

報告番号 (R) 第 4955 号

ヘッドディスクインタフェースの
マイクロライボ計測に関する研究

大島 康 司

ヘッドディスクインタフェースの
マイクロライボ計測に関する研究

大島 康司

2000年

目次

第1章 序論	1
1.1 本論文の背景	1
1.1.1 磁気ディスク装置の役割	1
1.1.2 磁気ディスク装置の発展	1
1.2 ヘッドディスクインタフェースのマイクロトライボロジー	7
1.2.1 ヘッドディスクインタフェースの構造と寸法	7
1.2.2 ステックションのメカニズム	8
1.2.3 毛細管凝縮現象	9
1.2.4 分子層液体潤滑膜形成	11
1.2.5 液体潤滑剤のマイクロ流動	12
1.2.6 テクスチャ形成	12
1.3 表面力の測定	14
1.3.1 凝着力の測定	14
1.3.2 摩擦力の測定	16
1.3.3 表面力の速度依存性	17
1.3.4 カンティレバー変位の測定方法	19
1.3.5 研究課題	20
1.4 浮上すきまの測定	23
1.4.1 浮上すきま測定の特徴	23
1.4.2 ヘッドディスクインタフェースの光学的特性	25
1.4.3 各種の測定法	27
1.4.4 研究課題	34
1.5 本論文の目的	36

1.6	本論文の構成	37
第2章	デュアル・カンティレバー形走査プローブを用いた歪みゲージによる垂直力と水平力の同時計測	40
2.1	緒言	40
2.2	機能分離形 (SDF) プローブの構成	41
2.3	実験装置と方法	45
2.3.1	実験用プローブ	45
2.3.2	実験用 FFM と測定試料	48
2.4	実験結果	49
2.4.1	感度確認実験	49
2.4.2	機能分離確認実験	51
2.5	結言	53
第3章	走査型プローブを用いた垂直力と水平力の同時計測におけるカンティレバーの連成効果と非線形変形特性	54
3.1	緒言	54
3.2	長方形カンティレバー	56
3.2.1	モデルの諸元	56
3.2.2	一軸方向の力による変形	57
3.2.3	二軸方向の力による変形	61
3.3	V字形カンティレバー	66
3.3.1	モデルの諸元	66
3.3.2	二軸方向の力による変形	67
3.4	結言	72
第4章	SPM 用マイクロプローブを用いた磁気ディスク表面凝着力の速度依存性の計測	73
4.1	緒言	73
4.2	実験装置と実験方法	75
4.3	カンティレバーの変位の二次元測定	80

4.3.1	干渉縞の画像処理	80
4.3.2	カンティレバーの立体位置の同定	82
4.4	過渡振動を用いた凝着力の同定	83
4.4.1	カンティレバーの過渡振動	83
4.4.2	無減衰振動モデル	84
4.4.3	減衰振動モデル	85
4.5	磁気ディスク表面凝着力の測定	86
4.5.1	供試磁気ディスク	86
4.5.2	引き離し速度	86
4.5.3	触針変位の測定と縞間隙の校正	87
4.5.4	最小二乗法による未知パラメータの同定	89
4.6	結言	95
第5章	レーザ干渉を用いたヘッドディスクのすきま測定における測定誤差の評価	96
5.1	緒言	96
5.2	ホモダイン干渉	97
5.2.1	誤差要因	97
5.2.2	干渉式の近似	99
5.2.3	誤差伝搬の定式化	100
5.2.4	誤差評価	100
5.3	偏光干渉法	101
5.3.1	干渉式の近似と誤差要因	101
5.3.2	誤差伝搬の定式化	106
5.3.3	誤差評価	107
5.4	結言	109
第6章	結論	110

目次

1.1	磁気記録装置の動作原理	2
1.2	磁気ディスク装置の面記録密度と使用技術の推移	3
1.3	磁気ヘッドの浮上方式	4
1.4	CSS方式によるヘッドの浮上	5
1.5	ヘッドディスクインタフェースの構造と寸法	7
1.6	メニスカスのモデルと発生力(メニスカス力)	9
1.7	液体潤滑膜厚さと凝着力・摩擦力の関係	10
1.8	ビーズ間のメニスカス力	11
1.9	テクスチャの役割	13
1.10	凝着力の測定原理	15
1.11	物体間距離と力とばねのたわみ	15
1.12	2組の平行板ばねを組み合わせたFFM用カンティレバー	17
1.13	凝着力の速度依存性測定	19
1.14	4分割フォト・ディテクタを用いた変位測定	20
1.15	ヘッドディスクインタフェースの多層構造	24
1.16	多層膜反射と疑似反射	27
1.17	多重干渉	28
1.18	ホモダイン干渉法の光学系	29
1.19	白色干渉のスペクトル	30
1.20	s 偏光と p 偏光の位相差	31
1.21	偏光干渉法の光学系	32
1.22	マイケルソン干渉法の光学系	33
1.23	干渉縞パラメータ	33

2.1	機能分離形プローブの構成	42
2.2	メッシュパターン	43
2.3	カンティレバーの歪み分布	44
2.4	カンティレバーの変形	45
2.5	歪みゲージで計測する場合の最適位置	46
2.6	実験用機能分離形 (SDF) プローブ	47
2.7	歪みゲージ信号処理回路	47
2.8	実験用 FFM の構成	49
2.9	回折格子の表面形状	50
2.10	シリコンウェハを走査した時の歪みゲージ出力	51
2.11	回折格子走査時の加算出力と差動出力	52
3.1	垂直荷重・摩擦力と垂直力・水平力の関係	55
3.2	長方形カンティレバーの寸法形状	56
3.3	長方形カンティレバーのメッシュパターン	57
3.4	力の方向とたわみ角とねじれ角	58
3.5	x, y, z 方向の力に対するたわみ	59
3.6	x, y, z 方向の力に対するたわみ角	59
3.7	x, y, z 方向の力に対するねじれ角	60
3.8	平行走査と直交走査	61
3.9	長方形カンティレバーのたわみ角とねじれ角	62
3.10	P_x, P_y に対するコンプライアンスの垂直力依存性	64
3.11	長方形カンティレバーのたわみ角とねじれ角	65
3.12	垂直力に依存したねじれの方向	66
3.13	V字形カンティレバーの寸法形状	67
3.14	V字形カンティレバーのメッシュパターン	68
3.15	V字形カンティレバーのたわみ角とねじれ角	69
3.16	カンティレバーと4分割フォトダイオードの位置関係	70
3.17	4分割フォトダイオード上でのビームスポットの軌跡	71

4.1	光学系と実験装置の構成	76
4.2	カンティレバーの形状と寸法	77
4.3	試料を接近させたときの触針の応答	79
4.4	カンティレバー表面上の干渉縞	80
4.5	干渉縞パターンの画像処理	81
4.6	プローブ引き上げ動作中の干渉縞の動き	82
4.7	カンティレバーの変位	83
4.8	分離時の力学モデル	84
4.9	PZT 変位の速度依存性	87
4.10	PZT 変位と触針変位	88
4.11	触針変位の非線形回帰	90
4.12	減衰係数の振幅依存特性	91
4.13	分離点たわみの測定の再現性	92
4.14	分離点たわみの速度依存性	93
5.1	ホモダイン干渉光学系	97
5.2	多光束干渉	98
5.3	浮上すきまの誤差成分	101
5.4	偏光干渉光学系	102
5.5	直交偏光と平行偏光の間の位相差	104
5.6	β_{s-p}, β_s と β_p の関係	106
5.7	浮上すきまの誤差成分	108

表 目 次

1.1	湿度による吸着膜厚さと液架橋高さ	10
1.2	表面反射時の位相シフトによる疑似すきま	26
2.1	ツインビームと歪みゲージの特性	48
4.1	カンティレバーの諸元	78
4.2	PZT とステップモータの諸元	78
4.3	供試ディスクの諸元	86

第1章 序論

1.1 本論文の背景

1.1.1 磁気ディスク装置の役割

現代社会におけるパソコンの普及発展には目覚ましいものがあり、情報化社会の進展の大きな牽引力になっている。パソコンの発展を支える三要素としては、オペレーティングシステム (Operating System: OS)、論理演算素子 (Micro Processor Unit: MPU)、ハードディスク装置 (Hard Disk Drive: HDD) がある。このうちハードディスク装置は小型かつ大容量であり、アクセス速度も速いという特長を有するため、コンピュータのファイル記憶装置としての地位を不動のものとしており、先端技術を駆使して継続的に革新技術が注入され、飛躍的な性能向上が実現されてきた。最新の HDD の容量は 30 ギガバイトに達しており、各種のプログラムの蓄積、データベース用ファイル、辞書の格納、各種演算の一時記憶として、多様な用途に使用され、まさにパソコンの機能拡大・性能向上を担っているといっても過言ではない。

1.1.2 磁気ディスク装置の発展

磁気記録の基本原理は、図 1.1 に示すように記録時には磁気ヘッドによって信号を磁性媒体に残留磁化として記録し、再生時にはこの残留磁化をヘッドで信号として読み出すという電磁変換の応用である。

ハードディスク装置は、剛な円板を回転させ、この円板上に浮上する浮動ヘッドを用いて、非接触状態において記録再生動作を行う点に特徴がある。浮上すきまは、高速の相対運動を安定かつ高信頼に実現するために必須であるが、他方では、このすきまは記録密度を制限することになる。したがって、すきまをできるだけ小さくすることが必須であり、このために、不断の技術革新が展開されてきた。

HDD の主要性能は円周方向の線記録密度 (Bit Per Inch: BPI) と半径方向のトラッ

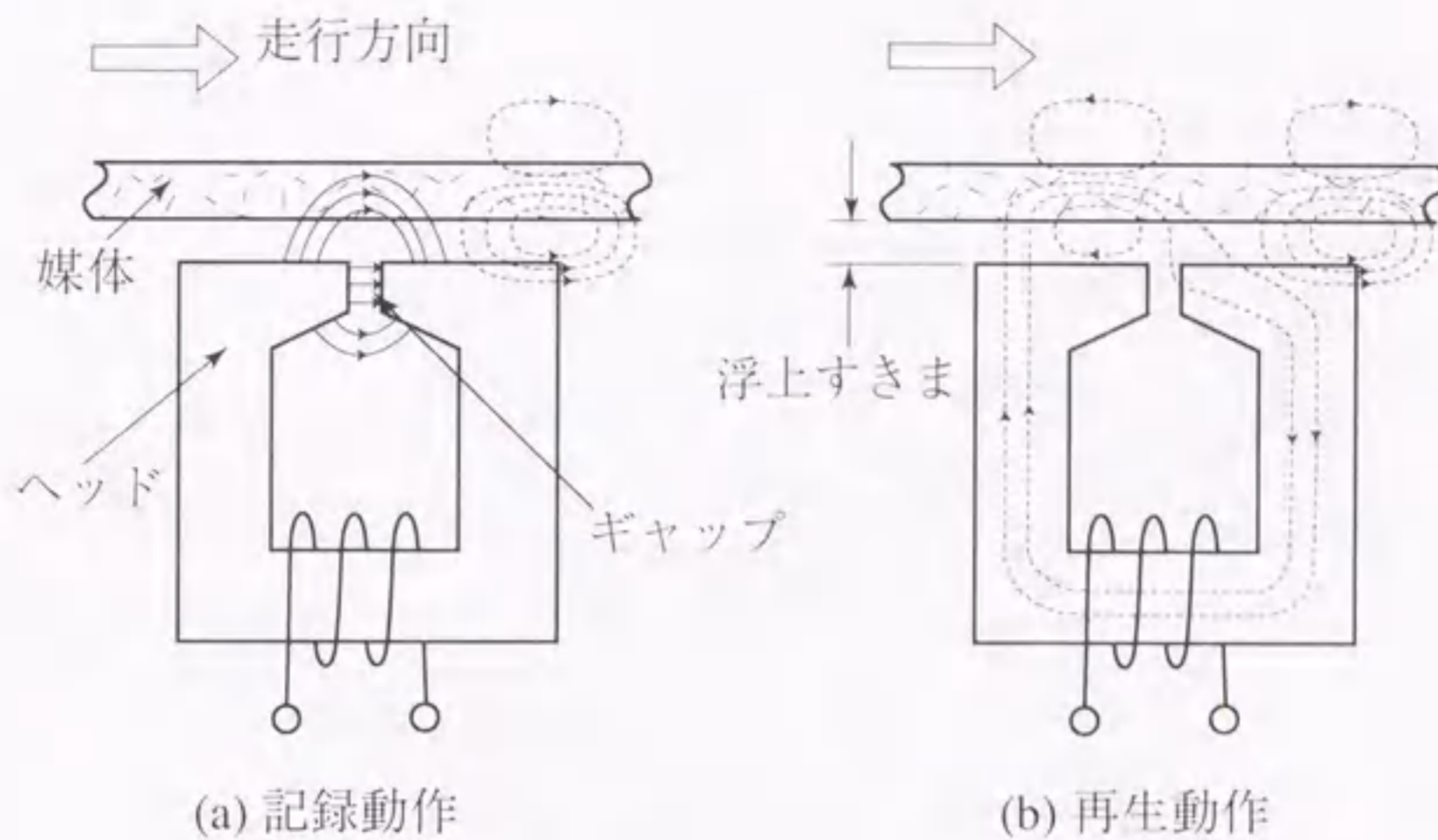


図 1.1: 磁気記録装置の動作原理

ク密度 (Track Per Inch: TPI) の積である面記録密度で評価される。図 1.2 に磁気ディスク装置の面記録密度の推移と、それを実現した主要な革新技術を示す⁽¹⁾。図中にはヘッドとディスクのすきま (浮上すきま) も合わせて示した。浮上すきまは記録密度を直接支配する電磁変換上のもっとも重要な基本パラメータであるばかりでなく、微小すきまの実現に最も高度な技術を要するため、その時点における技術の到達度を示す指標としての意味ももっている⁽²⁻⁵⁾。

HDD は 1956 年に IBM-350 において初めて実用化された。この装置は直径 24 インチのディスクを 50 枚搭載し、1 個の磁気ヘッドを軸方向と半径方向に移動させて、1 個のヘッドによりすべてのディスク表面の記録再生を行った。線記録密度は 100 BPI、トラック記録密度は 20 TPI であった⁽⁶⁾。非接触の高速相対運動を実現するために、図 1.3(a) に示すように圧縮空気をヘッド側から供給し、その静圧力を利用してヘッドをディスク表面に浮上させる静圧型浮動ヘッドを採用していた。浮上すきまは $20 \mu\text{m}$ であった。

その後、IBM-1301 においてヘッドの浮上方式が、図 1.3(b) に示すように回転空気流の動圧効果を利用して円板上に浮上する動圧型に替わった。この装置では、起動時にはディスクが定常回転に達してからヘッドを接近させ、また停止時にはこれを引き離すランディング・オン・オフ方式が用いられていた。この方式は媒体交換を行うには好都合であったが、互換性を確保するためにヘッドとディスクの相対位置関係を厳

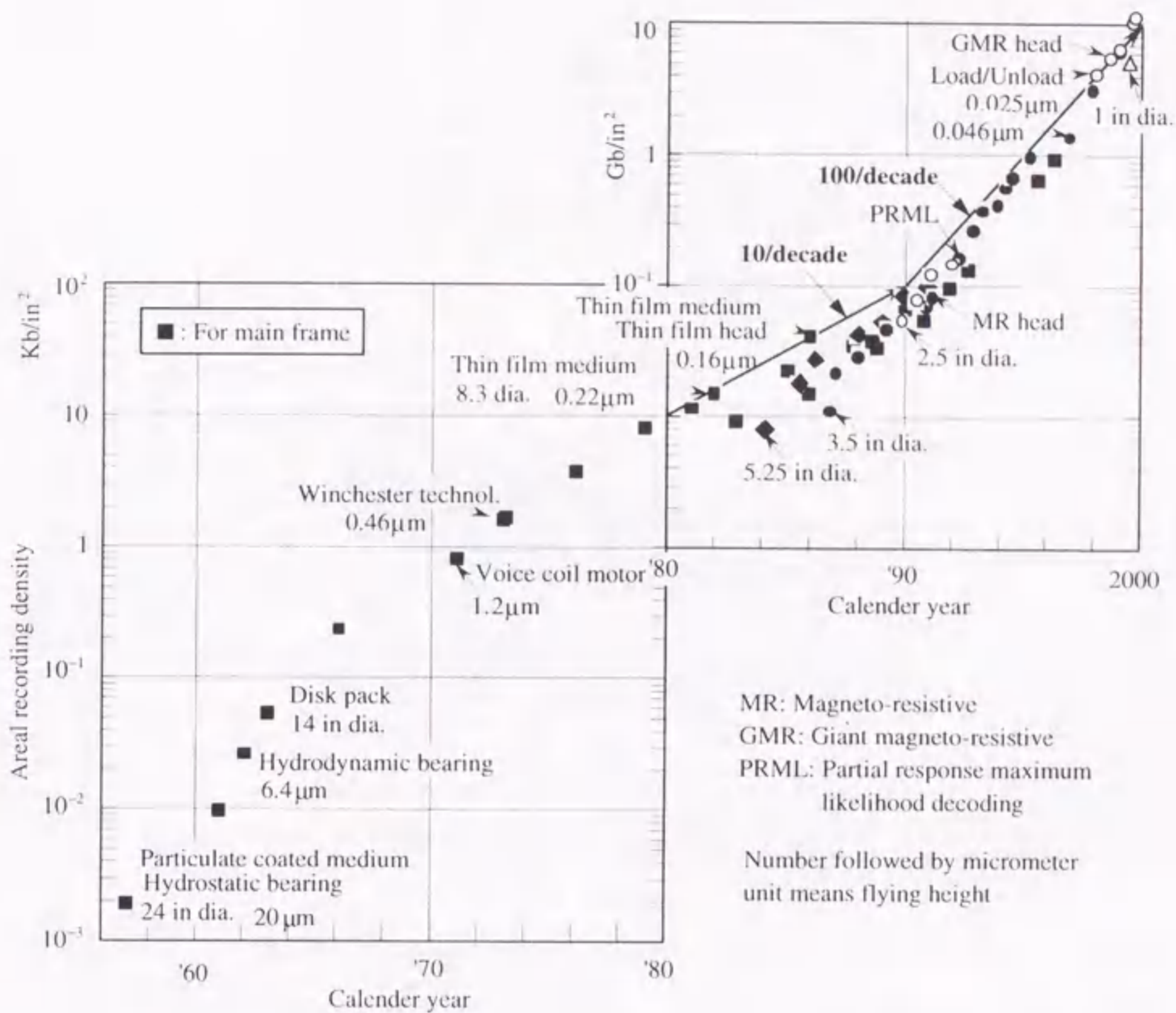


図 1.2: 磁気ディスク装置の面記録密度と使用技術の推移⁽¹⁾

密に管理する必要があった。すきまの微小化にともない、ヘッドとディスクの相対位置の精度管理が厳しくなり、これが製造上の問題点となった。この問題を回避するために、1973年にヘッドとディスクを一体構造として、これを交換単位とするとともに、接触したままで起動停止を可能にしたコンタクト・スタート・ストップ (Contact Start Stop: CSS) 方式が採用された。これを実現するために、ディスク表面に潤滑膜をごく薄く塗布する薄層液膜潤滑技術が新たに開発された。この方式では、図 1.4 に示すように、停止時には両者は液体薄膜を介して接触しており、ディスクの回転とともに接触摺動し、回転速度の増加にともない動圧力が增大して、スライダは浮上し非接触相對運動へ移行する。このためヘッドディスクインタフェース (Head Disk Interface: HDI) は、静止中の接触・凝着、摺動中の摩擦・摩耗、浮上中の気体潤滑というトライボロジーの全ての領域にわたる現象の影響を受けることとなった。

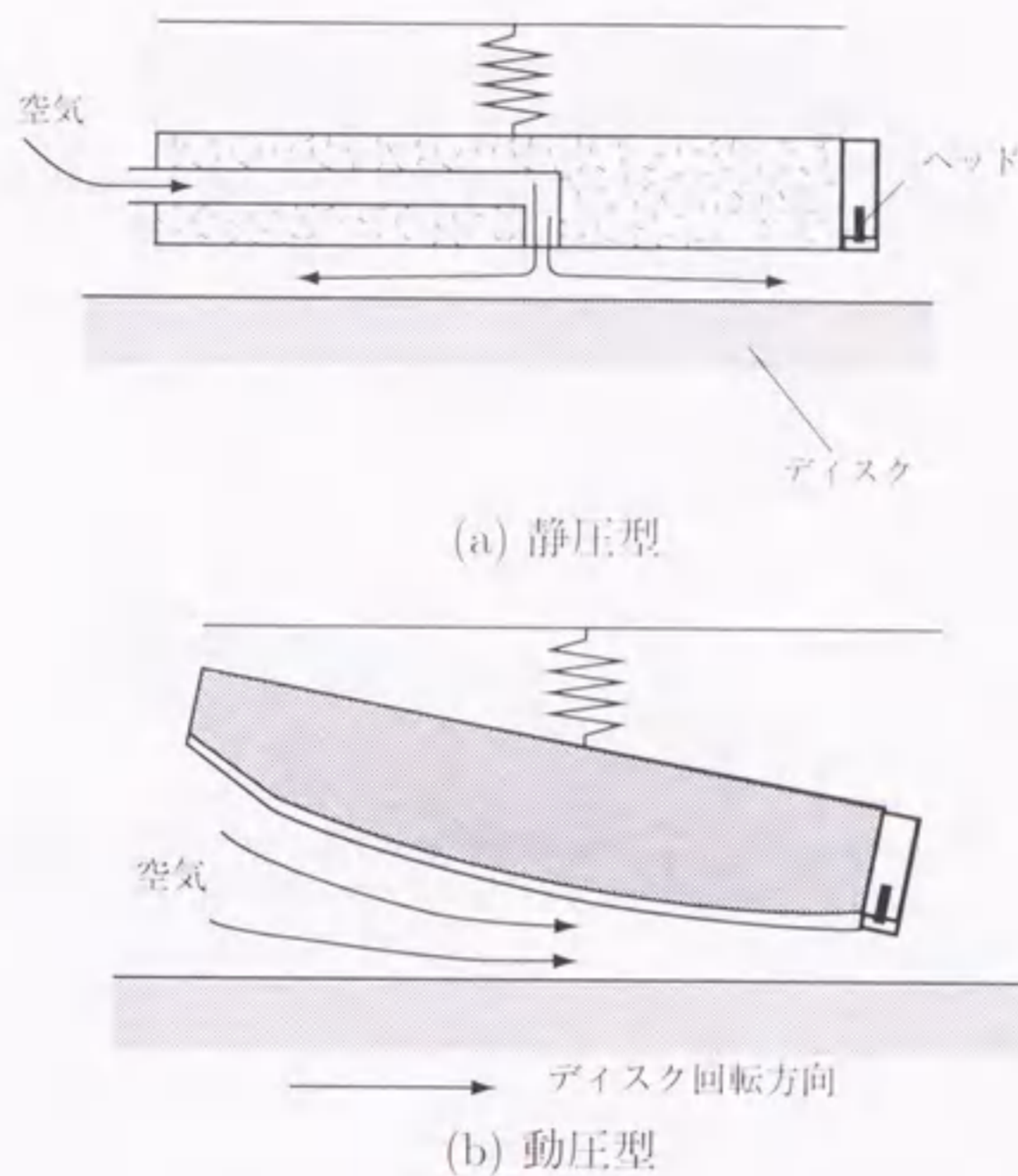


図 1.3: 磁気ヘッドの浮上方式

1981年には、従来の針状微粒子で形成された塗布形媒体に替わり、連続した層状の磁性薄膜を硬質の薄い保護層 (SiO_2) で被覆した薄膜媒体が実用化され、さらに保護層としてダイヤモンドライクカーボン (DLC) 膜が実用化された。面精度の高い薄膜媒体上に液体潤滑剤が存在すると、図 1.4(a) のように静止中にはヘッドとディスク間に潤滑剤の架橋が形成され、負圧 (ラプラス圧力) を発生させるメニスカス効果 (メニスカス力) により、ヘッドとディスクが強固に吸着する現象 (スティックション) が顕在化する。メニスカス力は面が平滑になるほど強大化して、起動不能や破損の問題が生じるようになった。このような問題を回避するために、研磨テープを用いたバフ加工などによって、ディスク表面に 20~30 nm の微小な粗さを形成するテクスチャ処理が導入された。

1990年代に入ると、電磁誘導起電力を利用する従来の薄膜磁気ヘッドに替わり、磁気抵抗効果を利用した MR (Magneto-Resistive) ヘッドが採用され、また信号処理方式として PRML (Partial Response Maximum Likelihood) 方式が実用化され、面記録密度は年率 60% に急成長し始めた^(2,7)。MR ヘッドは衝撃や腐蝕によって破壊され易いため、DLC 膜でスライダ表面を被覆する方法が導入された。

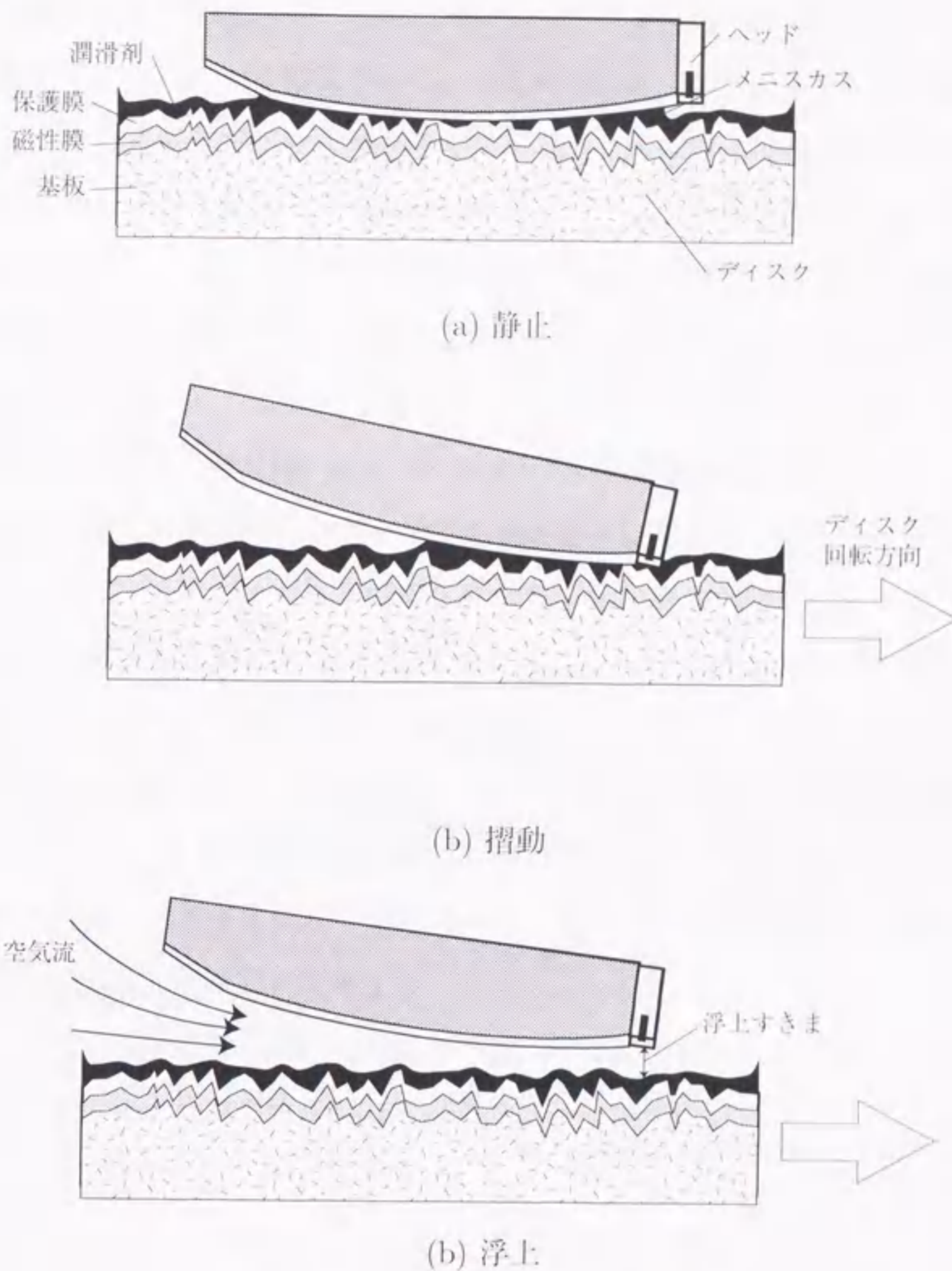


図 1.4: CSS 方式によるヘッドの浮上

テクスチャは、ステイックションの軽減、液体潤滑剤の保持、液膜破断に対する自己修復性の向上など、優れたトライボロジー特性の改善効果をもつが、面を粗した分だけ、すきまの低減に限界を与えることになる。これに代わる技術として、三つの方法が実用化され、現用されている。第1の方法はディスク面を二領域に分割して、記録用のゾーンはテクスチャ処理をしない超平滑な面とし、CSS用のゾーンにのみテクスチャ処理を行うゾーンテクスチャである。CSSゾーンに限定してテクスチャを付ける方法として、微小スポットのレーザービームにより、表面に微小な突起を形成する方法

が開発された⁽⁸⁾。これによって形成されたテクスチャは均一であり、トライボロジー特性が安定しているという特長がある。第2の方法は、スライダ上に微小なパッドを複数個形成する方法である⁽⁹⁾。微小なパッドはヘッドの浮上特性や起動・停止特性を損ねない位置に配置され、十分な耐摩耗性をもつことが確認されている。第3の方法は停止時にはヘッドをディスクの外側へ退避させると同時に引き上げ、起動時にはこの逆の操作を行うことにより、非接触状態を維持する方法で Load/Unload 方式と呼ばれている⁽¹⁰⁾。

1990年代のHDDの発展は、磁気抵抗素子を用いた超高感度の磁気ヘッド、高密度の磁化反転が可能な高保磁力の薄膜媒体、エラー抑圧に効果的な信号処理などの電磁変換技術と、サブマイクロメートルのすきまを介したHDIのマイクロトライボロジー技術を両輪として、実現されてきた。パーソナルコンピュータの普及にともなう競争の激化により、1999年には面記録密度の増加率は年100%という驚異的な伸び率となり、面記録密度は10 Gbit/in²を超えるに至った⁽⁴⁾。さらに、2003年頃には記録密度を現在の20倍にすることを目標に研究が進められており、そこでは10ナノメートル以下の超微小すきまを実現することが要求される。そのような小さなすきまにおいて、信頼性の高い安定な相對運動を実現するためには、ナノメートルのすきまを介したHDIにおいて生じる現象の解明が不可欠であり、この分野でのマイクロトライボロジーの研究は、より一層その重要性を増している。

1.2 ヘッドディスクインタフェースのマイクロトライボロジー

1.2.1 ヘッドディスクインタフェースの構造と寸法

ヘッドディスクインタフェース (HDI) に対する要求条件は、微小なすきまを一定に保つとともに、起動停止の接触摺動や、浮上時の間欠的な接触にも十分な耐久性をもち、さらに年単位の連続使用・頻繁な間欠使用・長期の停止などの多様な使用法にも対応できることなどである。このためにインタフェースは、図 1.5 に示すように複雑かつ巧妙な構造をもっている⁽⁴⁾。

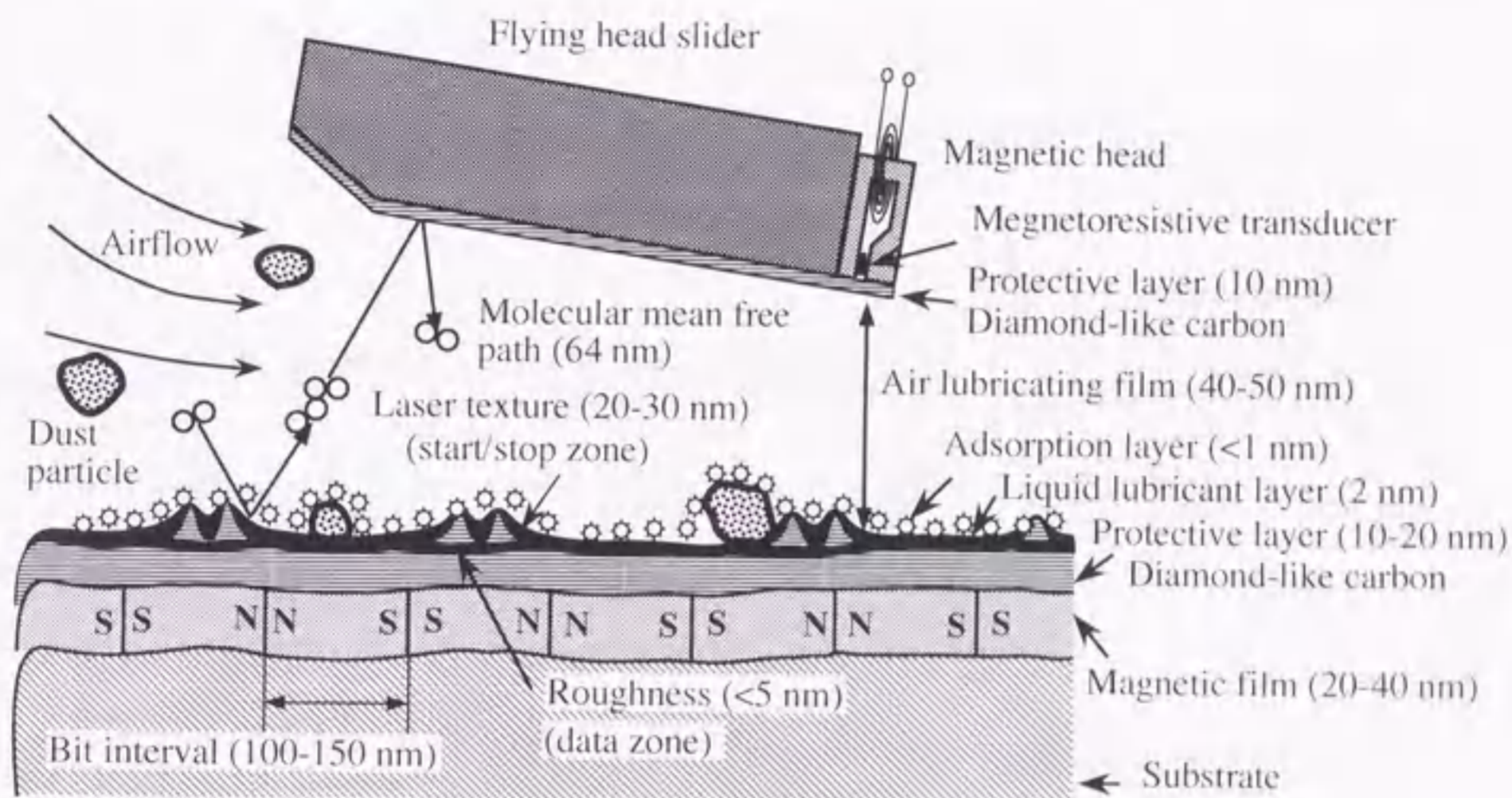


図 1.5: ヘッドディスクインタフェースの構造と寸法⁽⁴⁾

浮動ヘッドは空気の粘性に基づく気体軸受の原理により、ディスク上を 40~50 nm で浮上する。媒体の振動・外乱に対して十分高い追従性をもたせるために、小形軽量化とともに潤滑膜の剛性・減衰係数を高める設計が重要である。ここで粘性は気体を連続体として定義されるものであるが、すきまが分子平均自由行程と同程度に達しており、気体の粒子性の効果が支配的になりつつある。

耐久性を確保するために、ヘッドディスクの表面を厚さ約 10 nm のダイヤモンドライクカーボンでコーティングし、さらにディスクの表面にごく薄く高分子の液体潤滑剤 (約 2 nm) を塗布している。液体としての流動性は、膜の破断に対する自己修復の

ために必須の機能であるが、一方ではメニスカスを形成し、メニスカスの内部に生じる負圧（ラプラス圧力）によって、ヘッドとディスクを強い力で凝着させることになる。現在では表面に潤滑剤の固定層を形成するとともに、その上にわずかの流動層をもつようになっている。潤滑剤の厚さはおよそ分子回転半径に相当する単分子層レベルに達している。潤滑膜の上にはさらに気体分子の吸着層が形成される。この中で水蒸気の結露によって形成された水の分子層膜は、やはりメニスカスを形成する。メニスカス形成に起因する強固な凝着はスティックションと呼ばれている。

スティックションを避けるために、ディスク表面には、20～30 nmの高さの微小な凹凸（テキスチャ）を形成する。スティックションは、テキスチャ形状に依存した接触面積に加えて、液体分子層レベルの接触角・表面張力などの物理定数に支配されることになる。さらに多様な使用条件に対応して、液体分子層膜には長期や短期の複雑な流動現象が生じている。

1.2.2 スティックションのメカニズム

面精度の向上に伴い深刻化する問題として、接触時にヘッドと媒体が強固に凝着する現象がある。これは液体潤滑剤あるいは結露した水により2面間に形成されるメニスカス内に、負圧（ラプラス圧力）が生じることが主要因で、スティックションと呼ばれている。解析モデルとしては、これまで図1.6に示す4種類が提案されている⁽¹¹⁻¹³⁾。突起の分布からメニスカスが形成されている突起を抽出し、該当するモデルを選択して、突起分布関数を積分すれば凝着力が得られる。

凝着力は液体膜の厚さに対して、図1.7のような特性がある。膜厚が極く薄い領域（図の左端部）に現れる凝着力が最小値となる現象は、液体膜が薄いためメニスカスが形成されず、しかも表面エネルギーのみ削減されることによる。図の中央部領域では凝着力が最大となる現象はメニスカスの曲率半径とその面積との相乗効果による。これらの最小と最大の間凝着力がほぼ平坦な領域はスティックションウィンドウと呼ばれている。ウィンドウの中では膜厚の減少とともに摩耗は増大する傾向があるため、インタフェースのパラメータはウィンドウ内の右端に設定することが望ましい。しかし、ウィンドウの位置は、潤滑剤の種類、うねり・粗さなどの表面形状、経過時間、繰り返し起動停止回数、温湿度条件などに依存しており、パラメータの設定は容易では

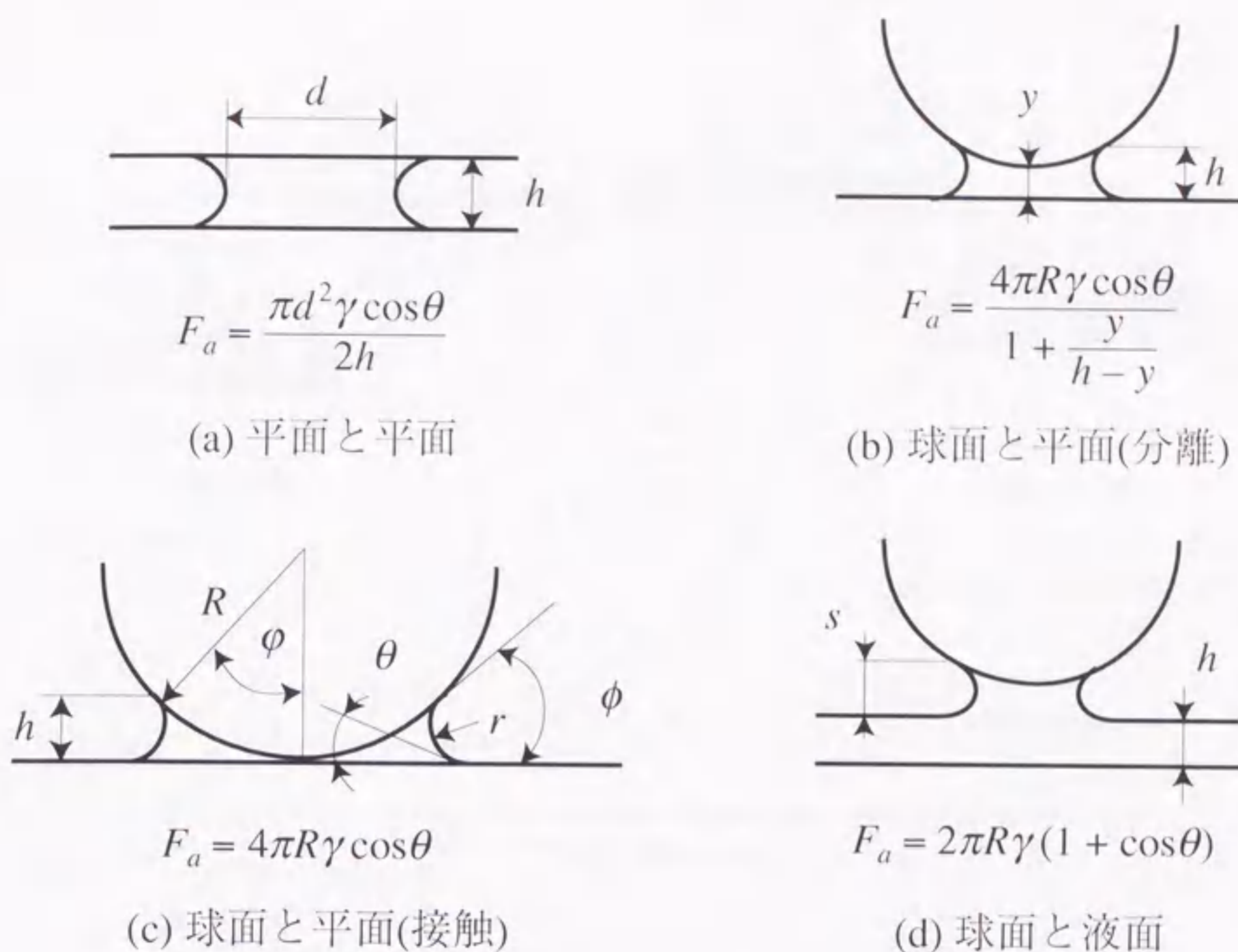


図 1.6: メニスカスのモデルと発生力 (メニスカス力)⁽¹⁴⁾

ない。

凝着力を軽減する方策は、メニスカスが形成されないようにする、メニスカスの面積を最小にするのいずれかであり、前者は高分子潤滑剤の一端を活性化してディスク面に固定する方法（人工芝潤滑）、後者は超小形スライダを潤滑剤に浸す方法（ジャボ漬潤滑：接触したままで記録再生動作を行うコンタクトレコーディング用のスライダ）として研究が進められている。

1.2.3 毛細管凝縮現象

粉体工学の分野では、図 1.8 に示すようなガラスビーズを対象にして吸着分子層のサイズが定量的に解明されてきた。表 1.1 は直径 100 μm のガラスビーズの計算例であり、吸着層の厚さは潤滑膜厚さに匹敵することがわかる⁽¹⁵⁾。また、7~20 番のビーズを用いた相対湿度と凝着力に関する実験結果により、2~3 分子層の厚さから水素結合に基づく分子間力が作用し、これを越えるとメニスカス力が作用し始めると報告され

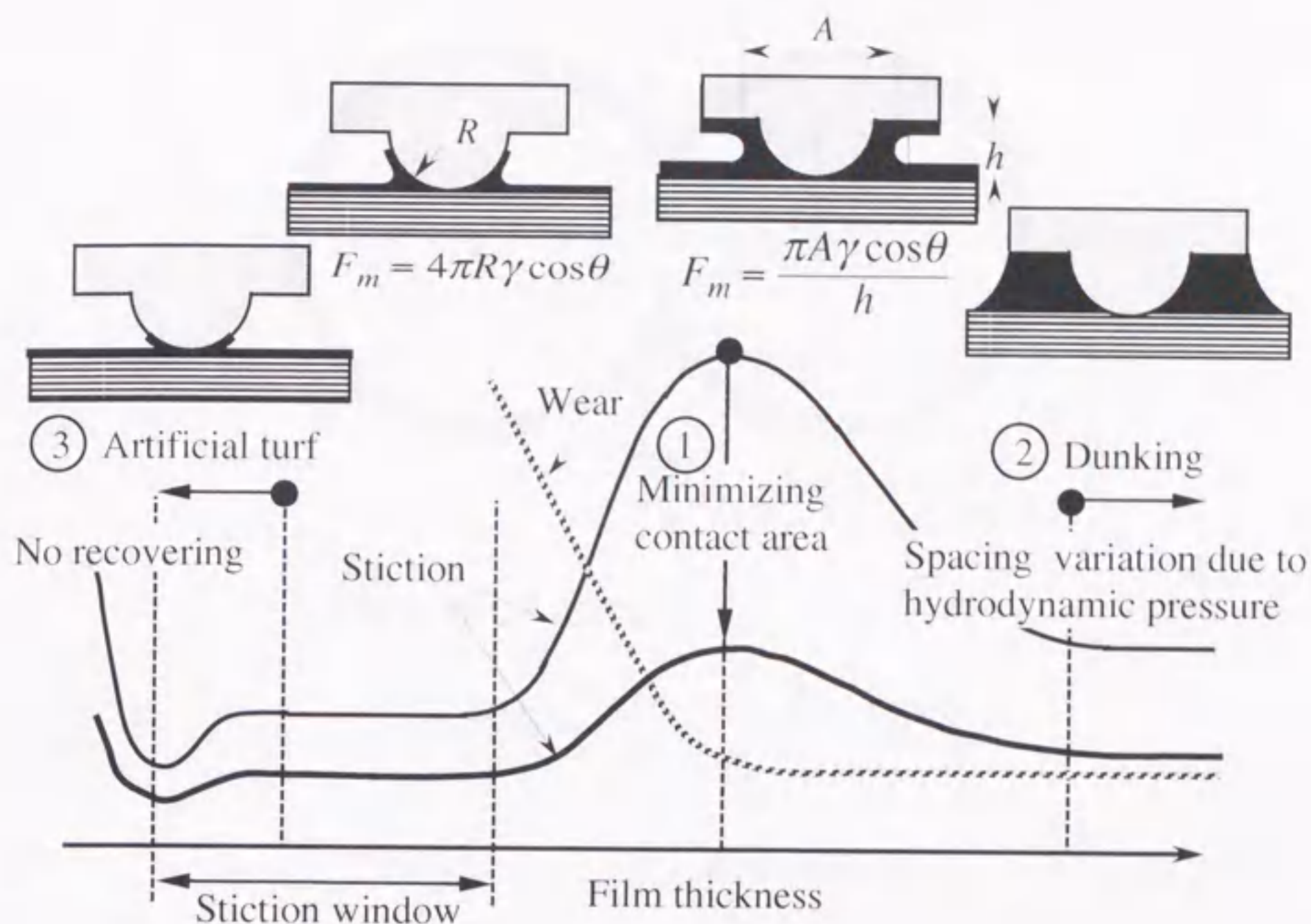


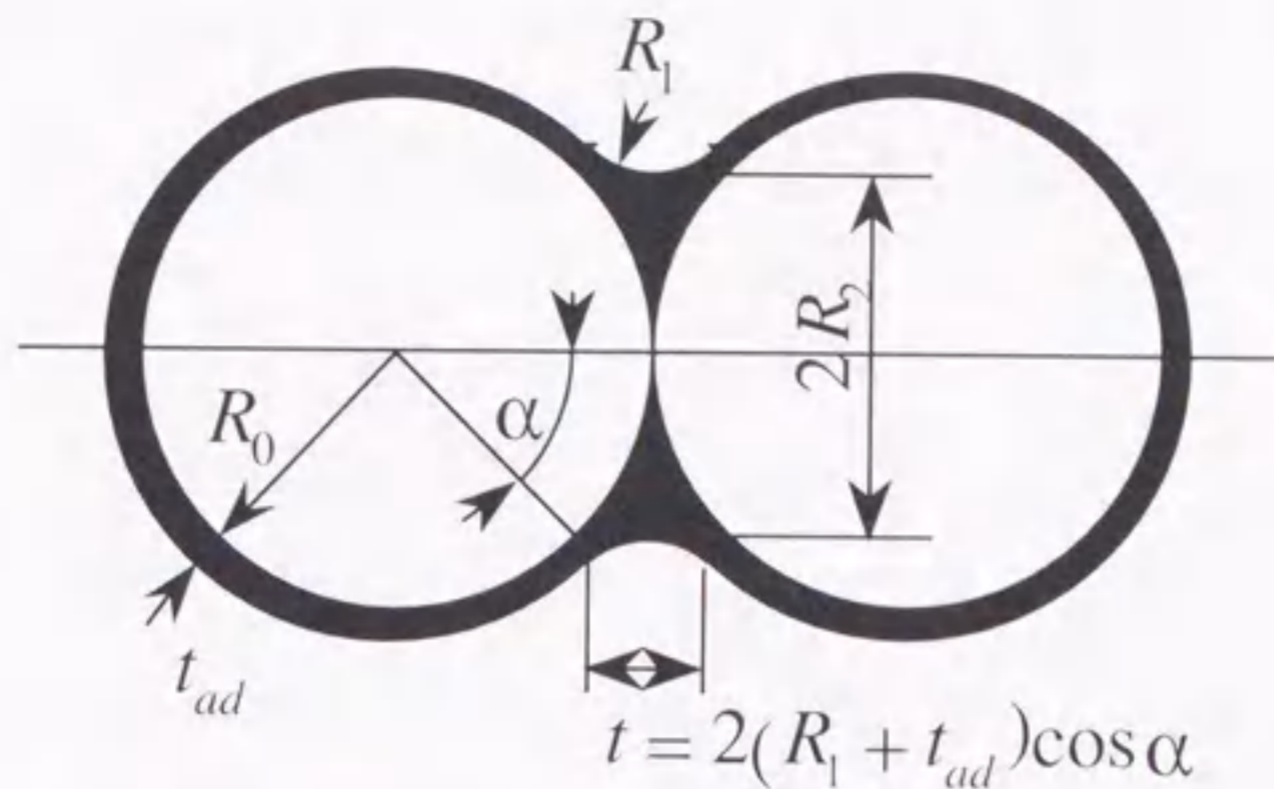
図 1.7: 液体潤滑膜厚さと凝着力・摩擦力の関係⁽¹⁾

ている⁽¹⁶⁾。HDIの分野では、湿度とスティックションとの関係がマクロに測定され、これまで多くの報告があるが、吸着層を定量的に扱った報告はないようである。ディスクの表面にはテキスチャや液体潤滑膜が存在するために条件は一層複雑になるが、ミクロ的な観点からの定量的な実験や分子動力学的な手法による定量的な評価法の確立が必要となっている。

表 1.1: 湿度による吸着膜厚さと液架橋高さ⁽¹⁵⁾

Humidity	Adsorbed layer		Liquid bridge thickness
	405	633	
%	n	t_{ad} , nm	t , nm
(50	2.2-2.3	0.64-0.68	2.94)
60	2.5	0.73	3.52
70	2.9	0.84	4.62
80	3.8	1.10	6.90
90	6.0	1.74	13.44

(): estimation from original data



Meniscus force

$$F = \pi R_2^2 \gamma \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right) + 2\pi \gamma R_2$$

図 1.8: ビーズ間のメニスカス力⁽⁵⁾

1.2.4 分子層液体潤滑膜形成

液体潤滑剤としては、蒸発寿命の長い高分子の液体（PFPE，分子量：2000～4000）が使用されている。液体潤滑剤には、スティックション抑止の観点からの固定性、および自己修復性の観点からの流動性という相反する条件を同時に満足させる必要がある。高分子の一端に活性基や極性基を持たせて、ディスク表面に固定して整列すると、ラングミュア型の単分子膜が形成される。これに対し、非極性の潤滑膜では分子はランダムに配置されたフロイドリッヒ型の膜となり、流動し易くなる。同一の膜圧に対してはフロイド傾向が強いほど摩擦力は小さくなるが⁽¹⁷⁾、流動性も減少することになり、耐久性には不利となる。

