 tandem mirror," *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 62, pp. 2857-2861, 1991.
- [54] K. H. Hellwege ed, "Semiconductors: physics of group IV elements and III-V compounds Landolt-Börnstein numerical data and functional relationships in science and technology," Springer-Verlag, New York, 1982.
- [55] A. J. Alcock and P. B. Corkum, "Ultra-fast switching of infrared radiation by laser-produced carriers in semiconductors," *Can. J. Phys.*, vol. 57, pp. 1280-1290, 1979.
- [56] P. B. Corkum and D. Keith, "Controlled switching of 10-micrometer radiation using semiconductor etalons," *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 2, pp. 1873-1879, 1985.
- [57] C. Rolland and P. B. Corkum, "Generation of 130-fsec midinfrared pulses," *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 3, pp. 1625-1629, 1986.
- [58] P. B. Corkum, A. J. Alcock, D. F. Rollin, and H. D. Morrison, "High-power subnanosecond pulses from an injection mode-locked multiatomosphere CO₂ oscillator," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 32, pp. 27-29, 1978.
- [59] Chi H. Lee, Paul S. Mak, and A. P. DeFonzo, "Optical control of millimeter-wave propagation in dielectric waveguides," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 16, pp. 277-288, 1980.
- [60] A. M. Johnson and D. H. Auston, "Microwave switching by picosecond photoconductivity," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 11, pp. 283-287, 1975.
- [61] 荻戸立夫, 南出泰亜, 水野皓司, "光照射半導体基板を用いたサブミリ波変調法," *電子情報通信学会論文誌*, vol. J80-C-I, pp. 259-266, 1997.
- [62] H. Alius and G. Dodel, "Amplitude-, phase-, and frequency modulation of far-infrared radiation by optical excitation of silicon," *Infrared Phys. Technol.*, vol. 32, pp. 1-11, 1991.
- [63] 南出 泰亜, 東北大学博士論文, 1999.
- [64] S. M. Sze, "Physics of semiconductor devices," ch. 13, John Wiley & Sons, New York, 1981.
- [65] Y. Nagamune, T. Noda, H. Watabe, Y. Ohno, H. Sakaki, and Y. Arakawa, "Photoluminescence from point contact structures-Direct observation of electron flow," *Physica B*, vol.227, pp. 77-81, 1996.
- [66] 永宗 靖, 渡辺 正信, "半導体中の電子の流れを超短時間で見ることに成功," *電総研ニュース*, no. 573, pp. 1-4, 1997.
- [67] 河東田 隆 編著, 半導体評価技術, 第5章, 第7章, 産業図書, 1997.
- [68] J. Linnros, "Carrier lifetime measurements using free carrier absorption transients. I. Principle and injection dependence," *J. Appl. Phys.*, vol. 84, pp. 275-283, 1998.
- [69] J. Linnros, "Carrier lifetime measurements using free carrier absorption transients. II. Life time mapping and effects of surface recombination," *J. Appl. Phys.*, vol. 84, pp. 284-291, 1998.

研究業績

本研究に関する発表論文

1. 論文

- [1] 荻戸立夫, 小野寺尚, 山本悦治, “永久磁石型 MRI 装置における静磁場時間変動の影響”, *電子情報通信学会論文誌*, vol. J73-D-II, pp. 250-256, 1990.
- [2] H. Kohno and T. Nozokido, “Multiple Spin-Echo Sequence for Chemical-Shift Imaging,” *Radiology*, vol. 173, p.473, 1990.
- [3] T. Nozokido, Etsuji Yamamoto, Hideki Kohono, and Shinji Yamamoto, “Proton Chemical-Shift Imaging with Magnetically and Electorically Inhomogeneous Objects,” *Magn. Reson. Med.*, vol. 19, pp. 161-169, 1991.
- [4] 荻戸立夫, 南出泰亜, 水野皓司, “光照射半導体基板を用いたサブミリ波変調法”, *電子情報通信学会論文誌*, vol. J80-C-I, pp. 259-266, 1997.
- [5] J. Bae, T. Okamoto, T. Fujii, K. Mizuno, and T. Nozokido, “Experimental Demonstration for Scanning Near-Field Optical Microscopy Using a Metal Micro-Slit Probe at Millimeter Wave lengths,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 71, pp. 3581-3583, 1998.
- [6] 荻戸立夫, 裴鐘石, 水野皓司, “ミリ波帯近接場顕微鏡”, *レーザー研究*, vol. 26, pp. 546-550, 1998.
- [7] 荻戸立夫, 水野皓司, “ミリ波, サブミリ波を用いたイメージング技術 - ミリ波, サブミリ波を使ったカメラ -”, *化学と工業*, vol. 51, pp. 1772-1777, 1998.