ディスク表面に塗布された潤滑膜は、均質層の上に不均質層が存在した構造をもっていることが実測されており⁽¹⁸⁾、固定層と流動層の2層構造になっていると推定される。固定層の厚さは理論的には高分子の分子回転半径の2倍が限界であり、現状の分子量の潤滑剤では、この値は2～3 nmと見積もられる。この値はすきまに対して微量として扱えないオーダーであり、潤滑膜の変形・粘弾性・流動などのミクロな力学的特性を考慮することが必要になっている。

1.2.5 液体潤滑剤のマイクロ流動

ヘッド媒体の接触静止中には、潤滑剤は接触領域のすきま内で濡れ広がり、これに応じてヘッドがゆっくりと沈降していく現象が実測されている⁽¹⁹⁾。この間にヘッドとディスク間に形成される液体のブリッジの面積が増大するために、スティックションは一層増大する。さらに、接触摺動中には、機械的なせん断力を受けて摺動面から強制的に排除され、通過後には復元するように流動する。この流動現象はテキスチャ形状とも強く関連し、走行方向に直交するテキスチャの場合に、すきまはもっとも大きくなることから、直交段差が潤滑剤をすきま内に供給する作用をもつことが示唆される⁽²⁰⁾。

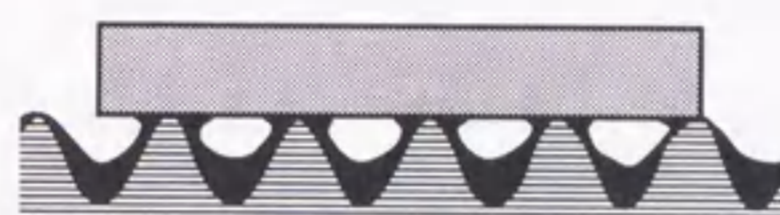
以下に述べたように表面に分布した微小な凹凸は等価的に表面エネルギーを修正する効果があり、これが有効に作用しているようにも思われるが、まだよく分かっていない。

将来技術として研究されているコンタクト方式（接触したままで記録再生）では、潤滑剤がスライダの前端あるいは後端に集積してすきま変動の原因になる可能性がある⁽²¹⁾。接触摺動中のすきま変動には種々の要因が関連するが、これを抑止するためには、表面張力の大きな潤滑剤が有効（表面力の利用）という報告⁽²²⁾もあり、流動中の動的な表面力を定量化することが必要になり始めている。

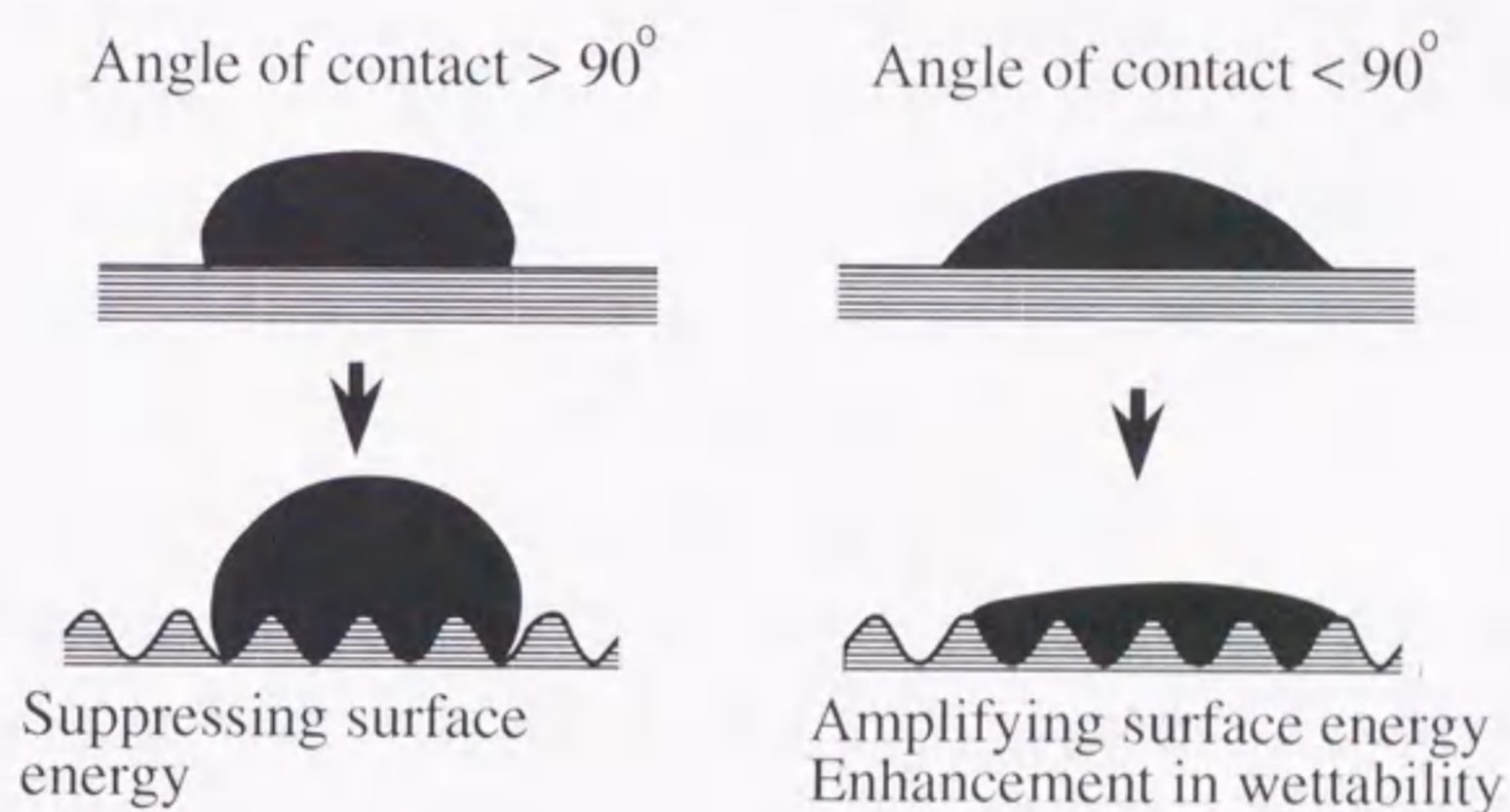
1.2.6 テクスチャ形成

スティックションの低減には、接触面積を小さくすることが、直接的な対処策であり、このために、表面に数十ナノメートル高さのテキスチャを形成する。従来よりバフ仕上げにより機械的に形成されてきたが、最近ではレーザ照射によって、表面を瞬間的に溶融して、火山のように盛り上げるレーザテキスチャが実用化された⁽²³⁾。レーザのエネルギー・ビーム径・照射時間などに応じて、クレータ形・ソンプレロ形など種々の形状を作ることができ、スティックションとピークの応力の観点から、望ましい形状も提案されている⁽²⁴⁾。さらに、エッチングにより規則的に凹凸パターンを形成する方法⁽²⁵⁾も検討されている。従来の機械加工方法は表面に分布した凹凸であるのに対し、レーザテキスチャは局在化した凹凸、エッチングテキスチャはその中間的な特性をもっている。

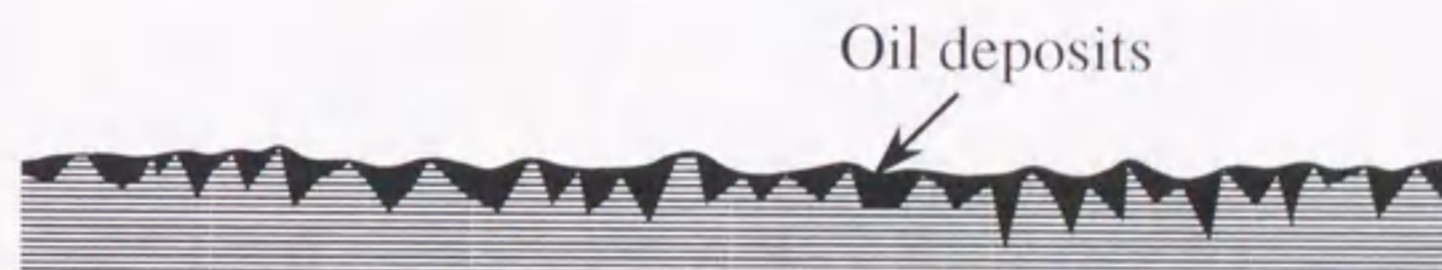
図1.9に示すように、テクスチャの第一義的な機能は接触面積の微小化（図(a)）であるが、隠れた機能として表面エネルギーの変換があるように思われる。すなわち液体の濡れ性については、微小な凹凸は等価的には、接触角 $>90^\circ$ の場合（図(b)左）には、表面エネルギーを減衰させ、接触角 $<90^\circ$ の場合（図(b)右）には、これを増幅させる効果がある。さらに、他の機能としては潤滑剤を貯蔵する分散したタンクの機能ももっている（図(c)）。このような副次的な機能・役割は、テクスチャ形状と強い相関があるため、スティックションに加え、耐久性の評価とリンクして、テクスチャ形状を最適化することが重要と思われる。



(a) 接触面積の低減



(b) 表面特性の改善（表面エネルギー修飾）



(c) オイルタンク

図 1.9: テクスチャの役割

1.3 表面力の測定

1.3.1 凝着力の測定

ヘッドディスクインタフェースにおけるスティックションは、ヘッドとディスクとが強固に吸着する現象であるが、現象としては2面間の表面力による吸着現象を意味する凝着と等価である。凝着力は、接触した2物体間に作用している法線方向の吸引力であるが、静的に計測することは、厳密には不可能であり、引き離し時に作用する力(分離力)として、計測されることが多い。

凝着力の測定法としては、図1.10に示すように、物体を支えるばねのたわみを用いる方法が一般的である。この方法では、ばねによって支えられた物体Iを物体IIに接近させるとき、あるいはその逆に分離させるときに作用する力を、ばねのたわみとして検出する。このとき、力 F と物体間の距離 d の関係、およびバーの降下の距離 z_b と物体Iの変位 z_p の関係として、それぞれ図1.11(a)、(b)に示す曲線あるいは直線が得られる。図(a)において、物体IがEの位置から矢印に沿って降下していき、物体間の吸引力がばね力を超えるA点に達すると、物体Iは瞬間的にB点に跳躍する。これは、図(b)において、ばねが急激に伸びる現象として観測される。この点から2物体は接触状態になるために、バーをさらに降下させてもすきま d は変化せず、図(b)のようにばねのたわみのみが、バーの降下量に比例して変化する。逆にバーを上昇させる場合には、点Dまでは両物体は接触したままで、ばねのたわみ $\Delta z = z_p - z_b$ のみが変化する。ばね力が物体間の吸引力を超える点Dに達するとE点に跳躍する。このときのばねのたわみ Δz から、2物体間に作用する力(分離力)の大きさが得られる。ヘッドディスクインタフェースにおいては、表面間に存在する液体薄膜による表面力が存在するため、より複雑な距離と力の関係を考慮しなくてはならないが、原理的には同じ手法を用いることができる。

表面力を測定する装置としては、表面力測定装置(Surface Force Apparatus: SFA)⁽¹²⁾と原子間力顕微鏡(Atomic Force Microscope: AFM)が用いられている。SFAは分子レベルの平滑な2物体間の表面力を測定するために開発された。本装置の特徴は、円筒面状に加工した試料、あるいは薄層化して円筒面に接着した試料を用い、2つの円筒面を十字形に直交させて、理想的な球面接触を構成したことである。両面間の距離の測定法としては、透明な試料の場合には透過光を用いた等色次数干渉縞⁽²⁰⁾を、ま

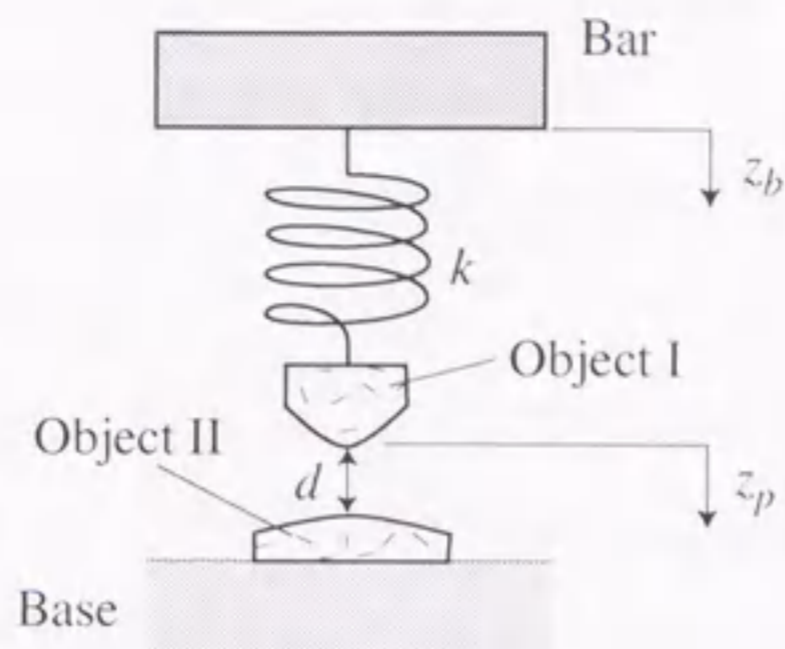
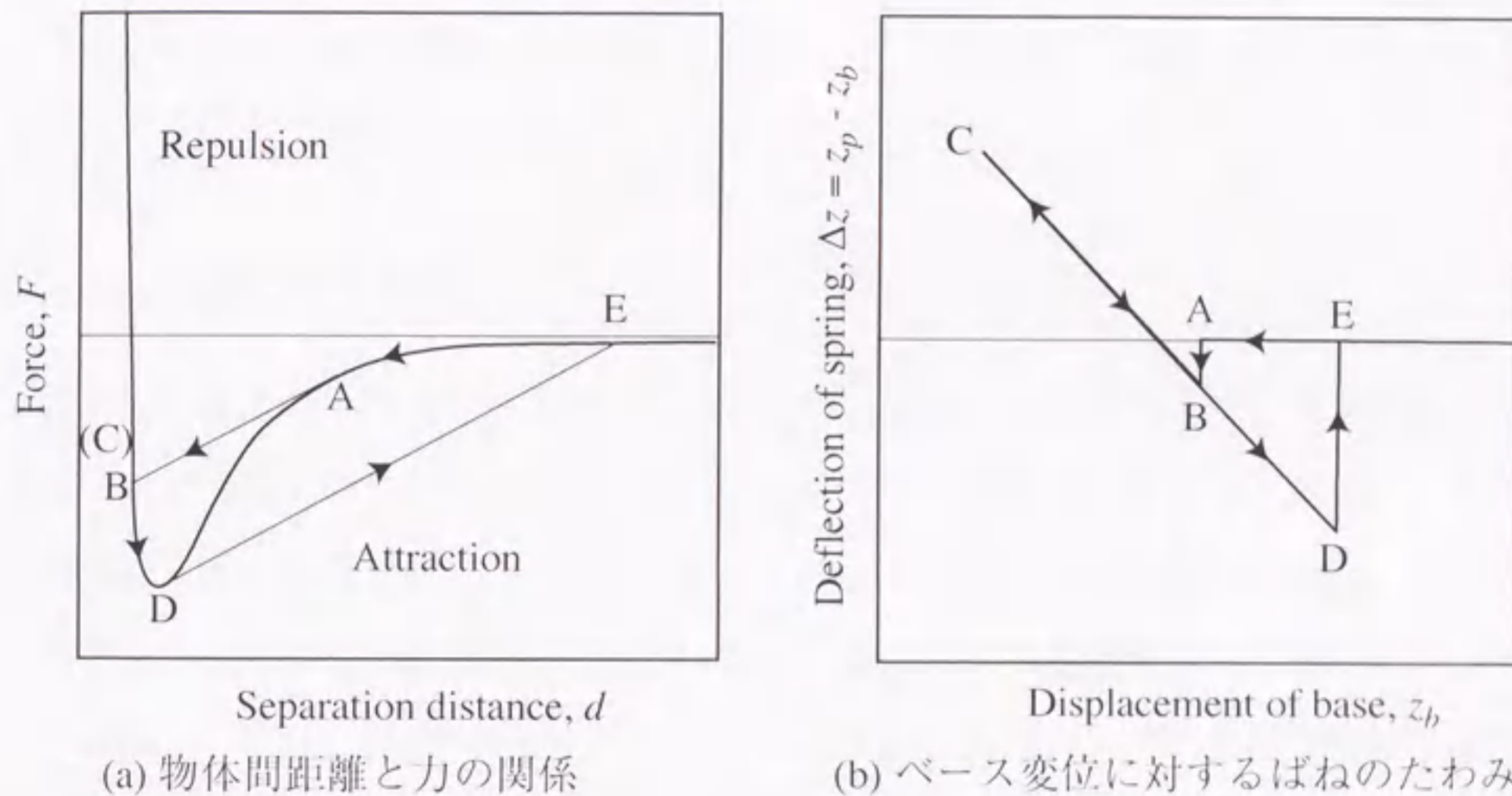


図 1.10: 凝着力の測定原理



(a) 物体間距離と力の関係

(b) ベース変位に対するばねのたわみ

図 1.11: 物体間距離と力とばねのたわみ

た不透明な試料に対しては、静電容量法を用いた⁽²⁷⁾。また、バーの移動量はマイクロメータと圧電素子を用いて2段に制御し、試料はばね定数が既知の板ばねで支持した⁽¹²⁾。本装置により、分子レベルに平滑な2面間の凝着現象を高精度に測定することが可能となり、凝着力に関する基本的な特性が解明された。しかし、SFAで用いられる円筒の半径は約1 cmであり、ミクロな接触条件に対する適用可能性は不明である。

これに対して、AFM⁽²⁸⁾は、走査型トンネル顕微鏡(Scanning Tunnelling Microscopy)の技術を応用して、原子間力が一定になるようにカンティレバーの先端に取り付けた探針位置を制御しながら対象面上を走査して、表面形状を測定する装置として開発さ

れた。その後、表面力の測定にも応用されるようになった。探針の先端半径が数 nm ～ 数百 nm と極小であるため、マイクロな接触単位としての表面力を測定しているとみなせる。しかし、鋭利な探針先端もマイクロ的にみれば凹凸をもった球面と考えられるため、特性はフラクタル的である⁽²⁹⁾。

表面の凝着力分布を求める場合には、表面上の複数の点において、図 1.11(b) の縦軸を力に換算したフォースカーブから凝着力を求める操作を繰り返す。この方法の他に、カンティレバーを固有振動数付近で振動させて表面を走査するタッピングモードがある。この方法では、振幅を一定に保つようにフィードバックを行い、振動の中心位置の軌跡を測定する方法、フィードバックを行わずに振幅の変化を測定する方法、カンティレバーを励振する振動と実際のカンティレバーの振動の位相差を検出する方法などがあり、凝着力の測定に利用されている⁽³⁰⁾。

1.3.2 摩擦力の測定

コンタクトストップスタート方式においては、起動時のヘッドとディスクの摩擦力がディスク回転用のモータ容量を決めることになり、また接触摺動中の摩擦は、相對運動の安定性の指標であるため、ディスクとヘッドの摩擦は重要な問題となっている。

マイクロな領域での摩擦力測定には、AFM から派生した摩擦力顕微鏡 (Friction Force Microscope: FFM)^(31,32) が用いられている。FFM では探針を試料表面に接触させたまま走査を行う。カンティレバーの長手方向に平行に走査する場合 (平行走査) とこれと直交する方向に走査する場合 (直交走査) があり、走査中のカンティレバーのたわみ角とねじれ角から摩擦力を求める。しかし、単純な板ばね形のカンティレバーを用いた場合にはたわみ角とねじれ角は、表面力のみならず表面の凹凸によっても変化し、さらに互いに連成するという問題もある。直交走査の方が表面形状の影響が少ないため有利であり、一般的に使用されている。ねじれ角から摩擦力を換算するとき、探針の高さ分だけ摩擦力モーメントの作用軸とカンティレバーの中心軸がずれて、たわみとねじれの連成が生じるため、カンティレバーの形状から解析的に求めたねじれ剛性をそのまま適用すると誤差が生じる⁽³³⁾。ねじれ角を利用しない構造として、図 1.12 に示すような平行板ばねを用いてたわみとねじれの連成変形による誤差を低減させた構造のカンティレバーが考えられている⁽³⁴⁾。

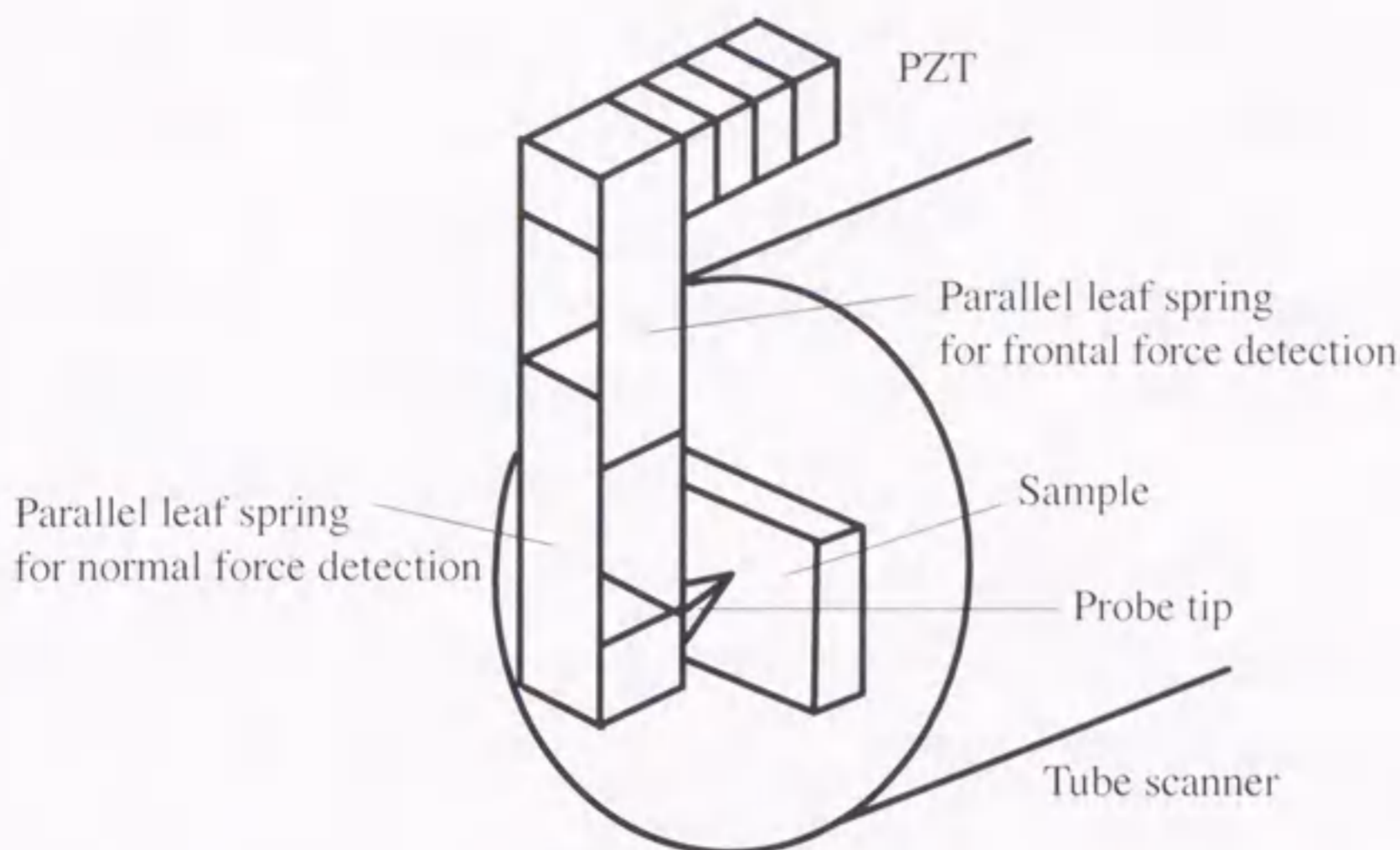


図 1.12: 2組の平行板ばねを組み合わせたFFM用カンティレバー

一般的に利用されている半導体技術によって作製されるマイクロカンティレバー⁽³⁵⁾は、探針も同様に半導体技術で形成される。小形で鋭利な探針を量産できる点で有利であるが、探針の材質が窒化シリコンや酸化シリコンに限定されるため、固い表面を走査する用途には適さない。そのためDLC膜のような超硬質膜で被覆されたヘッドディスクインタフェースにおいては、耐摩耗性の優れたダイヤモンド探針を接着した組立構造のカンティレバーなども用いられている^(36,37)

ヘッドディスクインタフェースにおいては、表面に液体膜が存在するため、垂直荷重としては、外部から印加される荷重 W に加えて、液体膜に起因する凝着力 F_a が加算され、また水平力として、液体膜のせん断に起因する粘性抵抗力 F_v が加算されるため、摩擦係数を f とすると摩擦力 F は

$$F = f(W + F_a) + F_v \quad (1.1)$$

のように表わされる。FFMはこれらの効果をまとめて一つの摩擦力 F として測定していることに注意が必要である。

1.3.3 表面力の速度依存性

ヘッドディスクインタフェースでは、速度2, 3 m/sの高速領域まで高分子液体膜を介した接触摺動が存在する。この間では、速度に応じてせん断応力が変化するばかり

でなく、液体膜の厚さや境界の形状、高分子の配列や構造が変化するために、表面力もこれらの影響を受けることになる。実用されているヘッドとディスクを用いて、インタフェース全体のマクロな領域の特性として、摩擦力を測定する場合は、単純にせん断応力の変化として解釈されてきた。他方、分子レベルに平滑な単位接触点というミクロな領域では、マクロな特性とは異なり、分子配列などの影響が顕在化する。しかし、これまでこの分野の研究報告は少ない。

実用されているヘッドとディスクを用いて、起動時の速度をパラメータにして摩擦力を測定すると、一般に速度とともに摩擦力は減少する。これは、動摩擦力が静摩擦力より小さいというクーロン摩擦の基本法則に従う結果であり、液体膜が極めて薄いために起動時のインタフェースは境界潤滑の領域内にあり、動圧効果に基づく粘性摩擦力の影響は小さいことを示している⁽³⁸⁾。

分子レベルに平滑な面を対象にした研究として、表面力測定装置(SFA)を用いて、超低速領域(0.2~2.0 $\mu\text{m/s}$)で摩擦力を測定した結果がある。この例では、二つの無欠陥の雲母板を円筒形(曲率半径1 cm)に曲げて、十文字形に対向させ、その間に液体膜(シロキサン)を介在させて、すべり速度を上昇(下降)させていくと、摩擦力がステップ状に低減(増大)する結果が得られた。これは、すべり速度に依存して、表面に整列配置されたシロキサンの層数が増えるためと考えられている。また、メニスカスが形成されない条件では、配列層数によって摩擦力がステップ状に変化することも確認された⁽³⁹⁾。

凝着力の速度依存性に関しては、半径4 mmの球を平面から高速に分離したときのマクロ領域の実験結果がある⁽⁴⁰⁾。これは、図1.13に示すように糸で垂直に懸架したサファイア球とガラス板の間にPFPEを介在させ、ガラス板を水平方向に低速で移動したときの分離点の高さから、凝着力を測定したものである。分離が極めて短時間に生じることから、その間では凝着力が線形に変化するとして、凝着力が速度の平方根に比例する関係を導入するとともに、実験結果とよく一致することが示された。しかし、分離過程の間の表面張力やメニスカスなどの影響を全く無視しているため、ミクロな領域へもそのまま適用できるか、については不明である。

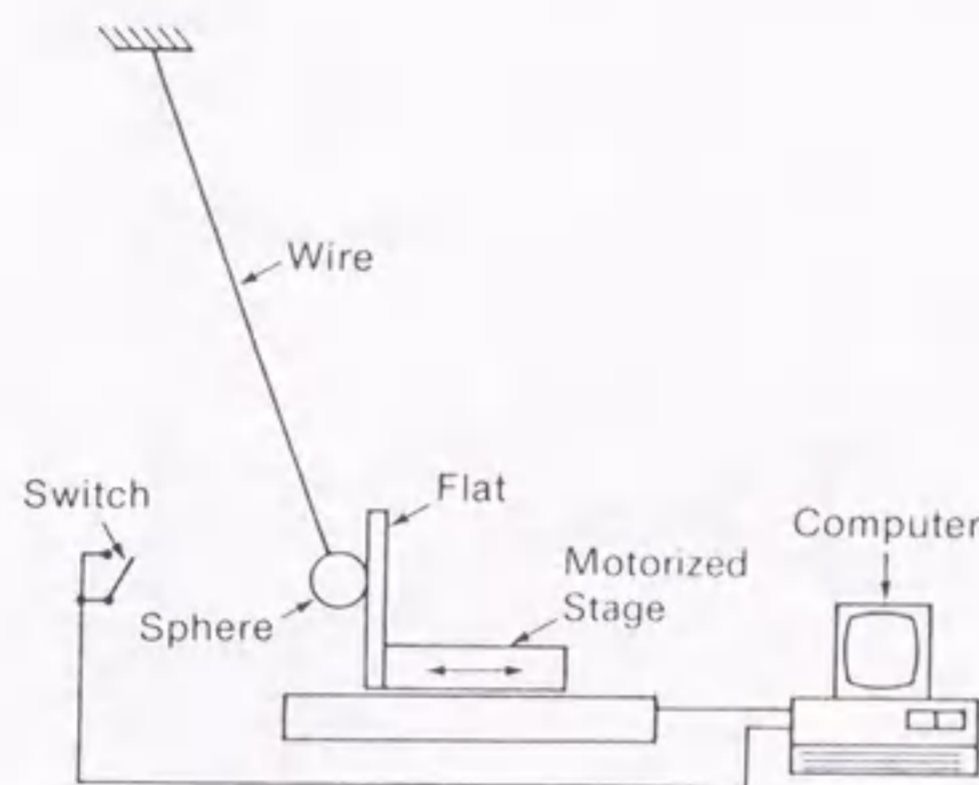


図 1.13: 凝着力の速度依存性測定⁽⁴⁰⁾

1.3.4 カンティレバー変位の測定方法

AFM や FFM においては、表面力はカンティレバーのたわみあるいはねじれとして検出されるため、検出精度はカンティレバーの変位の測定精度に支配されることになる。このための変位測定法としては、これまでに様々な方法が提案されてきた。AFM の開発当初では、カンティレバーの変位計測にトンネル電流を用いていた⁽²⁸⁾。これは極めて感度が高く、原理的には 10^{-2} pm の変位を検出可能であるが、逆にカンティレバーの表面状態の影響を強く受けてしまう、トンネルギャップの設定が困難である、など操作性が悪いという問題があった⁽⁴¹⁾。

トンネル電流とは独立に変位を測定する場合には、分解能が高く、較正が容易である点などから光計測が有利であり、これまでに光ファイバー⁽⁴²⁾、焦点誤差検出⁽⁴³⁾、ホモダイン干渉⁽⁴⁴⁾、光てこ⁽⁴⁵⁾、レーザマイケルソン干渉⁽⁴⁶⁾などの様々な手法が提案されてきた。

分割形フォトディテクタを用いた光てこ法^(47,48)がもっとも広く利用されており、AFM では一次元変位、FFM では二次元変位を計測する。この方法の概要を図 1.14 に示す。半導体レーザからの光をカンティレバーの表面で反射させ、その反射光を 4 分割フォト・ディテクタ (Quadrant Photo Detector: QPD) によって受光する。QPD 上に形成されるビームスポットの位置から、カンティレバーのたわみ角とねじれ角を同時に計測できるため、垂直力と水平力の同時計測が可能である。この方法を HDI にお

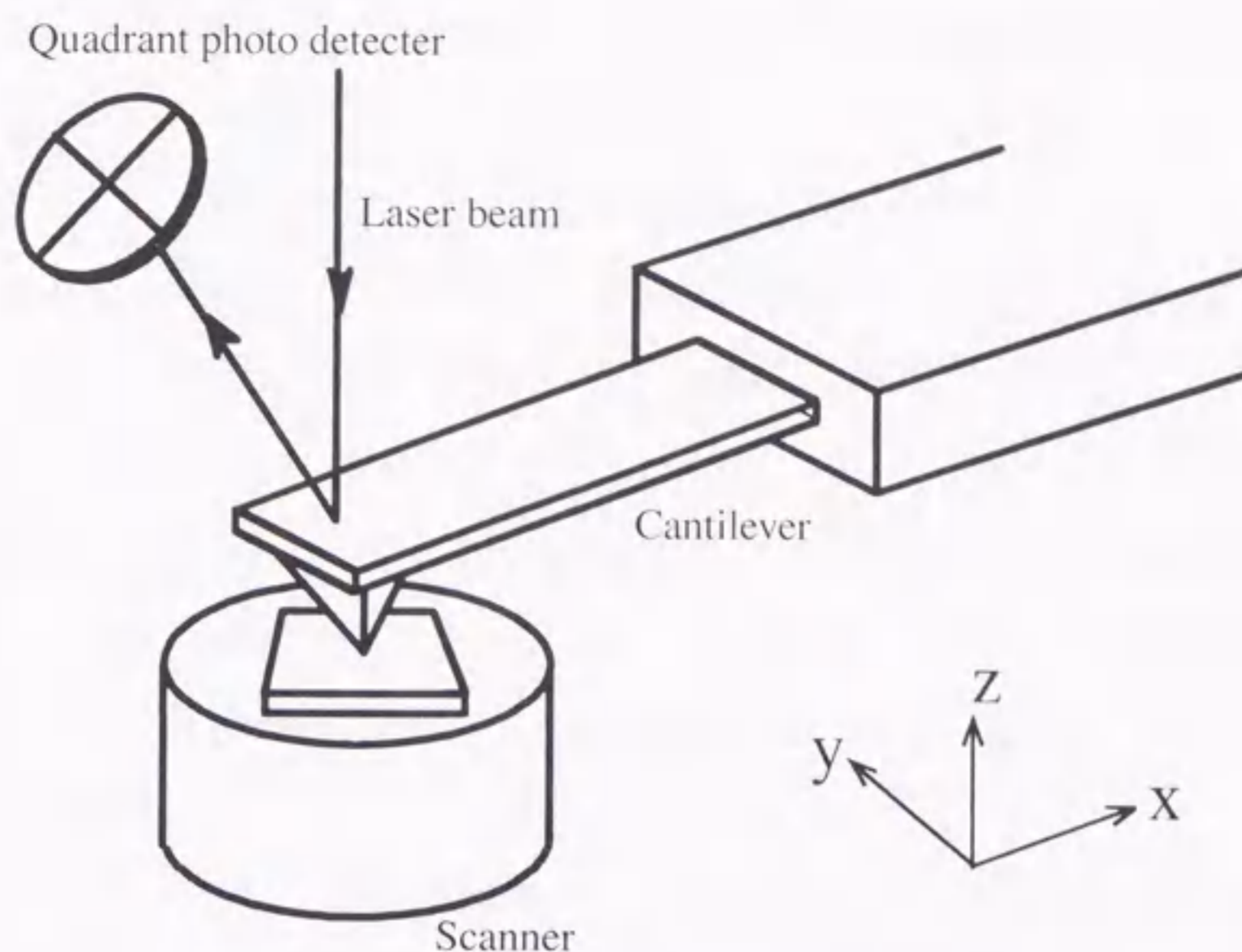


図 1.14: 4分割フォト・ディテクタを用いた変位測定

ける凝着力などのように大変位が生じる測定に応用する場合には、たむみとねじれの連成効果による誤差が大きくなるという問題がある⁽⁴⁹⁾。

この他には、ピエゾ抵抗効果^(50,51)や歪み抵抗効果⁽⁵²⁾をもつ素子を半導体技術によってカンティレバーに直接形成した変位検出機構も考えられている。

1.3.5 研究課題

現用されているプローブ走査方式の表面力測定法では、空間的に高分解能である特長を活かして、表面力の微細な分布から分子原子レベルでの組織や構造を解析するという状態解明の用途に利用されることに主眼がおかれていた。このために、測定値の大きさやその精度については、厳密に議論されることはあまりなかった。今後は、測定値を定量的に分析評価して、状態解明から現象解明の用途へと展開されることが期待される。このためには、測定精度の一層の向上に加えて、動的な測定条件も考慮することが必要になる。さらに、精度の向上や再現性の向上により、実用レベルとしての制御や加工への応用、ドットメモリとしての応用などが、より現実的なものになるであろう。

表面力測定の観点からみたヘッドディスクインタフェース (HDI) の特徴は、表面

が分子レベルに近い状態まで平滑化されていること、表面が超硬質材（DLC膜）で被膜されていること、介在する高分子液体潤滑剤が分子層レベルに薄いこと、などである。また、一般の表面力の測定と比較して特徴的な点としては、測定する表面力の上限が大きいこと、接触モードで測定する場合には耐摩耗性が要求されること、液体潤滑剤の存在状態に大きく依存すること、などである。

HDIでは、大きな表面力が作用しているために、たわみとねじれの連成効果や非線形の変形特性の影響が顕在化し、これが測定誤差になる。精度を向上するためには、カンティレバーの大変形特性を考慮するとともに、変位測定においても線形性が高くかつ連成の生じない技術が必要となる。本博士論文の前半の章（第2章、3章、4章）は、この課題に関連する。

触針とカンティレバーで構成されるプローブは、シリコン基板から半導体製造プロセスを用いて、バッチ処理で製造されるために、触針材は窒化シリコン、酸化シリコンに限定されていた。しかし、耐摩耗性の点で理想的な材料はダイヤモンドの単結晶である。この場合には、人手による接着・組立作業が必要であるために、カンティレバーの構造に制約はあるが、目的に適したカンティレバー構造を設計することが可能となる。本博士論文の第2章ではこの課題を扱う。また、HDIに介在する高分子液体膜が触針に付着することにより、特性が一定しないという問題があり、これを回避するために、表面を撥水材でコーティングした特殊用途の触針の開発が望まれる。

HDIで生じる摩擦現象の解明には、表面力を動的な条件で測定することが必要であり、このためには、瞬時毎にプローブの運動を三次元的に測定するとともに、介在する液体膜の変形モデルを構築する必要がある。本博士論文の第4章ではこの課題を扱う。液体膜に起因する表面力の発生原因を解析的に記述するためには、液体膜の流動現象のモデル化が必要である。分子液体薄膜の流動を支配する要因は、マクロ流体の流動を支配する運動量に換わり、表面張力や表面エネルギーの影響が支配的となる。このために、運動量に基づく液体流動式に代わり、拡散に基づく流動式を定式化する必要がある。表面に液体薄膜が存在する場合の表面エネルギーは、液膜の厚さや液膜の極性に依存して厚さ方向に変化し、これが分離圧として作用するために、流動特性に影響するようになる。このような分離圧の測定にも、表面力測定が適用可能である。このためには、動的な測定範囲の拡大、測定精度の1桁の向上が必要であり、今

後の測定技術の向上が待たれる。

1.4 浮上すきまの測定

1.4.1 浮上すきま測定の特徴

ヘッドとディスクのすきまは、記録密度を直接支配する電磁変換上の基本パラメータであるが、ナノメートルすきまの実現に高度な技術を必要とするために、機構技術の総合的な到達度を表す指標としての意味も持っている。このために、研究開発や設計試作の段階のみならず、製造工程においても、すきまを厳密に管理しておく必要があり、すきま測定は磁気ディスク産業に関連する重要な周辺技術となっている。

測定長さが可視光波長の十分の一以下であり、光の干渉を利用する方法が専ら応用されている。これまでに、主として干渉光強度を利用するホモダイン法や干渉光の位相差を利用するヘテロダイン法が実用されてきたが、最近ではマイケルソン干渉縞を利用する画像計測、白色干渉のスペクトラム分布を利用する画像計測、エリブソメトリの原理を応用した偏光干渉法などの新しい方法が提案され、実用装置も開発されている。

光学的特性の観点から、測定対象であるヘッドディスクインタフェース (HDI) の構成を図 1.15 に示す。ディスクの表面は、記録媒体 (NiCoP) の上に、保護膜としてダイヤモンドライクカーボン (DLC) 膜 (厚さ十数 nm) を形成し、さらに液体潤滑膜 (同 2 nm) を塗布している。記録媒体は金属光沢鏡面をもつが、DLC 膜・潤滑膜は半透明である。スライダ材料はアルチック ($\text{Al}_2\text{O}_3\text{-TiC}$) が一般的であり、スライダの流出端の MR ヘッドは、 Al_2O_3 でモールドされている。これらの表面はトライボ特性の改善と MR ヘッドの酸化防止のために、DLC 膜 (同 10 nm) で皮膜されている。アルチックは導電性をもつ半光沢物質あり、 Al_2O_3 は半透明である。以上のようにディスク・スライダとも、弱い導電性をもつ母材の上に半透明の多層膜が形成されている点の特徴である。このために、表面の反射特性は複雑になる。

図に示すようにすきまは場所によって変化するために、評価すべき特性によって、気体軸受特性としては h_i , h_f , トライボロジー特性としては最小のすきま h_m , 電磁変換特性としては h_g などを知る必要がある。これらを精密に測定するためには、高い空間分解能が必要であり、光の照射スポット径が 20~50 μm まで絞られている。

実ディスクの代わりに、ガラスディスクを用いて、ガラスの透過光を利用してヘッドとガラス表面のすきまを絶対測定する方法と、実ディスク・実媒体を用いてスライ

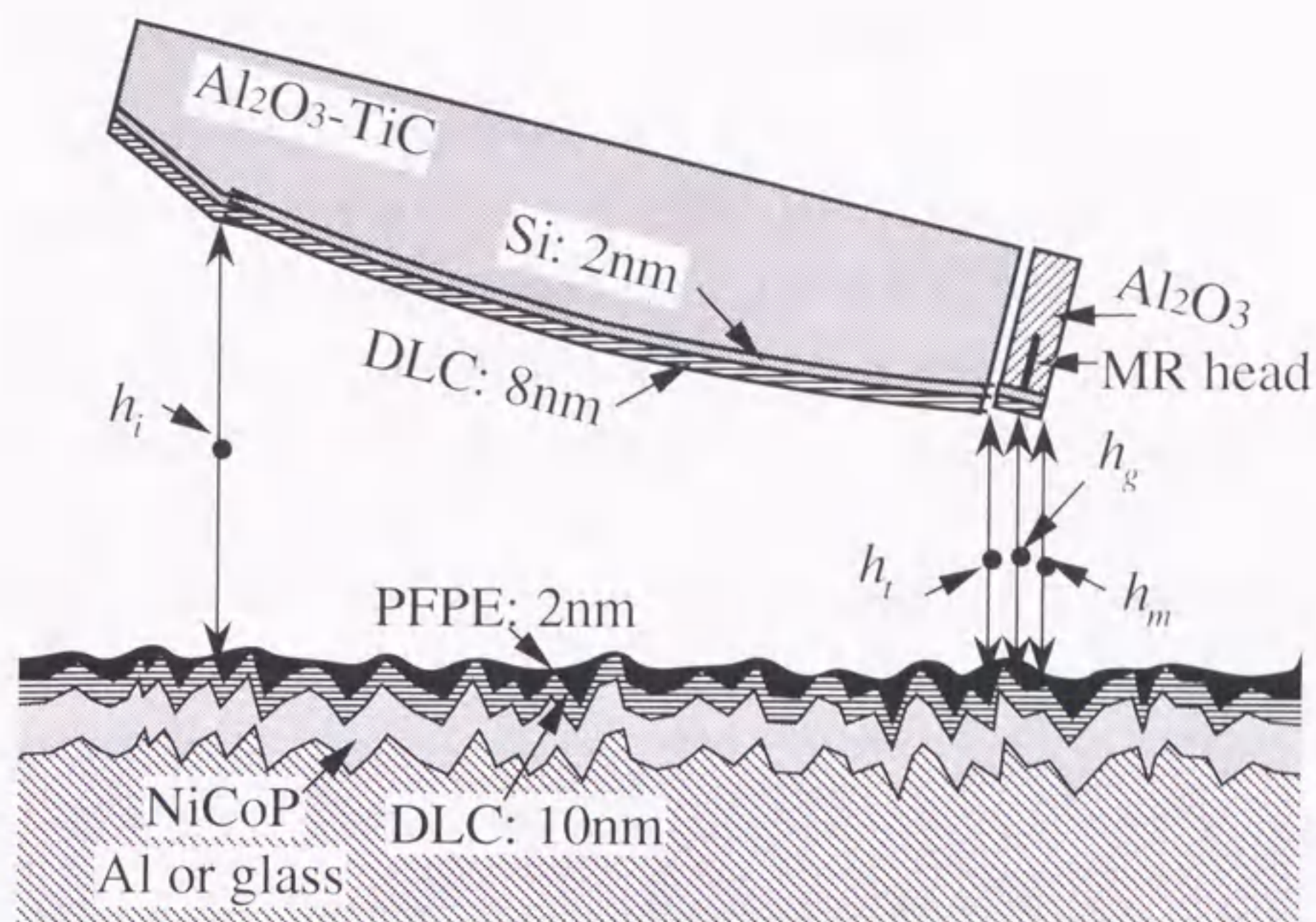


図 1.15: ヘッドディスクインタフェースの多層構造

ダ背面とディスク面との位置関係から、相対的に測定する方法がある。ディスクの動作条件およびインタフェースの特性から、ヘッドディスクのすきま計測に特徴的な困難性をまとめると以下のようなになる。

- (1) すきまが微小 (～数十 nm)
- (2) 分解能が高い (数 nm)
- (3) ダイナミックレンジが広い (分解能/面振れ = 数 nm / 数 μ m)
- (4) 測定対象領域が狭い (スライダレールの幅 = 0.2～0.3 mm)
- (5) 測定対象が高速移動する (～10 m/s)
- (6) 動特性の測定では、帯域が広い (～百 kHz)
- (7) 多層膜としての光学定数の影響が大きい (複素反射率)

ここでは、ヘッドディスクの浮上すきまの測定に関して、インタフェースの光学的特性、各種の測定法、および研究課題について概説する。

1.4.2 ヘッドディスクインタフェースの光学的特性

光が進行している物体に導電性がある場合には、波動方程式中に電気伝導度を係数とする時間の1階微分項が現れるために、光速度や屈折率を複素数として扱う必要がある。虚数成分は光波の振幅の減衰や反射時の位相の回転として作用することになる。したがって、導体中では複素屈折率は一般に $\bar{n} = n - j\kappa$ と表される。ここで、 n は屈折率、 κ は消光係数で、これらは光学定数と総称される。 (n, κ) の求め方には種々の方法があるが、対象平面に斜め方向から入射させた偏光の反射後の振幅と位相を用いるエリプソメトリ法が一般的である。光波の振幅を r 、位相を ϕ 、平行、直交偏光をそれぞれ添え字 p, s で表すと、平行偏光 \bar{r}_p 、直交偏光 \bar{r}_s の反射後の複素振幅の比 ρ は以下の式で与えられる。

$$\rho = \frac{\bar{r}_p}{\bar{r}_s} = \frac{r_p e^{j\phi_p}}{r_s e^{j\phi_s}} = \tan \Psi \cdot \Delta \quad (1.2)$$

ここで、 $\Psi = \tan^{-1}(r_p/r_s)$ 、 $\Delta = \phi_p - \phi_s$ で、いずれも角度の単位をもつ。一般には (Ψ, Δ) の値は波長 λ や入射角に依存しているが、均質物質では光学定数は入射角に依存しないため、一つの角度 ϕ_0 で測定すれば、以下の式から変換できる⁽⁵³⁾。

$$\bar{n} = \bar{n}_0 \tan \phi_0 \left[1 - \frac{4\rho}{(1+\rho)^2} \sin^2 \phi_0 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (1.3)$$

ここで、 \bar{n}_0 は空気の屈折率である。

通常は ϕ_0 は高い感度の得られるブリュースタ角近傍が選ばれるが、精度を高めるために角度を可変にして測定されることが多い。 (Ψ, Δ) の値を計測すれば、これらを (n, κ) に変換できる。表面に薄膜が存在する場合には、基板の光学定数と膜の厚さ t が既知であれば、 (Ψ, Δ) を測定することにより、表面膜の光学定数を求めることができる。多層膜の場合にも、各段階毎にこの操作を繰り返していけば、個々の構成膜の光学定数を決定できる。各膜の光学定数がすべて同定できれば、多層膜全体の複素反射率を計算して求めることができる⁽⁵⁴⁾。例えば二層膜の場合の複素屈折率 \bar{n}_e は

$$\bar{n}_e \equiv n_e - j\kappa_e = \frac{\bar{n}_s \cos \delta_c + j\bar{n}_c \sin \delta_c}{\bar{n}_c \cos \delta_c + j\bar{n}_s \sin \delta_c} \bar{n}_e \quad (1.4)$$

ここで、

$$\delta_c = 2\pi \frac{t_c}{\lambda} \sqrt{\bar{n}_c^2 - \sin^2 \phi_0} \quad (1.5)$$

で与えられる⁽⁵³⁾。

屈折率の複素成分は、進行波（屈折波）に対しては減衰作用を与え、反射波に対しては、反射時の位相の回転を与える。反射時の位相の回転は、光が反射面にある距離進入してから反射することと等価であるために、見かけ上反射面が後退したことになる。反射したときに生じる位相の回転角 θ_r は、垂直入射の場合には次式で与えられる⁽⁵⁵⁾。

$$\theta_r = \tan^{-1} \frac{2\kappa}{1 - n_e^2 - \kappa_e^2} \quad (1.6)$$

厚さ h のすきま内の干渉を考える場合には、対象面からの往復の光路 $2h$ に、さらに位相の回転 θ_r が加算されることになるために、光路は $2h + \theta_r / (2\pi) \cdot \lambda$ だけ増加したように見える。すなわち、消光係数 κ の存在により、すきまが擬似的に $h_r \equiv \theta_r / (4\pi) \cdot \lambda$ だけ厚くなったように測定されることになるため、測定値から h_r を差し引く必要がある。具体的な膜構成について、 \bar{n}_e の測定値から求めた h_r の値を表 1.2 に示す⁽⁵⁶⁾。 h_r の大きさは浮上すきまの 2 割もあり、反射時の位相の回転効果が無視できないことが分かる。

表 1.2: 表面反射時の位相シフトによる疑似すきま h_r

Slider material	Wavelength λ , nm		
	405	633	830
Ferrite	7.7	6.2	4.0
CaTi	2.1	2.5	2.7
Al ₂ O ₃ -TiC	8.8	12.1	20.1

Unit: nm

上記のように \bar{n}_e を求める方法は、個々の層毎にすべての光学特性を明らかにしておく必要があり、多大の作業を伴うために、現場計測向きではない。より簡易な方法として、図 1.16(a) の多層膜を擬似的に均質で半無限の物質に置き換えた図 1.16(b) のモデルを用いて、全体の光学特性を同定し、式 (1.5) を用いて垂直入射の特性に変換して、これより h_r を計算する方法もある。近似の誤差は膜の厚さ・波長に依存しているが、実用条件では 0.3 nm 以下と見積もられる⁽⁵⁵⁾。

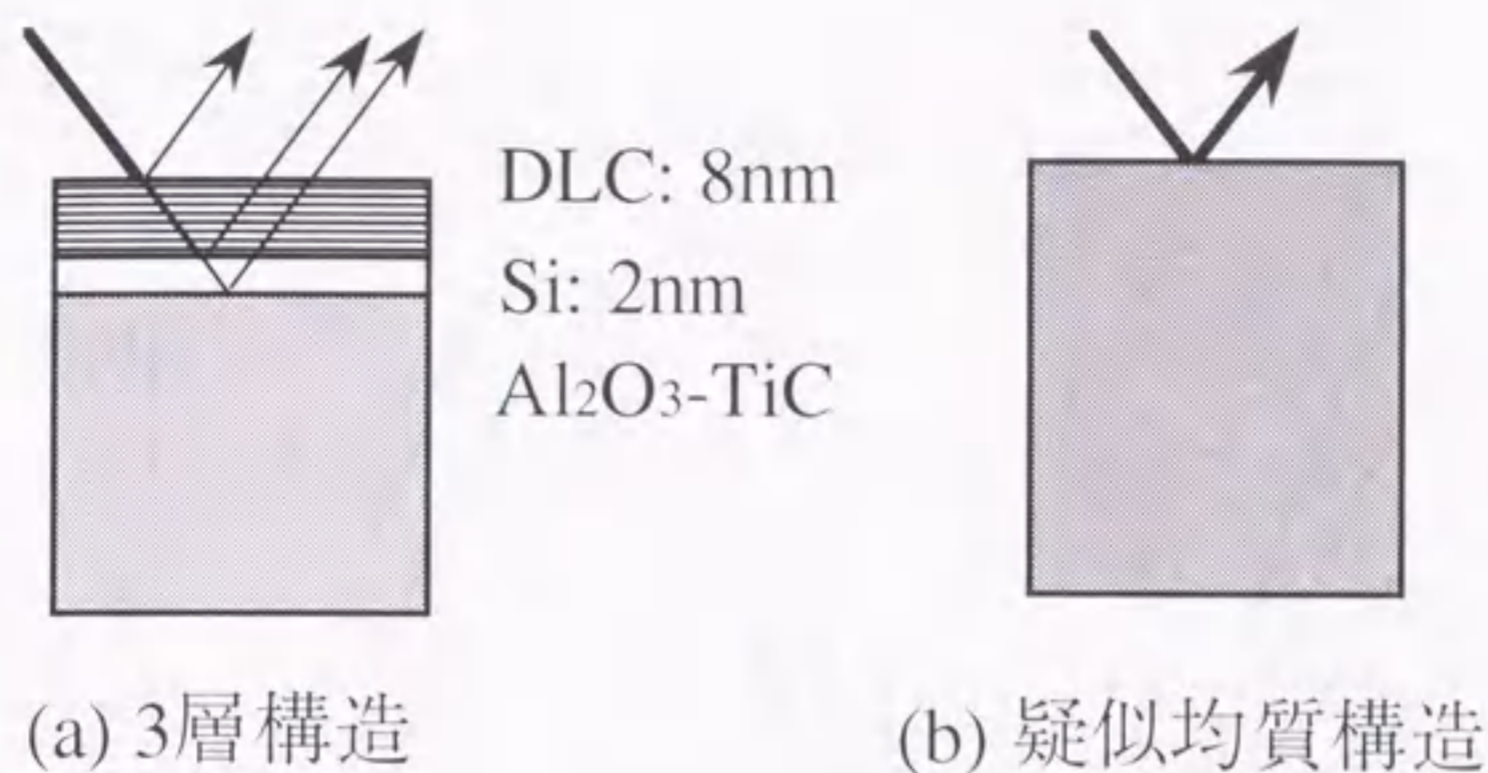


図 1.16: 多層膜反射と疑似反射

1.4.3 各種の測定法

ホモダイナ干涉

同一周波数の二つの波の干涉によって生じる振幅変調（強度変調）を利用する方法はホモダイナ法と呼ばれ、最も普及している方法である。すきま内では、反射が繰り返されるために、多重干涉（トランスキーの多重干涉）を測定することになる。観測される光の強度は、ガラスディスクとスライダの振幅反射率を、それぞれ d , s , 光路差に相当する位相を $\theta = 4\pi/\lambda \cdot h$ とすれば、次式で与えられる。

$$I = \frac{d^2 + s^2 - 2ds \cos \theta}{1 - 2ds \cos \theta + d^2 s^2} \quad (1.7)$$

図 1.17 は HDI の実用条件における式 (1.7) の計算例であり、干涉強度をすきまに変換するための校正曲線として使用される。弱調干涉強度 I_{min} と強調干涉強度 I_{max} をあらかじめ同定しておく必要があるが、測定すべきすきまが、第 1 次の I_{max} の現れるすきま ($h_{max} = \lambda/4$) より、はるかに小さい領域にあるために、なんらかの方法ですきまを増大させて、 I_{max} を同定する必要がある。

代表的な測定装置の光学系の構成を図 1.18 に示す。光源としては、単色の可視レーザー光、単色の紫外光、クセノンランプからの 3 色 (436, 548, 580 μm) の光などが使用されている。3 波長を使用すると、3 本の校正曲線が得られ、それぞれの干涉強度の比を用いて、干涉の次数を即座に同定できる。また、同一すきまを独立して 3 回測定することになるため、平均化によりランダム誤差の影響を低減できるメリットもある。平均化法としては、校正曲線の勾配で重み付ける方法が採用されている。測定の

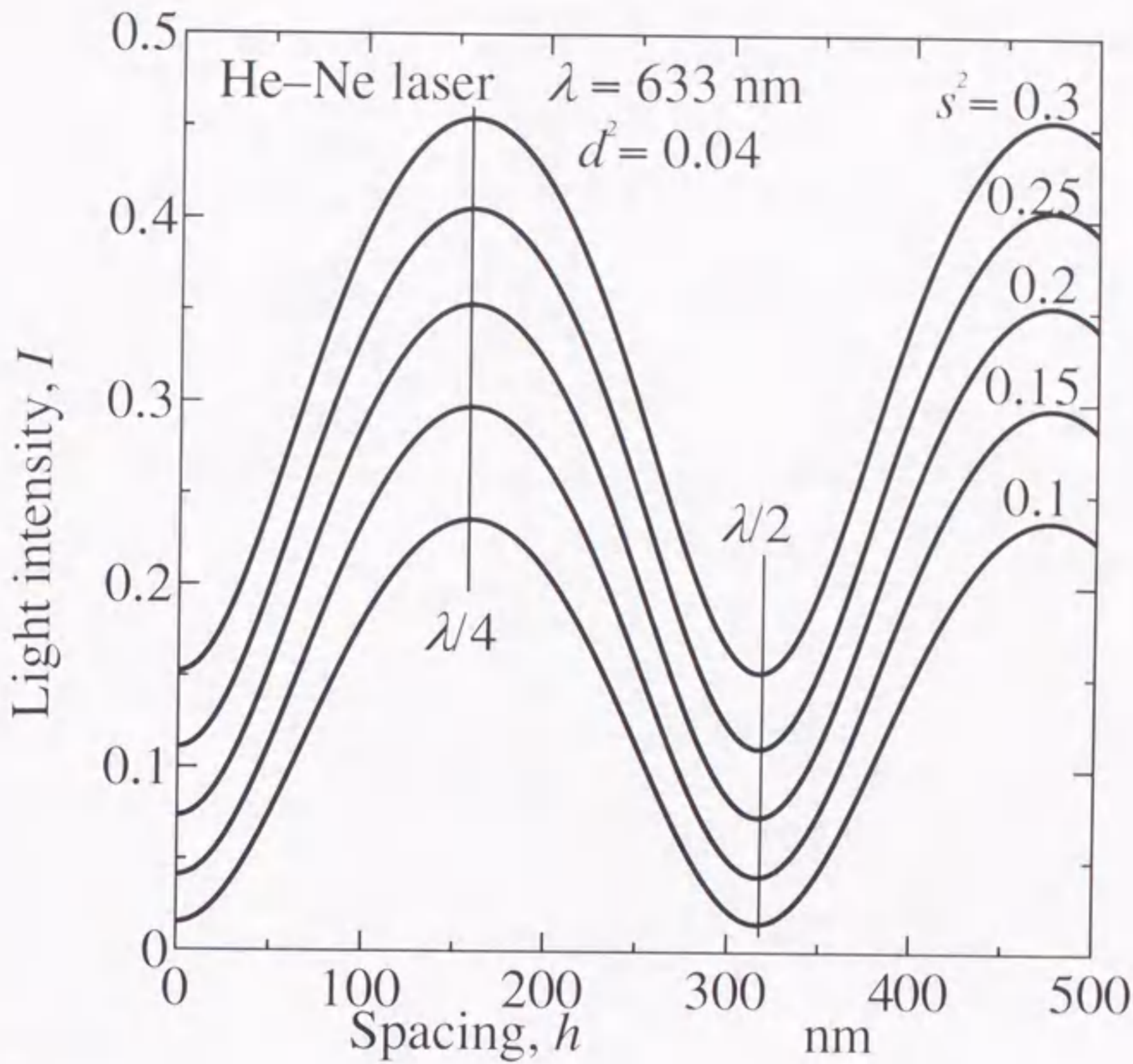


図 1.17: 多重干渉

スポット径は $20 \sim 50 \mu\text{m}$ まで絞られており、MR ヘッド上のすきまも直読できる⁽⁵⁷⁾。しかし細くし過ぎると、ガラスやスライダの光学定数の局所的なばらつきに起因するノイズが増大する。

ホモダイン法は光強度検出の感度が高い、応答性が高いなどの特長があり、もっとも普及している方法である。しかし、図 1.17 の較正曲線からもわかるように、すきまがゼロに近づくに従って、すきまの分解能もゼロに近づき、相対的に誤差の影響が増大すること⁽⁵⁸⁾、同時に較正点である強調干渉強度 I_{max} からの距離も増大するために、較正点と実測点とで測定条件の差異が増大して誤差が増大すること、などの困難性が増大している。

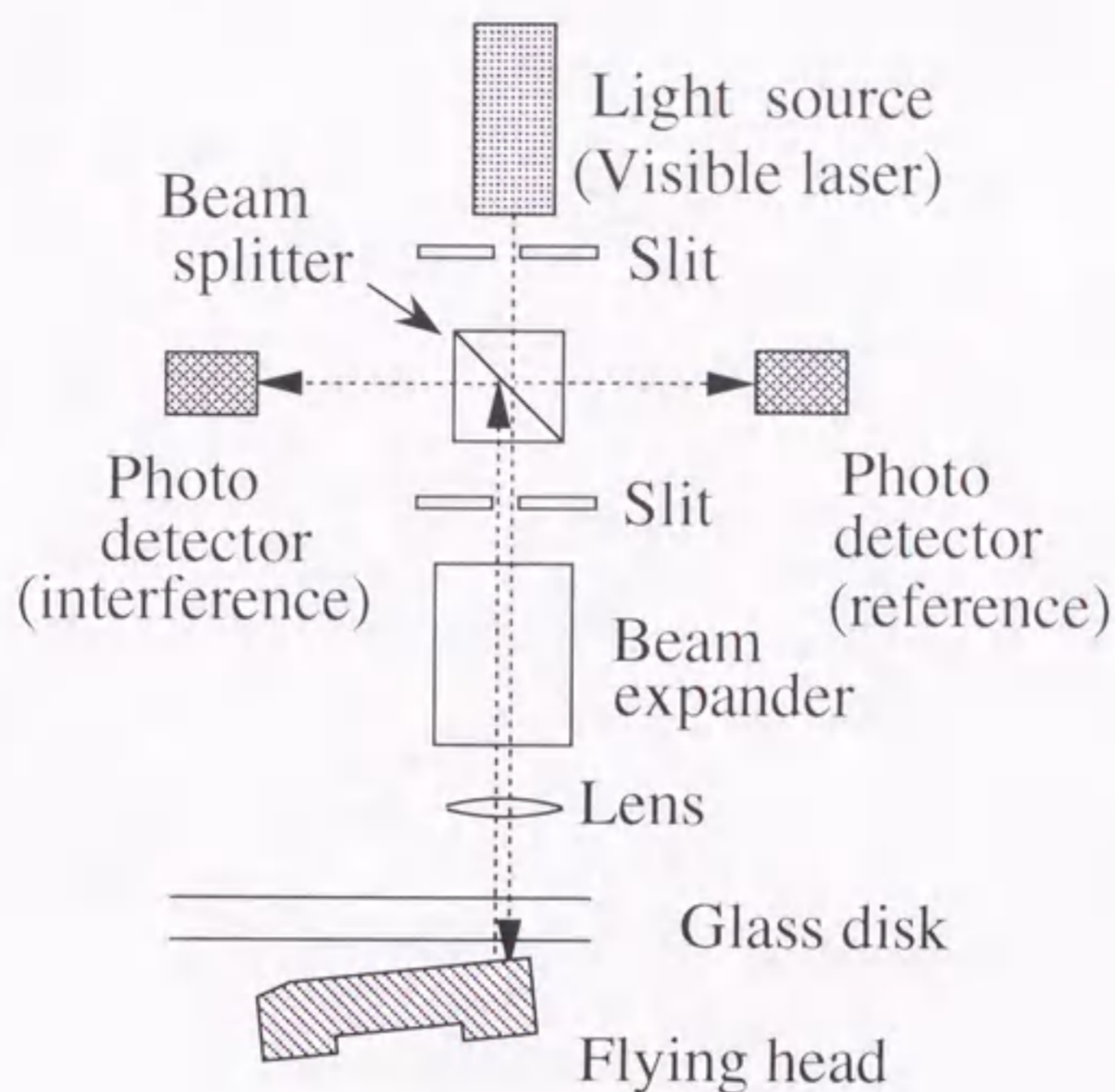


図 1.18: ホモダイナ干涉法の光学系

白色干涉法

広いスペクトル分布をもつ白色光をすきまに照射すれば、干渉によって変化したスペクトル分布からすきまの値を求めることができる。図 1.18 と同様の光学系を用いてスポット光を照射する方法と、太い光束をスライダ潤滑面全体に照射して干渉色の分布を用いる方法が提案されている。白色光がすきまで干渉すると、反射光のスペクトル分布は、すきまに応じて図 1.19 に示すように変化する。したがって、検出光を分光すれば、分布パターンよりすきまを知ることができる。スペクトルのピークが検出できる $\lambda/4$ 以上のすきまでは、パターンを同定することは容易であるが、ピークの検出ができないこれ以下では、勾配や曲率のみからパターンを同定することになり、測定精度が劣化する。さらに、反射に伴う位相の回転 θ_r により、パターンが歪むことになるが、 θ_r が波長に依存しているために、補正操作が複雑となる⁽⁵⁹⁾。

白色光をスライダ全面に照射して、干渉色を CCD カメラで撮影すると、測定点が画素分（通常は 40 万点）だけ増加するために、画像処理におけるパターンマッチングの手法を応用できる⁽⁶⁰⁾。この方法は、実験系に対応するモデル系を数学的に構成して、

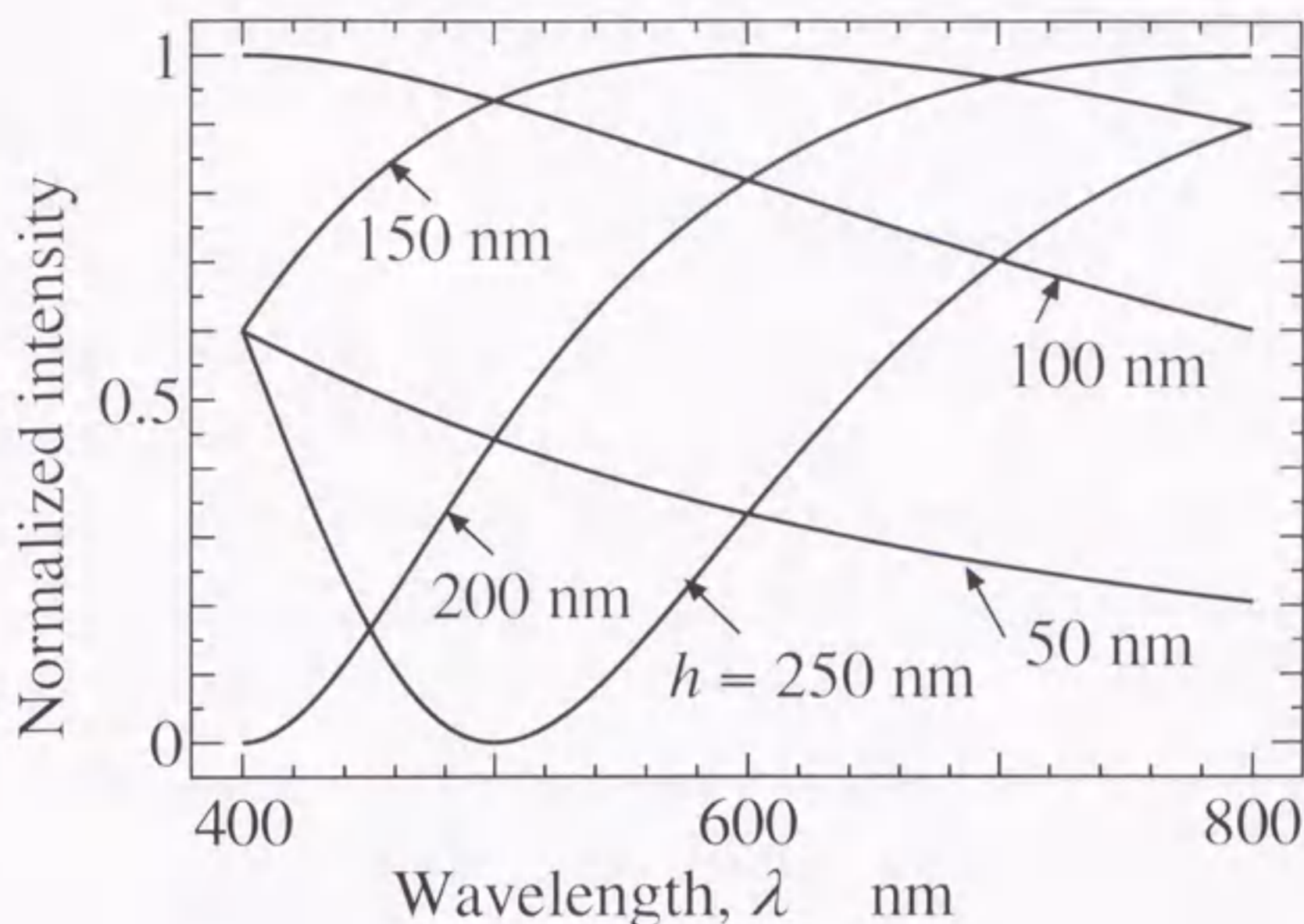


図 1.19: 白色干渉のスペクトル

実験系で得られたカラー画像の RGB (Red, Green, Blue) 成分の分布と、モデル系においてシミュレーションで求めた RGB 成分の分布とを比較して、非線形最小二乗法を用いて、両者の差が最小になるようにモデル系のすきま分布を逐次修正していき、その収束結果をすきま分布とするものである。具体的には、すきま形状を多項式で表して、その係数を係数ベクトルとし、またすきま分布から RGB 成分の強度分布を換算する係数をパラメータベクトルとして、実験系とモデル系との画像の差を最小とするように、これらの二つのベクトルの大きさを逐次修正していく。この方法は、測定点が膨大なために測定誤差は最小化されるが、光学定数やすきま形状などすべてのパラメータが数学モデルに含まれることになり、モデルの正確さが精度を支配することになる。

偏光干渉法

すきまを空気という媒質をもった薄膜と考えれば、エリプソメトリの原理を、空気膜の厚さ測定に適用することができる。エリプソメトリでは、平行偏光・直交偏光を用いて、 (Ψ, Δ) を測定する。これに比較して、偏光干渉法では平行偏光と直交偏光の位相差を用いる点と同じであるが、それぞれの干渉強度の和を用いる点異なる。干渉強度については、平行偏光・直交偏光ともに式 (1.6) で表されるために、図 1.17 と

同じ特性をもつ。すなわち、すきまが小さくなるに従って、測定が困難になる。一方、反射光の位相は、以下の式で表される。

$$\phi = \tan^{-1} \frac{-s(1-d^2)\sin\theta}{d(1+s^2) - s(1+d^2)\cos\theta} \quad (1.8)$$

ここで、ディスク側の反射率 d 、スライダ側の反射率 s に、それぞれ平行偏光の場合、直交偏光の場合の値を代入すれば、それぞれの位相 ϕ_p 、 ϕ_s が求まる。具体的な振幅反射率について、直交偏光と平行偏光の位相差 $\beta = \phi_s - \phi_p$ を計算して図 1.20 に示す。この図から、位相差はすきまが零の近傍でも急峻な勾配をもつために、零近傍においても、感度の低下はないという特長があることがわかる。

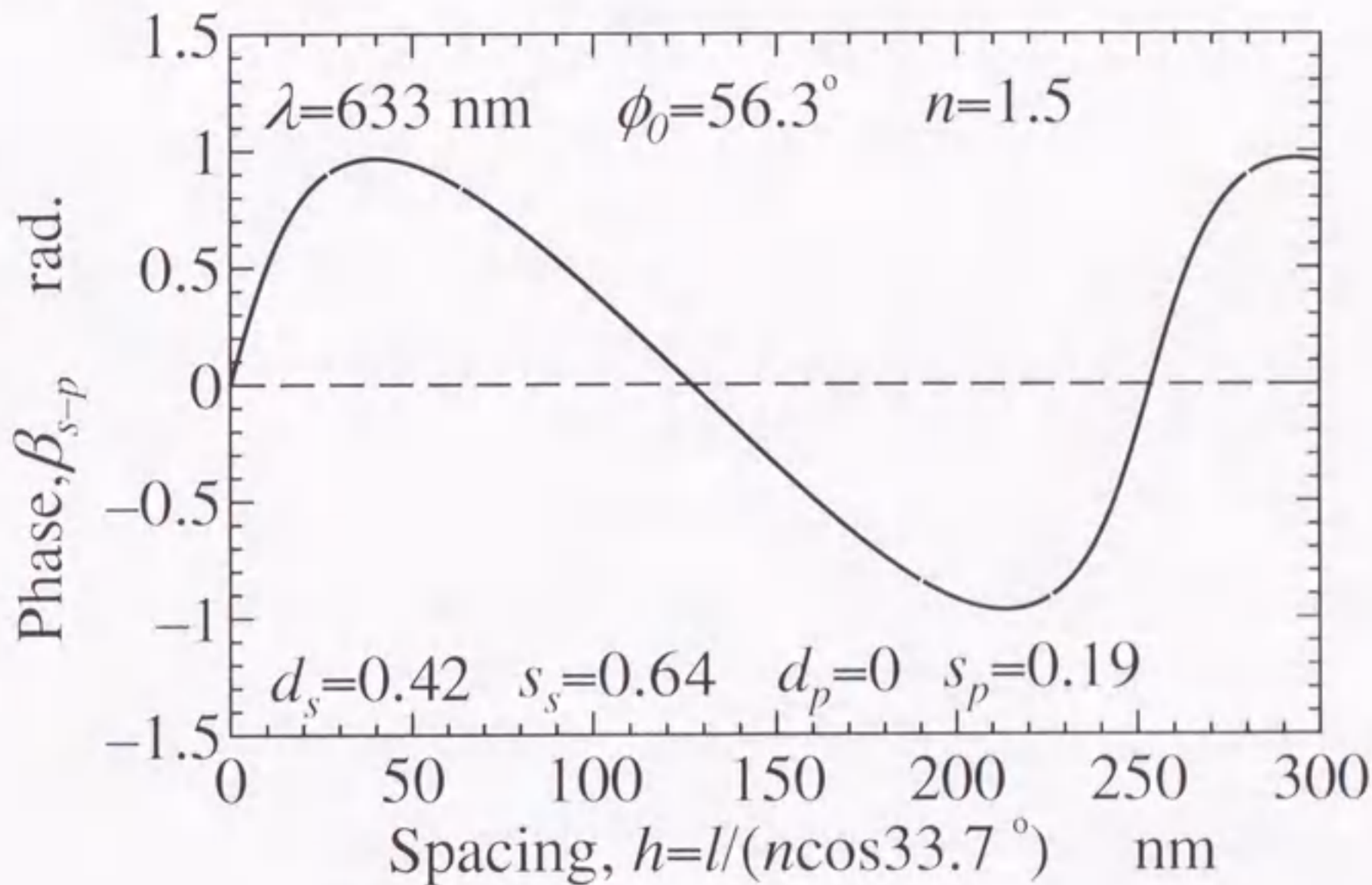


図 1.20: s 偏光と p 偏光の位相差

この方法を用いた装置の光学系の構成例を図 1.21 に示す。光源にはレーザダイオードが、受光器には 4 チャンネルのホモダイン検出器が用いられている。これは、2 分割したビームをそれぞれウオラストンプリズムで偏光成分に分離して、4 つの光検出素子で検出した光強度から干渉強度と位相差を同時に検出するものである。本装置の構成は、エリプソメトリとほぼ同じであり、複素反射率を同時に測定できるという点でも都合がよい。しかし、ガラスを透過する光路長が長くなり、ガラスの光学特性の不均一性などの影響を受け易くなるようである。

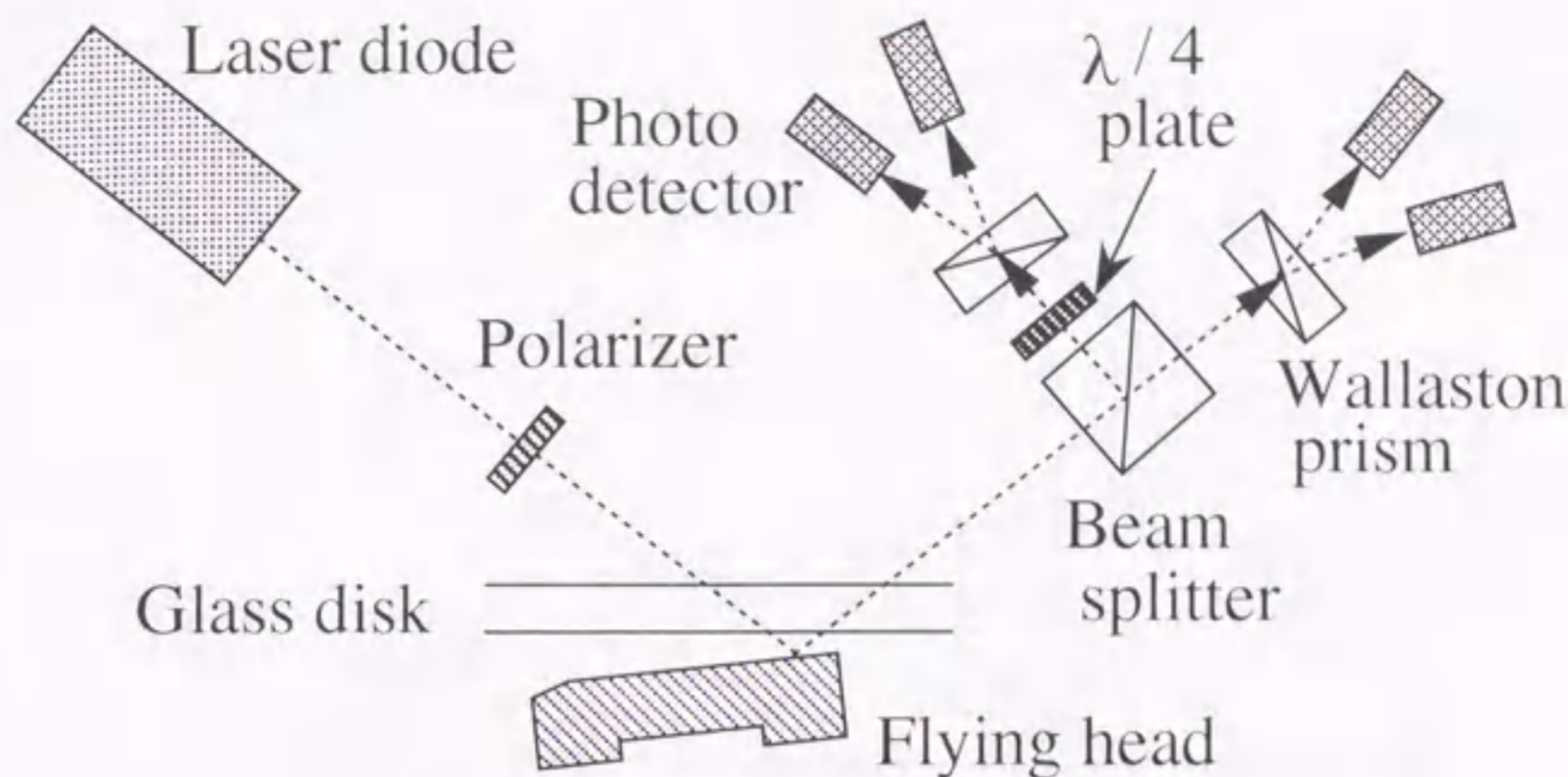


図 1.21: 偏光干渉法の光学系

マイケルソン干渉位相差法

以上述べたいずれの方法も，一方の面を基準面として，他の面との干渉を利用するもので，一方の面は半透明である必要がある．これに対して，第3の面を基準面として，この面からのヘッド・ディスクの距離を求めてその差をとれば，半透明な面を使用しなくても，両者の相対的な位置関係を求めることができる．このような測定系はマイケルソン干渉によって実現できる．図 1.22 に測定系の構成例を示す⁽⁶¹⁾．拡大したレーザービームをスライダの背面とディスクの表面に同時に照射し，それらからの反射光と基準面である全反射ミラーからの反射光との間で干渉を起こさせると，観測面において，スライダ背面とディスク表面に図 1.23 に示すような干渉縞を観測することができる．干渉縞画像から，3つの縞パラメータ，すなわち縞の勾配 a ，縞の間隔 w ，縞の切片 x_0 を測定すれば，以下の変換により対象とする面の垂直方向の位置 z ，ピッチング角 $\theta_p = \theta \sin \phi$ ，ローリング角 $\theta_r = \theta \cos \phi$ を同定することができる．ここで， θ ， ϕ は対象面の法線方向の曲座標である．

$$\begin{aligned}
 a &= -\tan \phi \\
 w &= \frac{\lambda}{\sin 2\theta \cos \phi} \\
 x_0 &= \frac{z \cos^2 \theta}{\lambda/2} w
 \end{aligned} \tag{1.9}$$

スライダ背面とディスク面のそれぞれについて求めて，両者の差をとれば，二つの面の相対位置関係がわかる．しかし，スライダ背面と浮上面との位置関係は未知のまま

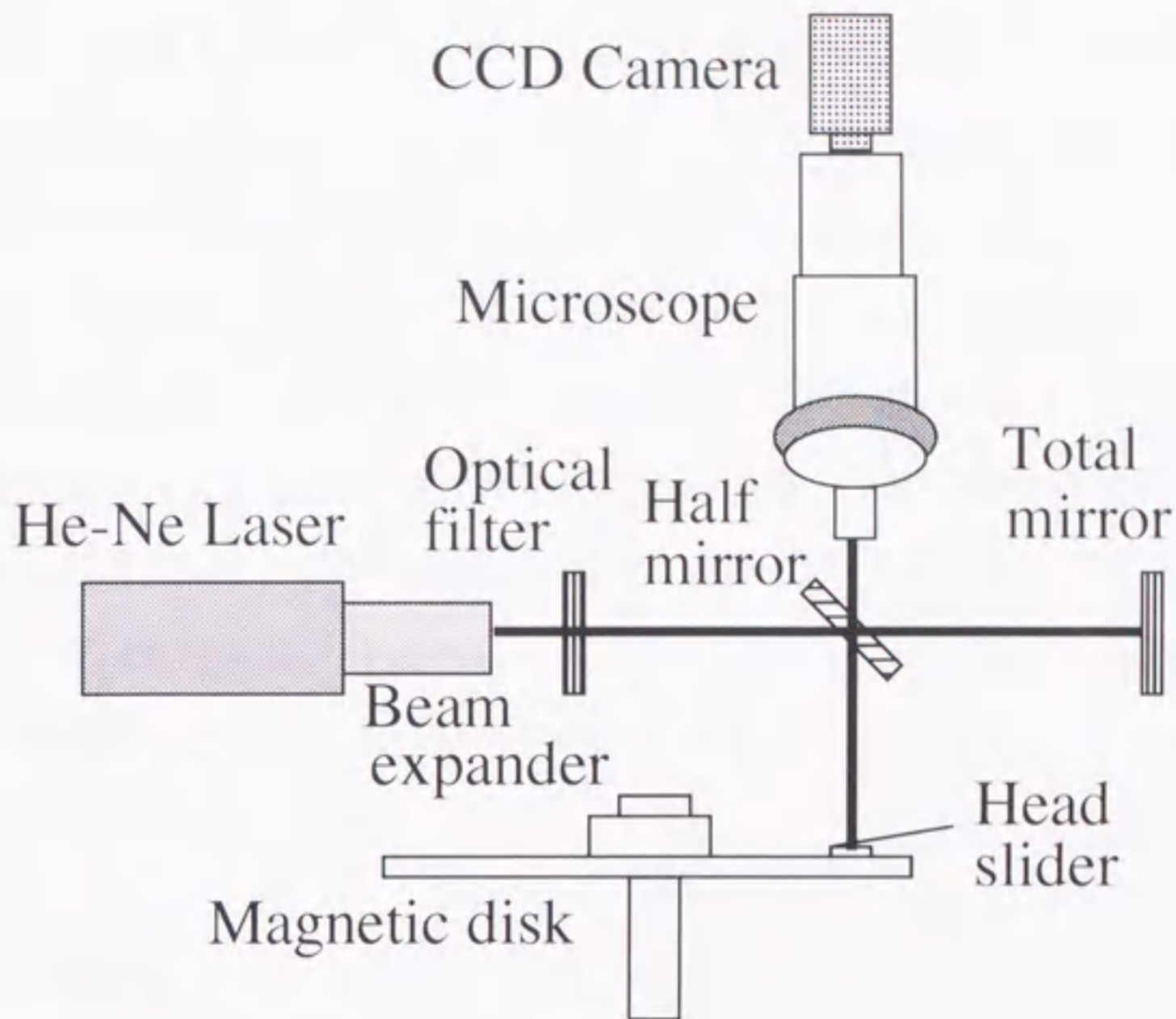


図 1.22: マイケルソン干渉法の光学系

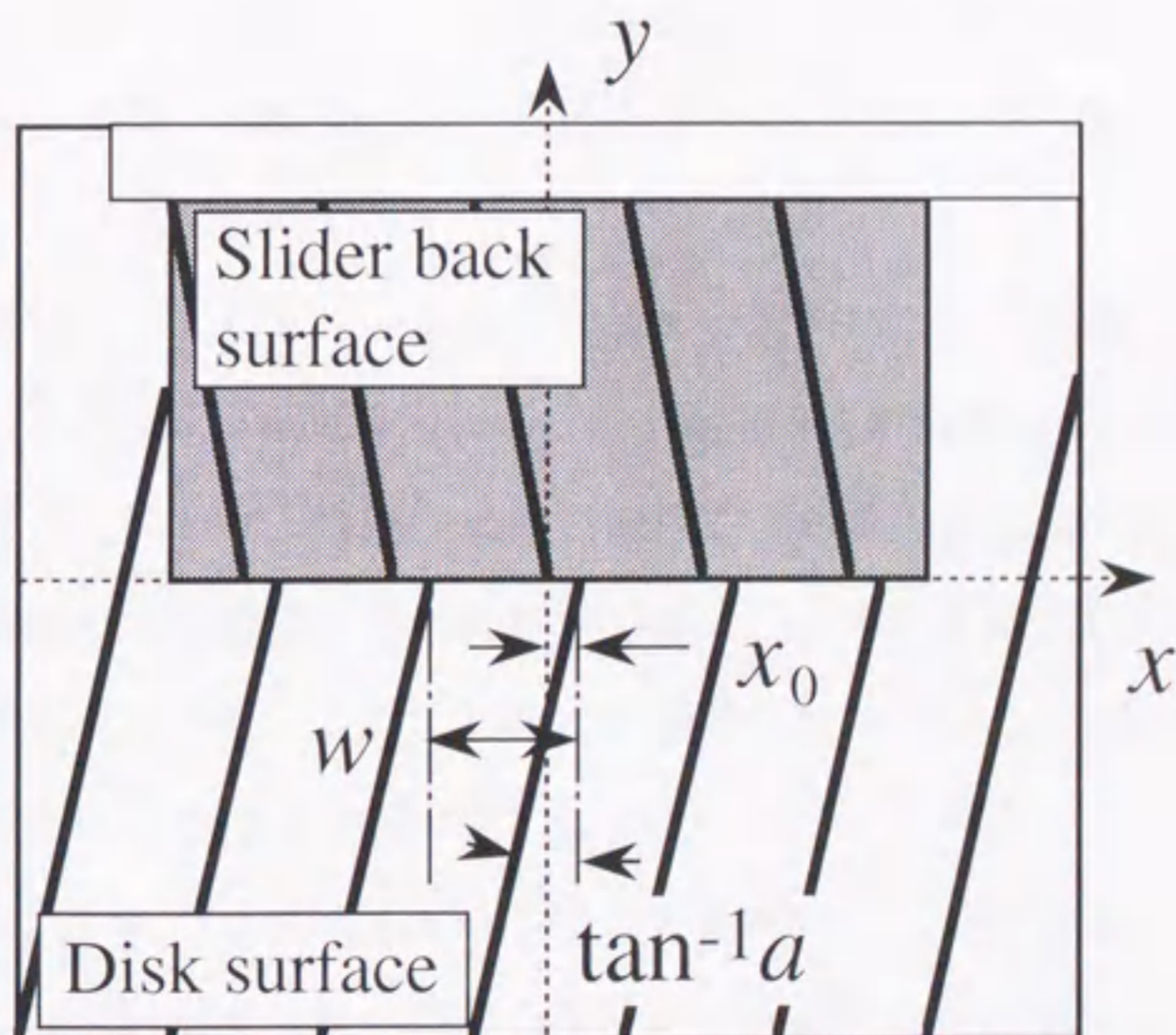


図 1.23: 干渉縞パラメータ

であるので、変化分しか測定できない。絶対すきまに変換するためには、すきまが零のときの相対位置関係を求めておいて、この分を相対値に加算する必要がある。また、 x_0 位置には縞の次数分の不確定さが残っているが、すきまの変動幅が小さく隣の縞を飛び越えるようなことは生じないため、次数の計測は不要である。

縞画像には、迷い光や散乱光による不要な干渉、背景画像の不均一性、測定面の粗さやうねりなどに起因する種々のノイズが含まれており、縞パラメータの誤差になる。画素毎の感度を均一化するための正規化処理、高周波ノイズを除去するための平滑化処理、複数の縞パラメータの平均化処理などが、精度の向上に効果的である。なお、マイケルソン干渉位相差法は、空間的に形成された二つの干渉縞の位相差を用いるものであるが、時間領域で二つの干渉波の位相差を求める方法として、ヘテロダイン干渉法がある⁽⁶²⁾。

1.4.4 研究課題

浮上すきまが20 nmまで微小化され、さらに10 nm以下が研究のターゲットにされるようになり、ますます高分解能で、再現性の高い測定が必要となっている。このためには、現用されている光の強度検出を行うホモダイン法においては、強度検出の分解能を向上するために、測定ノイズの影響を極小化すること、また、位相検出を行う偏光干渉法においては、再現性の向上をはかるために、屈折率の局所分布特性の影響などを定量化することが必要である。

これらの方法は、いずれも較正曲線を使用するために、較正曲線に含まれる不確定要因と実測値に含まれる不確定要因によって、測定精度が決まることになる。したがって、既存の測定方法における性能向上の可能性とその限界を見極めるためには、それぞれの不確定要因が測定結果に及ぼす影響（誤差の伝搬）を定量化しておくことが重要となる。本博士論文では、これに関連する研究を取り上げた（本博士論文第5章）。

空間的に分布する干渉縞の分布を用いるマイケルソン干渉法、および時間的に変動する干渉強度を用いるヘテロダイン干渉法は、原理的には較正曲線との比較は不要であり、この点では有利であるが、空間的あるいは時間的に変動する迷光や散乱光、および不要な二次的干渉の影響を受け易く、これらの変動要因が精度を制限することになる。したがって、迷光・散乱光・二次的干渉を排除し、またその影響を除去するた

めの研究が重要である。

1.5 本論文の目的

ヘッドディスクインタフェース (HDI) においては、記録密度を一層向上するために、平均粗さ (Ra) 0.1 nm 以下の超平滑なディスク、2 nm 以下の高分子薄層潤滑膜、浮上すきま 10 nm 以下の気体潤滑膜、が要求されるようになっている。このようなマイクロ領域において、HDI が遭遇するマイクロトライボロジー現象を解明するためには、マイクロな領域に対応した高い空間分解能に加えて、微細な現象に対応した高い測定分解能、および強大化する表面力に対応した広いダイナミックレンジをもつ測定技術・測定装置が必要となる。そこで、本論文ではこのようなマイクロトライボロジーに関連する測定技術に関して、以下の四つの目的のもとに研究を行う。

HDI の特性評価や現象解明のために利用されている原子間力顕微鏡 (AFM) や摩擦顕微鏡 (FFM) には、潤滑膜の薄層化や面精度の向上に対応して、一層精密に測定することが要求される。しかし、大きな表面力は、カンティレバーを大きく変形させるため、たわみとねじれの連成や非線形変形が生じ、測定誤差となる。そこで、本論文では第一の目的として、AFM や FFM の測定精度の向上を狙いとして、大きな表面力の測定に適したカンティレバーの構造と、これを用いたカンティレバーの変位計測法を提案する。まず、カンティレバーの変形解析に、非線形有限要素シミュレーションを適用して、たわみ検出とねじれ検出の機能を分離するためのカンティレバーの形状と変位検出条件を明らかにする。つぎに、設計したカンティレバーを製作して、実験によりその有効性を確認する。さらに、AFM や FFM を HDI に適用する場合に生じるカンティレバーのたわみとねじれの連成効果と非線形変形特性を明らかにし、これらの問題を回避するための最適な測定条件を提案する。

カンティレバーの変位計測として、汎用されている光てこ法は、変位を直接測定する代わりに、たわみ角・ねじれ角を用いて間接的に測定しているため、連成の影響を受け易くかつ線形範囲が狭いという問題がある。そこで、これを解決する方策を第二の目的として、ダイナミックレンジが広く、かつ変位の直接計測を可能とするマイケルソン干渉縞を用いた三次元画像計測法を導入する。まず、レーザ光をカンティレバーと参照面に照射し、それぞれの反射光を干渉させるマイケルソン干渉光学系を用いて干渉縞画像を連続採取できる画像撮影系をもつ測定装置を構成する。つぎに、連続した干渉縞画像から干渉縞の移動量を同定する画像処理手順を確立し、この移動量から

カンティレバーの変位を立体的に求める方法を導入する。

HDIのようなマイクロな領域の相対運動を安定かつ高信頼に実現するためには、薄層液膜に基づく表面力の動的な特性を明らかにする必要がある。しかし、マイクロ領域では、粘性に基づくせん断力に加えて、表面張力、メニスカスに起因するラプラス圧力、表面エネルギーに起因する分離圧などが作用する複雑な系となる。そこで、第三の目的として、表面力の速度依存性に関する基本特性として分離時の凝着力(分離力)に着目して、大変位計測を可能とするマイケルソン干渉縞の画像計測を応用して、FFM用の触針とナノ分子膜とで構成されるマイクロ領域において、分離力と分離速度の関係を明らかにする。

浮上すきまの測定は10 nm以下が研究の目標になり、ますます高分解能で、再現性の高い測定が必要となっている。このためには、現用されている光の強度検出を行うホモダイン法においては、強度検出の分解能を向上するために、測定ノイズの影響を最小化すること、また、位相検出を行う偏光干渉法においては、再現性の向上をはかるために、屈折率の局所分布特性の影響などを定量化することが必要である。そこで、第四の目的として、較正曲線を利用してすきま計測を行うホモダイン法と偏光干渉法を対象として、分解能が高くかつ再現性の高い測定を行うための基礎資料を提供することを狙いに、誤差の評価を簡易に行うための較正曲線の近似式を導入して、実際の測定法に対応して伝搬誤差を解析的に求める簡易な方法を提案する。また、ランダム誤差について誤差評価を行い、誤差要因ごとの寄与度を明らかにする。

1.6 本論文の構成

本論文は第1章の序論から第6章の結論までで構成される。

第1章では、本研究の背景となる磁気ディスク装置におけるトライボロジーの重要性と研究課題について述べた。

第2章では、たわみとねじれを同時計測する新しいカンティレバーの構成を提案する。カンティレバーのたわみとねじれが連成することによって生じる測定誤差は、変形量の増大とともに無視できなくなる。この連成に起因した問題はカンティレバーの変位をただ一点のみから測定していることにより生じている。そこで、たわみとねじれを異なる部分で検出する機能分離形のカンティレバー構造を考案し、その有効性を確

認する。まず、具体的なモデルについて非線形有限要素法を適用して変形シミュレーションを行い、モデルの妥当性を評価する。その結果を利用して機能分離形カンティレバーを作製し、回折格子表面を用いて疑似的に表面力を変化させて実験を行い、たわみとねじれを分離した測定が可能であることを確認する。

第3章では、非線形の有限要素法を用いて垂直力と水平力を同時に触針に作用させる場合について、たわみとねじれの連成効果と非線形変形特性を定量的に求める。FEMを用いてHDIにおける摩擦力を測定する場合には、大きな力によりカンティレバーに大変位が生じて、たわみとねじれの連成や非線形変形が生じて測定誤差となる。そこで、汎用されている長方形カンティレバーとV字形カンティレバーを対象として、力が増大するとたわみとねじれの連成効果が大きくなること、同一の水平力に対するたわみとねじれが垂直力の大きさによって異なるという非線形性をもつことを明らかにする。また、連成効果と非線形変形特性を完全に抑圧することが可能な最適な測定条件が存在することを示す。

第4章では、ナノ分子膜に作用する凝着力の速度効果を測定する新しい方法を開発するとともに、超平滑ディスクに適用して凝着力の速度依存性を明らかにする。ディスク始動時のスティックションやコンタクト摺動時の摩擦の動的なモデルを構築するためには、ミクロな領域における薄層液体膜の動的な特性を明らかにする必要がある。そこで、まず、基礎的な動特性を得るために、表面力として凝着力に着目し、触針を引き離したときの分離力について、垂直方向の速度依存性を測定する。カンティレバーの変位測定方法としては、三次元変位測定への拡張が可能な方法として、カンティレバー表面にマイケルソン干渉法による干渉縞を形成して、干渉縞パラメータからカンティレバー中心線の空間的な位置を同定する方法を開発する。また、検出が難しい分離点の同定法として、分離後の過渡振動の初期条件から分離点を求める方法を導入する。さらに、これらの方法を用いて実験を行い分離力の速度依存性を測定し、分離時の力学モデルとして簡易な近似モデルを導入して、速度依存性の定式化を試みる。

第5章では、ヘッドディスク間の微小すきまの計測に使用されている、ホモダイン法や偏光干渉法について誤差解析を行い、測定すきまに含まれる誤差要因の寄与度を明らかにする。これらの干渉測定法では、干渉光の最大強度と最小強度を基準として、すきまを較正する必要があるが、すきまの微小化とともに、最大強度・最小強度を測

定することが難しくなり、誤差の入り込む余地が増大している。そこで、構成曲線を利用するホモダイン法と偏光干渉法について、誤差の評価を簡易に行うための較正曲線の近似式を導入するとともに、実際の測定法に対応して伝搬誤差を解析的に求める方法を提案する。また、この方法を用いてランダム誤差について誤差評価を行い、誤差要因ごとの寄与度を明らかにする。

第6章では、本論文の総括を述べる。

第2章 デュアル・カンティレバー形走査 プローブを用いた歪みゲージに よる垂直力と水平力の同時計測

2.1 緒言

原子間力顕微鏡 (AFM: Atomic Force Microscope) や摩擦力顕微鏡 (FFM: Friction Force Microscope) などが, ミクロな領域でのトライボロジー特性を高い空間分解能で計測するために利用されるようになってきた⁽³¹⁾. AFMでは, カンティレバー (カンティレバー) に固定された探針を, 試料表面に接触させたり, 表面力が作用するのに十分に近い位置まで接近させて, そのときに生じるカンティレバーの変形量を計測して, これを力の大きさに換算する. また, 表面に沿って探針をラスタ走査すれば, 引力 (凝着力), 反発力, 水平力 (摩擦力) などの種々の力の表面分布を知ることができる. 例えば FFM においては, 接触形の探針 (触針) を試料表面に接触させた状態でカンティレバーを横方向に走査し, その時に生じるカンティレバーのねじれを検出して, 試料表面と触針との間の摩擦力を測定する.

カンティレバーの変位を測定する方法としては, 一般には光てこ法⁽³²⁾ が用いられているが, この方法ではレーザービームをカンティレバーに照射し, その反射光を2次元の位置検出素子 (PSD: Position Sensitive Detector) で受光して, 素子上でのレーザースポットの位置から, カンティレバーの変位を検出する. しかし, カンティレバーに水平力が作用すると, ねじれと連成してたわみが生じるので, 実際には存在しない垂直力が検出されてしまうという問題がある⁽⁴⁹⁾.