2. 国際学会

- [1] H. Minamide, T. Nozokido, and K. Mizuno, “Generation of Submillimeter-Wave Pulses of Variable Duration Using Optically Excited Silicon Plates,” in Conf. Digest of 22nd Int. Conf. on Infrared and Millimeter Waves, Wintergreen, Virginia, pp 261-262, 1997.
- [2] T. Nozokido, J. Bae, T. Fujii, M. Itoh, and K. Mizuno, “Scanning Near-Field Millimeter-Wave Microscopy Using a Metal Slit as a Scanning Probe,” in Conf. Digest of 22nd Int. Conf. on Infrared and Millimeter Waves, Wintergreen, Virginia, pp 302-303, 1997.
- [3] K. Mizuno, K. Watabe, J. Bae, T. Nozokido, and S. Sugawara, “Millimeter Wave Imaging Technologies,” Topical Symposium on Millimeter Waves, Hayama, Japan, 1997. (Invited)
- [4] T. Nozokido, H. Minamide, J. Bae, T. Fujii, M. Itoh, and K. Mizuno, “Visualization of Photo-Excited Free Carriers with a Scanning Near-Field Millimeter-Wave Microscope,” in Conf. Digest of the 23rd Int. Conf. on Infrared and Millimeter Waves, Colchester, Essex, pp 382-384, 1998. (Invited)
- [5] T. Nozokido, H. Minamide, J. Bae, T. Fujii, M. Itoh, and K. Mizuno, “Visualization of Photogenerated Carrier Profiles in a Silicon Substrate by Scanning Near-Field Millimeter-Wave Microscopy,” in Conf. Digest of the 1998 Asia-Pacific Microwave Conference, Yokohama, Japan, vol. 1, pp. 221-224, 1998.

- [6] T. Nozokido, H. Kudo, J. Bae, T. Saito, and K. Mizuno, "Improvements in Resolution and Image Reconstruction for Scanning Near-Field Millimeter-Wave Microscopy Using a Metal Slit-type Probe," in Conf. Digest of the 5th International Conference on NEAR FIELD OPTICS and RELATED TECHNIQUES (NFO-5), Shirahama, Japan, pp. 173-174, 1998.
- [7] T. Nozokido, "Scanning Near-Field Microscopy," in Conf. Digest of the Workshop of the 1998 Asia-Pacific Microwave Conference, Yokohama, Japan, vol. WS1, pp. 47-56, 1998.

3. 口頭発表

- [1] 荻戸立夫, 裴鐘石, 藤井哲, 伊藤匡稔, 水野皓司, "スリット型プローブを用いたミリ波帯近接場顕微鏡の基礎特性," 電子情報通信学会 1997 年エレクトロニクスソサイエティ大会講演予稿集, C-2-74, 1997.
- [2] 荻戸立夫, 裴鐘石, 藤井哲, 伊藤匡稔, 水野皓司, "スリット型プローブを用いたミリ波帯近接場顕微鏡," 第 58 回秋季応用物理学会学術講演予稿集, 5a-L-5, 1997.
- [3] K. Mizuno, K. Watabe, and T. Nozokido, "Millimeter-Wave Imaging Technologies," 1997 Microwave Workshop and Exhibition (MWE'97), パシフィコ横浜, 1997.
- [4] 南出泰亜, 荻戸立夫, 水野皓司, "THz 短パルスの発生およびその計測," 第 45 回春季応用物理学会学術講演予稿集, 30p-N-3, 1988. (シンポジウム講演)
- [5] 荻戸立夫, 裴鐘石, 水野皓司, "ミリ波帯近接場顕微鏡," 第 45 回春季応用物理学会学術講演予稿集, 30p-N-9, 1988. (シンポジウム講演)
- [6] 荻戸立夫, 南出泰亜, 藤井哲, 伊藤匡稔, 裴鐘石, 水野皓司, "新型ミリ波帯近接場顕微鏡によるフォト・キャリアの観察," 電子情報通信学会 1998 年総合大会講演論文集, C-2-109, 1998.
- [7] 荻戸立夫, "ミリ波帯新型走査型近接場顕微鏡についての提案、基礎実験," 第 7 回電気学会赤外線先端技術調査専門委員会, 於: 日本交通協会, 1998 年 7 月 22 日.
- [8] 荻戸立夫, "ミリ波帯近接場顕微鏡," 電気学会調査専門委員会「ミリ波・サブミリ波デバイスの技術とその応用」第 13 回委員会, 於: 仙台国際センター, 1998 年 8 月 25 日.
- [9] 荻戸立夫, "スリット型プローブを用いたミリ波帯近接場顕微鏡の開発とその応用," 東北大学電気通信研究所共同プロジェクト研究「ミリ波・サブミリ計測システムの開発」研究会, 於: 東北大学電気通信研究所, 1998 年 12 月 22 日.