この問題は, カンティレバー上の1点における反射光を用いて, たわみとねじれを同時に測定する構造に起因する. これを回避するためには, たわみとねじれを測定する機能を別々の部分に分担させる方法が有効と考えられる. そこで, カンティレバーをたわみだけを検出するベース・カンティレバー (ベースレバー) と, ねじれだけを

検出するトップ・カンティレバー（トップレバー）に分割したデュアル・カンティレバー（デュアルレバー）構造を考案した。ここでは、この構造を機能分離形（SDF: Separated Dual-Functions）と呼ぶことにする。

SDF プローブを実現するためには、ベースレバーについては、たわみ剛性を小さくかつねじり剛性を大きく、他方、トップレバーについてはこの逆の特性をもつように設計する必要がある。そこで、本研究では幅広のベースレバーの先端に細長いカンティレバーを2本配置して、その先端部分を連結した「門」形構造を採用することとし、この構造の機能分離効果を確認するために、有限要素法を用いて数値計算を行った。つぎに、ねじれを検出するために、2枚の歪みゲージを門形構造の2本の支柱（ツインビーム）に接着した実験用SDFプローブを製作した。さらに、これを用いて単結晶シリコンウェハと回折格子を用いてねじれの計測を行い、提案した機能分離構造が有効であることを確認した。

2.2 機能分離形（SDF）プローブの構成

SDF プローブの形状を図2.1に示す。このプローブの特徴はベースレバーとトップレバーの組合せ（デュアルレバー）とトップレバーを門形に構成した点である。ベースレバーはトップレバーと比較して、たわみ剛性を小さくするために数倍長く、ねじり剛性を大きくするために数倍広くした。これとは逆にトップレバーは大きなたわみ剛性と小さなねじり剛性をもつように、2本の細い梁（ツインビーム）とそれを橋渡しする横梁により門形に構成した。この構造では、ねじれはツインビームのそれぞれの梁部分からのたわみ信号として、またSDFプローブ全体のたわみは、ベースレバーのたわみとして検出することができる。なおツインビームからの2つの出力の差が十分に大きく、またその和がベースレバーのたわみ出力に比較して十分小さければ、SDFがうまく機能しているといえる。

まず、SDFの機能を確認するため、デュアルレバー全体に有限要素法を適用して、垂直力・水平力の作用条件のもとで変位特性を明らかにした。この計算に使用したメッシュ・パターンを図2.2に示す。要素数は2536、節点数2666で、応力の詳細な分布を得るために、歪みの大きい部分を細密に分割した。デュアルレバーの材料定数としては、ヤング率189 GPa、ポアソン比0.3（ステンレス鋼の値）を用いた。ここでは、ね

Sensitivity	Baselever	Toplever
To deflection	High	Low
To torsion	Low	High

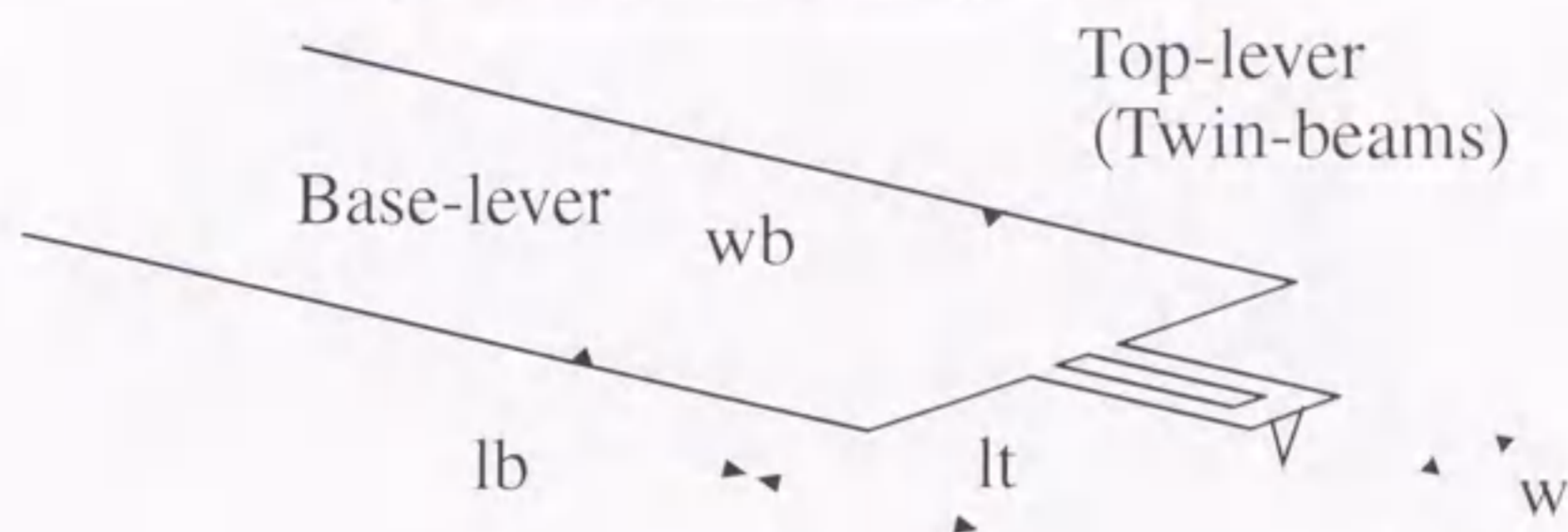


図 2.1: 機能分離形プローブの構成

じり変形特性をたわみと完全に分離して評価するため、荷重点は触針の先端ではなく、ツインビームを接続する横梁の中心（カンティレバーの平面内）に設定し、この点に垂直荷重あるいはモーメント荷重を加えることとした。

垂直力あるいはモーメントを負荷した時の歪み分布の計算例を図 2.3 に示す。図 (a) は垂直力 1 nN、図 (b) はモーメント 1 pN・m (1 nN × 300 mm) の場合である。歪みの大きさは 16 段階の濃度差で表示した。これよりツインビームの付け根やベースレバーの固定端の側辺部では、応力集中が生じていることがわかる。応力集中部では歪みが大きいため感度は大きくできるが、角部の形状誤差に対しても敏感であるため、歪みの検出点としては望ましくない。これらの部分を除けば、図 2.3 (a) から垂直荷重に対する最大の歪みはベースレバーの固定端の中央近傍に生じており、このときツインビーム部の歪みは十分に小さく、期待した特性が得られていることがわかる。

一方、モーメント荷重に対する歪みについては、図 2.3 (b) より応力集中部分を除けば、ベースレバーの歪みは小さいことがわかる。これとは対照的にツインビーム部分では大きな歪みが生じていることがわかる。

図 2.3 の結果をカンティレバーの変形量として示すと図 2.4 のようになる。図 2.4 (a) よりベースレバーの固定端の中央近傍でたわみの変化（曲率）がもっとも大きく、これとは逆に、トップレバーはほとんど曲がっていないことがわかる。図 2.4 (b) よりベースレバーのねじれに比較して、トップレバーのねじれの方がより大きくなってい

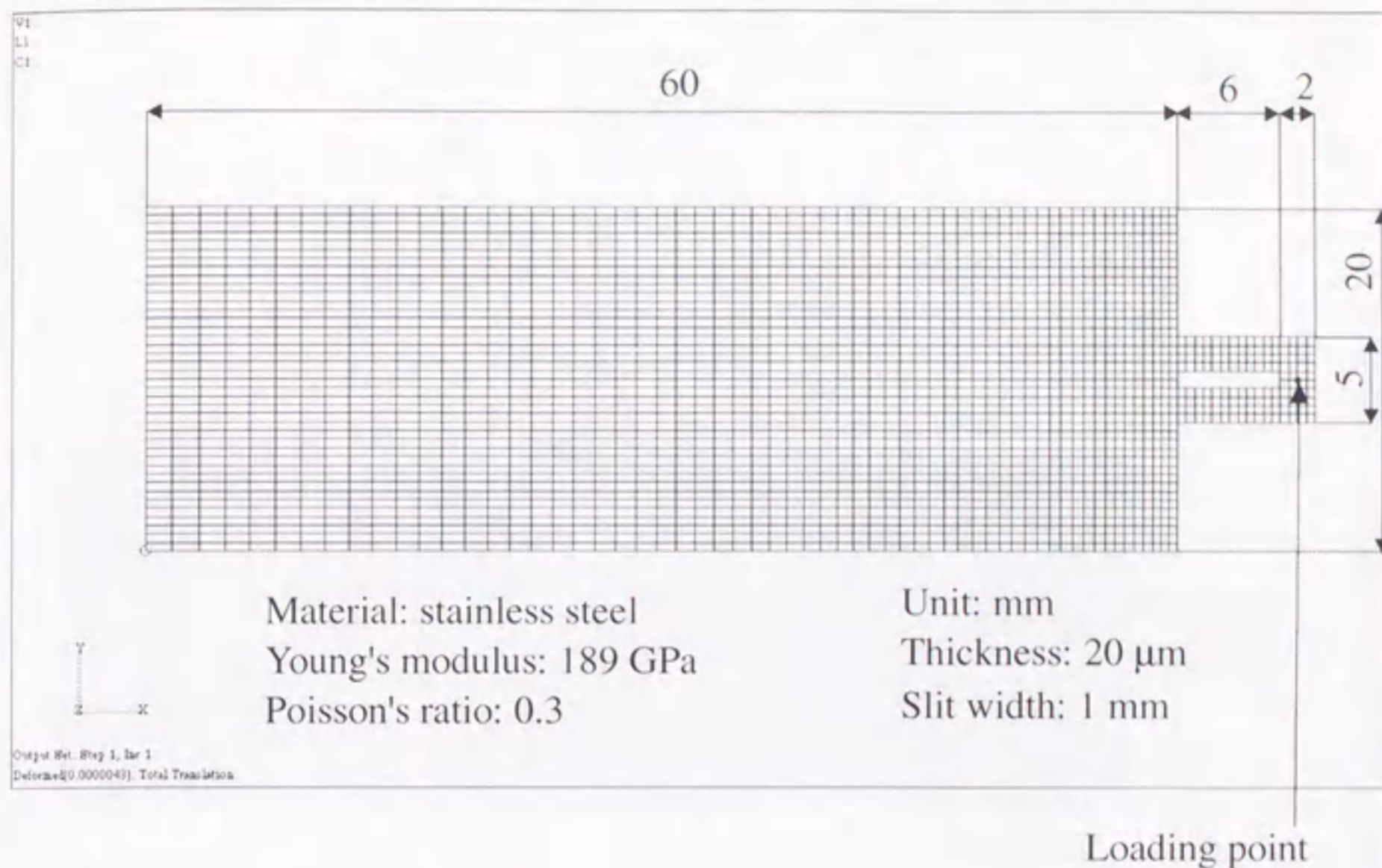
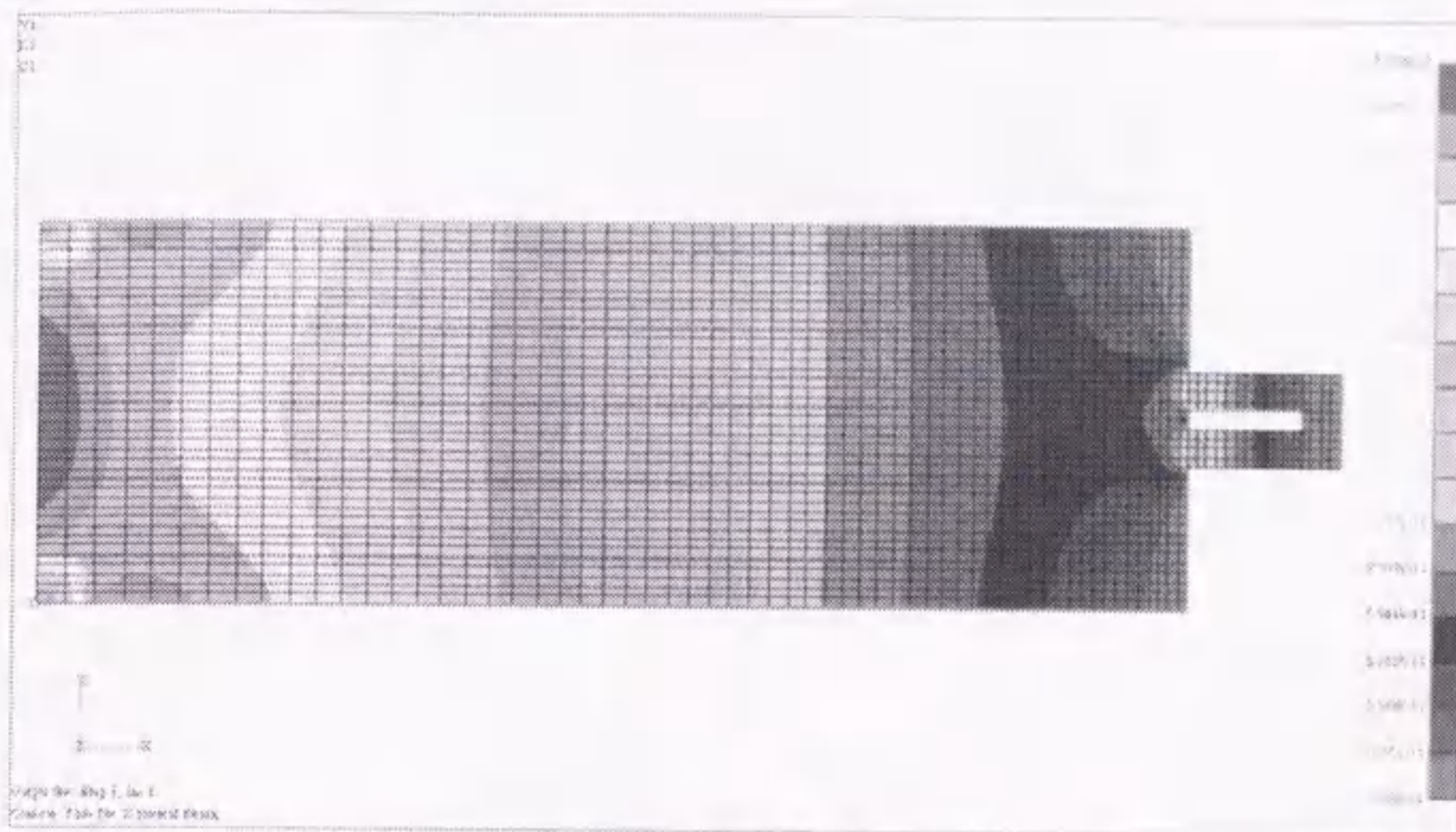


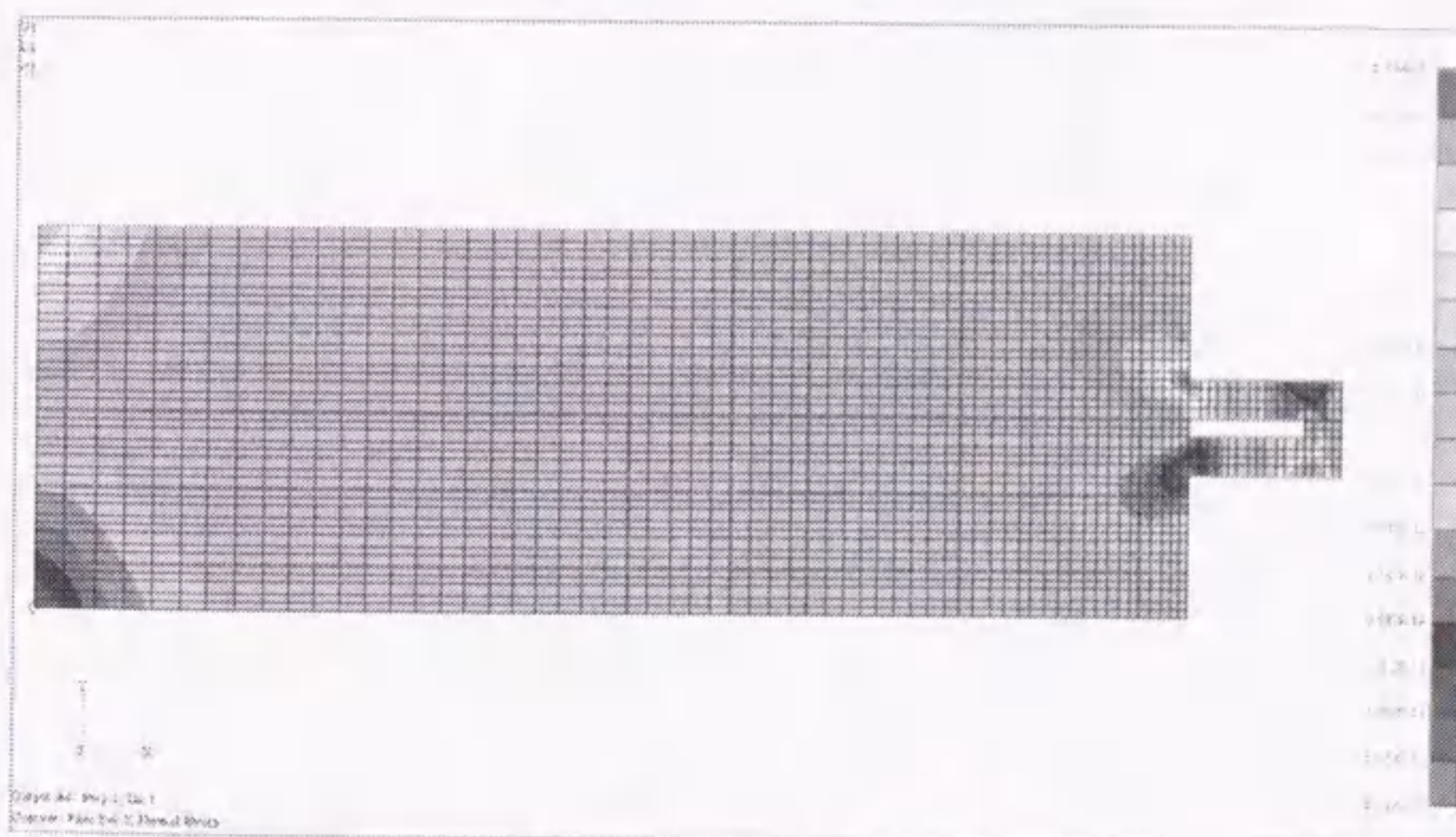
図 2.2: メッシュパターン

ることがわかる。

これらの計算結果から、たわみとねじれを検出するという2つの機能をベースレバーとトップレバーに分担させることが可能であり、歪みゲージを用いる場合の最適な検出位置は、図 2.5 に示すようにたわみ検出についてはベースレバーの付け根中央近傍、ねじり検出についてはツインビームの梁部分であることがわかる。

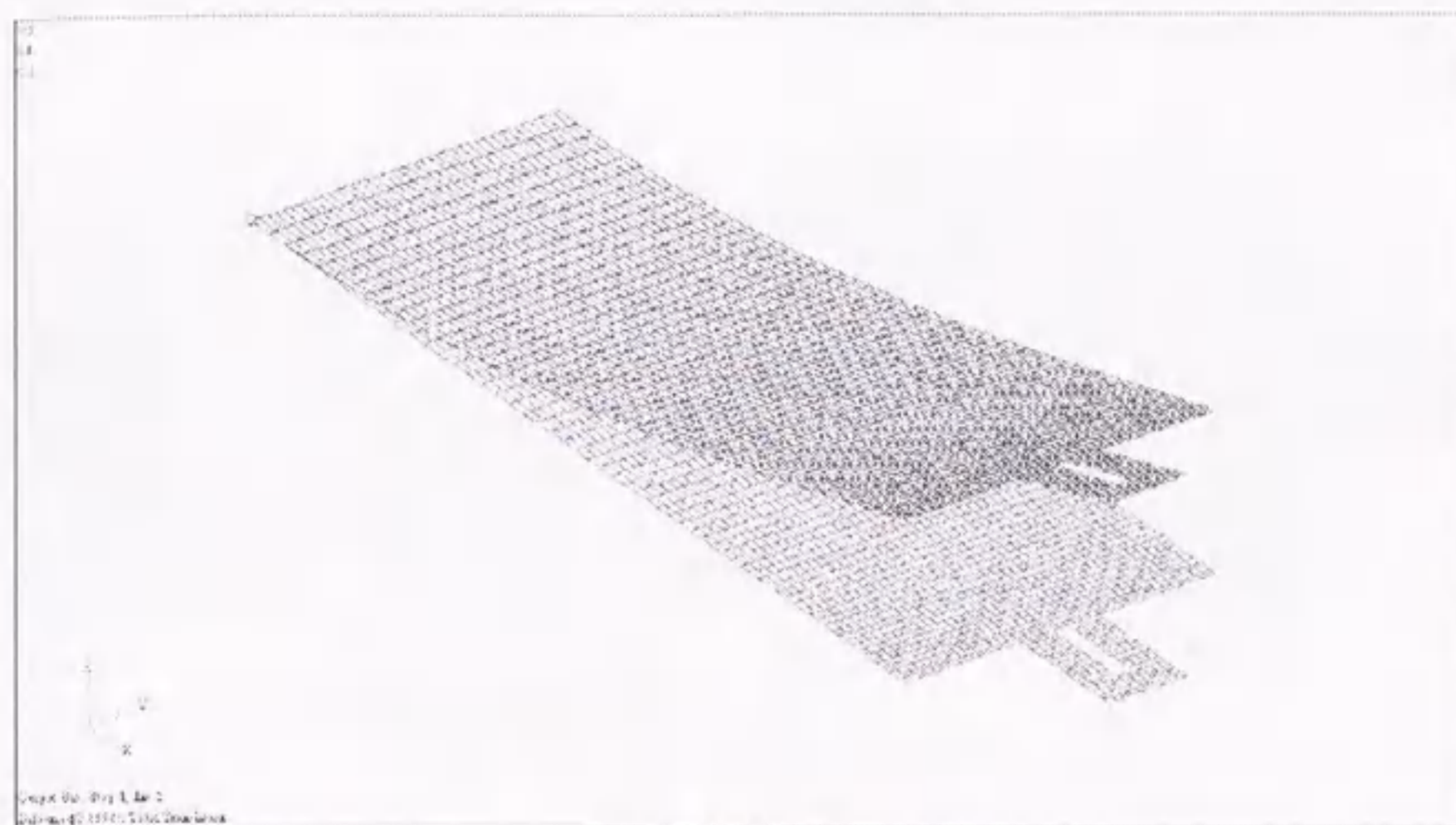


(a) 垂直荷重負荷時

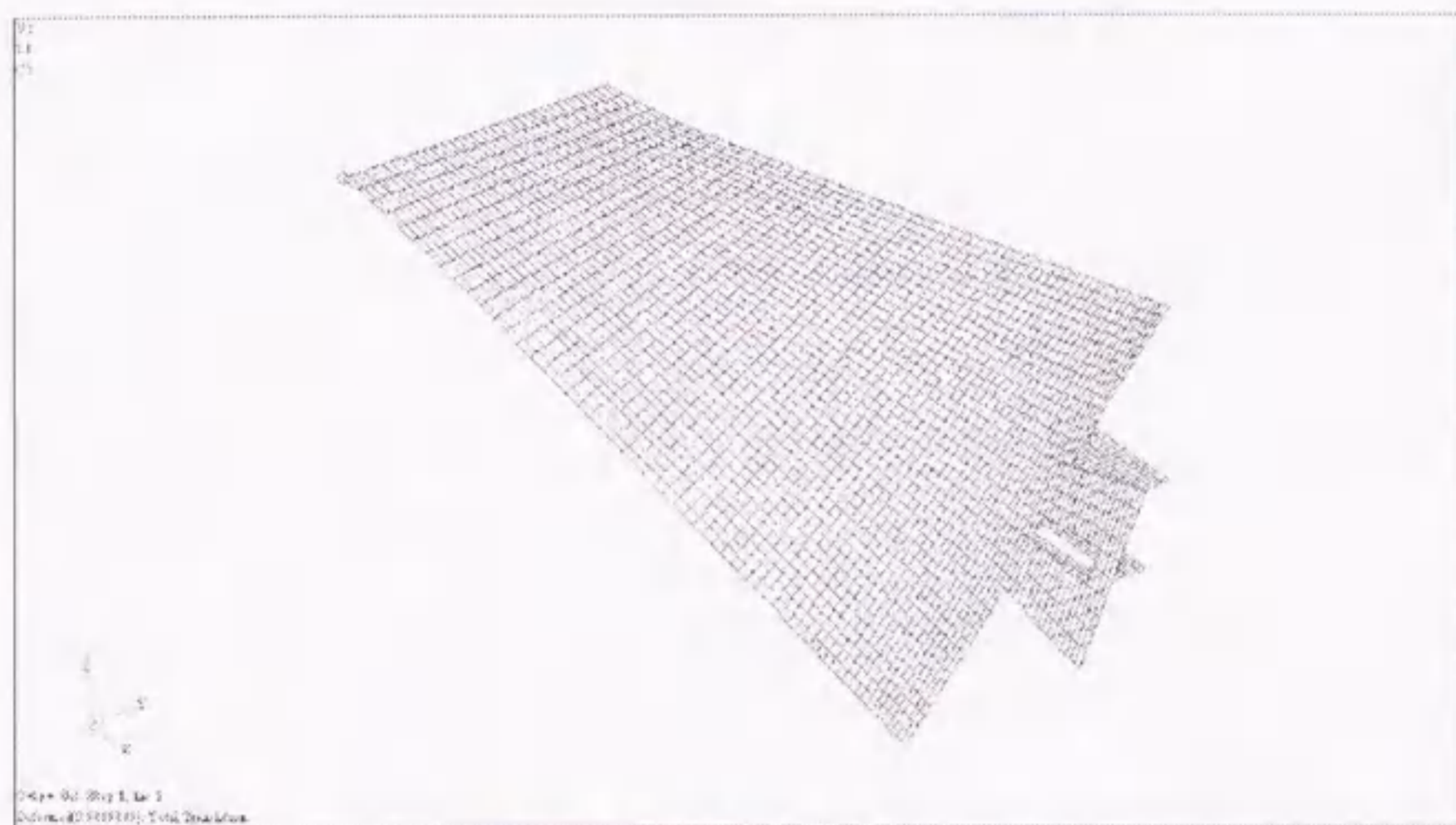


(b) モーメント負荷時

図 2.3: カンティレバーの歪み分布



(a) 垂直荷重負荷時



(b) モーメント負荷時

図 2.4: カンティレバーの変形

2.3 実験装置と方法

2.3.1 実験用プローブ

シミュレーションの結果を確認するためには、実験プローブは計算モデルと同様の形状寸法をもつ必要がある。しかし、ここではプローブを手作業で簡単に組み立てられるように、デュアルレバーを図 2.6 に示すようにツインビームとサスペンションに

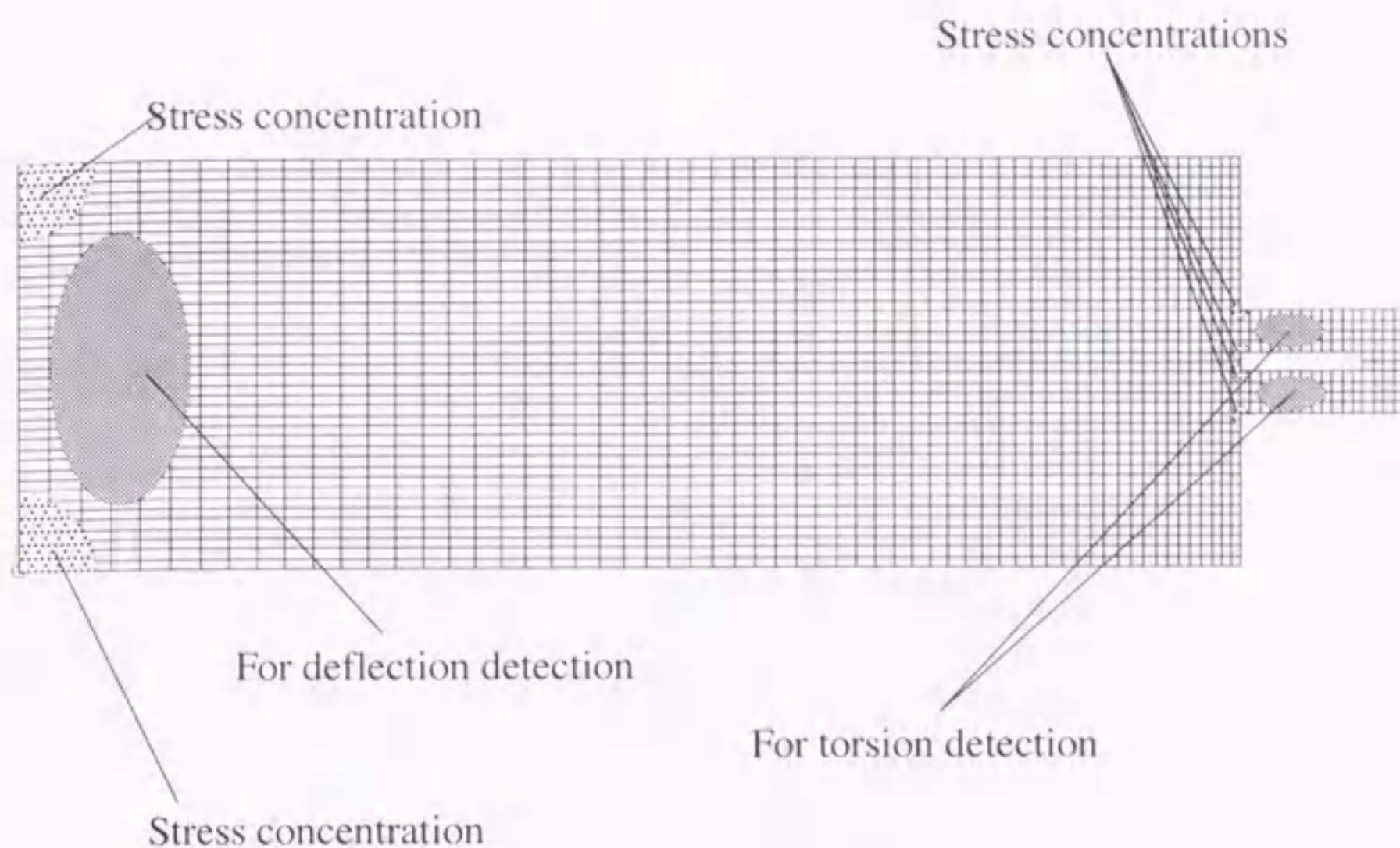


図 2.5: 歪みゲージで計測する場合の最適位置

分離した。実験装置のプロープがシミュレーションモデルと異なるところは、ツインビームとサスペンションの間に PZT アクチュエータ（z 軸アクチュエータ）を挿入した点である。この構造によりカンティレバーを並べて接着し、さらにダイヤモンド触針付きの横梁を 2 枚のカンティレバーの先端に橋渡しして接着すれば、容易に門形プロープを製作することができる。

本方法では少なくとも 3カ所の位置において、歪みあるいは変位を測定する必要がある。ここでは、多点の変形量の測定が光てこ方式よりも簡単な歪みゲージを用いることとし、図 2.6 に示すようにツインビーム毎に歪み検出用と温度補償用の 1 対の歪みゲージを接着した。なお、摩擦力印加時に検出されるツインビームからの 2 つの出力の同相成分はたわみに、また逆相成分はねじれに相当する。逆相成分が支配的であつ同相成分が十分小さければ、機能分離の効果が確認できることになる。そこでベースレバーの歪みはここでは扱わないこととした。

歪み検出信号と温度補償信号は、図 2.7 のようなホイートストン・ブリッジ回路によって増幅し、1 本のビーム毎に増幅した信号は、差動増幅器と加算器を用いて逆相成分と同相成分に分離して、それぞれを A/D 変換器を経由してコンピュータに取り込む。

ツインビームと歪みゲージの特性をまとめて表 2.1 に示す。ダイヤモンド触針の先端

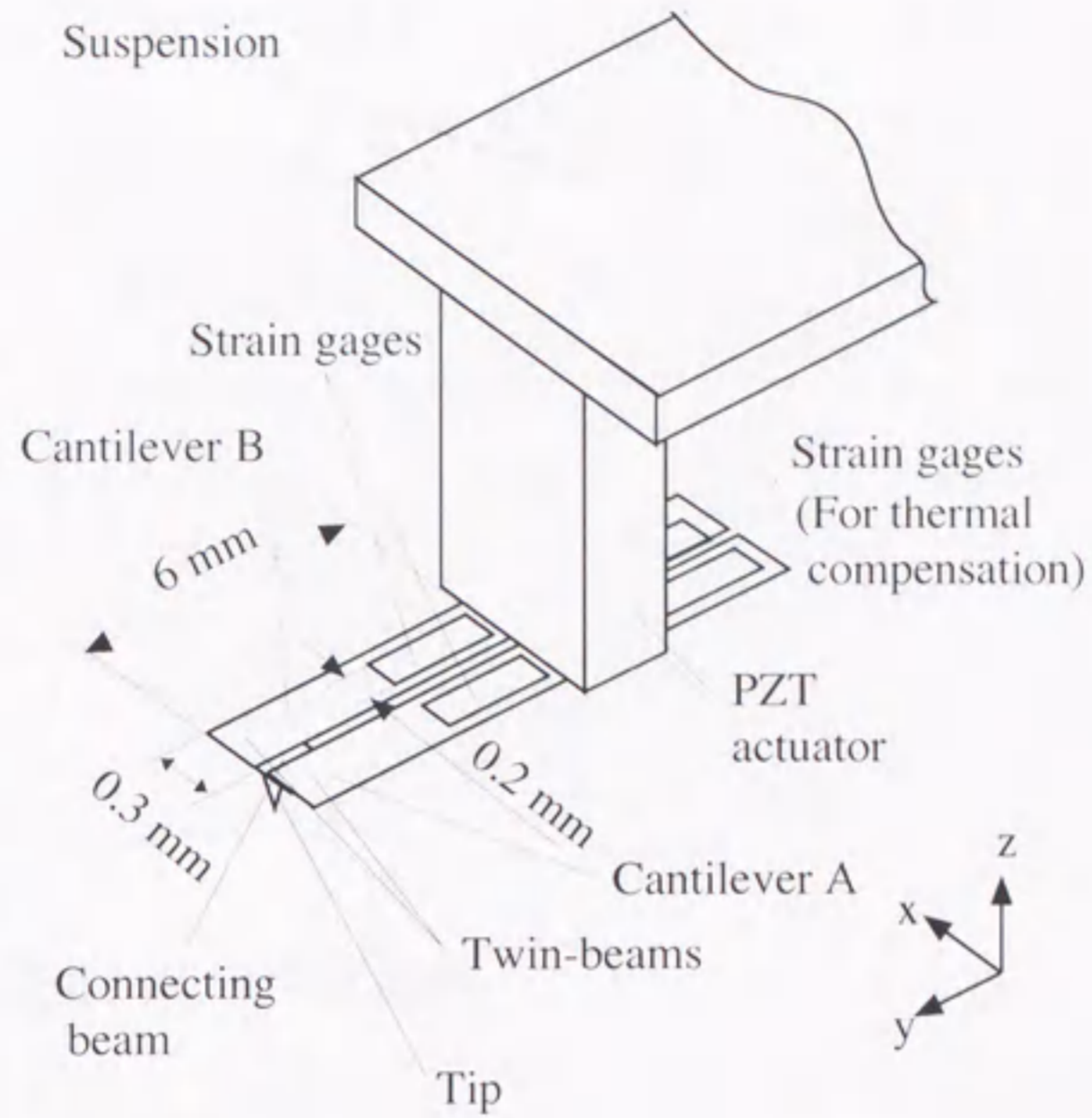


図 2.6: 実験用機能分離形 (SDF) プローブ

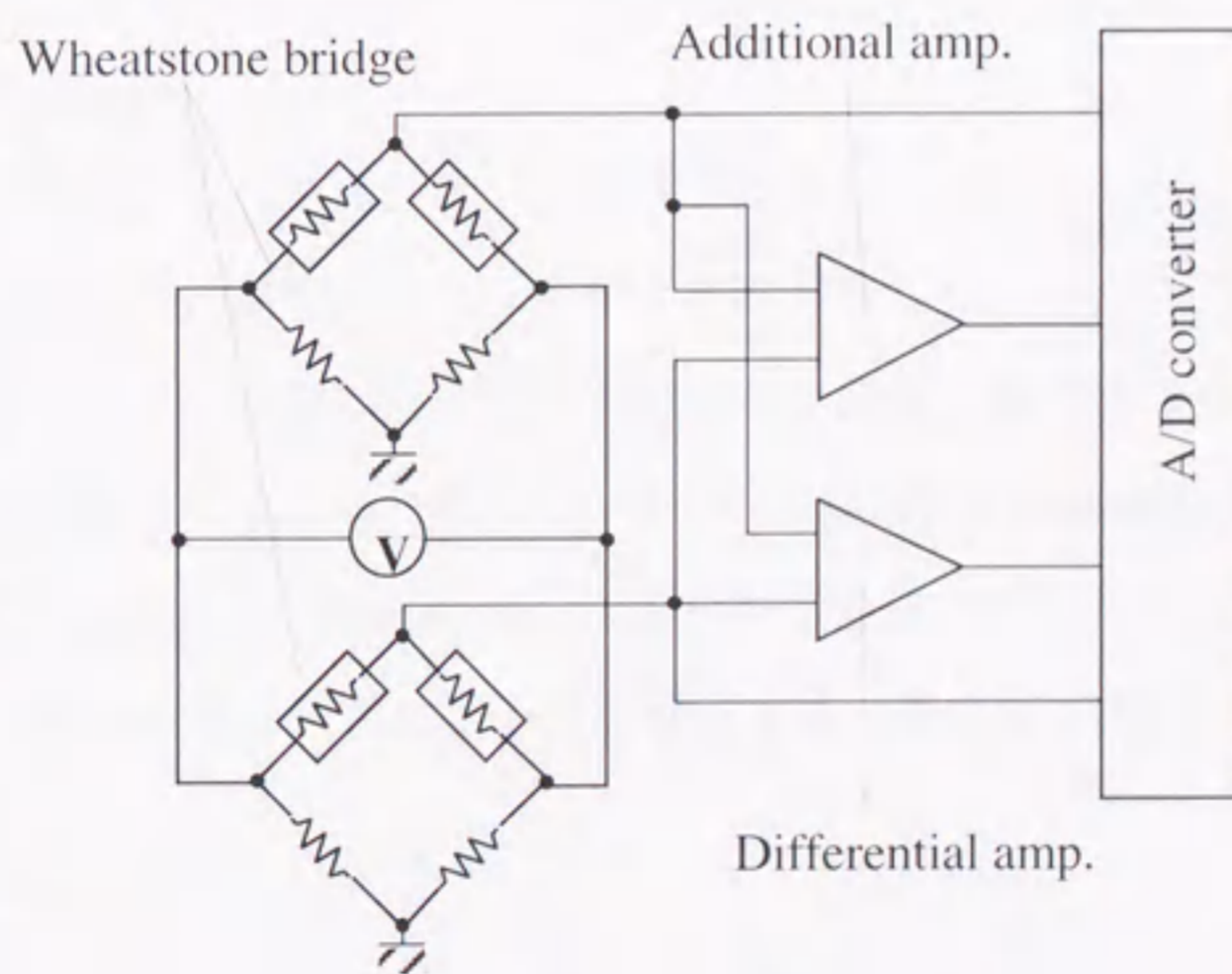


図 2.7: 歪みゲージ信号処理回路

は三角錘状で先端曲率は 0.1 mm, 高さは 0.3 mm である.

表 2.1: ツインビームと歪みゲージの特性

Twin-beams	
Material	Stainless steel
Width/Length	0.3 mm / 6.0 mm
Thickness	30 μm
Strain gauges	
Type	KSN-2-120-E5-11(KYOWA)
Gauge length	2 mm
Gauge resistance	116.7 $\Omega \pm 2\%$
Gauge factor	-109 $\pm 3\%$

2.3.2 実験用 FFM と測定試料

実験に用いた FFM の全体図を図 2.8 に示す. トップレバーは微動走査用の PZT (z 軸アクチュエータ) に固定されている. 試料は微動走査用の PZT (走査アクチュエータ) に搭載され, さらに粗動用の 2 軸マイクロステージ (yz 軸) に固定されている. 実験では, まず予備走査により試料の平行性を調整しておく. ついで, z 軸アクチュエータにより触針を一定の押圧力で接触させた状態において, 走査アクチュエータにより y 軸方向に往復走査する.

摩擦力測定用の試料としては, まず, ほぼ一定の水平力が得られる平坦な単結晶シリコンウェハを用いて, 2 つの出力の感度を比較調整した. ついで凹凸によって水平力が大きく変化するガラス製の回折格子を用いて, 機能分離の効果を確認した. シリコンウェハ表面の粗さは 0.1 nm で, ダイヤモンド触針との摩擦係数は約 0.2 である. AFM (D3000, Digital Instruments Inc.) を用いて計測した回折格子の表面形状を図 2.9 に示す. 格子は非対称な三角波状の溝で構成され, 溝の深さは約 123nm, プレーズ角は $8^{\circ}37'$ である.

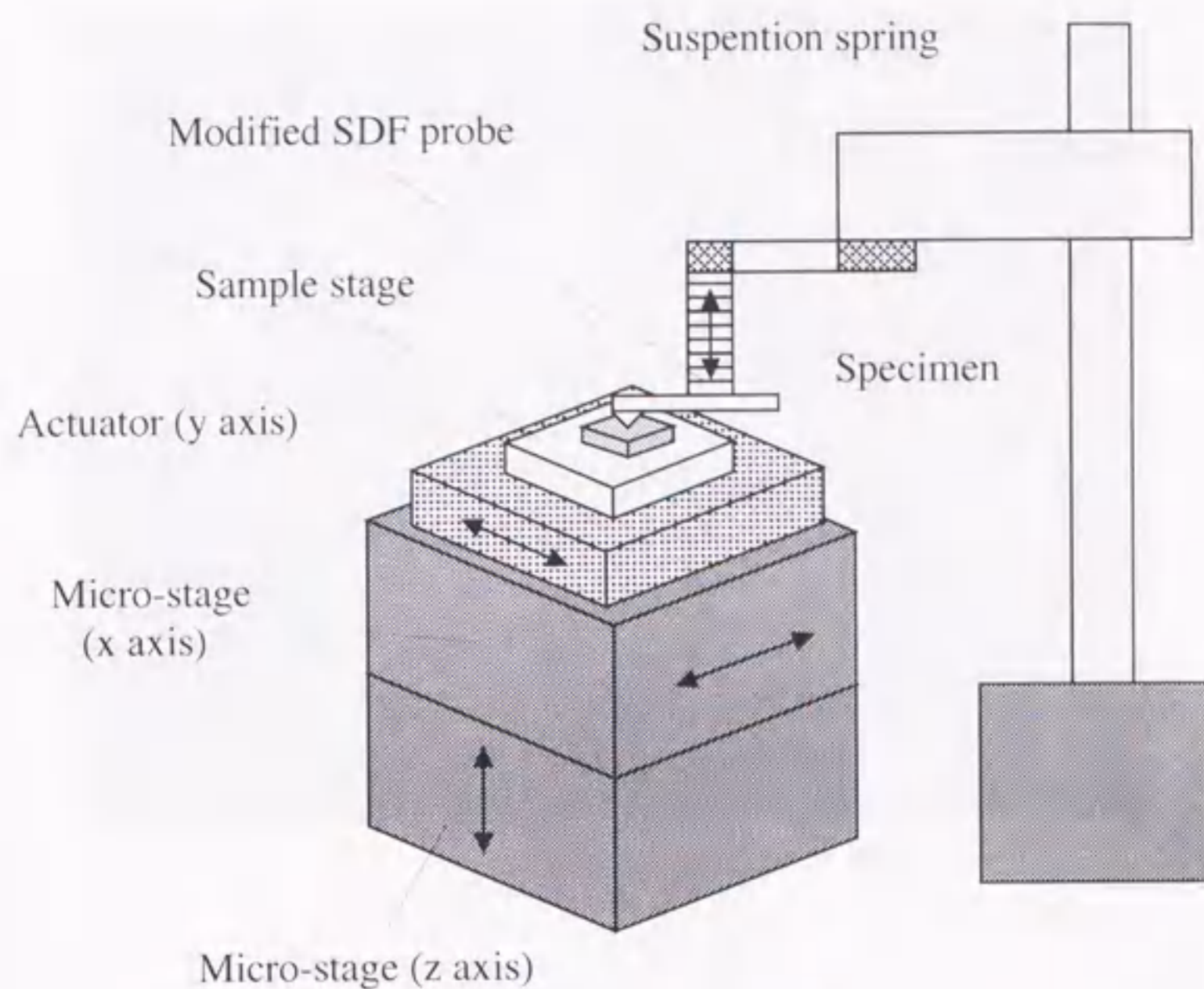


図 2.8: 実験用 FFM の構成

2.4 実験結果

2.4.1 感度確認実験

触針を接触した状態でシリコンウェハを1往復させて、ツインビーム上の歪みゲージ出力を測定した結果を図 2.10 に示す。この図からカンティレバーの変位は、図中に示すようにI~Vの5つの行程に分類できることがわかる。行程Iでは試料の動きにつれて、カンティレバーAでは出力が減少し、カンティレバーBでは増大する。これは触針と試料が凝着によって一体となったまま移動するためで、これによりツインビームのねじれが増大していることがわかる。また、出力が逆になっているのはAとBでは逆方向に変位するためである。行程IIではほぼ一定の出力になっているが、これはねじれの大きさが一定のまま触針と試料の間にすべりが生じて、動摩擦の状態になっていることを示している。両方の出力が試料の移動とともに減少していくのは、試料表面と走査面との平行度がわずかにずれているためと考えられる。走査方向が反転する行程IIIでは、カンティレバーの傾きが逆方向に変化することがわかる。この行程の後半部分の特異な出力は、カンティレバーが作成時の残留応力によって双安定な系に

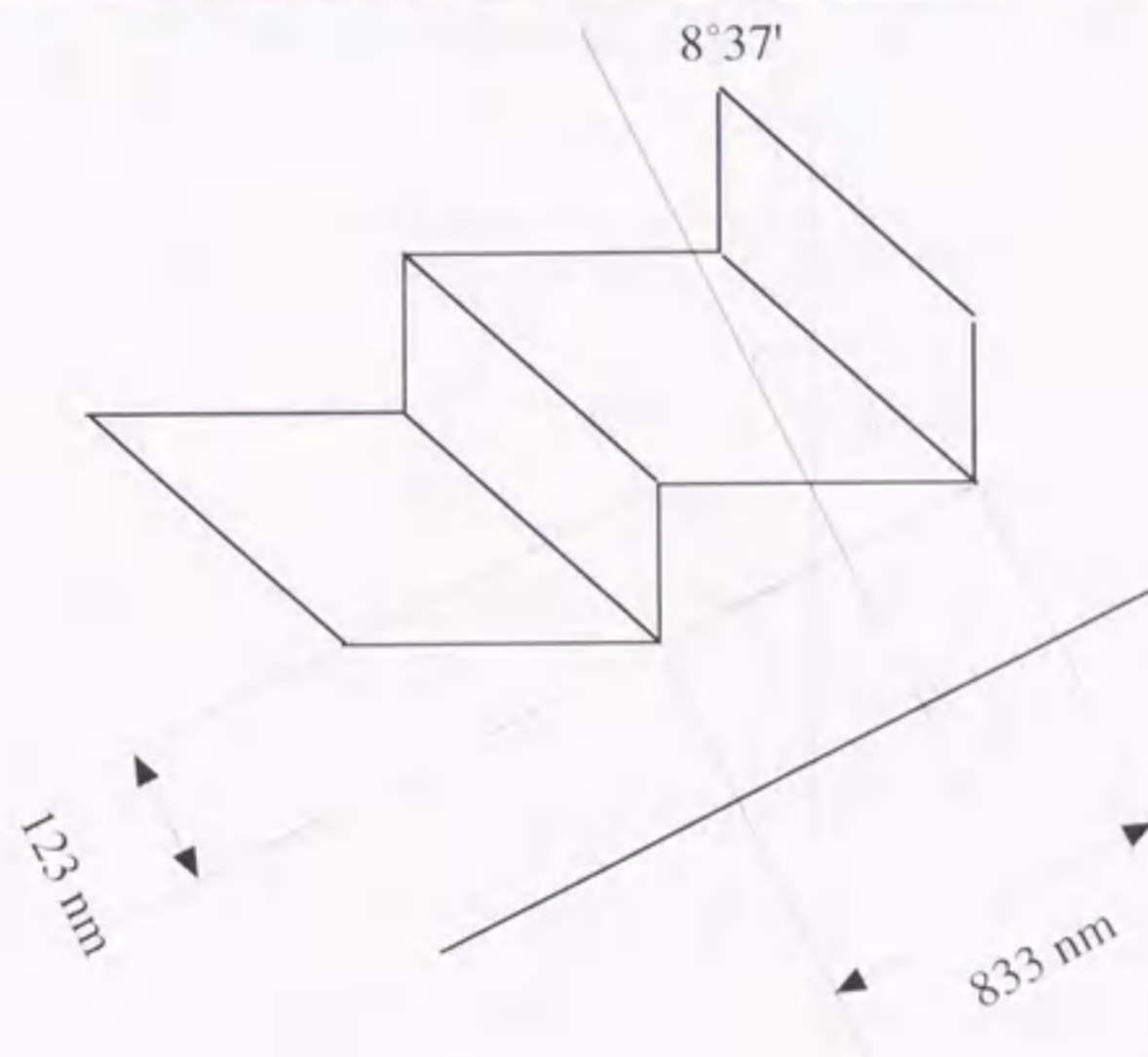
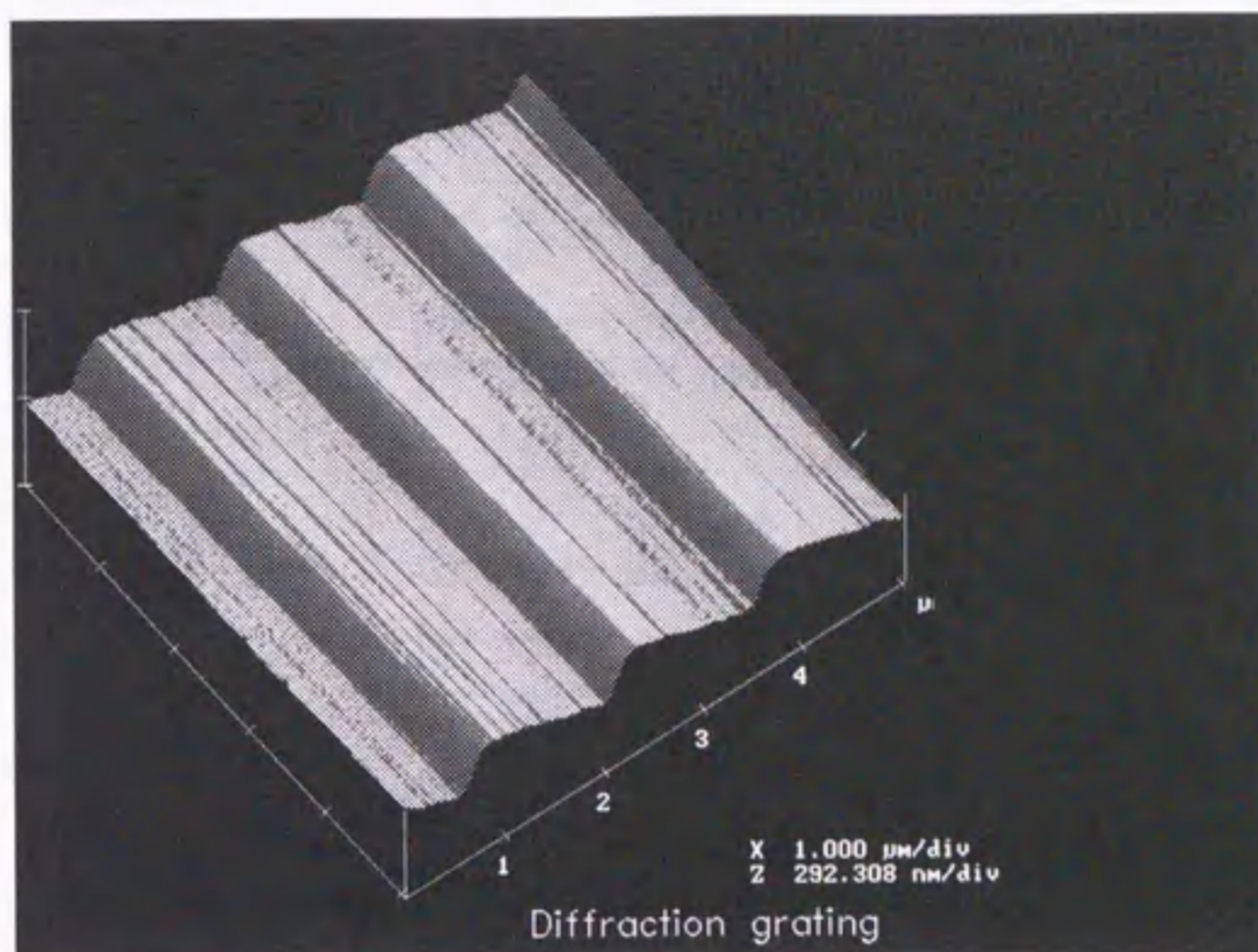


図 2.9: 回折格子の表面形状

なっており，他方の安定な状態へ移行する非線形的な挙動が生じた結果と考えられる．行程 IV, V は基本的に II, III と向きが異なるだけで同じ特徴を持っている．

行程 II と IV とでは水平力が逆方向に作用しているため，両者の間の出力信号の幅は水平力の 2 倍に相当する．したがって，ツインビームの構造が精確に対称であれば，A と B のそれぞれについての出力幅は等しくなる．しかし，図 2.10 の結果ではこの条件は満足されていない．この原因としては，ツインビームを接着で作成したため，対

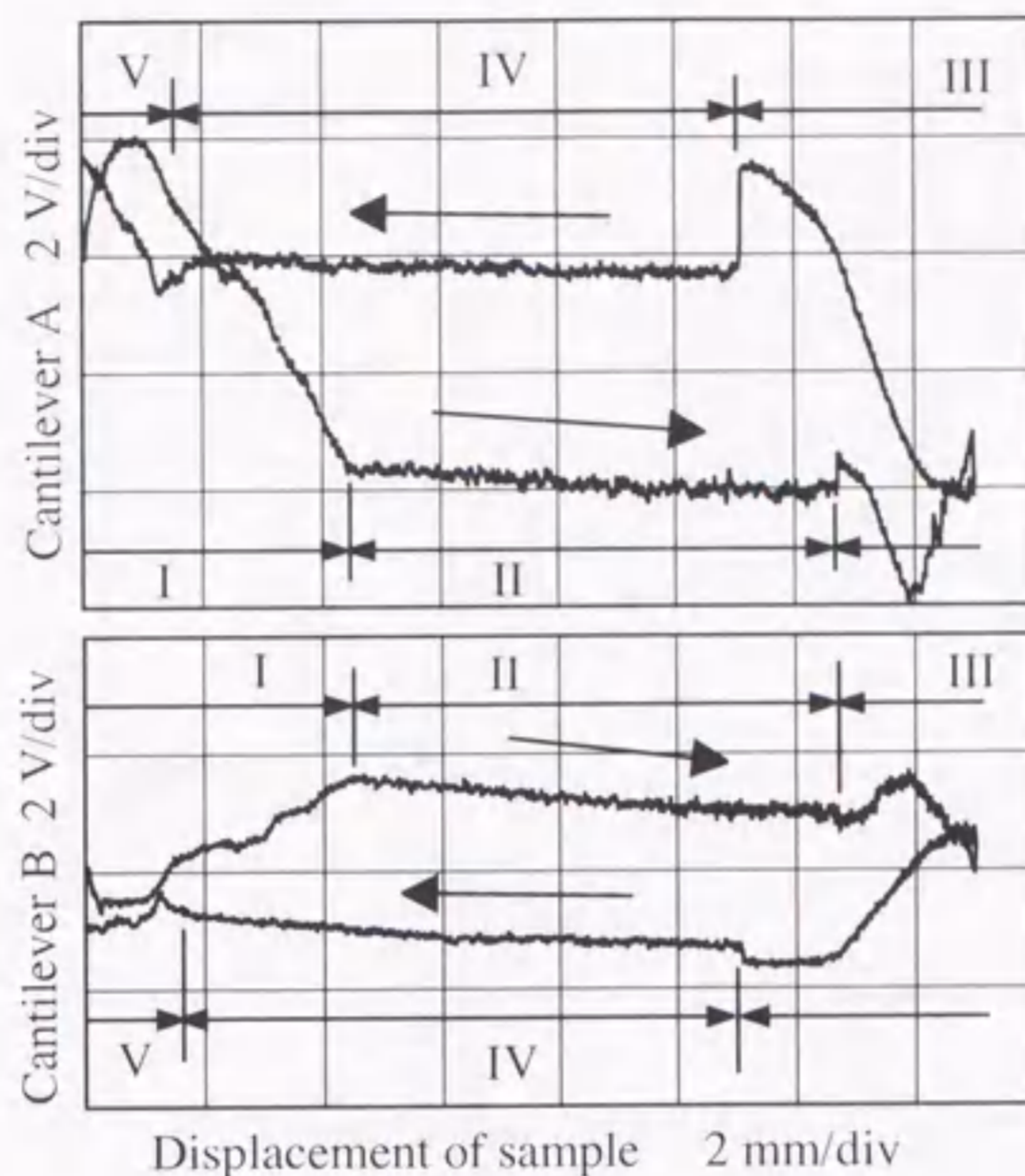


図 2.10: シリコンウェハを走査した時の歪みゲージ出力

称性が十分には高くないこと、また残留応力が作用していること、歪みゲージの接着状態が同じでないこと、などが考えられる。そこで、水平力は2つのカンティレバーに等しく作用すると考えて、これら2つの出力が同じになるようにそれぞれの増幅回路の増幅率を調節してから、機能分離の確認を行った。

回折格子を走査した時の差動出力と同相出力を図 2.11 に示す。差動出力では三角波状の出力が観測されていることから、凹凸に対応して変動する水平力が検出されていることがわかる。しかし、回折格子の凹凸の振幅は一定であるのに対して、信号出力の振幅は一定ではない。この理由としては、回折格子がガラス製で触針材質のダイヤモンドに比較して柔らかいため、走査の過程で表面が切削されていることが考えられる。

2.4.2 機能分離確認実験

一方、加算出力は差動出力と異なりほぼ一定である。これはツインビームが垂直方向の変位に対して感度を持たないこと、すなわち垂直方向の変位はサスペンションが

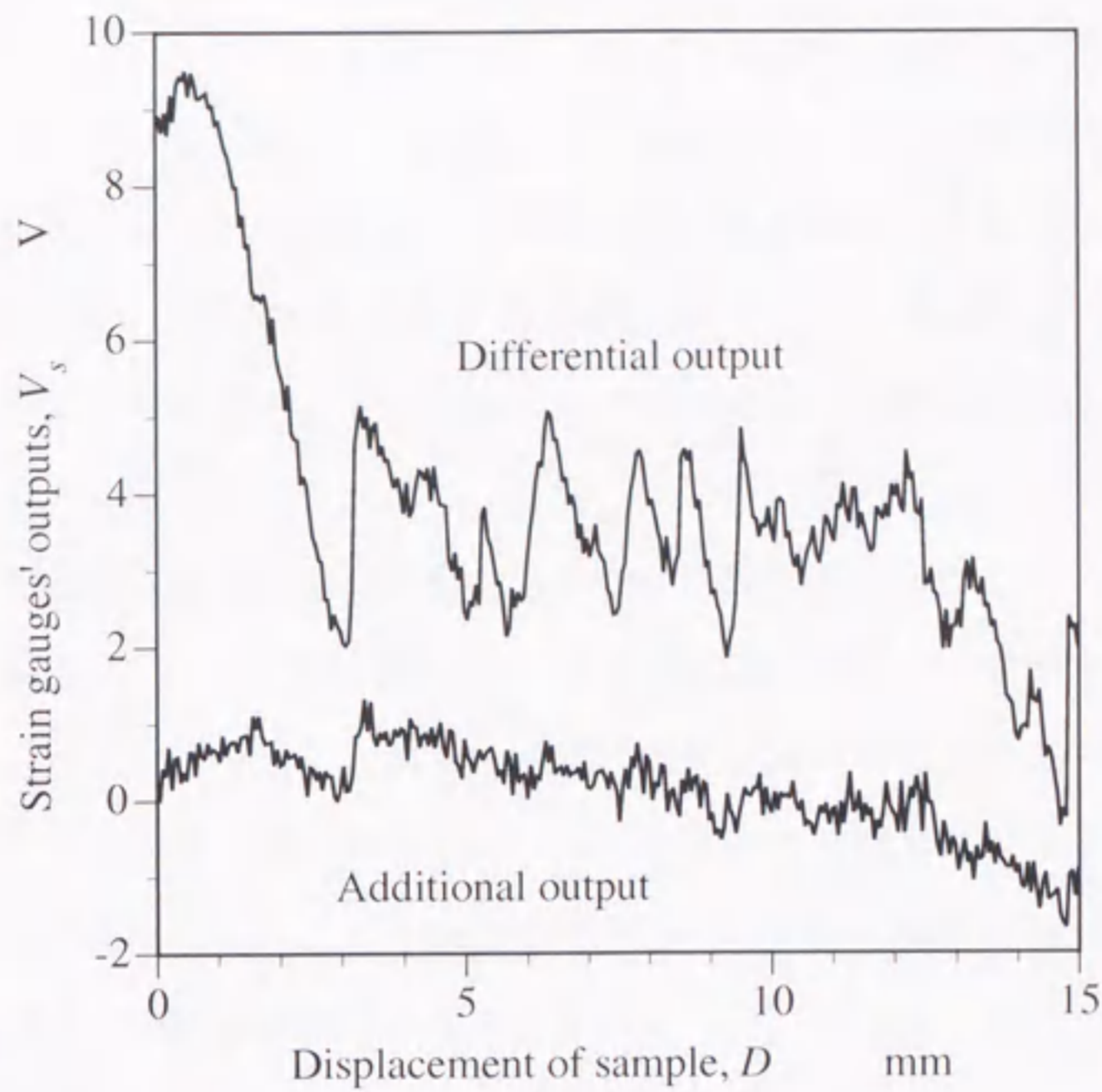


図 2.11: 回折格子走査時の加算出力と差動出力

吸収し、ツインビームはねじれだけを検出していることを示す。機能分離効果が十分に機能しておれば、水平力の大きさにかかわらず同相出力は一定になることから、この実験結果は機能分離が効果的に作用していることを示している。

2.5 結言

FFM用カンティレバーのたわみとねじれの連成効果による測定誤差を除去するために、別々のカンティレバーで分担してたわみとねじれを検出する機能分離構造（SDFプローブ）を提案した。これは垂直力と水平力を検出する二つの機能を一つのカンティレバーの別々の部分で実現するものであり、この構造を実現する基礎的なモデルに対して有限要素法を適用してその妥当性を確認し、実際に歪みゲージを用いてこの実験用プローブを製作する場合にもっとも有効な取り付け位置を求めた。

つぎに実験用SDFプローブを作製し、これを組み込んだFFM装置を用いて、単結晶シリコンウェハ上を走査して、水平力検出の機能が満足されることを確認した。さらに、回折格子の表面を走査してトップレバーが水平方向の力に対してねじれのみを検出し、たわみを検出しないことを確認した。この結果から機能分離プローブがたわみとねじれの連成の分離に有効であるといえる。

第3章 走査型プローブを用いた垂直力と水平力の同時計測におけるカンティレバーの連成効果と非線形変形特性

3.1 緒言

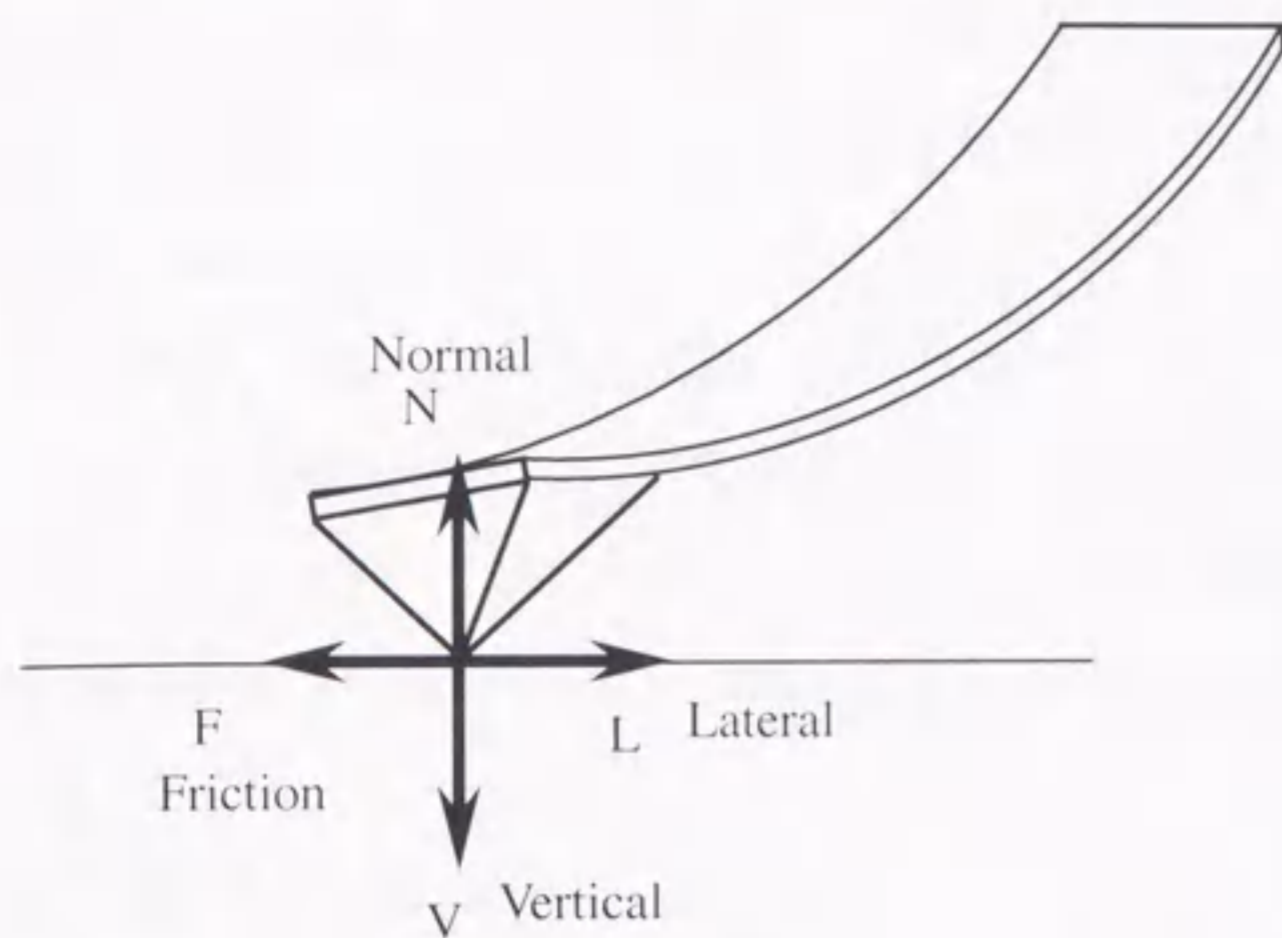
トライボロジーの分野では、走査型プローブ顕微鏡 (Scanning Probe Microscope: SPM) が、マイクロメートルやナノメートルの領域における表面の形状や特性を計測する手段として使用されつつある⁽⁶³⁾。表面のトライボロジー特性は、主に凝着力と摩擦力を用いて評価される。これらの力を計測するSPMとしては、摩擦力顕微鏡 (Frictional Force Microscope: FFM) がある。しかし、FFMでは凝着力 N と摩擦力 F の代わりに、垂直力 V と水平力 L が測定されることに注意を要する。すなわち図3.1(a)のように表面が平滑とみなせる場合には、 $N \approx V$ と $F \approx L$ の関係が成立するが、図(b)のように表面粗さが存在する場合には、摩擦係数を μ とすれば摩擦力として検出される水平力 L は

$$L = \frac{\mu + \tan \theta}{1 - \mu \tan \theta} V \quad (3.1)$$

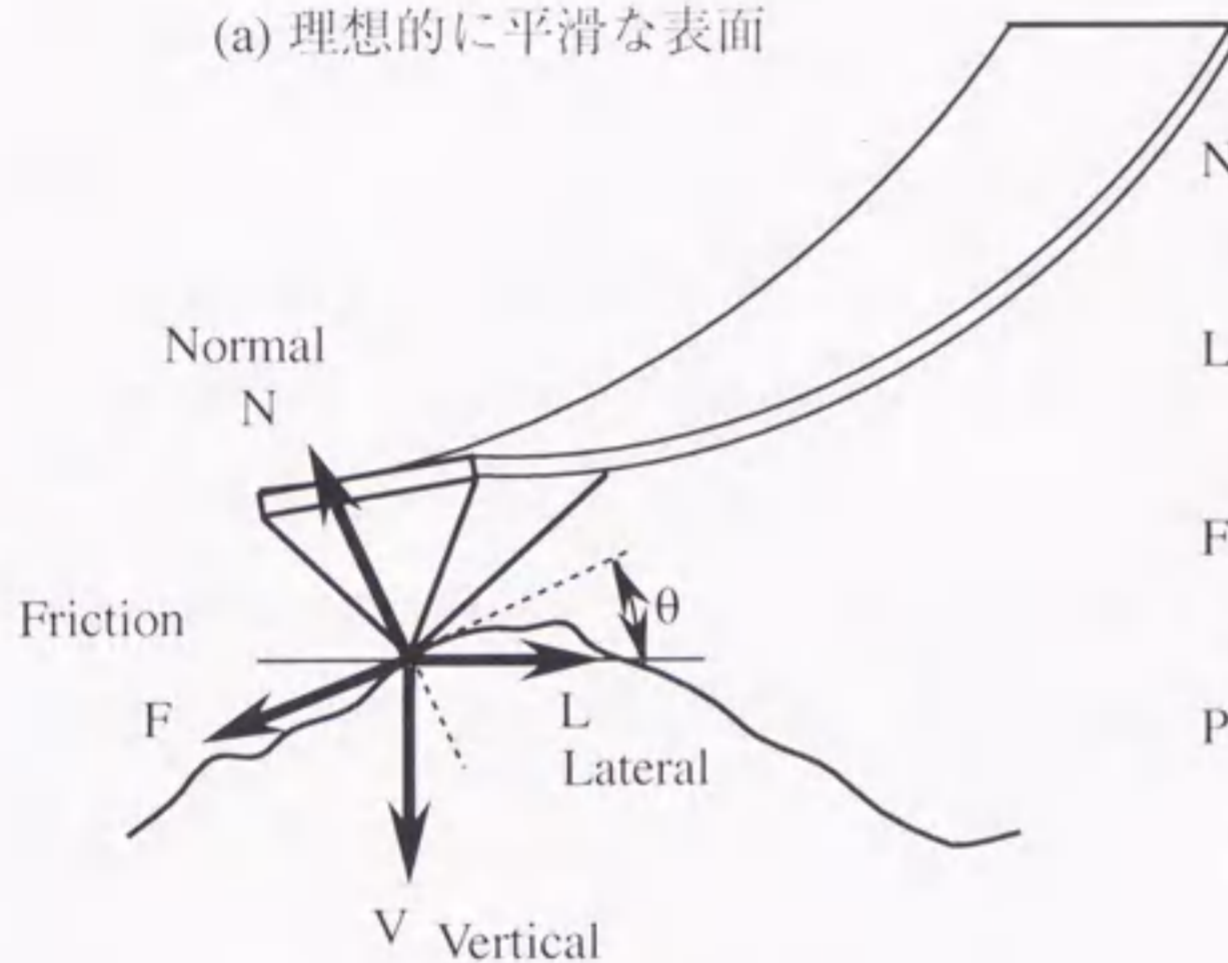
となり、表面の傾斜角 θ によって見かけ上変化するようになる⁽⁵²⁾。

垂直力・水平力を凝着力・摩擦力に変換するためには、あらかじめ摩擦力がまったく存在しない条件 (非接触走査の条件) のもとで、カンティレバーの垂直変位を計測して、表面形状を同定しておく必要がある⁽⁶⁴⁾。

垂直力と水平力を同時に計測する方法としては、光てこ法が一般的に用いられている。これはカンティレバー表面からのレーザーの反射光を4分割のフォトダイオード上で受光して、ビームスポットの位置から反射面のたわみ角を求めるものである⁽⁴⁷⁾。この方法はカンティレバーのたわみとねじれが連成しないとの仮定に基づいているた



(a) 理想的に平滑な表面



(b) 表面粗さをもつ実際の表面

Normal component

$$N = V \cos \theta + L \sin \theta$$

Lateral component

$$F + V \sin \theta = L \cos \theta$$

Friction law

$$F = \mu N$$

Pseudo friction force

$$L = \frac{\mu + \tan \theta}{1 - \mu \tan \theta} V$$

図 3.1: 垂直荷重・摩擦力と垂直力・水平力の関係

め、変位が増大してカンティレバーのたわみとねじれの連成が無視できないほど大きくなると誤差は増大する。磁気ディスク表面のように、薄い液体膜で被覆された表面では、メニスカスの形成によるラプラス圧力や表面エネルギー勾配による分離圧が作用するため、極めて大きな表面力が作用する。このような条件ではカンティレバーの変位は非常に大きくなるため、たわみとねじれの連成効果と非線形変形の影響を明らかにしておく必要がある。

これまでに、カンティレバー変位の計算例としては、V字形構造を平行ばねで置換した解析解⁽³⁵⁾、変位関数として高次の多項式近似を用いた解析解⁽⁶⁵⁾、有限要素法を

用いた数値解⁽⁶⁴⁾の三種類の方法がある。しかし、これらはいずれも線形な微小変位の範囲内で適用されたものであり、たわみとねじれの連成効果や非線形変形特性の影響を調べた研究はまだない。

本研究では、単純な長方形板ばねとV字形ばねを対象として、カンティレバーのたわみとねじれの連成効果、および非線形の大変位変形特性を有限要素解析を用いて定量的に求めた。また、これらの結果から垂直力と水平力の同時計測時に問題となる非線形の連成の影響を軽減するための最適条件を明らかにした。

3.2 長方形カンティレバー

3.2.1 モデルの諸元

市販されているFFMにおいては、フォトリソグラフィ加工によって作製可能な窒化シリコン系の触針をもつV字形のカンティレバーが一般的に利用されているが^(35,63)、ヘッドディスクインタフェースのトライボロジー計測においては、測定面が超硬質の材料であり、また摩耗試験などにも利用するために、高い摩耗耐久性が要求される。このためダイヤモンド製の触針をステンレス製の長方形のカンティレバーに接着固定したものが使われる⁽⁶⁶⁻⁶⁹⁾。このため、本研究においてもまず長方形カンティレバーを対象とすることとした。

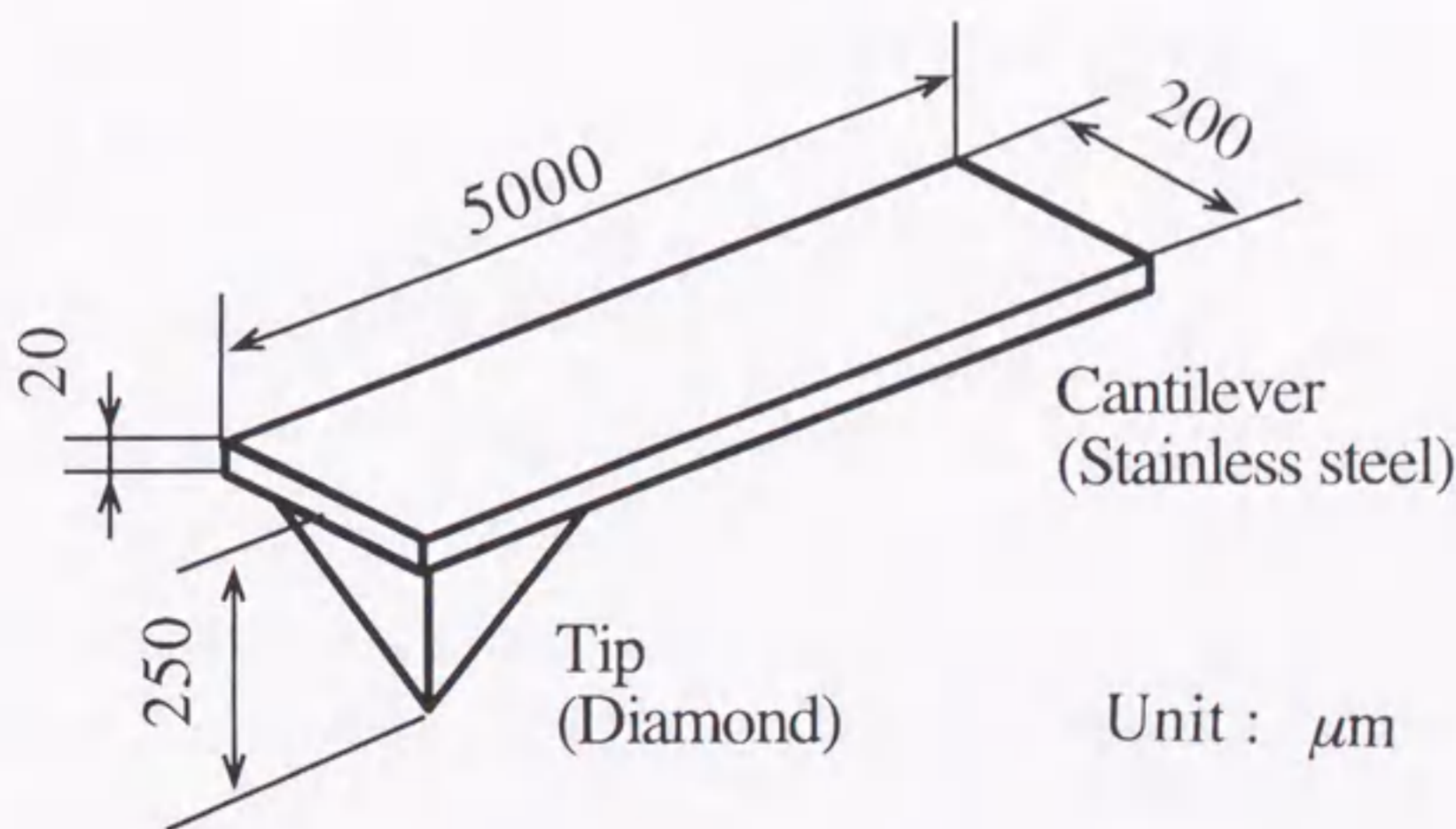


図 3.2: 長方形カンティレバーの寸法形状

計算に用いた長方形カンテイレバーの寸法形状を図3.2に示す。これは市販されている実用品とほぼ同じである⁽⁷⁰⁾。非線形の有限要素法の計算には構造解析で実績のあるABAQUS (HIBBIT, KARLSSON & SORENSEN, INC.) を用いた。

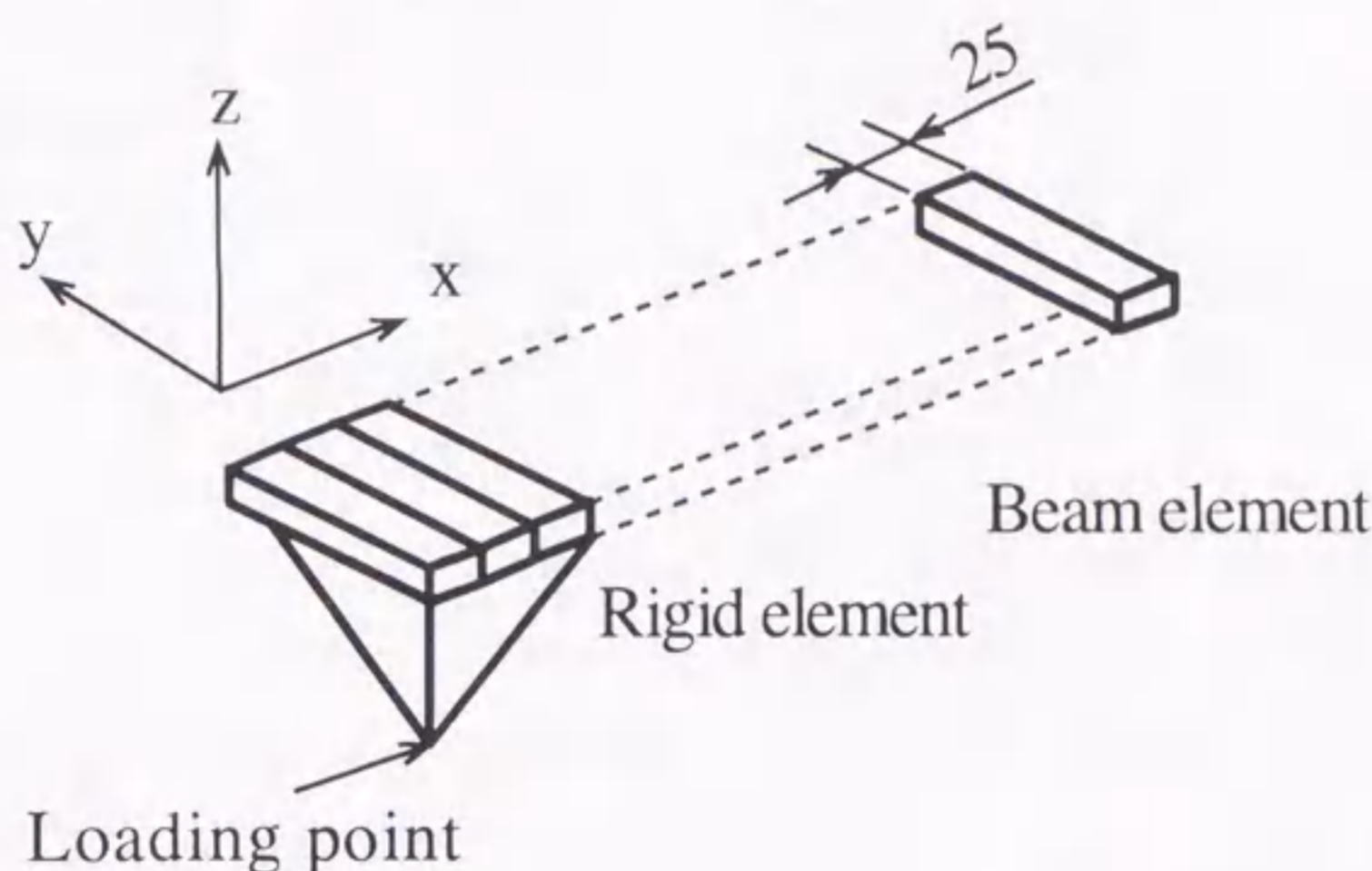


図 3.3: 長方形カンテイレバーのメッシュパターン

長方形カンテイレバーには、たわみとねじれを同時に計算するために、幅方向のせん断力の計算が可能な非線形の梁要素を用いた。ただし、ダイヤモンド触針が接着された面は変形しないとした。材料定数としては、ステンレスのヤング率 $E = 189 \text{ GPa}$ 、ポアソン比 $\nu = 0.3$ を用いた。カンテイレバー全体を直方体要素 200 個に分割したメッシュパターンの例を図 3.3 に示す。

3.2.2 一軸方向の力による変形

図 3.4 に示すように x , y , z 軸に沿った力の成分を P_x , P_y , P_z 、たわみ角とねじれ角を θ と ϕ とする。 x , y , z 方向の作用力 P_x , P_y , P_z に対するたわみ dz 、たわみ角 θ 、ねじれ角 ϕ の計算結果を図 3.5～図 3.7 に示す。ここで、 P_x と $-P_x$ は、前者が先端から固定端方向の力、後者がその逆方向の力を意味する。いずれの場合においても、変位が小さい範囲では、力-変位特性は線形であるが、力が増大すると非線形性が現れることがわかる。図 3.5 から、 z 方向の力 P_z に対する z 方向のたわみ dz は、 $\pm x$ 方向あるいは y 方向の力 $\pm P_x$, P_y に対する z 方向のたわみ dz (連成効果による変位) に比較

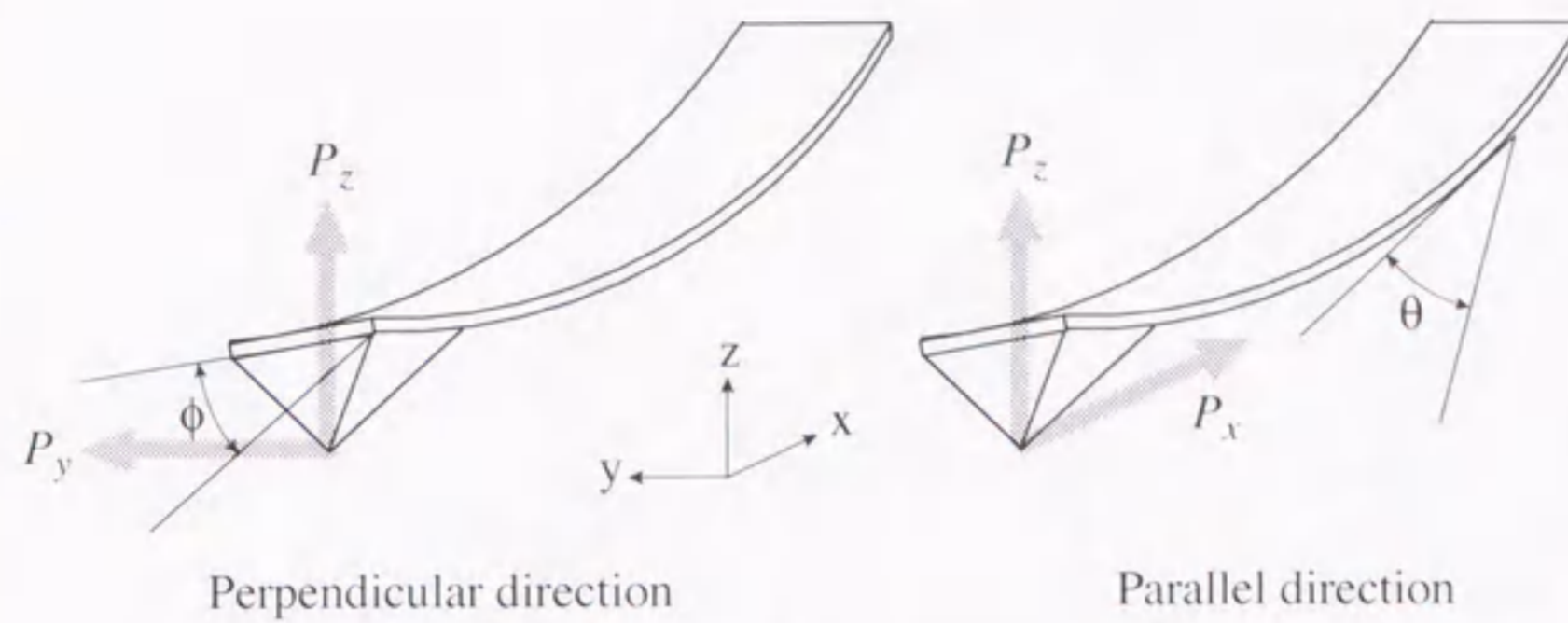


図 3.4: 力の方向とたわみ角とねじれ角

してかなり大きいこと、および作用力が小さい範囲では線形近似が成立することがわかる。しかし、詳細にみると連成効果が無視できるほどの微少量ではないこと、および P_z 、 P_x に対しては非線形性が比較的大きいことがわかる。図 3.6 のたわみ角 θ についても、図 3.5 と同様の関係が成立することがわかる。

一方、図 3.7 から、ねじれ角 ϕ については、 y 方向の力 P_y に対しては、広い範囲にわたって線形関係が成立すること、 $\pm x$ 方向、 z 方向の力に対しては、ねじれが生じないことから連成しにくいことなどがわかる。また図 3.5 と図 3.7 を比較すれば、たわみやたわみ角には、連成効果や非線形変形特性が現れやすく、ねじれ角にはこれらは現れにくいことがわかる。

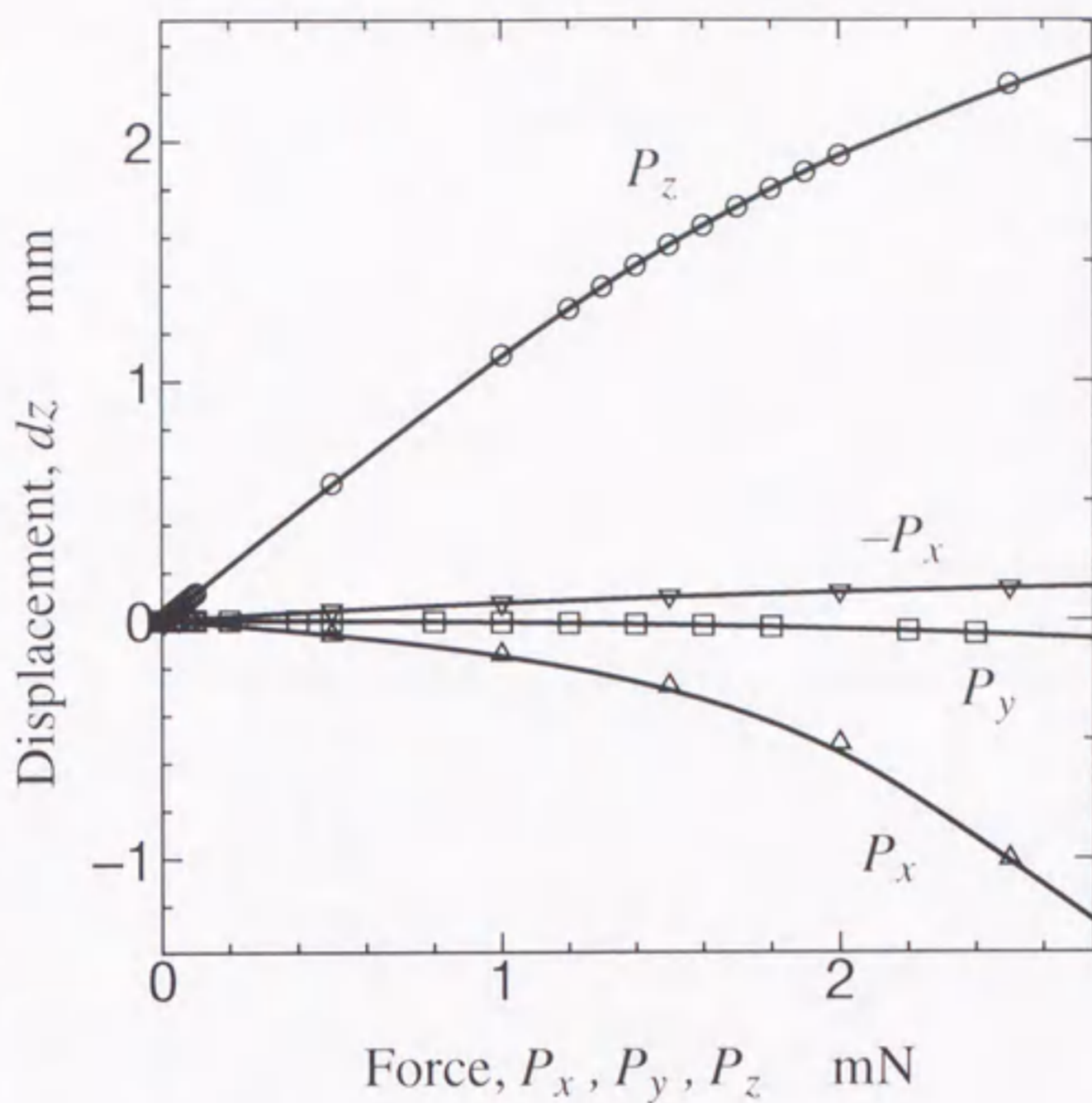


図 3.5: x, y, z 方向の力に対するたわみ

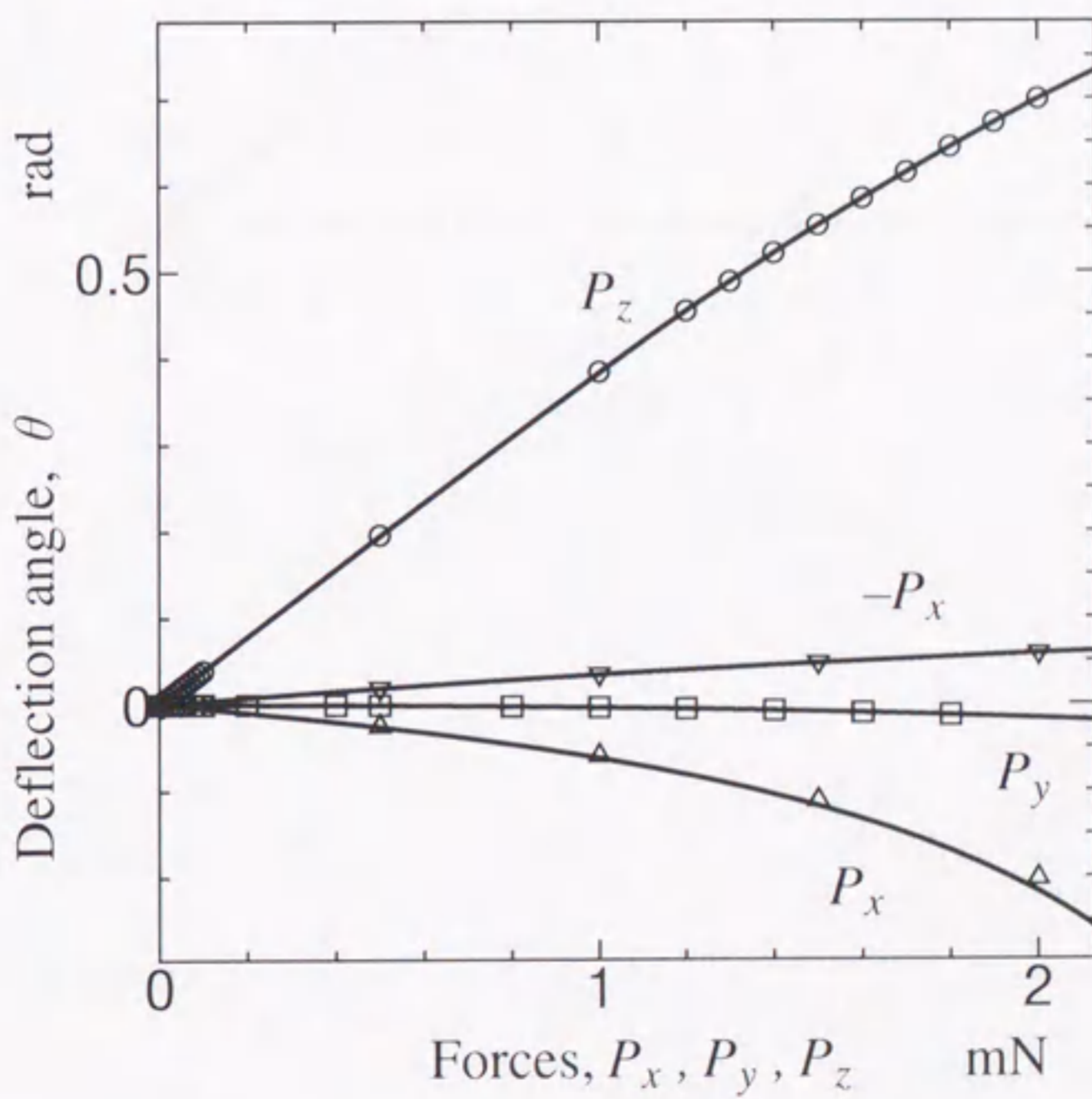


図 3.6: x, y, z 方向の力に対するたわみ角

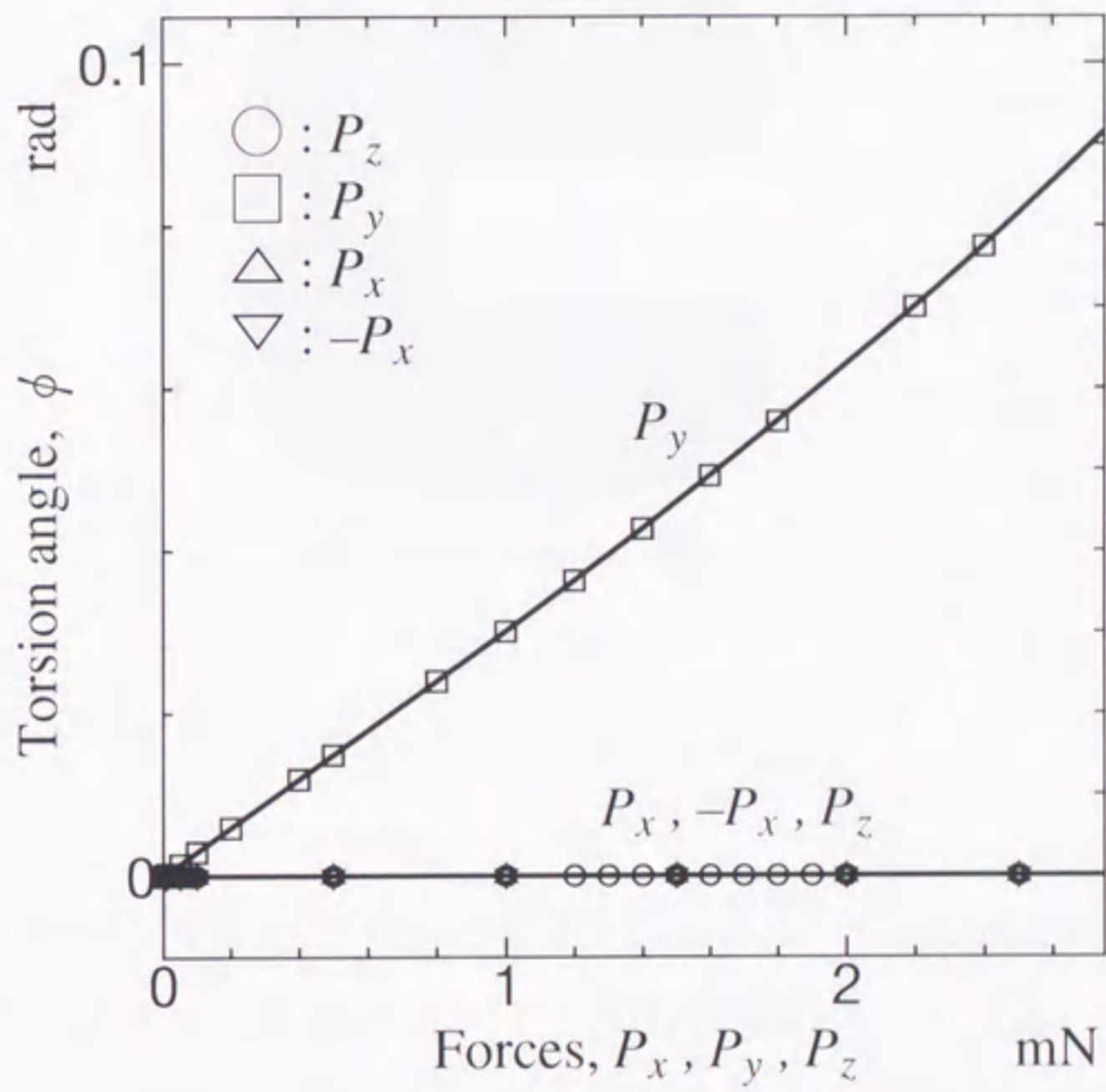


図 3.7: x, y, z 方向の力に対するねじれ角

3.2.3 二軸方向の力による変形

実際に摩擦力測定を行う場合には、図3.8に示すように、カンティレバーの長手方向に平行な方向 (x 方向)、または直交する方向 (y 方向) に、試料もしくは触針を走査する。ここでは、触針先端に垂直力 P_z を加えた後、その大きさを保持したまま、水平力として P_x または P_y を加える条件で計算を行った。

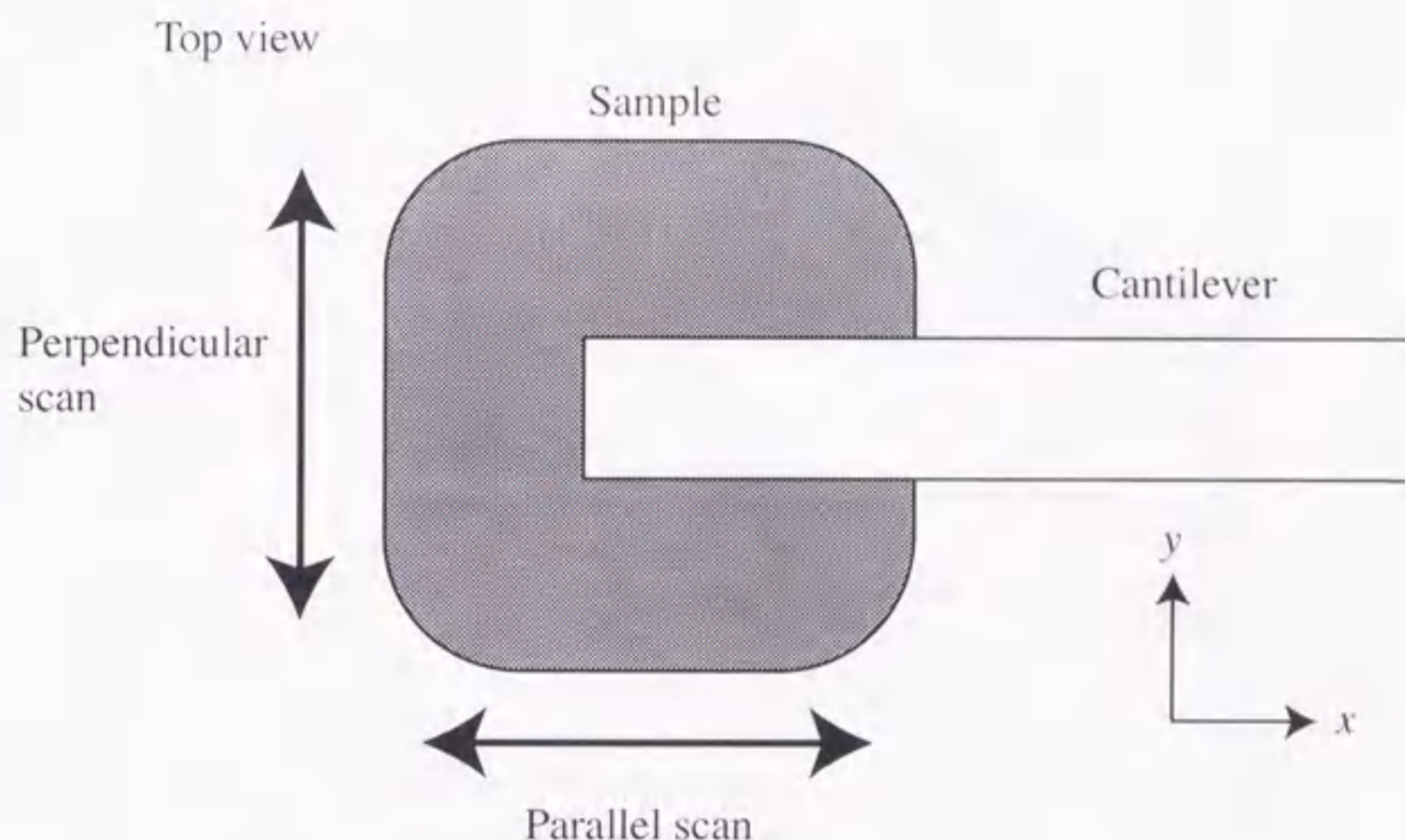
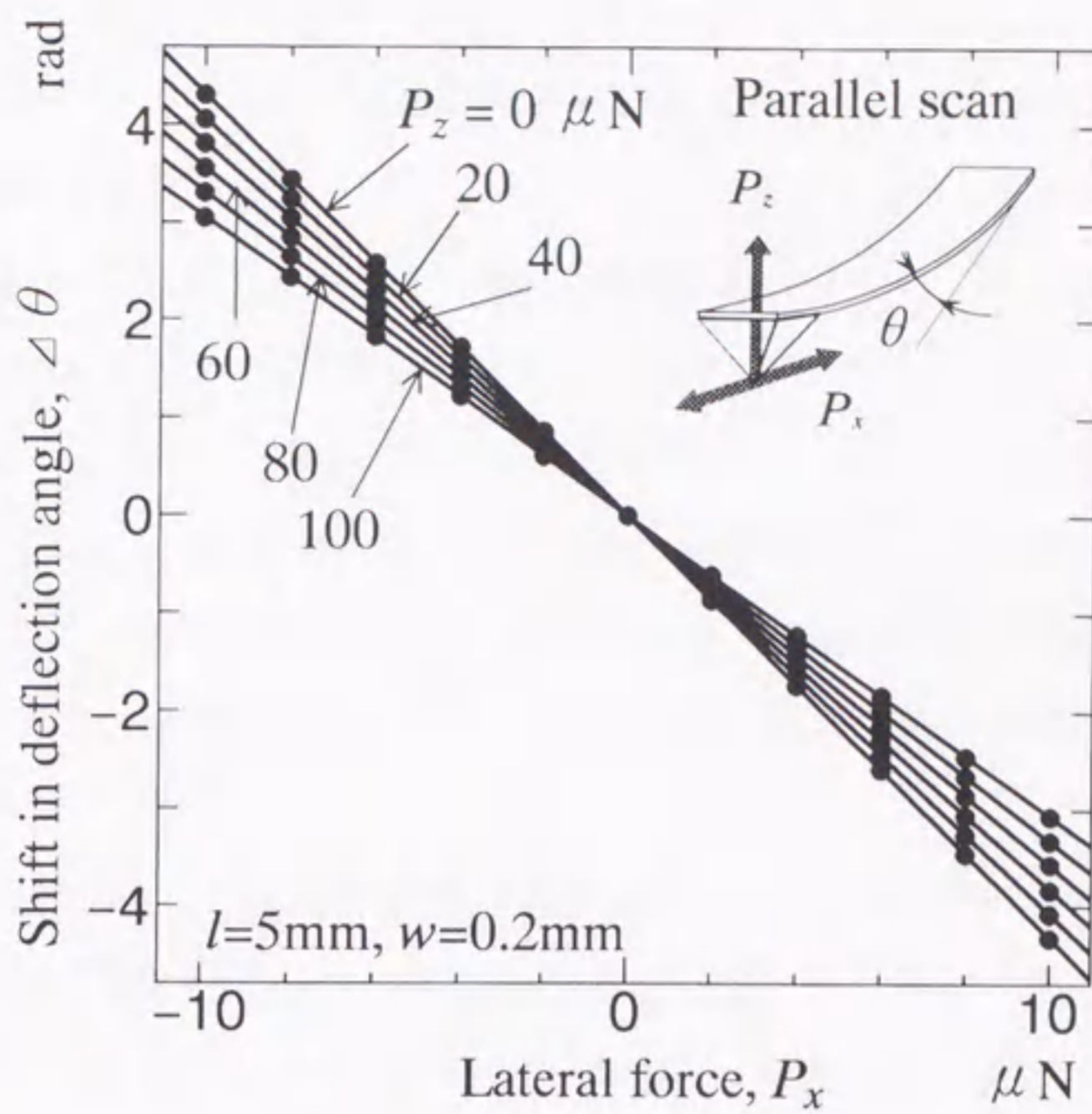