その他の発表論文

1. 論文

- [1] K. Mizuno, J. Pae, T. Nozokido, and K. Furuya, "Experimental Evidence of the Inverse Smith-Purcell Effect," *Nature*, vol. 328, pp. 45-47, 1987.
- [2] J. Bae, K. Furuya, H. Shirai, T. Nozokido, and K. Mizuno, "The Inverse Smith-Purcell Effect in the Submillimeter Wave Region -Theoretical Analysis-," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 27, pp. 408-412, 1988.
- [3] J. Bae, T. Nozokido, H. Shirai, K. Furuya, T. Nishida, and K. Mizuno, "An EMQ-Switched CO₂ Laser as a Pump Source for a Far-Infrared Laser with a High Peak Power and a High Repetition Rate," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 25, pp. 1591-1594, 1989.
- [4] J. Bae, H. Shirai, T. Nishida, T. Nozokido, K. Furuya, and K. Mizuno, "Experimental Verification of the Theory on the Inverse Smith-Purcell Effect at a Submillimeter Wavelength," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 61, pp. 870-872, 1992.
- [5] J. Bae, T. Nozokido, H. Shirai, H. Kondo, and K. Mizuno, "High Peak Power and High Repetition Rate Characteristics in a Current-Pulsed Q-Switched CO₂ Laser with a Mechanical Shutter," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 30, pp. 887-892, 1994.
- [6] C. M. Mann, T. Nozokido, J. J. Chang, T. Suzuki, and K. Mizuno, "Measurement and Study of the Embedding Impedance Presented by the Whisker Antenna of a Schottky Diode Corner Cube Mixer," *Int. J. Infrared and Millimeter Waves*, vol. 15, pp. 1867-1881, 1994.
- [7] T. Nozokido, J. J. Chang, T. Suzuki, and K. Mizuno, "Optimization of a Schottky Barrier Mixer Diode in the Submillimeter Wave Region," *Int. J. Infrared and Millimeter Waves*, vol. 15, pp. 1851-1865, 1994.
- [8] J. J. Chang, T. Nozokido, C. M. Mann, T. Suzuki, and K. Mizuno, "Development of Schottky barrier diodes for the submillimeter wave region," *RIKEN REVIEW*, No. 11, pp. 9-10, 1995.
- [9] T. Nozokido, H. Minamide, and K. Mizuno, "Generation of submillimeter wave short pulses and their measurements," *RIKEN REVIEW*, No. 11, pp. 11-12, 1995.
- [10] T. Nose, S. Sato, K. Mizuno, J. Bae, and T. Nozokido, "Refractive Index of Nematic Liquid Crystals in the Submillimeter Wave Region," *Applied Optics*, vol. 36, pp. 6383-6387, 1997.
- [11] T. Suzuki, T. Yasui, H. Fujishima, T. Nozokido, M. Araki, O. Boric-Lubecke, V. M. Lubecke, H. Warashina, and K. Mizuno, "Reduced Low Frequency Noise Schottky Barrier Diodes for Terahertz Applications," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, 1998. (to be published)

2. 国際学会

- [1] J. Bae, T. Nozokido, K. Furuya, and K. Mizuno, "The Inverse Smith-Purcell Effect - Interaction between Submillimeter Waves and Free Electrons," in Conf. Digest of 11th Int. Conf. on Infrared and Millimeter Waves, Tirrenia, Pisa, pp. 292-294, 1986.
- [2] J. Bae, T. Nozokido, K. Furuya, H. Shirai, and K. Mizuno, "Submillimeter Wave Inverse Smith-Purcell Effect," in Conf. Digest of 12th Int. Conf. on Infrared and Millimeter Waves, Orland, Florida, pp. 190-192, 1987.