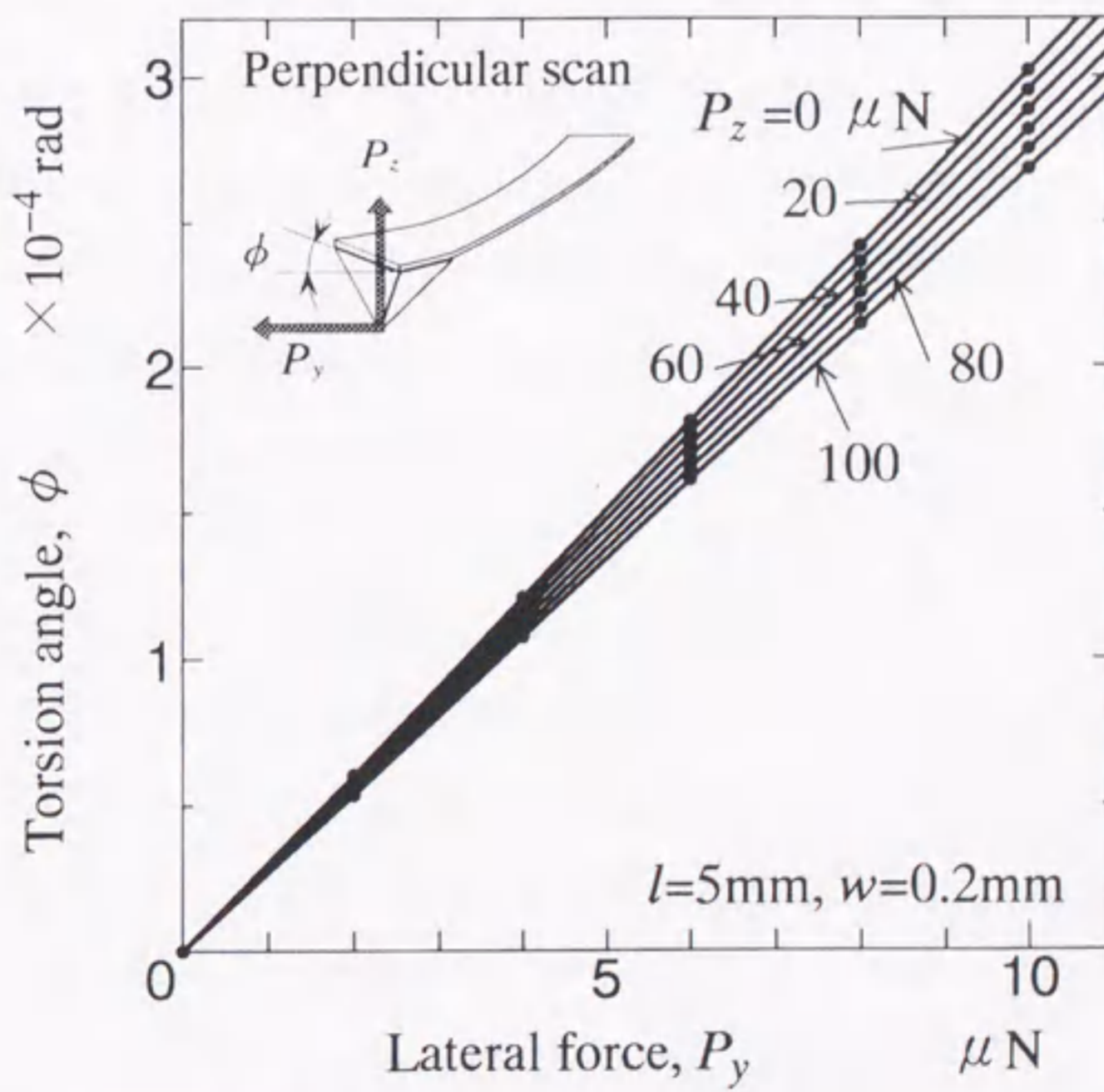
図 3.8: 平行走査と直交走査

計算結果を図3.9に示す。図(a)は平行走査した場合、図(b)は直交走査した場合である。図(a)において、横軸は水平力 P_x であり、縦軸のたわみ角 $\Delta\theta$ については、 P_z を加えた状態のたわみ角を初期たわみ θ_0 とし、 P_x を負荷した時のたわみ角 θ から θ_0 を引いた相対値 $\Delta\theta = \theta - \theta_0$ として示した。図(b)のねじれ角 ϕ については絶対値で示した。これらの結果より、水平力に比例してたわみもねじれも増加することがわかる。ただし、垂直力が増大すると、どちらの走査方向においても $\Delta\theta$, ϕ が減少することがわかる。

ここで重要な点は、たわみ角 $\Delta\theta$, ねじれ角 ϕ のいずれの場合においても、実験中に垂直力 P_z が厳密に一定に保たれていないと、同一の $\Delta\theta$, ϕ を検出したとしても単純に同一の水平力を測定していることにはならないということである。これは、たわみ角とねじれ角とが連成するためであり、ここではこれを第1の連成効果と呼ぶ。連成効果の影響を排除して摩擦力を正確に測定するためには、カンティレバーに作用する



(a) 平行走査に対するたわみ角



(b) 直交走査に対するねじれ角

図 3.9: 長方形カンティレバーのたわみ角とねじれ角

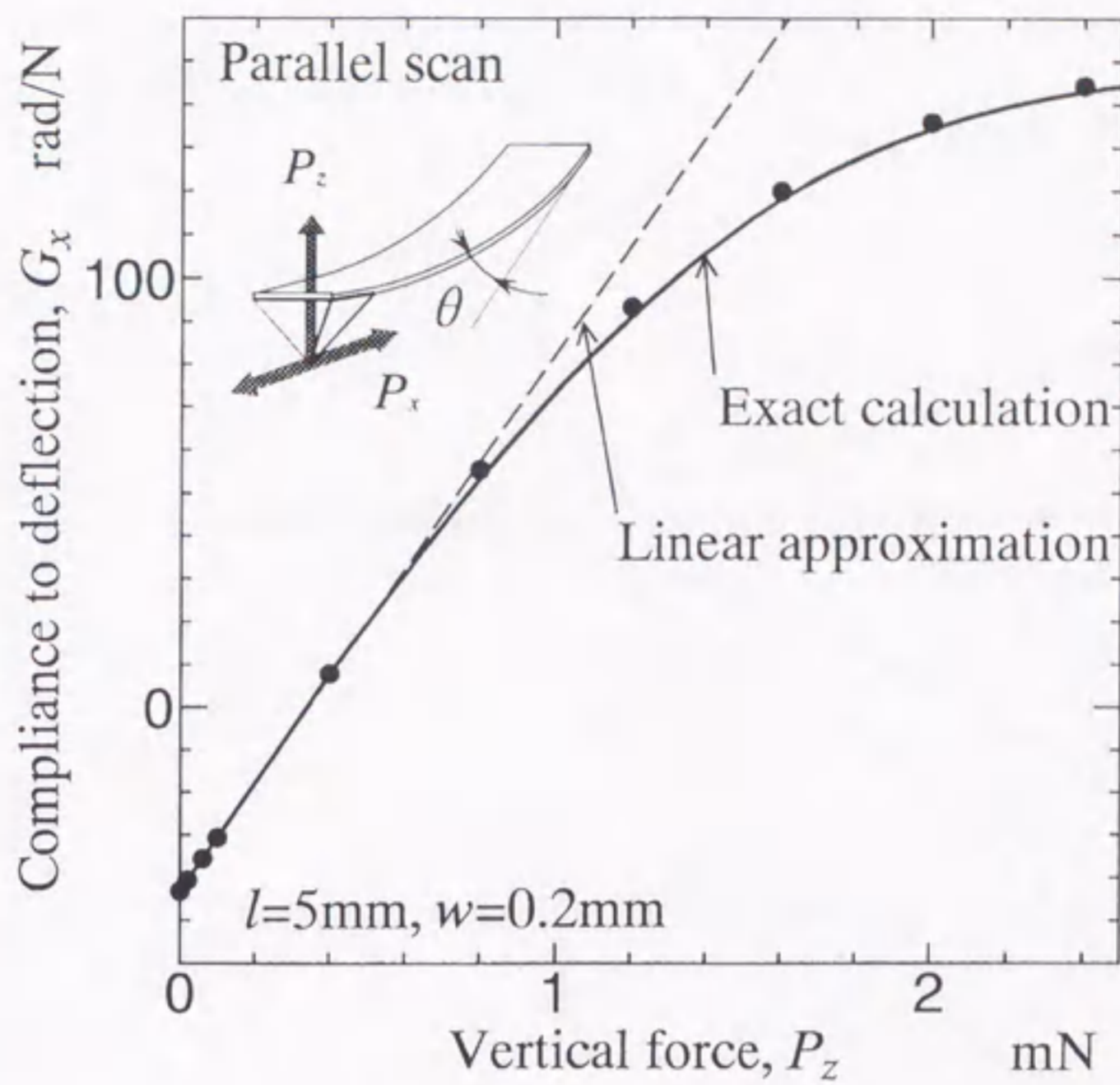
垂直力を一定値に保持する必要がある。

図 3.9 において、それぞれの直線の傾きはコンプライアンスに相当する。さらに広い範囲の垂直力を作用させて、コンプライアンスの変化を計算した結果を図 3.10 に示す。ここで図 (a) は平行走査、図 (b) は直交走査の場合である。図 (a) からねじれ方向のコンプライアンスは P_z に比例して減少し、さらに P_z が増大すると直線から逸脱することがわかる。また、図 (b) から、たわみ方向のコンプライアンスについても、 P_z に比例して増大し、 P_z が増大し続けると直線から逸脱することがわかる。図 (a) と図 (b) を比較すると、直交走査の方が広い範囲にわたって線形関係が成立することから、直交走査の方が平行走査に比較して P_z の変化に対して精度の高い計測が可能であることがわかる。

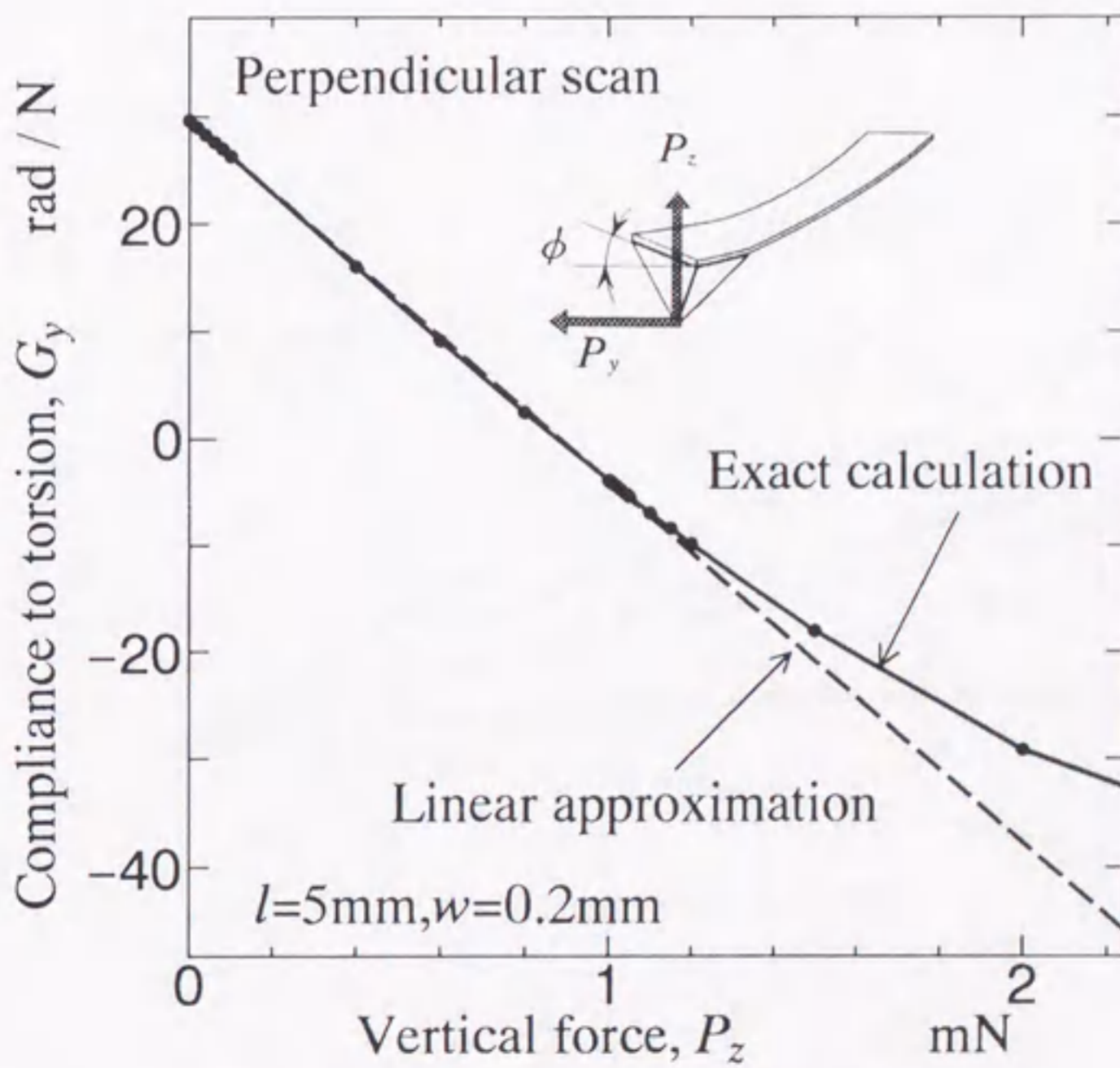
直交走査に関して、さらに広い範囲の P_z と P_y について、連成効果と非線形変形特性を計算した結果を図 3.11 に示す。図 (a) は、たわみ角 $\Delta\theta$ に及ぼす垂直力 P_z と水平力 P_y の連成効果、また図 (b) はねじれ角に及ぼす P_y の非線形変形特性である。縦軸は初期たわみ角 θ_0 からの差 $\Delta\theta = \theta - \theta_0$ である。水平力 P_y に対しては、ねじれ角 ϕ のみが直線的に変化することが理想的であるが、図 (a)、(b) からわかるように、 P_y の増大に伴ってねじれ角と連成してたわみ角も変化する。ここでは、これを第 2 の連成と呼ぶ。 P_y の増大は垂直力 $P_z < 0.865$ mN の場合には、たわみを小さくし、 $P_z > 0.865$ mN の場合にはたわみを逆方向に大きくする効果があり、これらの境界値である $P_z = 0.865$ mN では、 P_y の影響は消滅するという特性は興味ある現象といえる。

このように P_z に依存してたわみの向きが逆転する特性は一見奇妙にみえる。そこで、図 3.12 を用いて、そのメカニズムを説明する。小さな垂直力が作用している条件、たとえば $P_z < 0.865$ mN では、カンティレバーのたわみは小さく、これを初期条件として y 軸方向の水平力が作用した場合には、カンティレバーは前方にたわむため、たわみ角は小さくなる。また、 $P_z > 0.865$ mN ではカンティレバーのたわみは十分に大きく、この状態において y 軸方向の水平力が加わるとさらに後方にたわむために、たわみ角は大きくなる。

図 (a) に示したたわみ角の結果は、2つの興味深い結果を含んでいる。1つは、 P_y に対するたわみの感度が、 P_z の増大にともなって減少し、さらに増大すると負の値を取ることである。すなわち P_y に対する感度が正から負になる P_z が存在し、この P_z がカ

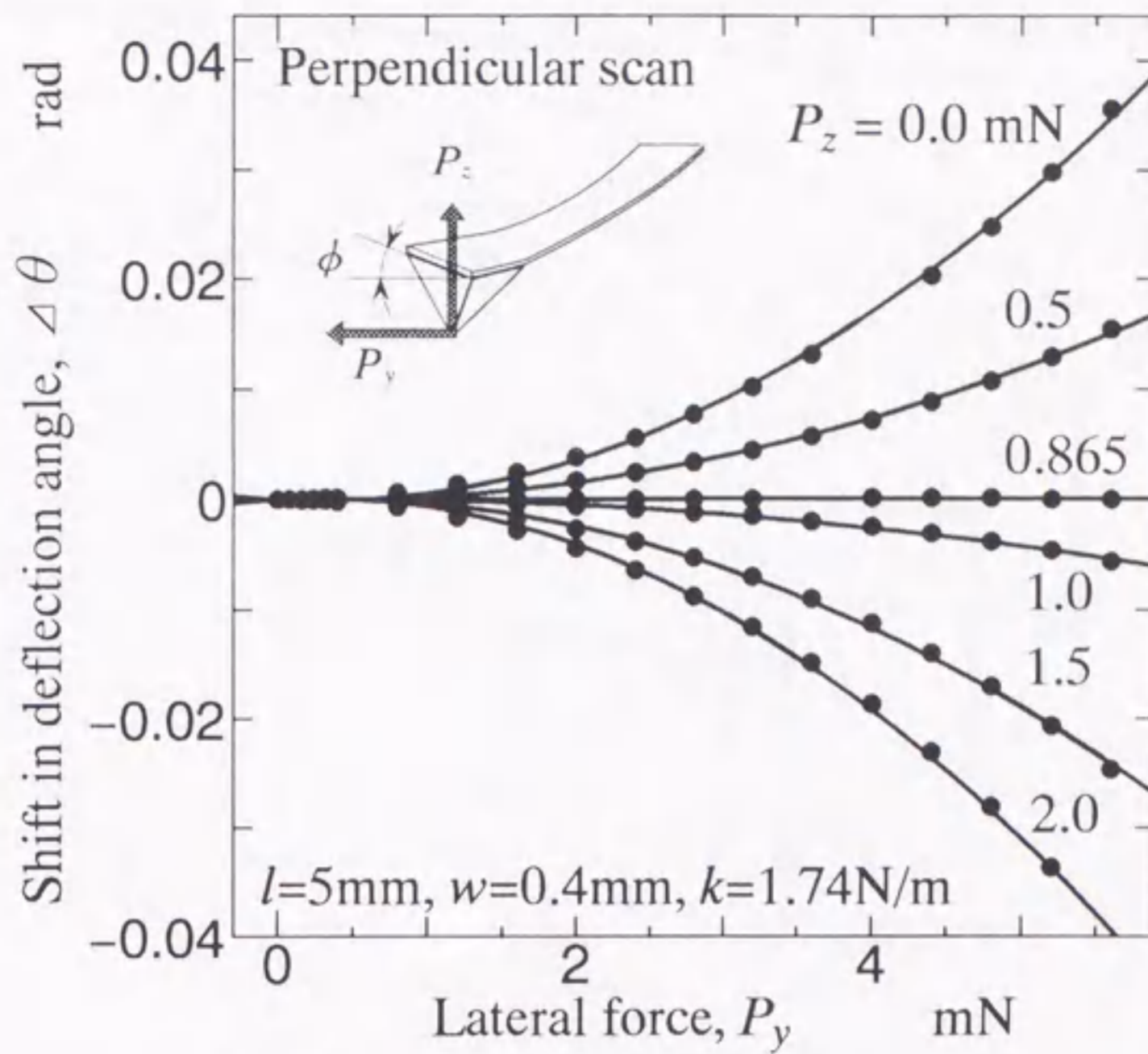


(a) P_x に対するコンプライアンス

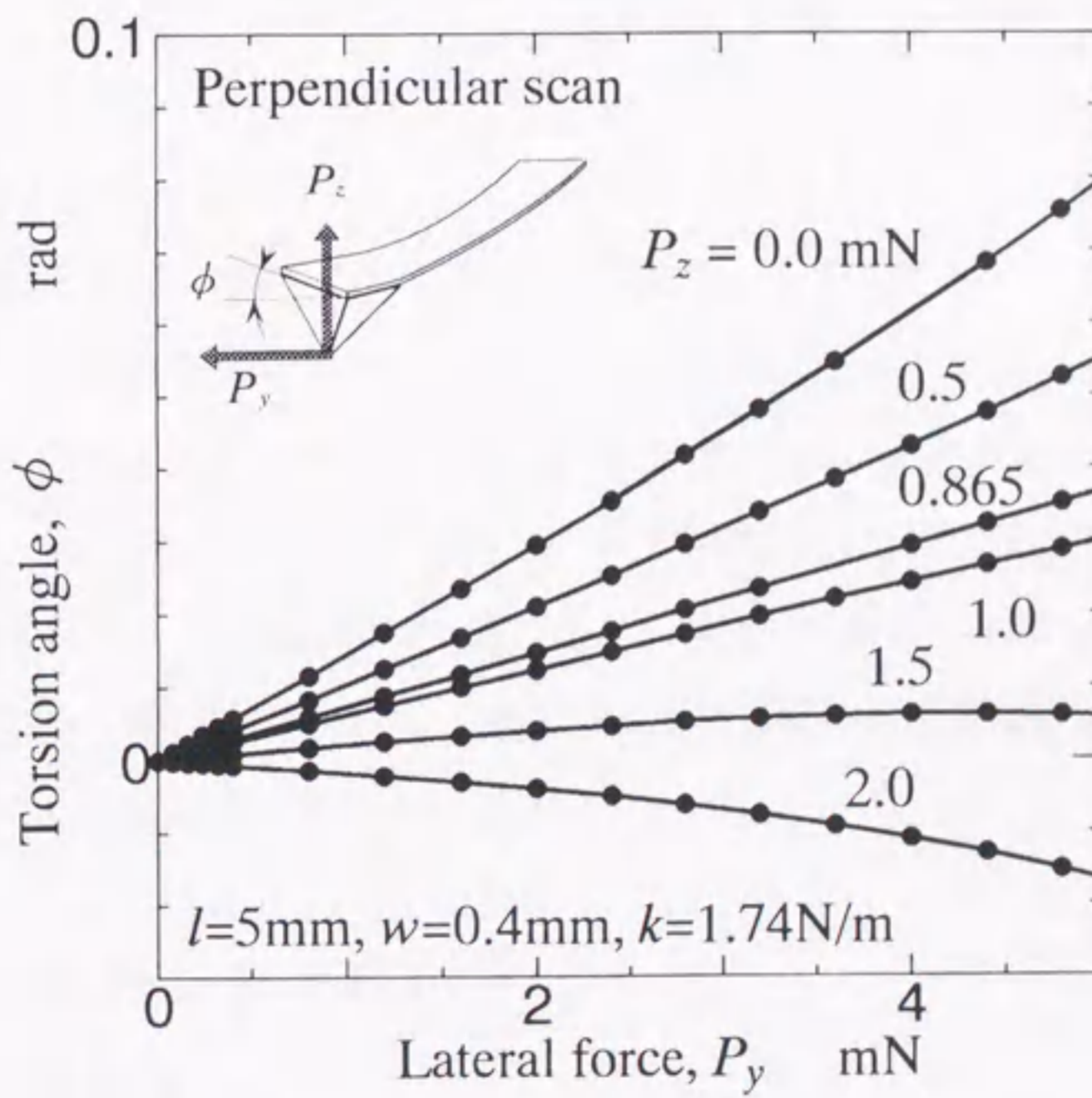


(b) P_y に対するコンプライアンス

図 3.10: P_x , P_y に対するコンプライアンスの垂直力依存性



(a) たわみ角に及ぼす垂直力と水平力の連成効果



(b) 水平力に関する非線形特性

図 3.11: 長方形カンティレバーのたわみ角とねじれ角

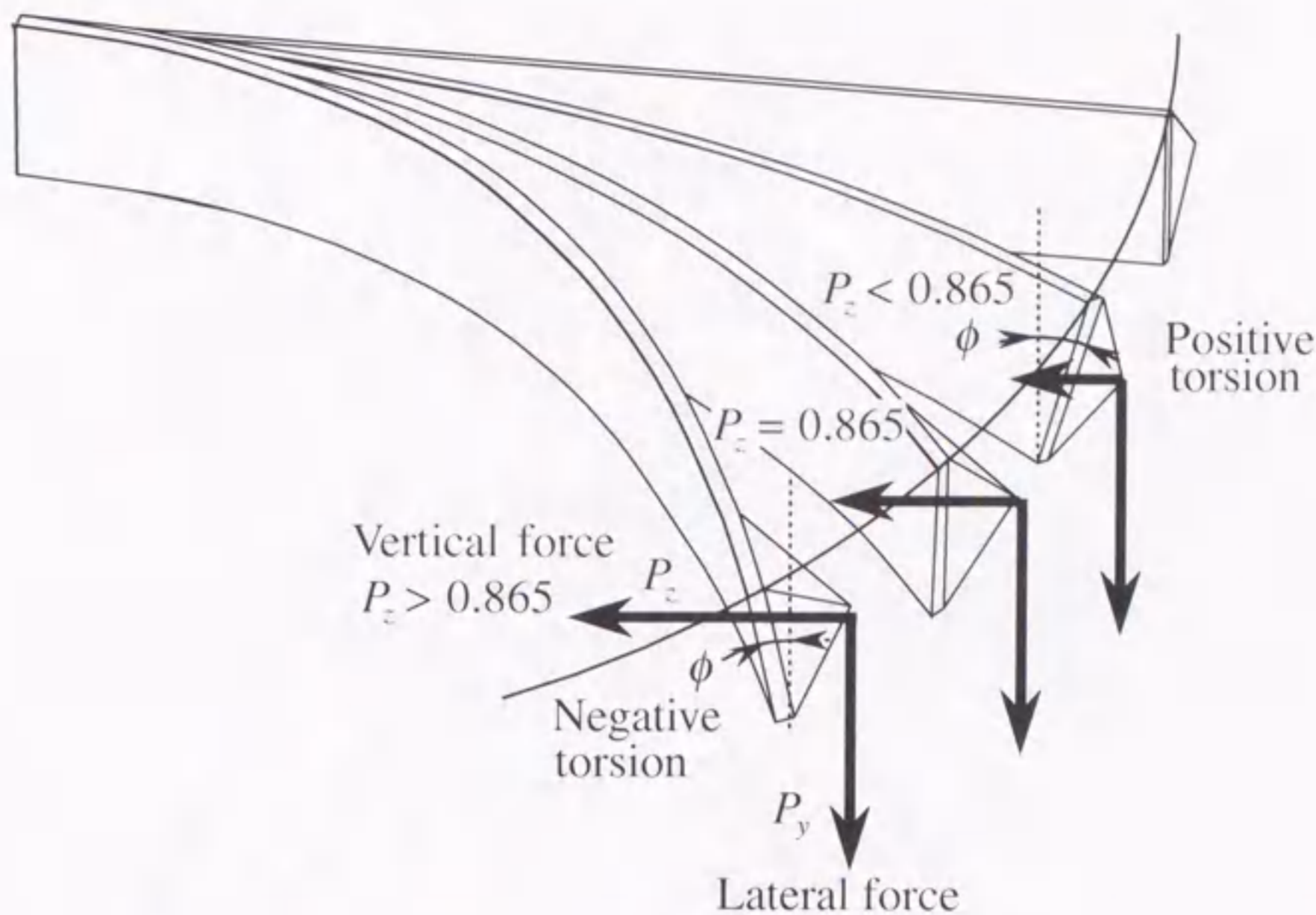


図 3.12: 垂直力に依存したねじれ方向

ンティレバーに作用している場合には、 P_y の大きさにかかわらずたわみ角は変化しないことになる。もう1つは線形性に関してである。 P_z が小さい場合 ($P_z < 0.865 \text{ mN}$)には、 P_y の増大とともにたわみ易くなるというソフトスプリングの特性をもち、逆に P_z が大きい場合 ($P_z > 0.865 \text{ mN}$)には、 P_y の増大とともにたわみにくくなるというハードスプリングの特性をもち、ソフトとハードの境界における垂直力 $P_z = 0.865 \text{ mN}$ では、図 (b) に示すようにねじれ角 ϕ は、水平力 P_y に対して直線的に変化するため、広い範囲にわたって ϕ が P_y に比例していることがわかる。 $P_z = 0.865 \text{ mN}$ では、 P_y の大きさに無関係にたわみ角 θ はほぼ一定であり、第2の連成効果は最小となる。また、このときには図 3.11(b) からわかるように、非線形変形特性の影響も最小となることから、 $P_z = 0.865 \text{ mN}$ が最適な条件といえる。

3.3 V字形カンティレバー

3.3.1 モデルの諸元

V字形カンティレバーとしては、実用されている図 3.13 のモデルを採用した⁽⁷¹⁾。その寸法形状を図 3.13 に示す。数値計算においては、非線形の板状の要素を用い、カン

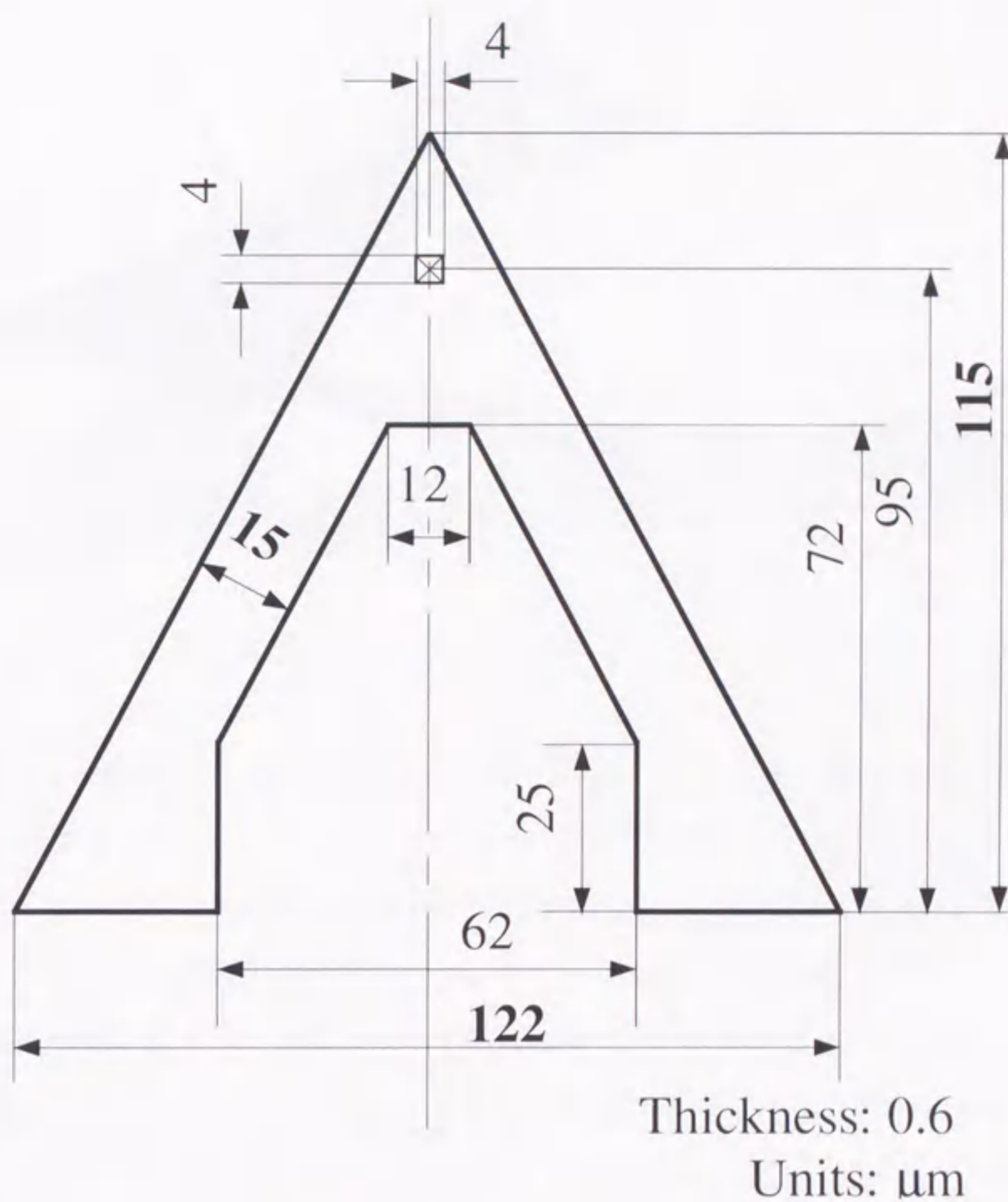


図 3.13: V 字形カンティレバーの寸法形状

ティレバー全体を 2408 個の節点をもつ 4032 個の要素に分割した。材料特性としては、シリコンのヤング率 $E = 204 \text{ GPa}$ 、ポアソン比 $\nu = 0.27$ を用いた。図 3.14 に典型的なメッシュパターンを示す。この図には、垂直力 $2.96 \mu\text{N}$ 、水平力 $30 \mu\text{N}$ を作用させたときのカンティレバーの変形量も同時に示した。

3.3.2 二軸方向の力による変形

V 字形カンティレバーについても、図 3.11 と同様の関係を求めた。ただし長方形カンティレバーに比較して、V 字形カンティレバーの方がかなり小さいため、これに合わせて作用力も小さくした。たわみ角に及ぼす水平力と垂直力の連成効果、および水平

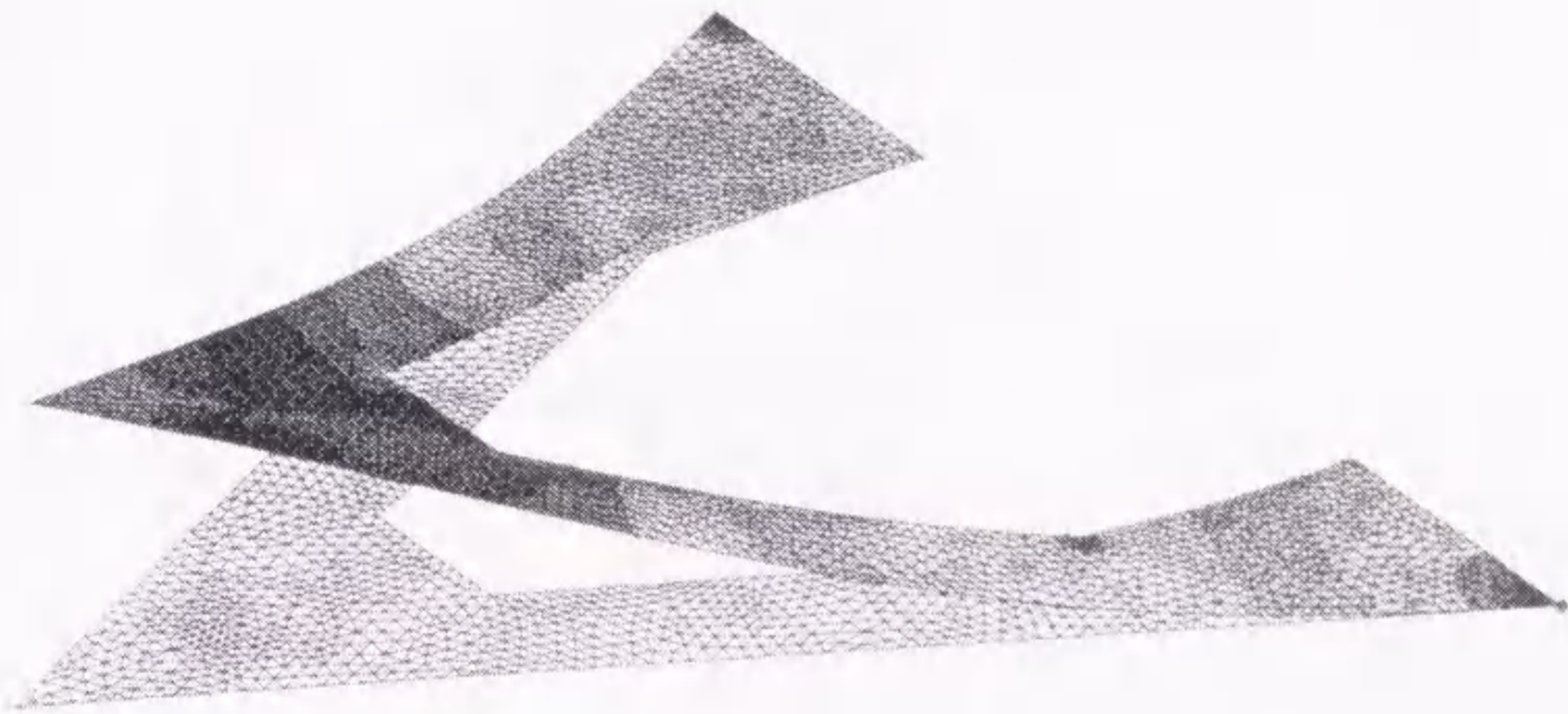
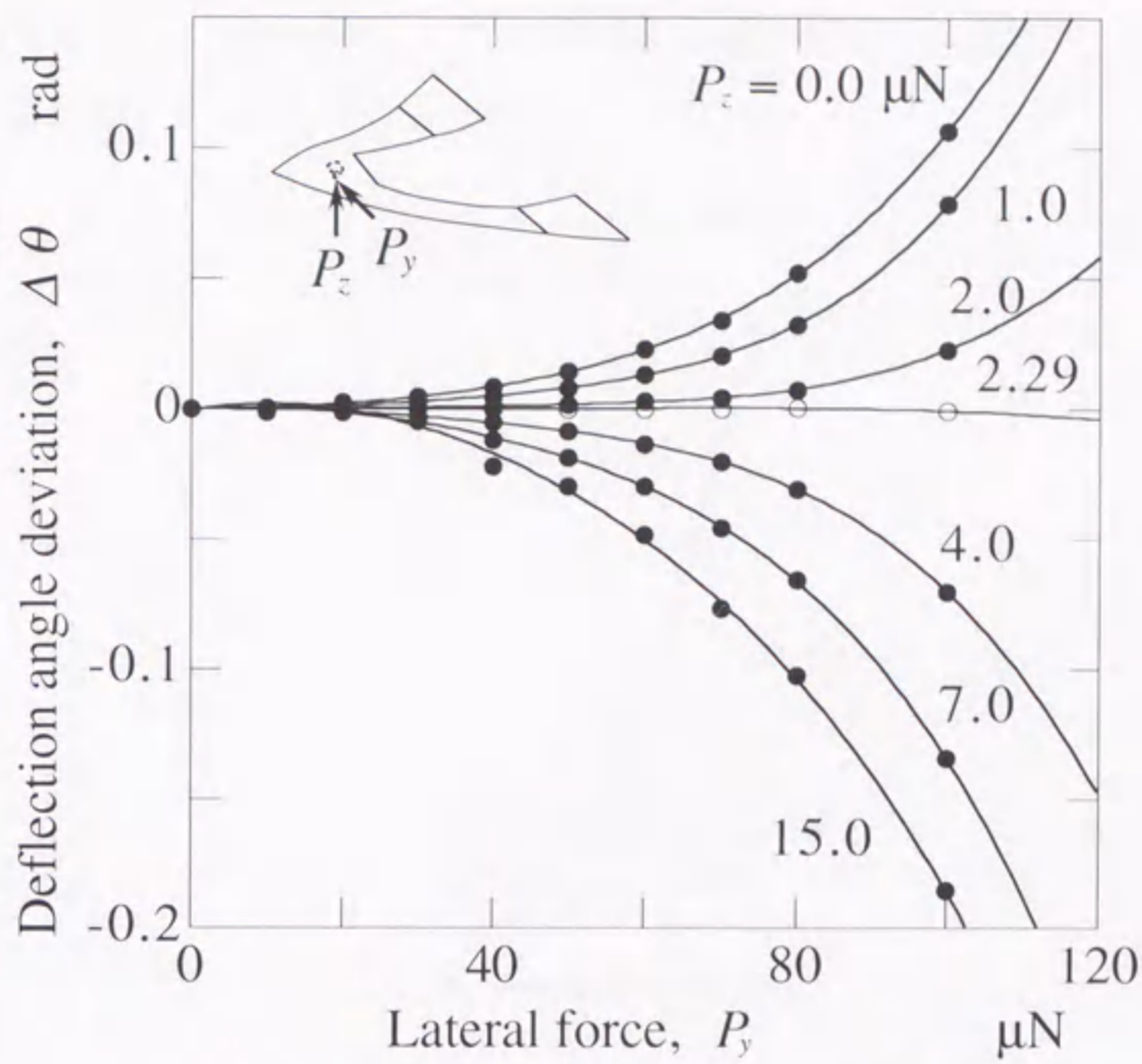


図 3.14: V字形カンティレバーのメッシュパターン

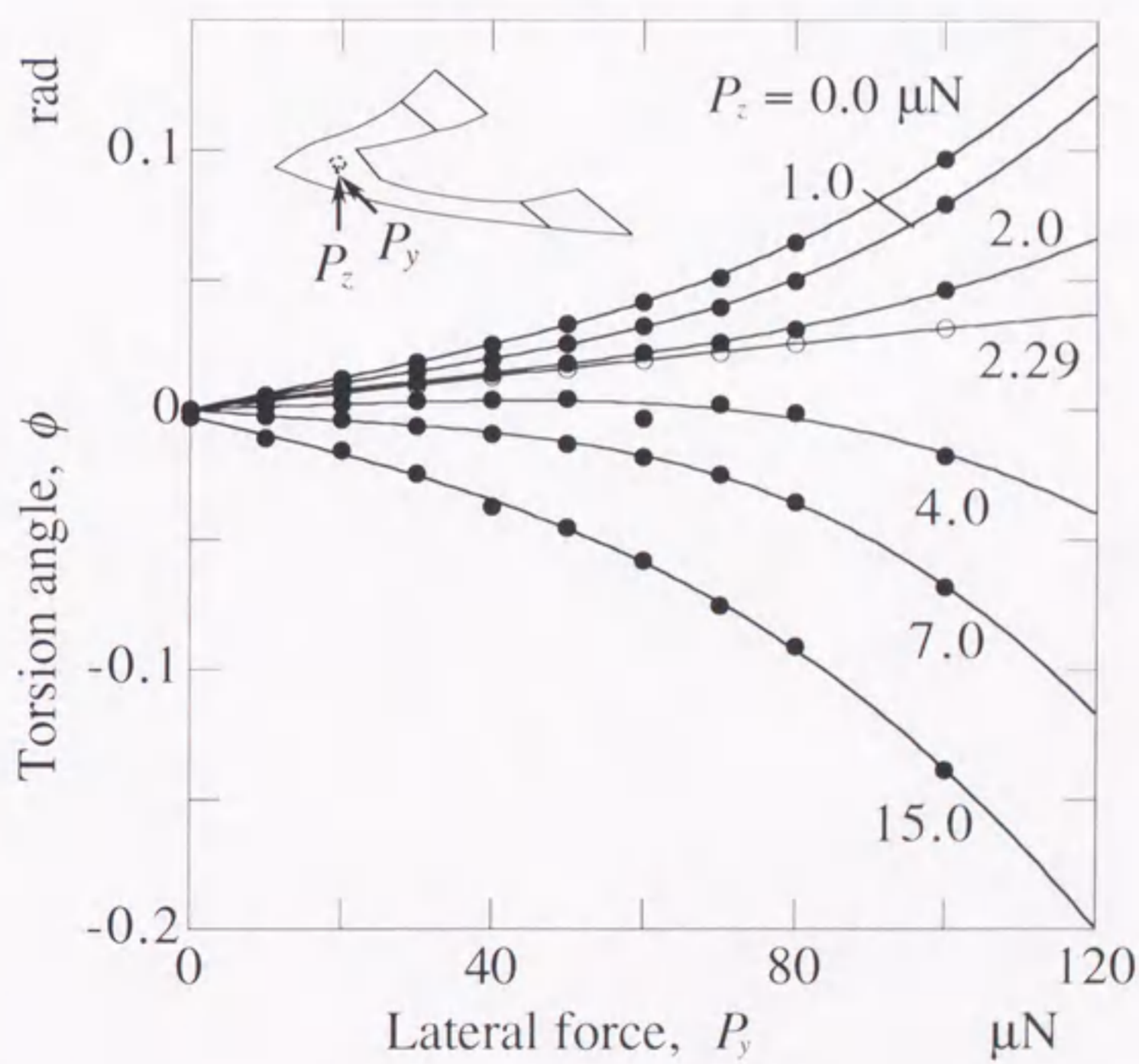
力に関する非線形変形特性を、それぞれ図3.15(a), (b)に示す。図(a)から、図3.11(b)に示した長方形カンティレバーと同様に、V字形カンティレバーにおいても、 P_z の増大にともなって P_y に対するねじれ角の感度は減少してゼロになり、さらに負の値になることがわかる。非線形変形特性についても、基本的には長方形カンティレバーと同様の関係が成立し、ソフトスプリングの領域は $P_z < 2.29\mu\text{N}$ であり、ハードスプリングの領域は $P_z > 2.29\mu\text{N}$ である。すなわち、図3.12に示した長方形カンティレバーの場合と同様のメカニズムが成立しているといえる。また、図(a)に示した水平力 P_y に対するたわみ角 $\Delta\theta$ が無限大になる垂直力 $P_z = 2.29\mu\text{N}$ においては、図(b)に示すように、 P_y に対するねじれ角 ϕ はほぼ直線的に増大するため、広い範囲にわたって線形性が保持されることがわかる。

図3.11中の実線は、それぞれねじれについては三次の多項式、たわみについては四次の多項式で近似した結果である。いずれの近似曲線も計算値によく一致しており、計算値に代わってこれらの近似式を利用できることがわかる。

カンティレバーの変形は図3.16に示すように光てこ法を用いて4分割のフォトダイオード上の光スポットの位置として検出されることが多い。そこで、カンティレバーの変形を光スポットの軌跡として表した結果を図3.17に示す。この図では、これまでと異なり縦軸はたわみ角の絶対値 θ であり、縦軸(たわみ角)は横軸(ねじれ角)の約3.3倍に拡大されている。この図から、反射光は連成効果や非線形変形特性のために複



(a) たわみ角に及ぼす垂直力と水平力の連成効果



(b) 水平力に関する非線形特性

図 3.15: V字形カンティレバーのたわみ角とねじれ角

雑な軌跡を描くことがわかる。また、実線は計算値を三次の多項式で近似した結果であり、計算値とよく一致していることがわかる。

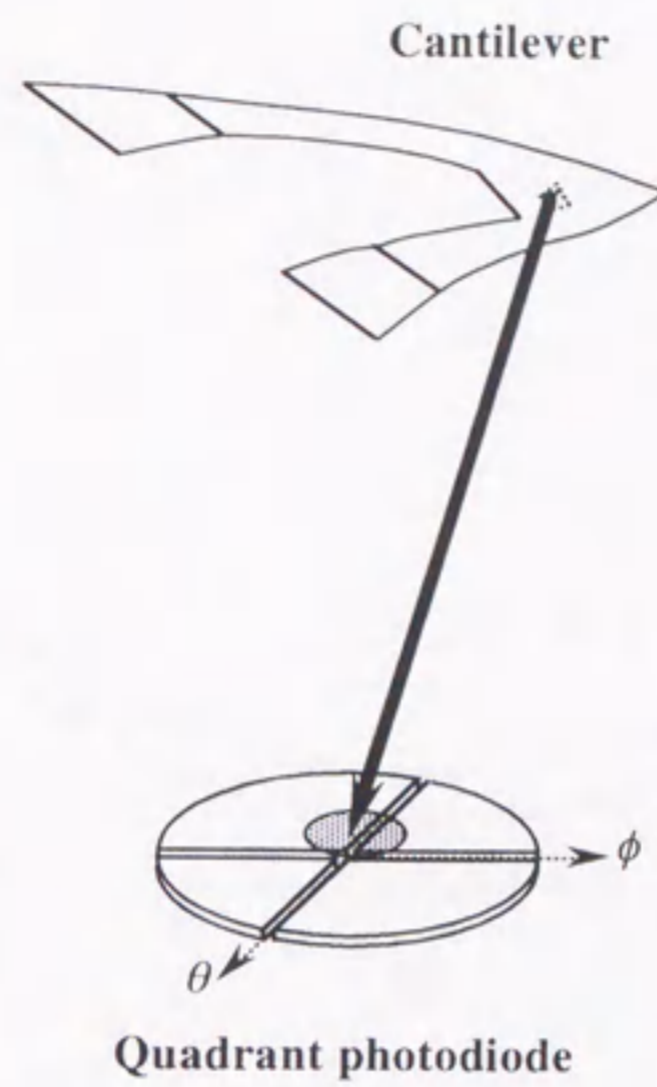


図 3.16: カンティレバーと4分割フォトダイオードの位置関係

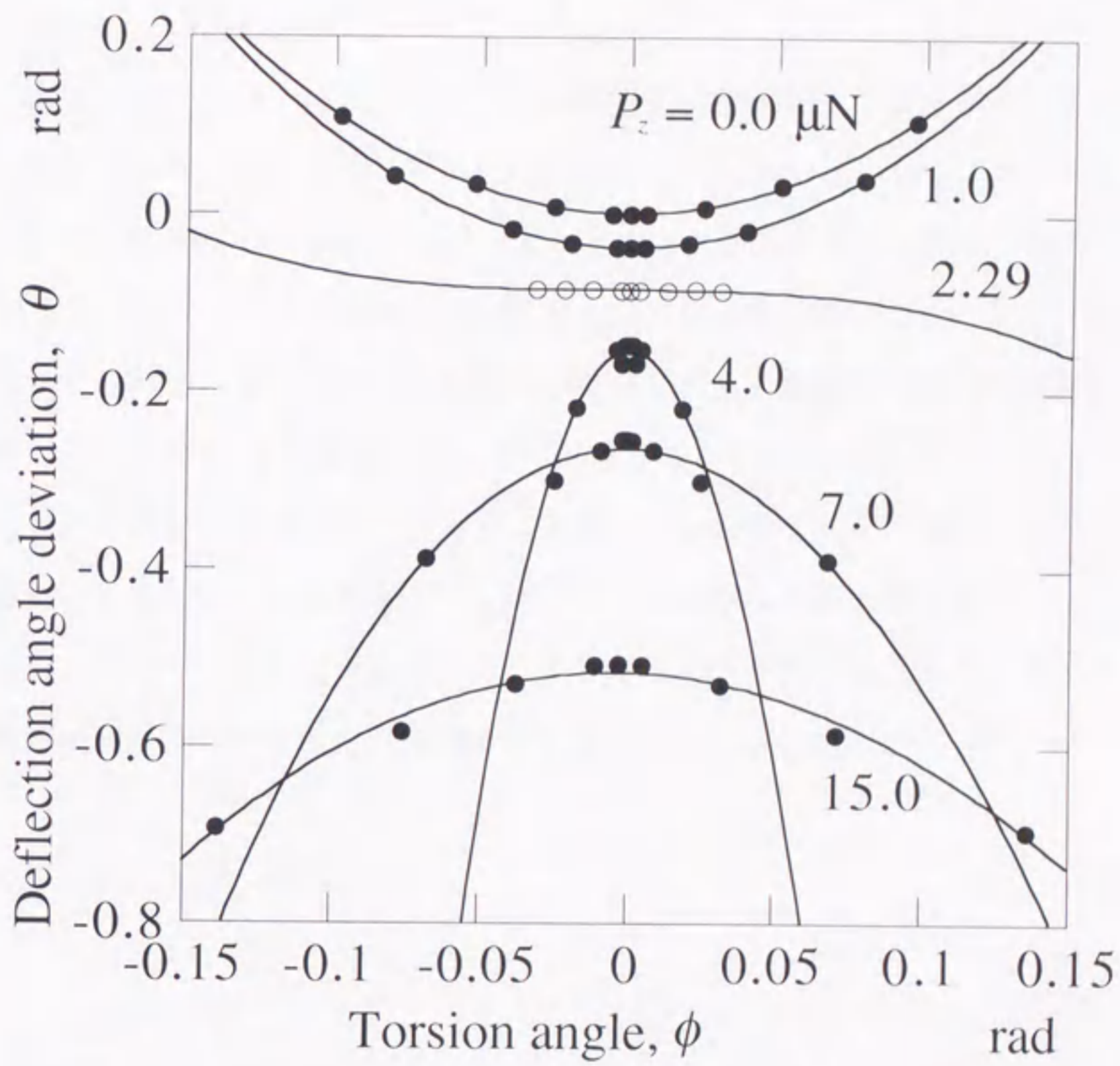


図 3.17: 4分割フォトダイオード上でのビームスポットの軌跡

3.4 結言

FFM用の長方形カンティレバーとV字形カンティレバーを対象として、非線形有限要素法を用いて、変形シミュレーションを行い、大変位の際に生じる連成効果と非線形変形特性を明らかにした。