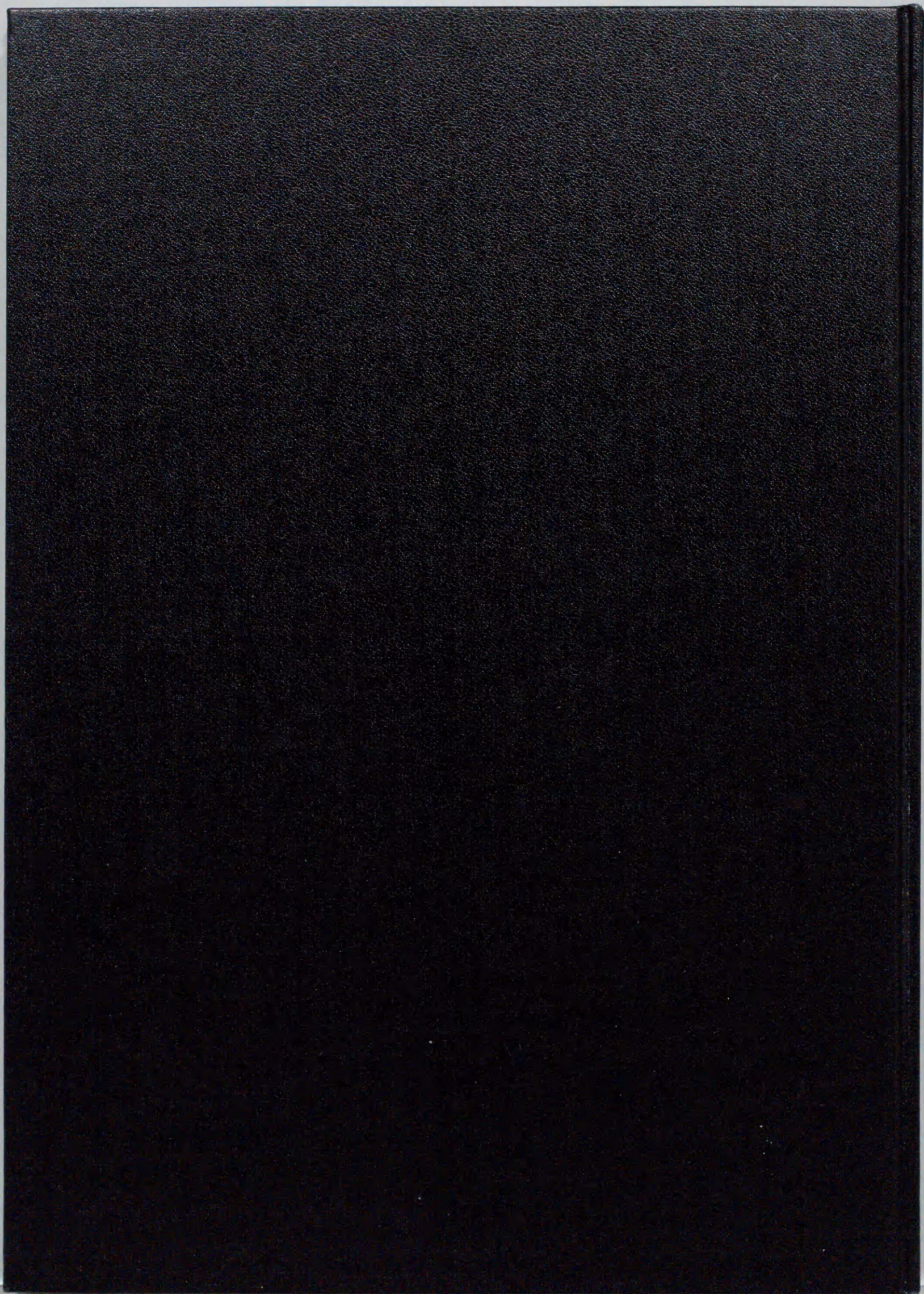
- [3] J. Bae, K. Furuya, H. Shirai, T. Nozokido, and K. Mizuno, "First Observation of The Inverse Smith-Purcell Effect," in Tech. Digest of Int. ELECTRON DEVICES meeting, Washington, D. C., IEDM87-307-310, 1987.
- [4] J. Bae, K. Furuya, H. Shirai, T. Nishida, T. Nozokido, and K. Mizuno, "The Inverse Smith-Purcell Effect at Submillimeter Wavelengths," in Conf. Digest of 13th Int. Conf. on Infrared and Millimeter Waves, Honoruru, Hawai, pp. 412-413, 1988.
- [5] J. Bae, K. Furuya, H. Shirai, T. Nishida, T. Nozokido, and K. Mizuno, "The Inverse Smith-Purcell Effect at Submillimeter Wavelengths," in IQEC Post-deadline Papers of 16th Int. Conf. on Quantum Electorn., Tokyo, Japan, PD-25, pp. 56-57, 1988.
- [6] J. Bae, H. Shirai, T. Nishida, T. Nozokido, K. Furuya, and K. Mizuno, "Measurements of the Inverse Smith-Purcell Effect at Submillimeter Wavelengths," in Tech. Digest of Int. ELEC TRON DEVICES meeting, San Francisco, IEDM90-723-726, 1990.
- [7] T. Suzuki, H. Shinohara, T. Nozokido, Y. Kudo, H. Warashina, and K Mizuno, "Noise De pendence of Submillimeter Wave Pt/GaAs Schottky Diode on Interface Defects and Tem perature," in Conf. Digest of 16th Int. Conf. on Infrared and Millimeter Waves, Lausanne, Switzerland, pp. 472-473, 1991.