まず、ダイヤモンド探針の接着されたステンレス製の長方形カンティレバーについて、たわみやたわみ角には連成効果と非線形変形特性が現れ易く、ねじれ角には、これらが現れにくいことを明らかにした。

長方形カンティレバーに垂直力を与えた状態で、直交走査により水平力を付加した場合の解析により、たわみ角に関するばね特性は、 P_z が小さい場合にはハードスプリング、他方、 P_z が大きい場合にはソフトスプリングの非線形変形特性があり、この境界の P_z 値において、たわみ剛性が無限大になることを明らかにした。また、上記の P_z 値において、ねじれ角の非線形変形特性は消滅し、広い範囲にわたって線形関係が成立するため、この P_z 値が最適な測定条件となることを見出した。

汎用されているV字形カンティレバーに対しても同様の解析を行い、ほぼ同様の結果を得た。また、直交走査の水平力に対するたわみ角は三次の多項式で近似できることを明らかにした。さらに、光てこ法により変位検出を行う場合の光スポットの軌跡を求め、軌跡が三次の多項式で精度よく近似できることを明らかにした。

第4章 SPM用マイクロプローブを用いた磁気ディスク表面凝着力の速度依存性の計測

4.1 緒言

磁気ディスクの表面には、信頼性・耐久性を確保するために、液体潤滑剤がごく薄く塗布されている。このため、ヘッドとディスクが静止中には、両者間に液体潤滑剤の架橋（メニスカス）が形成されて、ラプラス圧力に起因する吸引力（メニスカス力）が作用する。メニスカス力は、面精度の向上とともに著しく増大するため、起動停止を不可能にしてしまうという問題が生じる。このため、液架橋に起因する凝着力・摩擦力の特徴を解明することが重要な課題になっている。

ヘッドディスクインタフェースの凝着力・摩擦力に関する研究としては、これまでに二つの流れがある。一つは実際のヘッドとディスクを用いて、インタフェース全体としての特性を評価するマクロ的研究である。潤滑剤の種類・厚さ⁽⁷²⁾⁽⁷³⁾、表面の形状効果⁽⁷⁴⁾、動作中の特性変動⁽⁷⁵⁾⁽⁷⁶⁾、速度効果⁽³⁸⁾、時間効果⁽⁷⁷⁾、湿度効果⁽⁷⁸⁾などについて、多くの研究報告がある。他の研究の流れは、特性がインタフェース内部の個々の接触点におけるミクロな特性の積分値であるとして、単一の接触点の特性に着目するマイクロ的研究である。この研究では、プローブ走査顕微鏡の技術を応用して、先端が鋭利な触針を用いて膜厚効果⁽⁷⁹⁾、凝着力分布・摩擦力分布⁽⁸⁰⁾などが測定されてきた。これまで凝着力などの表面力の大きさは、主として準静的に測定されてきたが、起動停止時には速度の影響を無視することはできない。また、将来用として検討されているコンタクトヘッドでは、摺動中の表面力の動的特性が記録再生特性を支配することになる。このため、速度に依存した特性を定量化することが重要になっている。凝着力に及ぼす速度効果については分離力（分離時の最大凝着力）を測定した報告⁽⁴⁰⁾があるが、これはマクロ的研究であり、マイクロ的手法による報告はまだな

いようである。

本研究は、表面力の速度依存性に関する基礎的な特性を得るために、触針を用いたマイクロ的な研究手法により、ナノ分子膜に作用する凝着力の速度効果を測定する新しい方法を開発するとともに、超平滑ディスクに適用して液体潤滑膜の速度依存性を明らかにしたものである。マイクロ的研究手法では、先端に触針を固定したカンティレバーを用い、その変形量から触針に作用する力を換算して求めるため、力の測定はカンティレバーの変形量を高精度に測定する問題に帰着される。カンティレバーの変位の測定法としては、これまでに光てこ法⁽¹⁵⁾、ヘテロダイン干渉法⁽¹⁴⁾などが用いられてきた。相対運動に伴う表面力を測定する場合には、表面力の大きさと方向とを同時に測定する必要があり、4分割フォトダイオードを用いて光てこの変位を検出する方法が一般的である。この方法は構成が簡易で、高速性に優れているが、原理的には検出される量は変位ではなく、傾きである点に注意を要する。たとえば、変位の増加とともに光の反射点の位置が移動し、これに伴って傾きも変わることで、さらにカンティレバーの平坦性が悪い場合には、この影響は増幅されることになる。ヘテロダイン干渉法でも反射光を使用するので問題点は同じである。

本研究では、この問題を解決するために、カンティレバー表面にマイケルソン干渉法による干渉縞を形成して、干渉縞パラメータからカンティレバーの空間的に分布した変位を測定する方法を開発した。干渉縞画像の採取には超高速のCCDカメラ(40500コマ/秒)を用い、画像処理によりカンティレバーの空間位置を高精度に再現して、カンティレバーの位置をアニメーション表示して変位を求める方法を導入した。また、力の大きさを定量化するためには、触針が表面から離れる位置(分離点)の同定が必要であるが、本研究では分離後の過渡振動に着目し、過渡振動の回歸曲線から分離点を求める方法を導入した。さらに、本方法の有用性を確認するために実際のディスクを用いて実験を行い、分離力は速度の平方根にほぼ比例する結果を得た。なお、ここで開発した方法は、三次元的な変位の同時測定、ディスク面からの相対変位の直接測定など、マイケルソン干渉位相差法の特長⁽⁸⁾を活かせるため将来の拡張性ももっている。

4.2 実験装置と実験方法

実験装置の概要を図4.1に示す。実験系はマイケルソン干渉光学系、カンティレバー位置決め駆動系、画像撮影系、画像処理系で構成される。破線で囲まれた部分がマイケルソン干渉用光学系である。He-Neレーザ（直線偏光，7 mW）からのビーム（径0.79 mm）をエキスパンダーで10倍に拡大し、ハーフミラーで分割して参照面（全反射ミラー）と物体面（カンティレバー）に照射する。参照面と物体面からの反射光を合成し、CCDカメラで撮影する。CCDカメラ（フォトロン：FASTCAM-ultima-3）は、動的測定ができるように超高速の撮影機能（最高速度40 500コマ/秒，最高シャッタ速度1/4 500秒）を具備している。観測面は256×256のMOS型固体撮像素子（サイズ1 cm×1 cm）である。撮影した画像信号は64×64ドット×8ビットのフレームメモリ（320 MB）に蓄積する。これらの画像はGPIBによりコンピュータに取込み、画像処理を行う。

表面力測定用のプローブとしては、異方性エッチングで形成した長さ0.1 mm程度のV字形のもの⁽³⁵⁾が量販されている。しかし、ヘッドディスクインタフェースでは、実際の条件に合わせるために、より大きな力の測定ができる大形のものが必要される。そこで図4.2に示した接着組立形のプローブ（アフティ製）を用いることとした。これは、ステンレス製のカンティレバー（幅：0.2 mm，長さ：8.1 mm，厚さ：20 mm）の一端にピラミッド状のダイヤモンド触針（高さ：0.3 mm，先端の曲率半径：0.1 μm ）を接着固定したもので、量販品に比して耐摩耗性に優れ、一桁大きい力を測定できる特長がある。カンティレバーの表面は反射率を高めるために白金めっき（厚さ：0.1 μm ）されている。なお、カンティレバーのばね定数は0.14 N/m（計算値），固有振動数は243 Hz（実測値）である。カンティレバーの諸元を表4.1に示した。

カンティレバーと試料は、それぞれ微動位置決め用の piezoアクチュエータ（レバー側 PZT と試料側 PZT，トーキン：AE0505D16）に固定され、さらにそれぞれの PZT は姿勢調整機能をもつジンバル機構に固定されている。試料側のジンバル機構は x 軸方向粗動用のステップモータ（シグマ光機：MINI-60ZF）に搭載されている。レバー側 PZT は、信号発生器で発生させて高速電力増幅器で増幅した三角波に沿って定速駆動する。試料側 PZT はコンピュータ制御によりステップ駆動する。PZT とステップモータの諸元は表4.2に示した。

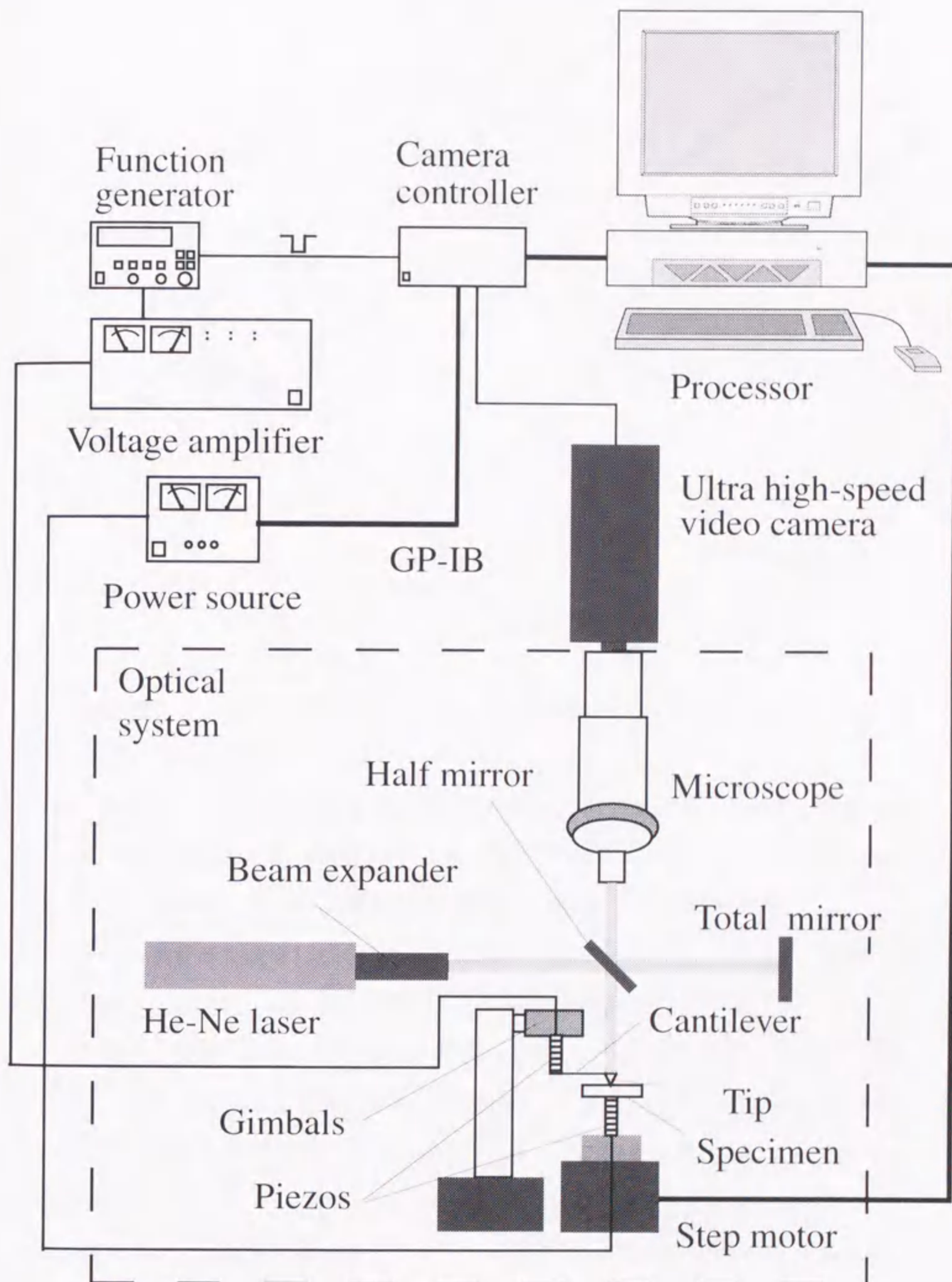


図 4.1: 光学系と実験装置の構成

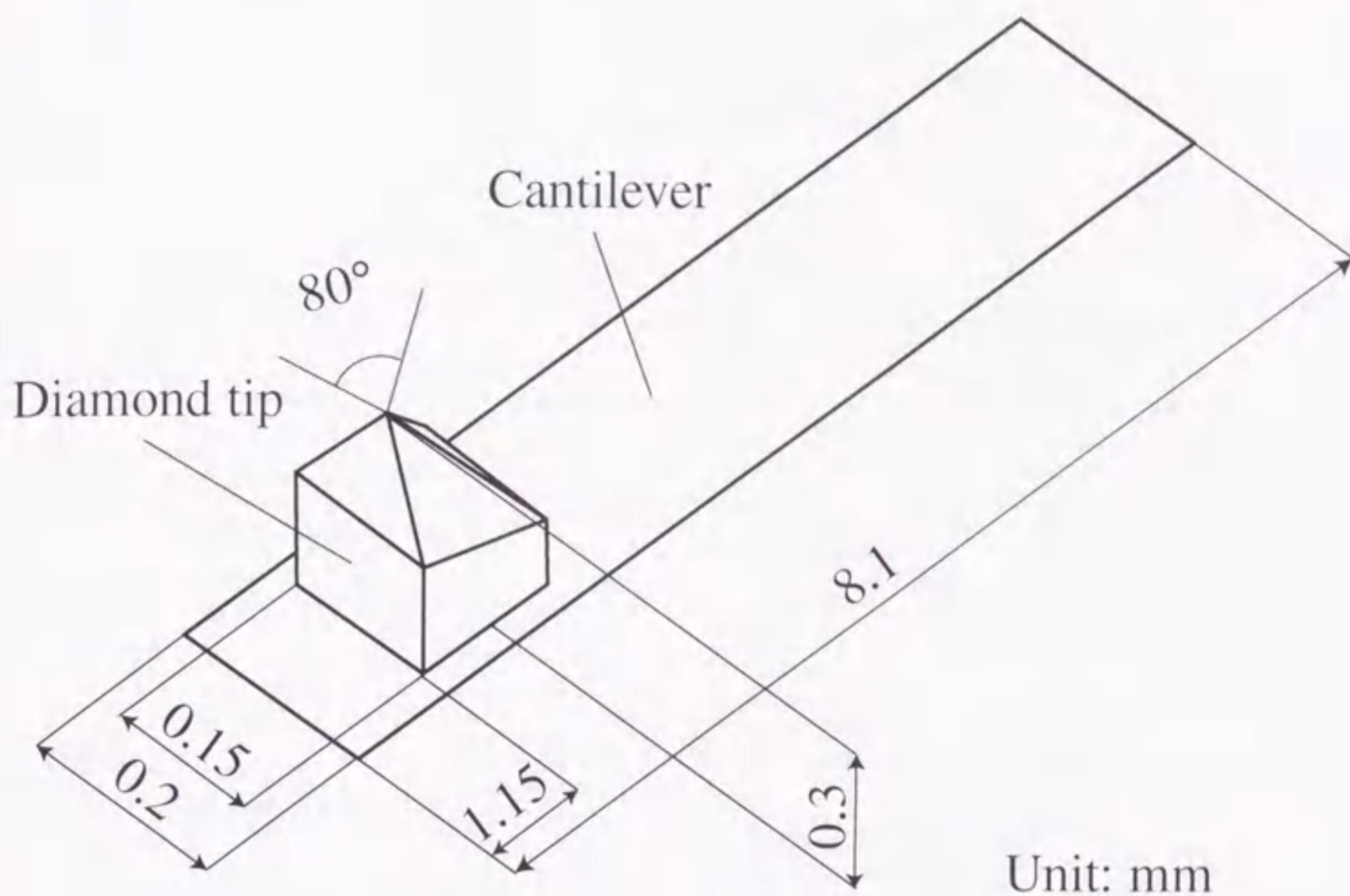


図 4.2: カンティレバーの形状と寸法

実験の精度は初期の設定調整の方法に大きく影響される。初期設定の要点としては、以下の二つがある。

一つの要点は干渉縞の形成条件の最適化である。測定領域として平坦度が高く変形の少ない触針接着面の背面を選定し、この領域に縞がカンティレバーの幅方向に形成されるように調整する。さらに縞本数は縞位置の分解能と画像ノイズの影響のトレードオフから4本程度を選定した。干渉縞は観測面（CCDチップ面）において12倍（対物レンズ×2，撮影レンズ×20）で撮影した（画素分解能 $3.3\ \mu\text{m}$ に相当）。

他の要点は接触点（零点の位置）の設定方法である。図4.3に試料の移動量と触針の移動量との関係を示す。完全に離れた位置(A)から試料を触針に接近させる。触針が表面に十分接近した位置(B：接触開始点)において、触針は表面力によって瞬時に表面に吸引されて、カンティレバーは試料側にたわんで不安定な状態になる(C)。このため、零点の位置の設定には注意を要する。ここでは、できるだけ再現性を高めるため、以下の4段階の工程により位置設定を行った。

- (1) 信号発生器からの信号を電力増幅器で100 Vに増幅してレバー側PZTに印加し、

表 4.1: カンティレバーの諸元

Diamond tip	
Shape of apex	Trigonal
Radius of curvature	$\leq 0.1 \mu\text{m}$
Leaf spring	
Material	Stainless steel (plated with platinum)
Shape	Rectangular simple plate
Width / Length	0.2 / 8.1 mm
Thickness	20 μm
Spring constant (calculated)	0.14 N/m
Natural frequency	243 Hz

表 4.2: PZT とステップモータの諸元

Piezo electric actuators (PZT)	
Type	AE0505D16 (TOKIN)
Dimension	$5^W \times 5^H \times 20^D \text{ mm}$
Capacity	1.4 μF ($\pm 20\%$)
Sensitivity	11.6 $\mu\text{m}/100\text{V}$ (± 2.0)
Compression resistance	850 N
Resonance frequency	69 kHz
Step motor	
Type	MINI-60ZF (SIGMA KOKI)
Minimum feed	0.5 $\mu\text{m}/\text{step}$
Working distance	5 mm
Repeatability	10 μm
Backlash	5 μm

あらかじめ触針を降下させておく (A).

- (2) ステップモータによる粗動 (0.5 μm ステップ) と試料側 PZT による微動 (0.12 μm ステップ) とを組み合わせ、まず微動により 0.12 μm ステップで最大 0.6 mm まで送り、B 点に達しなければ、PZT を零まで戻してから粗動により 0.5 μm 送る。この動作を繰り返して触針と試料が接触開始する位置 (B) を探索する。
- (3) C 点の状態では安定な接触とはならず、カンティレバーは微小振動を開始する (D)。微小振動の発生原因は特定できないが、触針先端が固体面には接触せず潤滑液中に浮揚しているためと考えられる。そこで、さらに微小振動が完全に停止

するまで PZT を押し込む。ここでは触針は試料表面と固体接触しているとみなせるので、この位置を安定接触位置 E とする。

- (4) さらに、より安定な接触状態を得るため、E 点より $1.2 \mu\text{m}$ だけ試料側 PZT を押し込んでおく。E 点より以降ではカンティレバーは試料押し込み量に比例してたわむようになる。

この状態において、超高速カメラを起動させ、これをトリガーにして信号発生器を作動させ、レバー側 PZT を定速度で縮めて、カンティレバーを上昇させ、触針を試料表面から引き離す。この間の干渉縞の変化を 2.02 秒間 (81 810 枚の画像) にわたって撮影する。

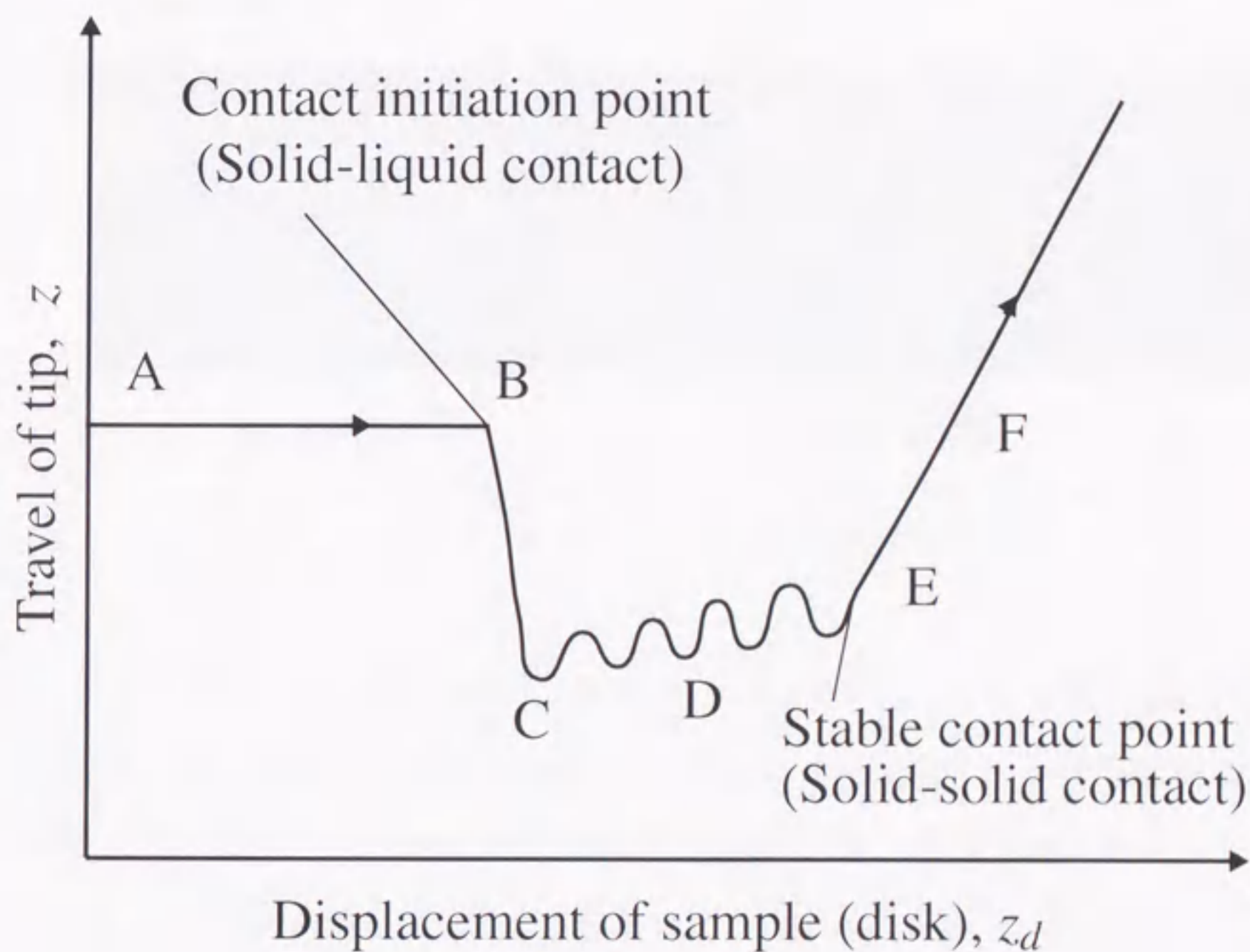


図 4.3: 試料を接近させたときの触針の応答

4.3 カンティレバーの変位の二次元測定

4.3.1 干渉縞の画像処理

カンティレバー表面において形成された干渉縞パターンを図4.4に示す(濃度は正規化済み)。この画像から、カンティレバー表面は光学的にみると平坦度が低いことがわかる。表面が幅方向に丸みを帯びているのは、白金めっき処理時のエッジ効果によるものと思われる。また破線で囲った矩形領域の左右で大きく曲がっているが、この領域の裏側に触針が接着固定されていることから、触針の接着工程で曲げられたものと思われる。これらの表面の非平坦性は、従来法のように光てこ法を使用する場合には、反射点の移動によって反射方向が変化するため、測定誤差になることに注意を要する。

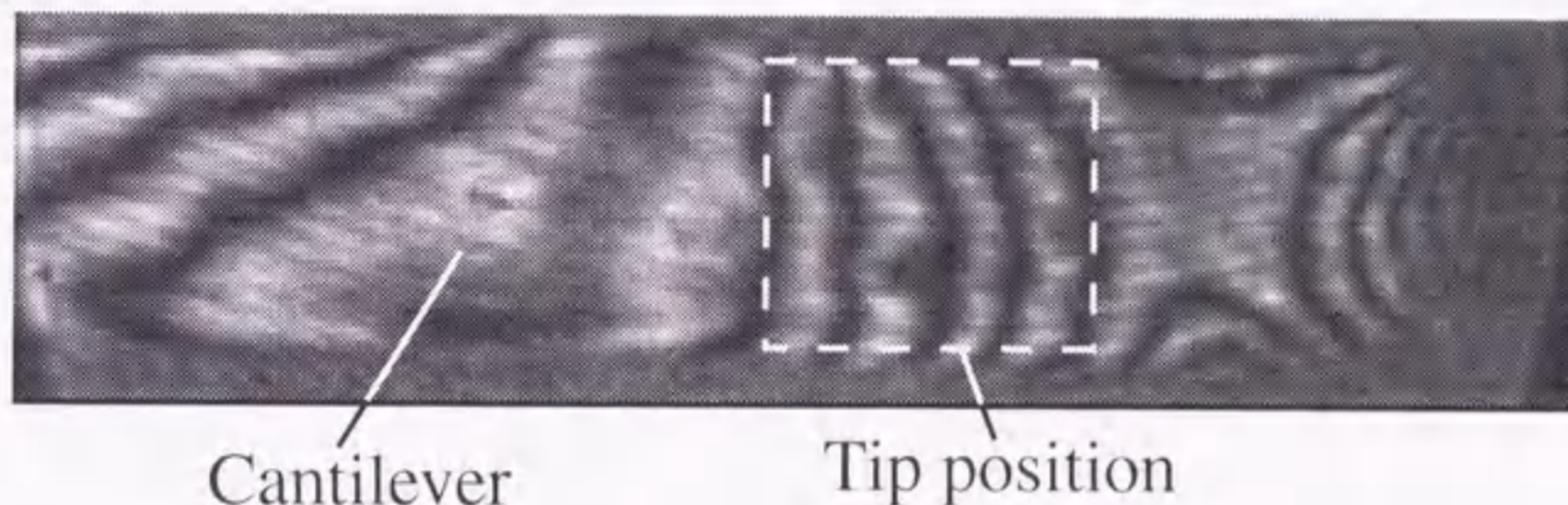
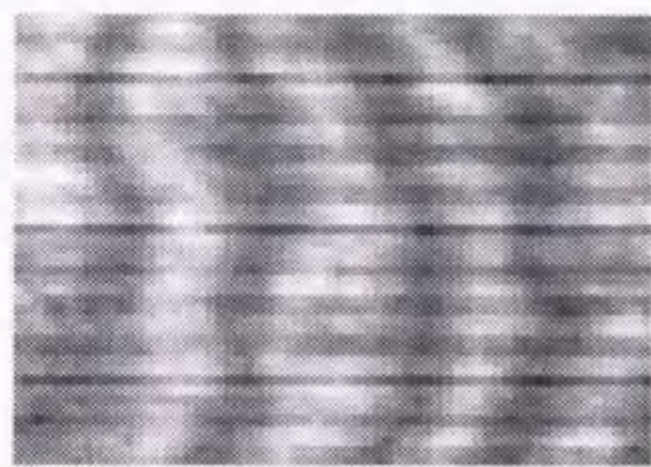


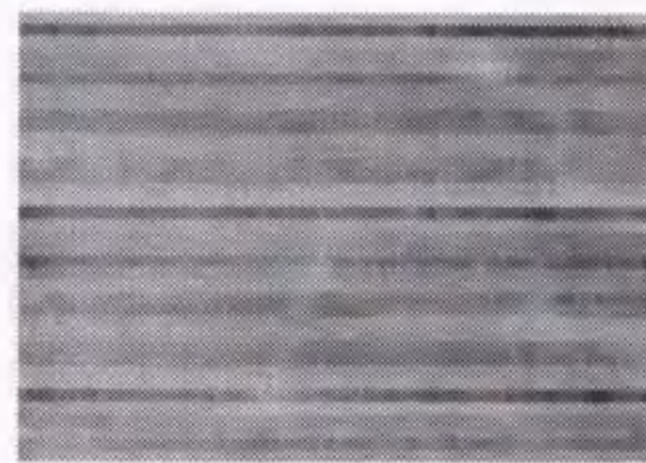
図 4.4: カンティレバー表面上の干渉縞

観測された画像には、縞情報以外に種々のノイズ成分が含まれている。これらには迷光や散乱光による高周波の干渉(同心円状の場合が多い)、固体撮像素子の感度の不均一(CCD素子の配列方向に沿った不規則な縞)、背景画像の濃度の不均一などがある。これらの影響を除去して、鮮明な尾根線を抽出するために、図4.5に示す画像処理を導入した。

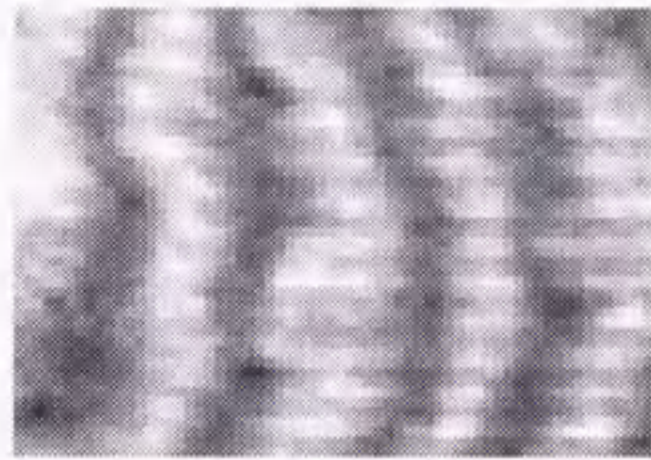
- (1) 原画像(図4.5(a))には、カンティレバー表面の粗さに起因するノイズや、CCDカメラによるノイズが含まれている。これらを抑圧するために、あらかじめカンティレバーからの反射光のみの画像(図4.5(b))を記録しておき、図4.5(a)から図4.5(b)を差し引く(図4.5(c))。
- (2) これら以外の高周波のノイズの影響を低減するため、メディアンフィルタを通し



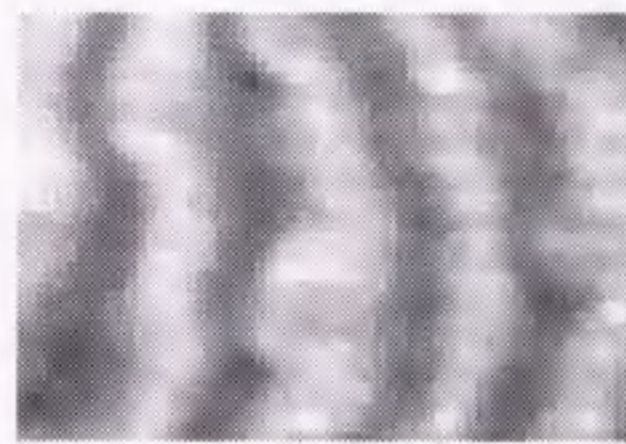
(a) Original image



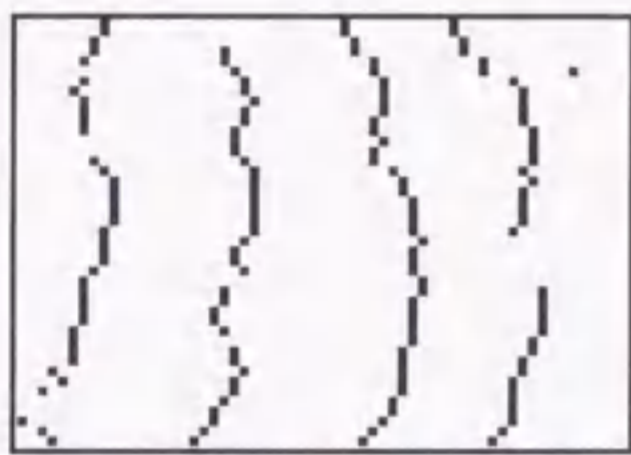
(b) Background noise



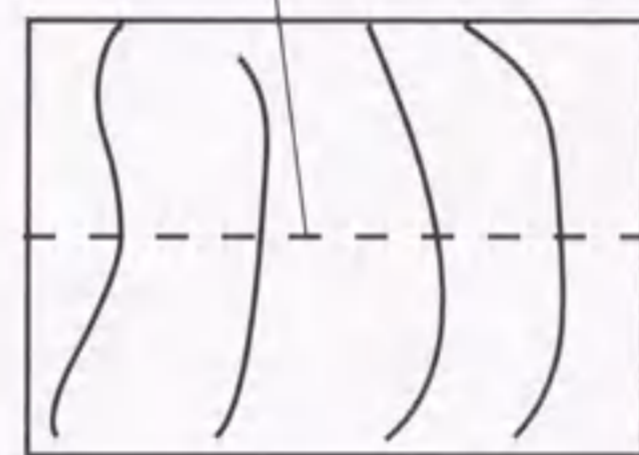
(c) After background noise elimination



(d) After median filtering
Centerline of cantilever



(e) Peak detection



(f) Ridge line extraction

図 4.5: 干渉縞パターンの画像処理

て平滑化する (図 4.5(d)).

- (3) 長手方向の走査線ごとに縞幅に応じて平滑化点数を変化させる Savitzky-Golay 方式の平滑化微分⁽⁸²⁾を適用して、長手方向に沿った輝度値の極大点を求める (図 4.5(e)).
- (4) 幅方向に沿って同一尾根線に属する極大点をグループ化し、これらの点に対して最小二乗法を適用して、4次多項式で表される尾根線を求める (図 4.5(f)).
- (5) それぞれの縞について、この作業を連続して行い、カンティレバーの形状と移動

量を計測する。

4.3.2 カンティレバーの立体位置の同定

起動直後におけるカンティレバー上の尾根線の移動の様子を図4.6に示す。縞間隙が垂直方向（方向）の位置を表しており、縞間隙 Δd を垂直方向距離 Δz に対応させれば、絶対位置を知ることができる。しかし、カンティレバーの傾斜角の変化の範囲が広い為、縞間隙の較正值 Δz は傾斜角の変動範囲にわたって一定とはみなせない。そこで、ここでは縞の次数によって垂直方向の位置を表し、縞間隙の較正法については後述する。

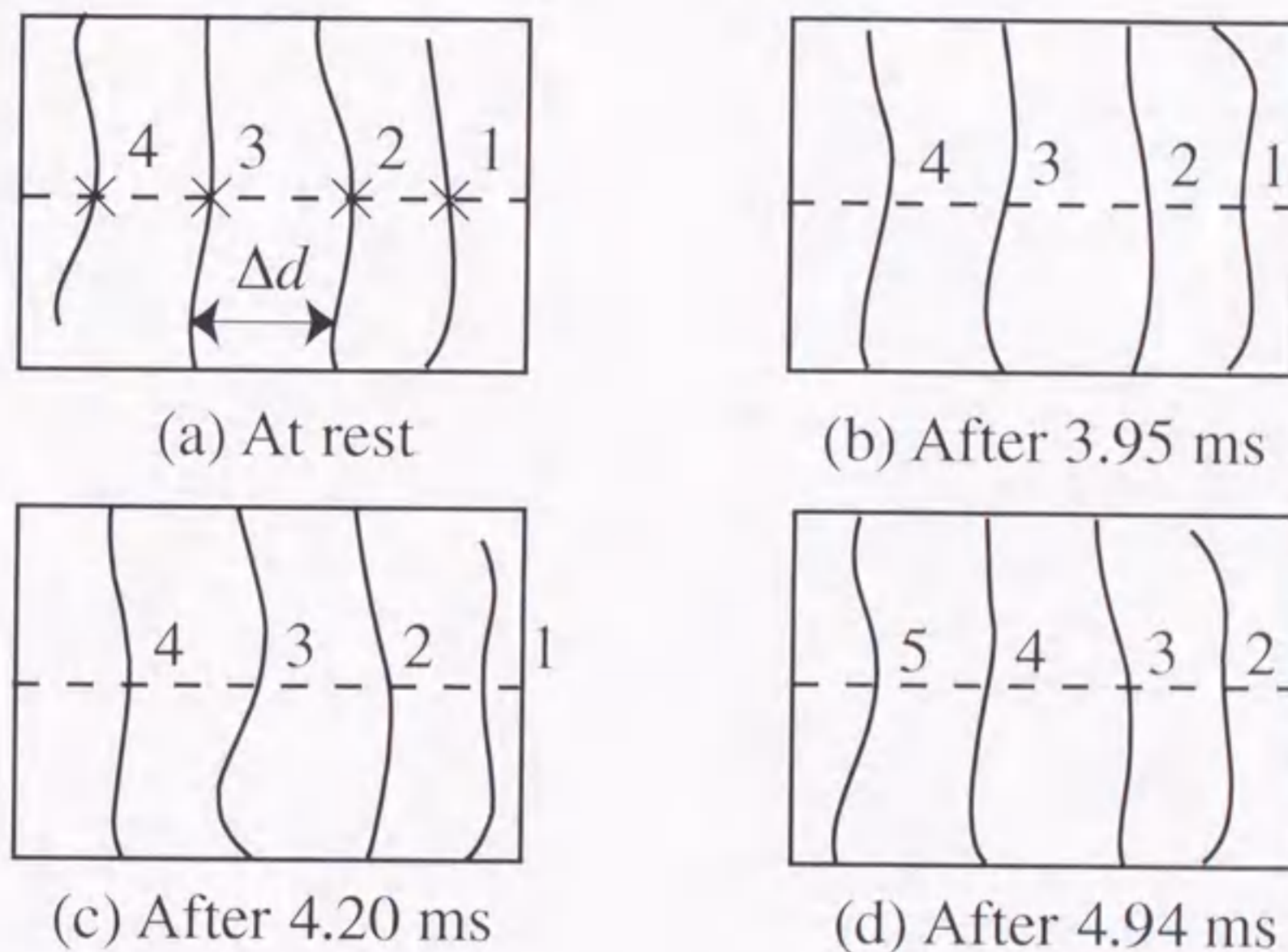


図 4.6: プローブ引き上げ動作中の干渉縞の動き

図4.6において、カンティレバー中心線上（破線）の垂直位置は、尾根線と破線との交点を縞次数に対してプロットすることにより再現できる。その一例を図4.7に示す。この図は触針が試料表面に静止した状態から分離するまでの触針位置近傍のカンティレバーの動きを表している。横軸の原点は触針の位置である。約1.98 ms までの区間では触針位置近傍は、ほぼ静止したままである。すなわちカンティレバー固定端側が上昇しても、触針は凝着力によって表面上に止まり、ばね力によって引張られた状態になる。約3.95 ms 以降では触針部が変位し始め、触針がディスク表面から分離

したことがわかる。触針位置の時間経過を逐次プロットすることにより、分離後の触針の過渡振動を求めることができる。

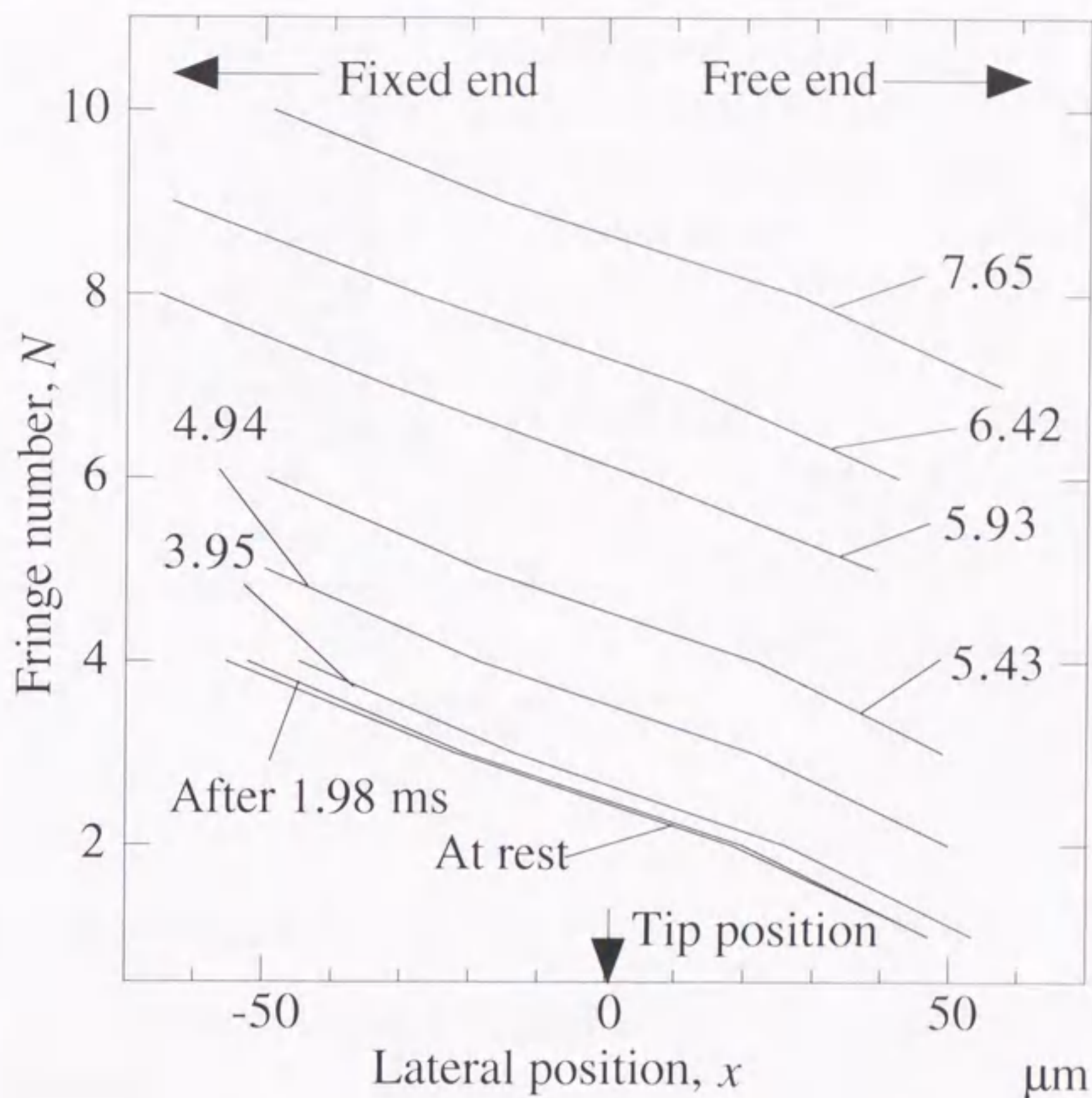


図 4.7: カンティレバーの変位

4.4 過渡振動を用いた凝着力の同定

4.4.1 カンティレバーの過渡振動

触針が表面から分離する瞬間の凝着力（分離力）を求めるためには、分離する瞬間のカンティレバーの変形量（カンティレバーのたわみ）を同定する必要がある。しかし、これを高精度に計測することはきわめて困難である。そこで、カンティレバーの分離後の振動は、分離時の力と変位を初期条件とする過渡応答である点に着目して、カンティレバーの過渡振動の初期条件として、分離力を求める手法を導入する。この

ために、触針付きカンティレバーを図4.8に示すように1自由度系として扱い、以下の二つのモデルについて過渡応答を考える。

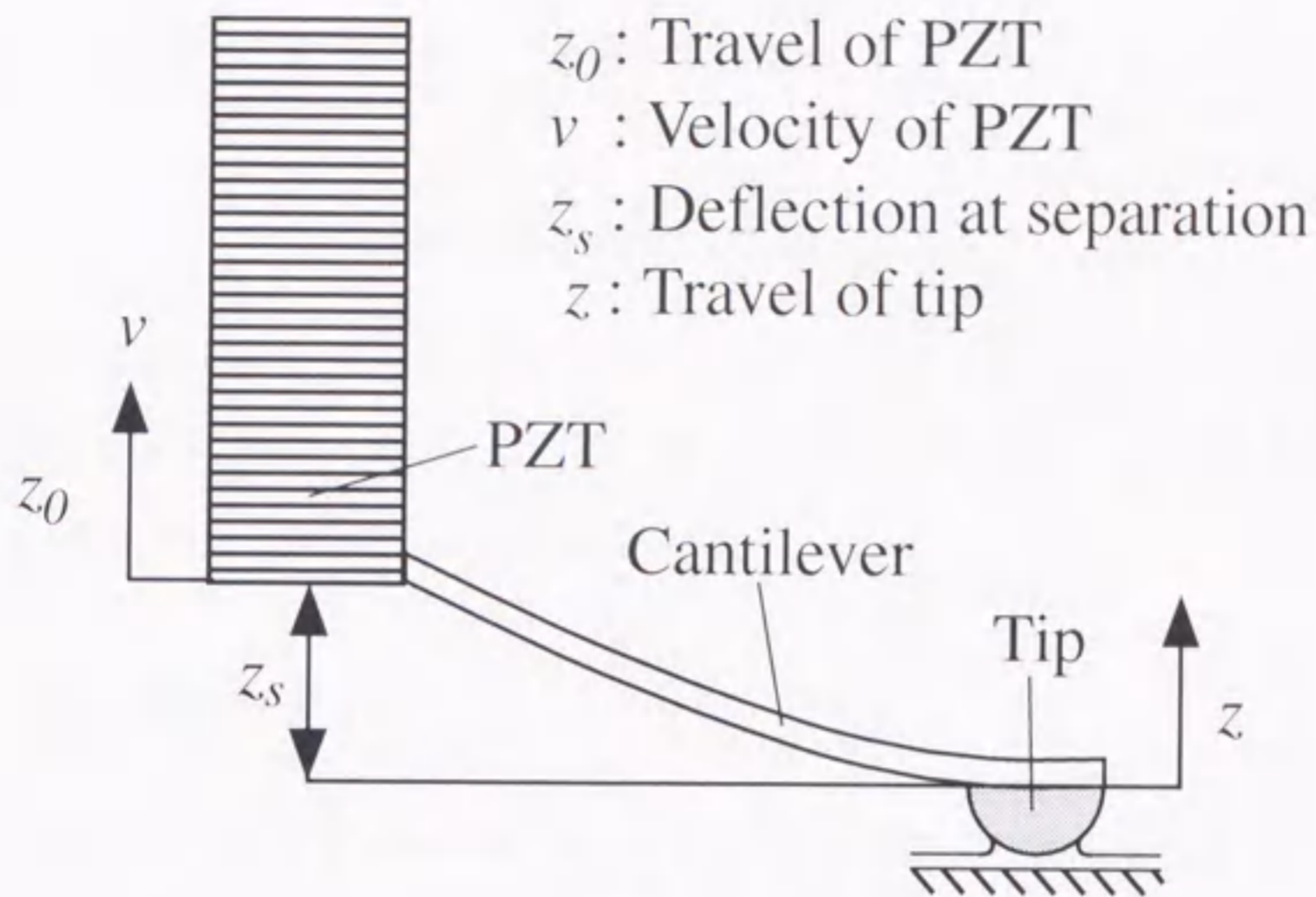


図 4.8: 分離時の力学モデル

4.4.2 無減衰振動モデル

まず基本的な特性を評価するため振動系として、(a) 分離が瞬間に生じる（液架橋が瞬間に切断される）、(b) 減衰が作用しない、という簡単なモデルを考える。この場合には、運動方程式を

$$\begin{aligned}
 m \frac{d^2 z}{dt^2} &= -k(z - z_0) \\
 z_0 &= vt + z_s
 \end{aligned}
 \tag{4.1}$$

と表すことができる。ここで z : 触針の変位, m : 触針の質量, k : ばね定数, z_0 : PZT の移動量, v : PZT の移動速度, z_s : 分離点におけるカンティレバーのたわみ (分離点たわみ) である。なお z_s にばね定数 k を乗ずれば, 分離力 $F_s = kz_s$ を得る。式 (4.1) の一般解は、次式で与えられる。

$$z(t) = a \sin(pt + \phi) + vt + z_s
 \tag{4.2}$$

$$p = \sqrt{\frac{k}{m}}, a = \sqrt{z_s^2 + \left(\frac{v}{p}\right)^2}, \phi = \tan^{-1} \frac{z_s}{v/p} \quad (4.3)$$

分離するまでの時間を t_i として、この式を経過時間 $T = t + t_i$ で表示する。

$$z(T) = a \sin(pT + \Phi) + vT + Z \quad (4.4)$$

ここで、 $Z = z_s - vt_i$ 、 $\Phi = \phi - pt_i$ である。なお $z(T)$ は経過時間 T に対応した触針の移動量である。したがって、 a 、 p 、 Φ 、 v 、 Z の値を同定することができれば、分離点たわみ z_s は式 (4.3) の第2式より求められる。

4.4.3 減衰振動モデル

つぎに、より現実に近いモデルとして分離後の減衰の効果を検討したモデルを考える。この場合の運動方程式は式 (4.1) に減衰係数 c の項を加えて

$$m \frac{d^2 z}{dt^2} + c \frac{dz}{dt} = -k(z - z_0) \quad (4.5)$$

$$z_0 = vt + z_s$$

と表すことができる。4.4.2 節と同様に一般解は次式で与えられる。

$$z(t) = ae^{-nt} \sin(p_1 t + \phi) + vt + b \quad (4.6)$$

$$n = \frac{c}{2m}, p = \sqrt{\frac{k}{m}}, p_1 = \sqrt{p^2 - n^2},$$

$$a = \sqrt{\frac{1}{p_1^2} \left(\frac{ncv}{k} - nz_s - v \right)^2 + \left(\frac{cv}{k} - z_s \right)^2}, \quad (4.7)$$

$$\phi = \tan^{-1} \frac{\frac{cv}{k} - z_s}{\frac{1}{p_1} \left(\frac{ncv}{k} - nz_s - v \right)}, b = z_s - \frac{cv}{k}$$

また、式 (4.4) と同様に経過時間 $T = T + t_i$ で表すと、

$$z(T) = Ae^{-nt} \sin(p_1 T + \Phi) + vT + Z \quad (4.8)$$

となる。ここで $A = ae^{nt_i}$ 、 $Z = z_s - vt_i$ 、 $\Phi = \phi - p_1 t_i$ である。したがって A 、 p_1 、 Φ 、 v 、 Z の値を同定することができれば、分離点たわみ z_s は式 (4.7) の第6式より求められる。

4.5 磁気ディスク表面凝着力の測定

4.5.1 供試磁気ディスク

磁気ディスクでは、信頼性・耐久性を確保するために、表面に液体潤滑膜が数 nm の厚さで塗布されている。このため、停止中に両面が強固に凝着する現象（スティックション）が大きな問題となっている。ここでは、引き離し速度をパラメータとしてヘッドディスク間の凝着力の大きさ（分離力）を測定する。通常の磁気ディスクには、スティックションを軽減するために、テキスチャ処理（突起高さ数十 nm の粗さをつける）が行われているが、ここではこのような処理をしていないスーパースムーズタイプのガラス基板（3.5 インチ、 $R_a < 1$ nm）に、PFPE 系の液体潤滑剤（Fomblin: ZDOL4000）を 5 nm の厚さに塗布したものを使用した。

表 4.3: 供試ディスクの諸元

Disk	
Radius	3.5 inch
Material of substrate	Glass
Lubricant	ZDOL 4000
Thickness of lubricant	5 nm
Roughness R_a	< 1 nm

4.5.2 引き離し速度

実験に用いた PZT について変位の時間経過を計測した結果を図 4.9 に示す。ここで縦軸は経過時間で表した PZT の移動量 z_0 である。駆動電圧は 10, 20, 40 Hz の三角波であるが、起動後 13 ms 以内に試料と触針は分離するため、図には起動直後のみを示した。PZT の電圧・変位特性には非線形性があるため、電圧を一定速度で増加させても、変位は直線的には増加せず、図のように曲率をもって増加する。この変位曲線の関数形を求めるために、最小二乗法を用いて三次多項式で近似した。図中の破線が回帰した三次曲線であり、よい回帰が得られていることがわかる。この回帰式を用い、対象とする変位点における変位曲線の時間微分をその変位点における速度 v とした。以下では、引き上げ速度を表す代表値として、便宜的に $T = 0 \sim 15$ ms 間の平均

速度 v_a を用いることとする. 10Hz, 20Hz, 40Hz の三角波では, それぞれ $v_a = 0.21$, 0.42, 0.84 mm/s となる.