- [8] T. Suzuki, J. J. Chang, T. Nozokido, Y. Kuwano, and K. Mizuno, "Fabrication of Submicron GaAs Schottky Diode Mixer/Detectors Operating in the Submillimeter Wave Region," in Conf. Digest of 17th Int. Conf. on Infrared and Millimeter Waves, Pasadena, pp 210-211, 1992.
- [9] C. M. Mann, T. Suzuki, J. J. Chang, T. Nozokido, Y. Kuwano and K. Mizuno, "Measurement and Study of the Embedding Impedance Presented by the Whisker Antenna of a Schottky Diode Corner Cube Mixer," in Conf. Digest of 4th International Symposium on Space Terahertz Technology, Los Angels, California pp. 528-537, 1993.
- [10] T. Nozokido, J. J. Chang, T. Suzuki, C. M. Mann, Y. Kuwano, and K. Mizuno, "Optimized Design of GsAs Schottky-Barrier Diodes Mixer/Detector for the Terahertz Region", in Conf. Digest of 19th Int. Conf. on Infrared and Millimeter Waves, Sendai, pp 33-34, 1994.
- [11] J. J. Chang, T. Suzuki, T. Nozokido, C. M. Mann, Y. Kuwano, and K. Mizuno, "Fabrication of GsAs Schottky-Barrier Diodes Mixer/Detector for the Terahertz Region," in Conf. Digest of 19th Int. Conf. on Infrared and Millimeter Waves, Sendai, pp 35-36, 1994.
- [12] T. Nose, S. sato, K. Mizuno, J. Bae, and T. Nozokido, "Refractive Index of Nematic Crystals in the Submillimeter Wave Region," in Conf. Digest of 16th International Liquid Crystal Conference, Kent, Ohio, p.194, 1996.

3. 口頭発表

- [1] 荻戸立夫, 裴鐘石, 水野皓司, "サブミリ波レーザー励起用 CO₂ レーザーのメカニカルチョッパー式EQスイッチ-レーザー光を用いた電子加速器の基礎的研究," 第41回応用物理学会東北支部学術講演会, 1986.
- [2] 荻戸立夫, 裴鐘石, 水野皓司, "サブミリ波レーザー励起用 CO₂ レーザーのメカニカルチョッパー式EQスイッチ," 第33回春季応用物理学会学術講演予稿集, 1p-L-8, 1986.

- [3] 裴鐘石, 荏戸立夫, 水野皓司, “サブミリ波レーザー励起用 CO₂ レーザーのメカニカルチョッパー式 EQ スイッチ,” 信学技報, OQE86-50, 1986.
- [4] 裴鐘石, 荏戸立夫, 水野皓司, “レーザー光を用いた電子加速器の基礎的研究 - 格子型加速器 -,” 信学技報, OQD87-5, 1987.
- [5] 裴鐘石, 古谷一之, 白井宏和, 荏戸立夫, 水野皓司, “サブミリ波レーザー励起用メカニカルチョッパー式 EQ スイッチ CO₂ レーザー,” 第48回秋季応用物理学会学術講演予稿集, 17-ZA-3, 1987.
- [6] 裴鐘石, 白井宏和, 古谷一之, 西田尚司, 荏戸立夫, 水野皓司, “レーザー光を用いた電子加速器の基礎的研究,” 第48回秋季応用物理学会学術講演予稿集, 17-ZA-1, 1987.
- [7] 裴鐘石, 古谷一之, 白井宏和, 西田尚司, 荏戸立夫, 水野皓司, “逆スミス・パーセル効果を用いた電子加速器の基礎的研究,” プラズマを用いた新方式高エネルギー粒子加速法に関する研究会 (名古屋大学プラズマ研究所), 1988.
- [8] 裴鐘石, 白井宏和, 古谷一之, 西田尚司, 荏戸立夫, 水野皓司, “メカニカルチョッパー式 EQ スイッチ CO₂ レーザー励起サブミリ波レーザー,” 第35回春季応用物理学会学術講演予稿集, 29a-ZN-1, 1988.
- [9] 裴鐘石, 古谷一之, 白井宏和, 西田尚司, 荏戸立夫, 水野皓司, “サブミリ波レーザーを用いた格子型加速器の実験,” 第35回春季応用物理学会学術講演予稿集, 29a-ZN-2, 1988.
- [10] 西田尚司, 裴鐘石, 白井宏和, 古谷一之, 荏戸立夫, 水野皓司, “逆スミス・パーセル効果を用いた電子加速器の基礎的研究,” 第43回応用物理学会東北支部学術講演会, 1988.
- [11] 荏戸立夫, 山本悦治, 小野寺尚, 河野秀樹, “2 Tにおける化学シフトイメージング (高周波磁場位相歪の補正法について),” 第12回核磁気共鳴医学会大会予稿集, p. 273, 1988.
- [12] 荏戸立夫, 山本悦治, 小野寺尚, 河野秀樹, 西村博 “永久磁石型 MRI 装置における化学シフトイメージング (静磁場時間変動が画像に及ぼす影響),” Medical Imaging Technology, vol. 7, pp. 265-266, 1989.
- [13] 荏戸立夫, 関原謙介, 河野秀樹, “傾斜磁場渦電流が画像に及ぼす影響,” 第14回核磁気共鳴医学会大会予稿集, p. 328, 1989.
- [14] 荏戸立夫, 山本悦治, 河野秀樹, “位相連続処理を必要としない水・脂肪分離計測法,” 第15回核磁気共鳴医学会大会予稿集, 1990.
- [15] 村上芳樹, 荏戸立夫, 山本悦治, 河野秀樹, “パーティカル部分の最適化による高磁場 RF コイルの均一度向上,” 第15回核磁気共鳴医学会大会予稿集, 1990.
- [16] 鈴木哲, 張仁治, 荏戸立夫, 水野皓司, “サブミリ波検出用サブミクロン・ショットキ・ダイオードの研究,” 第46回応用物理学会東北支部学術講演会, 1991.
- [17] 鈴木哲, 篠原博文, 荏戸立夫, 工藤康, 水野皓司, “雑音を用いた Pt/GaAs 界面近傍の欠陥の測定,” 信学技報, ED91-89, 1991.

- [18] 鈴木哲, 張仁治, 荻戸立夫, 桑野良寛, 水野皓司, “テラヘルツ帯ミキサー用サブミクロンPt/GaAsショットキ・ダイオードの開発と性能測定,” 信学技報, ED92-68, 1992.
- [19] 荻戸立夫, 鈴木哲, クリストファー・マン, 張仁治, 桑野良寛, 水野皓司, “ミリ波・サブミリ波帯コーナーキューブ型ショットキ・ミキサーの解析,” 1993年電子情報通信学会秋季大会予稿集, p. 2-500, 1993.
- [20] 鈴木哲, 張仁治, 荻戸立夫, 水野皓司, “THz帯検出器/ミキサー用ショットキ・ダイオードの開発 (GaAs表面処理とPtメッキ電極の均一性の関係),” 第48回応用物理学会東北支部学術講演会, 1993.
- [21] 南出泰亜, 荻戸立夫, 猿倉信彦, 劉振林, 瀬川勇三郎, 水野皓司, “光照射によるサブミリ波光の変調,” 第56回秋季応用物理学会学術講演予稿集, 27a-P-9, 1995.
- [22] 鈴木哲, 張仁治, 荻戸立夫, 荒沢正敏, 山田巧, 藁科秀男, 水野皓司, 堀越佳治 “サブミクロン径ショットキ・バリア・ダイオードの研究開発 (サブミリ波帯のデバイス及び金属/半導体界面評価の新しい手段),” 日本赤外線学会第5回研究発表会予稿集, pp. 1-1-1-2, 1995.
- [23] 荻戸立夫, 猿倉信彦, 劉振林, 瀬川勇三郎, 南出泰亜, 水野皓司, “短パルスサブミリ波光の発生と検出,” 物性研短期研究会「新しい遠赤外技術による物性研究」, 東京大学物性研究所, 1995.
- [24] 能勢敏明, 佐藤進, 裴鐘石, 南出泰亜, 荻戸立夫, “サブミリ波帯におけるネマティック液晶の基礎特性,” 第21回液晶討論会講演予稿集, pp. 54-55, 1995.
- [25] 鈴木哲, 安井孝成, 荒沢正敏, 荻戸立夫, 藤島寛智, 水野皓司, 山田巧, “THz帯低雑音ショットキ・バリア・ダイオードの開発,” 信学技報, EMCJ-96-38, MW96-90, 1996.
- [26] 荻戸立夫, 南出泰亜, 水野皓司, “光照射半導体基板を用いたサブミリ波変調法の基礎特性,” 信学技報, EMCJ-96-37, MW96-89, 1996.
- [26] 荒沢正敏, 鈴木哲, 安井孝成, 荻戸立夫, 藤島寛智, 水野皓司, “テラヘルツ帯ショットキ・ダイオードの製作プロセスに関する研究,” 第51回応用物理学会東北支部学術講演会, 1996.
- [27] 南出泰亜, 荻戸立夫, 水野皓司, “光照射半導体基板を用いたサブミリ波可変幅パルスの発生,” 第51回応用物理学会東北支部学術講演会, 1996.
- [28] 南出泰亜, 荻戸立夫, 裴鐘石, 水野皓司, “光照射半導体基板を用いたCO₂レーザー励起型サブミリ波レーザーのQスイッチング,” 第44回春季応用物理学会学術講演予稿集, 28a-SNF-4, 1987.
- [29] 荒沢正敏, 鈴木哲, 安井孝成, 荻戸立夫, 藤島寛智, J. J. Chang, C. M. Mann, 水野皓司, “2.5THz帯導波管型ミキサー用ショットキ・ダイオードの開発,” 第44回春季応用物理学会学術講演予稿集, 30p-ZC-18, 1987.
- [30] 安井孝成, 鈴木哲, 藤島寛智, 荒沢正敏, 荻戸立夫, 山田巧, 恒川信, 水野皓司, “THz帯低雑音ショットキバリアダイオードの製作プロセスと界面評価,” 信学技報, ED96-180, MW96-143, ICD96-168, 1997.



Inches 1 2 3 4 5 6 7 8
 cm 1 2 3 4 5 6 7 8 9 10 11 12 13 14 15 16 17 18 19

Kodak Color Control Patches

© Kodak 2007 TM: Kodak



Kodak Gray Scale



© Kodak 2007 TM: Kodak

A 1 2 3 4 5 6 **M** 8 9 10 11 12 13 14 15 **B** 17 18 19