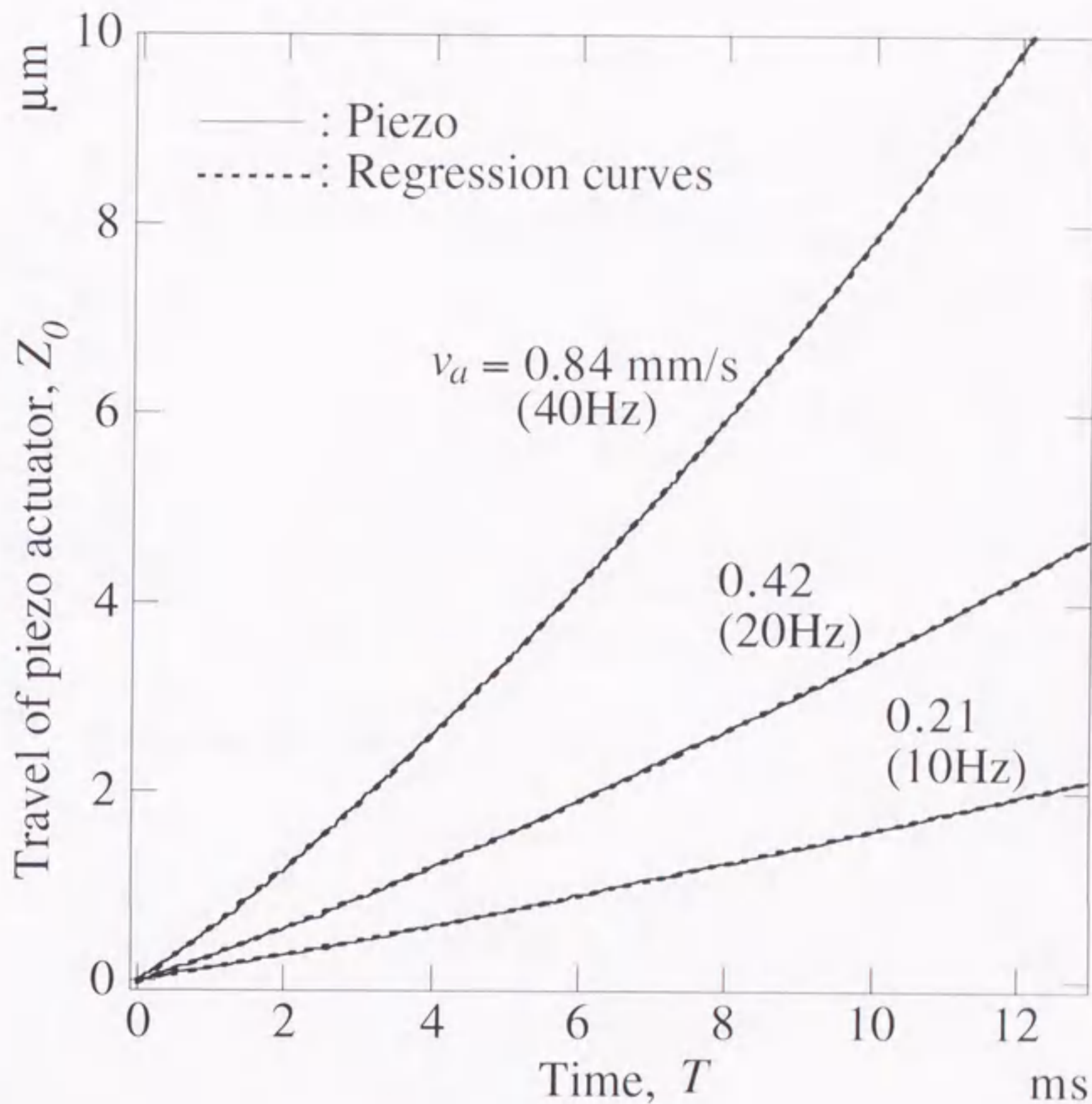


図 4.9: PZT 変位の速度依存性

4.5.3 触針変位の測定と縞間隙の較正

カンティレバーを前節で設定した3種の平均速度 v_a で引き上げたときの触針変位を図4.10に示す. 横軸は経過時間である. 実線は触針変位, 破線はレバー側PZTの変位である. 引き上げ速度 $v_a = 0.21, 0.42, 0.84$ mm/s について, 触針の変位をみると, それぞれ 2.5, 3.9, 5.5 ms 程度まではほぼ静止しており, その後振動しつつ急激に上昇する.

この図を用いて, 縞間隙 Δd を垂直方向距離 Δz に対応させるための較正法を説明

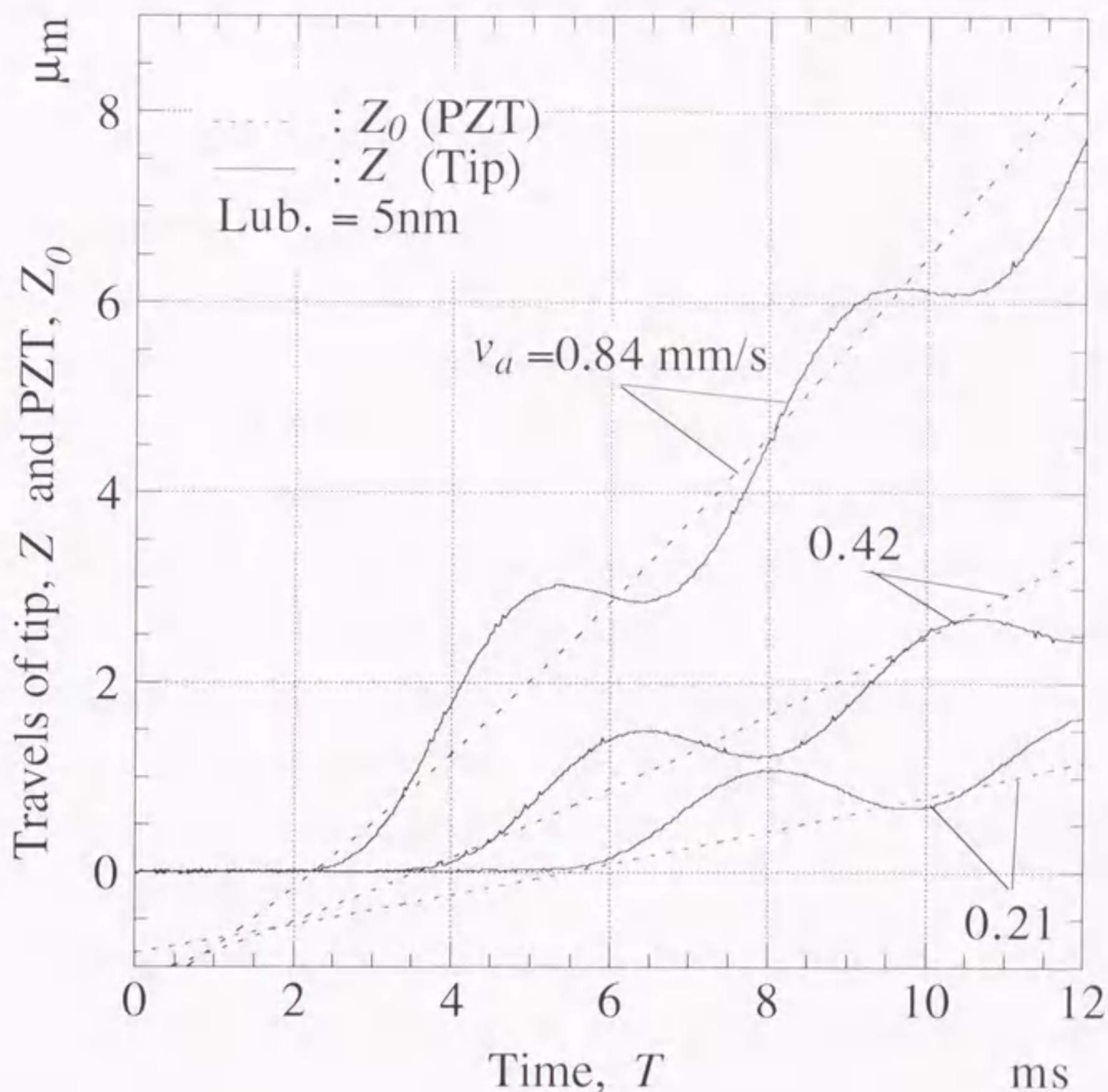


図 4.10: PZT 変位と触針変位

する。すでに述べたように、カンティレバーの傾き角の変動範囲が広いので、縞間隙に対応する垂直距離 Δz は一定とはみなせない。そこで、実測したレバー側 PZT の変位特性を用いて、実験毎に縞間隙の較正を行うこととした。すなわち触針の変位は式 (4.4) によって与えられるので、右辺のパラメータが同定できれば、変位を計算によって求めることができる。そこで、この変位と実測変位との誤差が最小となるように縞間隙距離 Δz を決めることとした。ただし、式 (4.4) では速度 v を一定としているが、図 4.9 に示したように非線形特性があるために、厳密には速度は時間 T の関数となり、一定値として与えることはできない。そこで、まず v を仮定して最小二乗法を適用し、この結果を用いて T を計算し、つぎに図 4.9 の関係を用いて速度を求め、これが仮定した速度と異なる場合には、仮定した速度を修正して再計算を行うという逐次計算を

行った。

4.5.4 最小二乗法による未知パラメータの同定

式(4.2)および式(4.6)の右辺に含まれる未知パラメータは最小二乗法を用いて同定した。最小二乗法としては、収束性に優れたLevenberg-Marquardt法を用いた。この時に使用するデータとしては分離時の影響が強く反映されていると考えられる分離開始直前からの2周期程度を用いた。PZTの非線形性による速度変化は最大でも0.1%以下と小さいので、この区間は速度一定とみなし、較正法の説明で述べたように、繰り返し計算によって求めた分離の瞬間のレバー側PZTの速度をこの区間の速度とした。

図4.10に示す過渡振動に関して、無減衰振動モデル式(4.4)、および減衰振動モデル式(4.8)を用いて、最小二乗法により回帰した過渡振動波形を図4.11に破線と実線で示す。なお、実験値は■で示したが、点数が多いので重なって太線のように見える。どちらのモデルを用いてもよい回帰が得られているが、詳細にみると速度が大きくなるとわずかに不一致が見られるようになる。

減衰振動モデルによる回帰の場合には、より精度を高めるために、減衰の振幅依存性を考慮することとした。図4.12は、回帰によって得られた減衰係数 n を初期振幅 a に対してプロットしたものである。振幅 a が $a > 0.3$ mmでは、減衰係数 n は振幅 a に対してほぼ直線関係にあることがわかる。そこで、式(4.8)の計算においては多数の測定結果に適用可能な簡易な手法として、 $a > 0.3$ mmの範囲においてはにのみ依存するとして直線関係 $n = 106a - 32.4$ を用い、 $a < 0.3$ mmでは $n = 0$ とした。なお、 $a < 0.3$ mmとなる微小振幅は、 $v_a = 0.21$ mm/sの実験においてのみ観測された。

図4.11の縦軸のスケールからもわかるように、過渡振動の振幅はミクロンオーダーである。一方液体潤滑膜の厚さは5 nmであることから、触針の分離が一瞬にして生じるとするモデルは、ほぼ妥当と判断される。この場合には、分離点における変位の時間微分は零とみなせる。したがって、図4.11の回帰過渡振動において、最小値を分離点とみなして、この時点を経験時間 t_f の原点とした。この t_f を用いて計算したたわみを図4.13に示す。

図中のA領域・B領域は、それぞれディスク上の測定点と触針の引き上げ速度が同一の条件において、5回連続して実験を行った結果である。この結果から、同一測定

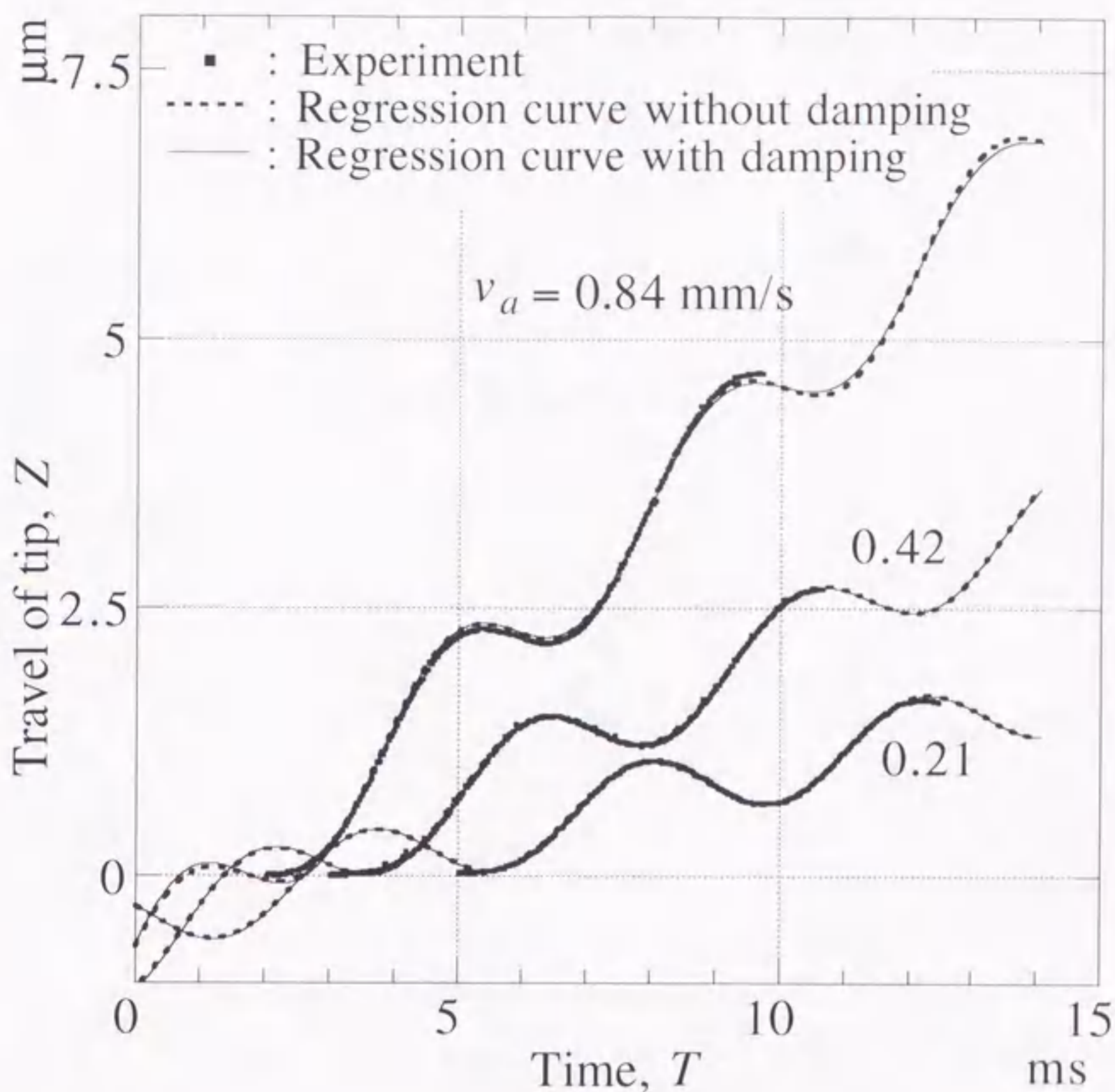


図 4.11: 触針変位の非線形回帰

点においても分離たわみにはある程度のばらつきがあり，測定点が異なると分離たわみの値とそのばらつきの範囲ともに変化することがわかる．これは接触の状態が潤滑膜の介在状態によって微妙に異なるためと考えられる．分離たわみ z_s から分離力 F_s を得るためのカンティレバーのばね定数 ($k = 0.14 \text{ N/m}$) は，カンティレバー形状から計算によって求めた．固有振動数について計算値 ($p = 242 \text{ Hz}$) と実測値 ($p = 243 \text{ Hz}$) を比較すると，両者の差はわずか 0.26% であり，ばね定数の計算値はおおむね妥当と判断される．

ここで，分離力 F_s の速度依存性について，概略の関係を予測する．分離力 F_s を静的メニスカス力など速度に依存しない成分 F_m と速度に依存する成分 F_v に分離して表す．

$$F_s = F_m + F_v \quad (4.9)$$

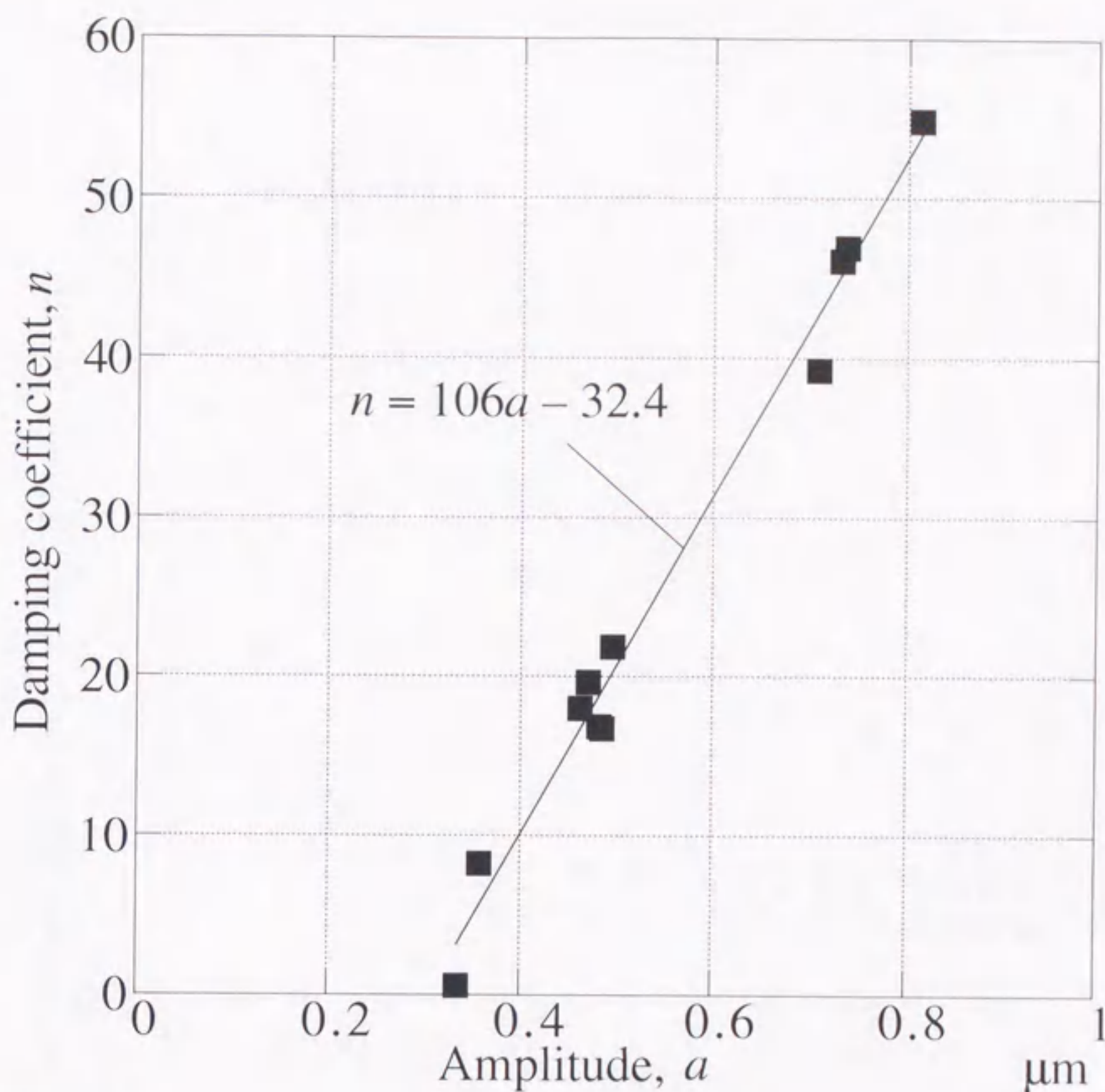


図 4.12: 減衰係数の振幅依存特性

また, $F_s = kz_s$ より

$$\frac{F_s}{dt} = k \frac{dz_s}{dt} = kz \quad (4.10)$$

の関係を得る. 式 (4.10) を拡張して, 次式が成立するものと仮定する.

$$\frac{dF_v}{dt} = k_{eq}v \quad (4.11)$$

ここで k_{eq} は単なる比例定数であるが, 速度項に関するばね定数としての意味をもっている. いま, 液架橋の破断が微小時間 Δt の間に完結し, この間に F_v は直線的に増加するもの (ランプ力) とすると, 分離点における F_v の値 F_{vs} は次式で表される.

$$F_{vs} = \int_0^{\Delta t} \frac{dF_v}{dt} dt = k_{eq}v\Delta t \quad (4.12)$$

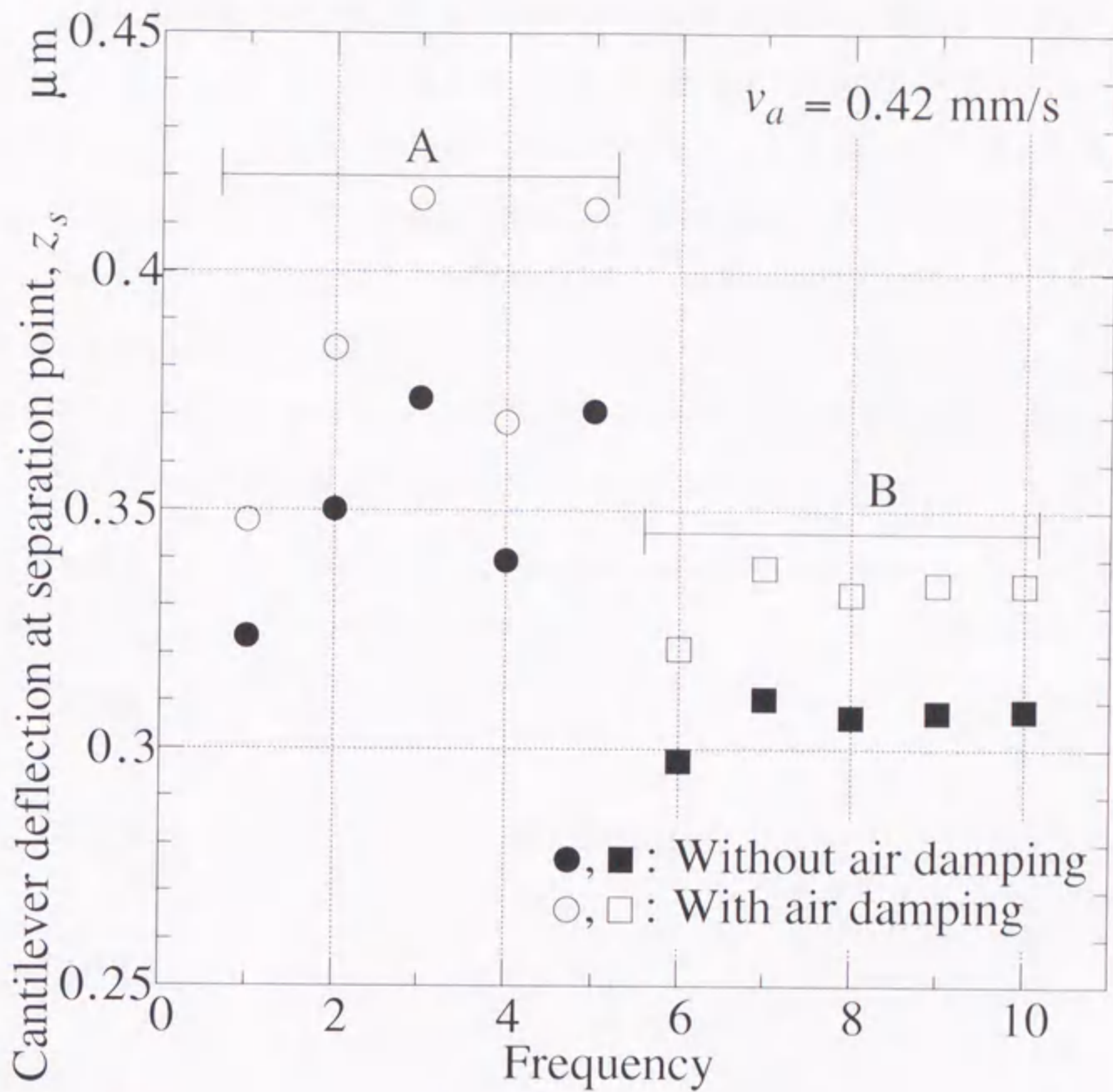


図 4.13: 分離点たわみの測定の再現性

一方ランプ力を仮定しているので、この間の力積 I_v は次式で与えられる.

$$I_v = \frac{1}{2} F_{vs} \Delta t \quad (4.13)$$

式(4.12), 式(4.13)より Δt を消去すると次式を得る.

$$F_{vs} = \sqrt{2I_v k_{eq}} \sqrt{v} C \sqrt{v} \quad (4.14)$$

したがって、分離力 F_s は

$$F_s = F_m + F_{vs} = F_m + C \sqrt{v} \quad (4.15)$$

と表される. ここで力積 I_v と等価ばね定数 k_{eq} のどちらも速度に依らず一定とすれば, C は定数となる.

以上の考察のもとに、実験によって得られた分離力と速度の関係を F_s と \sqrt{v} の関係として表すことにする。図 4.14 に結果を示す。●印は無減衰振動モデルの場合、○印は減衰振動モデルの場合の平均値であり、それぞればらつきの範囲も併記した。実線は \sqrt{v} の勾配をもつ直線である。実験値にはばらつきはあるが、平均値で見ると、減衰モデルの場合には、おおむね \sqrt{v} の直線に沿って分離力が增大している。これより、液架橋の破断は短時間で完結し、 I_v と k_{eq} は速度に依らずほぼ一定といえる。無減衰モデルの場合には、 \sqrt{v} の直線からのずれが大きくなり、増加率が減少する傾向を示すが、減衰モデルとの差が減衰を無視したことによる誤差と考えられる。

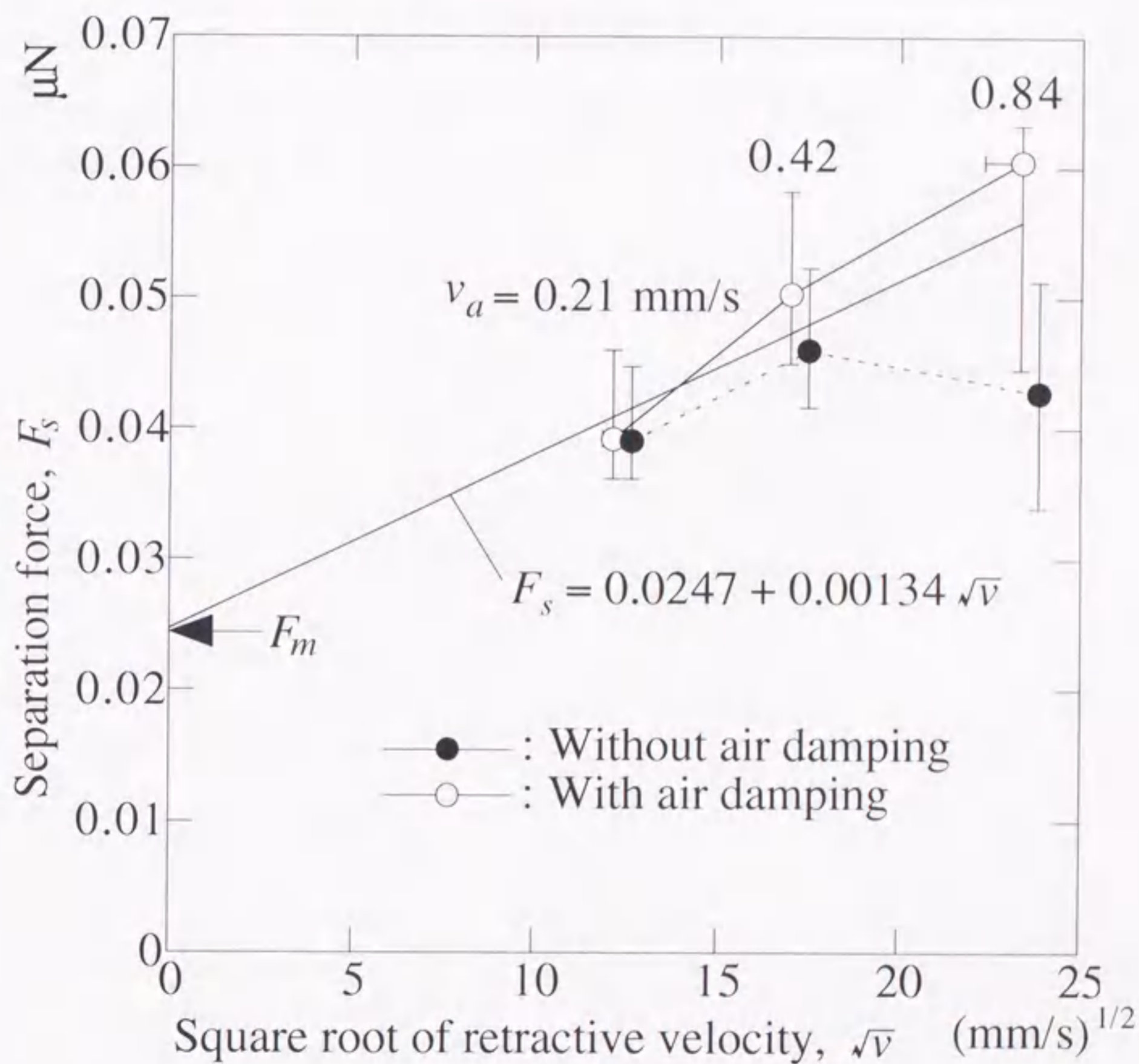


図 4.14: 分離点たわみの速度依存性

図 4.14 において、速度を $v \rightarrow 0$ に外挿した値は静的な分離力 F_m の値を与えることになる。 F_m としてはメニスカス力が支配的であり、濡れている平面（液体膜で覆わ

れているディスク面)と濡れていない球面(触針)の場合には,次式が一般に使用されている.

$$F_m = 2\pi R\gamma(1 + \cos \theta) \quad (4.16)$$

ここで実験系の値として,触針曲率半径 $R = 100 \text{ nm}$, PFPE 表面張力 $\gamma = 20 \text{ mN/m}$, 接触角 $\theta = 10^\circ$ を代入すると $F_m = 25 \text{ nN}$ となり,この値は実験結果を $v \rightarrow 0$ として外挿して求めた値とよく一致する.以上の考察から,ここで開発した方法により測定した分離力の値は,妥当な範囲にあるといえる.なお,分離力の実験としては,曲率半径 4 mm の球と平面の間に PFPE を介在させたマクロ的な研究結果(11)があり,そこにおいても分離力が \sqrt{v} に比例する結果が報告されている.本研究結果と合わせるとマクロからマイクロまでの広い範囲にわたり,分離力が速度の平方根に比例する関係が成立するものと判断される.

4.6 結言

ヘッドディスクインタフェースを対象にして、プローブ走査によりナノ分子膜を介した接触面に作用する凝着力の速度効果を測定する新しい方法を開発するとともに、ハードディスク表面に適用して、本方法が分離力（触針が分離する瞬間の凝着力）の測定に有効であることを確認した。

触針の絶対変位を直接測定する方法として、触針を保持しているカンティレバーの背面にマイケルソン干渉を適用し、縞画像を超高速 CCD カメラで撮影して、画像処理により過渡振動を計測する方法を開発した。また、分離点の同定の困難性を克服するために、分離直後のカンティレバーの過渡振動に着目して、その初期条件として、分離点の位置と分離力を求める方法を導入した。

さらに、先端曲率半径 $0.1 \mu\text{m}$ のダイヤモンド触針と厚さ 5 nm の PFPE 膜付のガラスディスクを用いて、触針引き上げ速度を可変にして ($0.2 \sim 0.8 \text{ mm/s}$) 実験を行い、分離力が引き上げ速度の平方根にほぼ比例する関係が成立することを確認した。この結果は、マクロな接触系（直径 4 mm のボール）を用いた従来の結果と両立するものであり、また速度をゼロにして外挿した値が、静的な凝着力ともよい一致を示すことから、本測定方法が妥当な測定結果を提供していることが確認できた。

ここで開発した方法は、カンティレバーの絶対変位を直接測定できるため、従来の光てこ法のようにカンティレバーの非平坦性の影響や大変位時の非線形性の影響を受けることがなく、また三次元変位の計測も可能であることから、発展性・応用性が期待できる。

第5章 レーザ干渉を用いたヘッドディスクのすきま測定における測定誤差の評価

5.1 緒言

浮動すきまの測定には、その測定長さが可視光波長の十分の一以下と小さいために、光の干渉を利用する方法がもっぱら応用されている。すきまを直接測定する方法としては、実際の磁気ディスクに代えてガラスディスクを用い、ガラスの透過光を利用して、ガラス表面とヘッドスライダの浮上面との間の干渉を利用する方法が一般に用いられている⁽⁸³⁾。これらの方法には、干渉光の強度を利用するホモダイン法^(57,84)、白色干渉のスペクトラム分布を利用する画像計測⁽⁶¹⁾、エリプソメトリの原理を応用した偏光干渉法⁽⁸⁵⁾などがあり、それぞれ測定装置として販売されている。

ホモダイン法や偏光干渉法は、あらかじめすきまと光の干渉強度との関係を較正曲線として求めておき、実測した光の強度を較正曲線と比較して、すきまに換算することを基本としている。較正曲線は、光干渉の最大強度と最小強度を基準にして作成するために、これらの強度が得られるまで、すきまを変化させることが必要となる。しかし、最近では浮上すきまが20nmまで微小化されたために、最大強度・最小強度を測定することが難しくなり、誤差の入り込む余地が増大している。このために、誤差評価の重要性が高まっている。すきま測定の誤差評価については、研究報告は少なく、ホモダイン法について、ランダム誤差とシステム誤差を評価した例⁽⁵⁸⁾があるのみであるが、この研究では具体的な評価の方法が不明である。

ここでは、較正曲線を利用してすきま計測を行うホモダイン法と偏光干渉法について、誤差の評価を簡易に行うために較正曲線の近似式を導入するとともに、実際の測定法に対応して伝搬誤差を解析的に求める方法を提案する。また、ランダム誤差について誤差評価を行い、誤差要因ごとの寄与度を明らかにする。

5.2 ホモダイン干渉

5.2.1 誤差要因

ホモダイン干渉光学系の構成を図5.1に示す⁽⁵⁷⁾。実ディスクに代えてガラスディスクを用い、ガラスディスク上でヘッドスライダを浮上させて、ガラスを透過してスライダの浮上面で反射する光と、ガラス内部表面からの反射光とを干渉させて、その干渉強度を検出する。干渉光の強度は、繰返し干渉に基づく以下の式で与えられる⁽⁸⁶⁾。

$$I = \frac{d^2 + s^2 - 2ds \cos \theta}{1 + d^2 s^2 - 2ds \cos \theta} \quad (5.1)$$

ここで、 θ はすきま h を往復した光路長 $2h$ に対応する位相であり、光の波長を λ とすれば、 $\theta = 4\pi/\lambda \cdot h$ で与えられる。

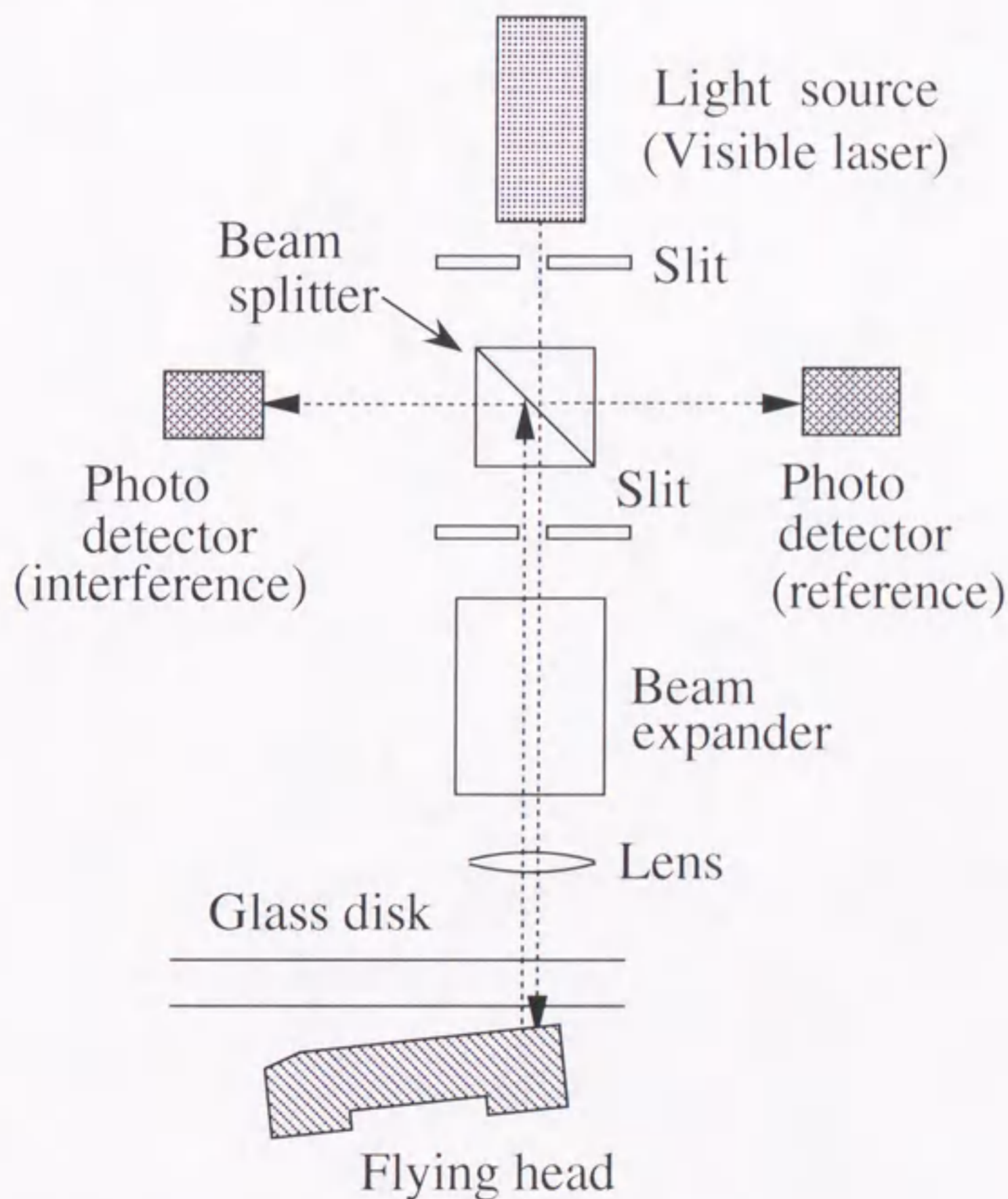


図 5.1: ホモダイン干渉光学系

He-Ne レーザ (波長 $\lambda = 633 \text{ nm}$) を用い、実際のガラスとスライダの場合について、干渉強度を計算した例を図 5.2 に示す。よく知られているように、最大強度が $4/\lambda$ の奇数倍のすきま、最小強度が偶数倍のすきまに対応するために、測定した光強度 I をすきま h に変換することができる。なお、この曲線の勾配は感度を表す。実際のすきま測定に当たっては、反射率から求めた理論カーブを用いる代わりに、この関係を実測したものが較正曲線として使用される。したがって、較正曲線の作成時にも誤差が生じる。ここでは、較正曲線作成時の誤差を、最大強度の誤差 ΔI_{max} 、最小強度の誤差 ΔI_{min} として考慮する。これに対して、すきま測定時の光強度信号に含まれるノイズなどに起因する誤差を ΔI とする。さらに、測定時において考慮が必要な誤差として、

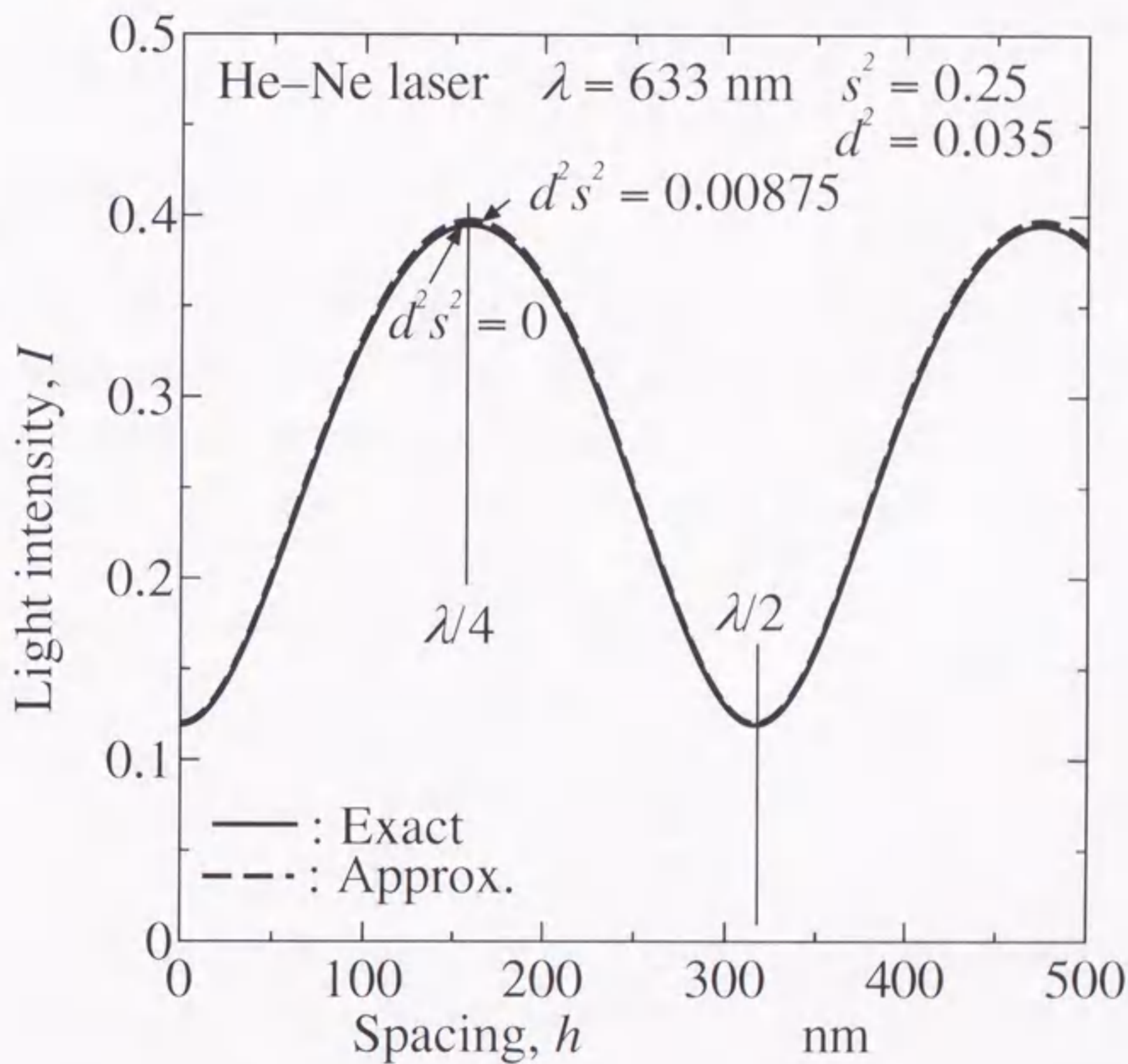


図 5.2: 多光束干渉

スライダの表面が若干の導電性をもっているために生じる反射時の位相の回転効果がある⁽⁵⁶⁾。導体中で定義される複素屈折 \bar{n} は、 $\bar{n} = n - j\kappa$ で与えられ、 n は屈折率、 κ

は導電性によって現れる減衰項で消光係数と呼ばれている。このとき、反射に伴う位相の回転 θ_r は以下の式で与えられる。

$$\theta_r = \tan^{-1} \frac{2\kappa}{1 - n^2 - \kappa^2} \quad (5.2)$$

通常は、 n , κ の値は、エリプソメータなどによって測定され、これを用いて位相の回転量が計算される。この過程で発生する誤差を $\Delta\theta_r$ とする。これは、光強度測定とは独立しているので最後に考慮する。

以上のように、すきまの校正曲線を求めるとき、および実際にすきまを測定するときに生起する誤差の要因 I , I_{max} , I_{min} などを誤差要因とよぶことにする。また、これらが、ランダムに生起する場合を扱うため、誤差要因の大きさ ΔI , ΔI_{max} , ΔI_{min} , θ_r を不確かさと総称することとする。

5.2.2 干渉式の近似

式 (5.1) は反射率で表されているために、最大強度 I_{max} , 最小強度 I_{min} に関する誤差の伝搬の大きさを求めるのには不都合である。そこで、この式を I_{max} , I_{min} で表されるように変換することを試みる。反射率は1以下であり、かつガラスのそれは1に比較して十分に小さいために、 $1 \gg d^2 s^2$ として、式 (5.1) を以下のように近似する。

$$I \approx \frac{d^2 + s^2 - 2ds \cos \theta}{1 - 2ds \cos \theta} \quad (5.3)$$

このとき I_{max} , I_{min} は以下のように変形できる。

$$\begin{aligned} I_{max} &= \frac{d^2 + s^2 + 2ds}{1 + 2ds} \\ I_{min} &= \frac{d^2 + s^2 - 2ds}{1 - 2ds} \end{aligned} \quad (5.4)$$

式 (5.4) より、 $d^2 + s^2$, ds を解いて、式 (5.3) に代入すれば、光強度は最大強度と最小強度の関数として以下のように表すことができる。

$$I = \frac{I_{max} + I_{min} - 2I_{max}I_{min} - (I_{max} - I_{min}) \cos \theta}{2 - I_{max} - I_{min} - (I_{max} - I_{min}) \cos \theta} \quad (5.5)$$

式 (5.5) による計算結果を図 5.2 に重ねて破線で示す。式 (5.1) に基づく計算結果とほとんど一致しており、よい近似が成立することがわかる。以下の式の展開では、式 (5.5) を基礎式として用いる。

5.2.3 誤差伝搬の定式化

まず、強度信号中のノイズの影響をみるために、 I と θ を変数、 I_{max} 、 I_{min} を定数として、式(5.5)を微分して整理すれば、 ΔI による誤差伝搬の式は以下のようなになる。

$$\frac{\{(1 - I_{max}) + (1 - I_{min}) - (I_{max} - I_{min}) \cos \theta\}^2}{2(1 - I_{max})(1 - I_{min})(I_{max} - I_{min}) \sin \theta} \times \Delta I = \Delta \theta \quad (5.6)$$

同様に、 ΔI_{max} 、 ΔI_{min} による誤差伝搬の関係式を求めると次式を得る。

$$\frac{(1 - I_{min})(1 - \cos \theta)}{(I_{max} - I_{min})(1 - I_{max}) \sin \theta} \Delta I_{max} = \Delta \theta \quad (5.7)$$

$$\frac{(1 - I_{max})(1 + \cos \theta)}{(I_{max} - I_{min})(1 - I_{min}) \sin \theta} \Delta I_{min} = \Delta \theta \quad (5.8)$$

さらに、スライダ表面反射時の位相回転に起因する誤差が測定条件に依存しないとすれば、誤差伝搬は以下のように表される。

$$\Delta \theta_r = \Delta \theta \quad (5.9)$$

ここで、 $\Delta \theta = 4\pi/\lambda \cdot \Delta h$ を代入すれば、 ΔI 、 ΔI_{max} 、 ΔI_{min} 、 $\Delta \theta_r$ などが、すきまの誤差 Δh に寄与する大きさを求めることができる。

5.2.4 誤差評価

導入した以上の4種の誤差要因 I 、 I_{max} 、 I_{min} 、 θ_r に関する誤差の伝搬式に現実的な数値を代入して、すきまの誤差として伝搬される大きさを定量的に評価する。

HeNeレーザー($\lambda = 633 \text{ nm}$)を用い、測定された最大強度、最小強度を、それぞれ $I_{max} = 0.4$ 、 $I_{min} = 0.1$ とする。測定された強度信号に含まれる不確かさを $\Delta I = (I_{max} - I_{min})/100$ 、最大強度、最小強度の不確かさをそれぞれ $\Delta I_{max} = \Delta I_{min} = (I_{max} - I_{min})/50$ として、これらの誤差要因によって生じるすきまの誤差の大きさを計算した結果を5.3に示す。 ΔI_{max} の寄与度は、光路差が $\lambda/4 = 158 \text{ nm}$ の偶数倍で、また ΔI_{min} の寄与度は、光路差が $\lambda/4$ の奇数倍で、極大になるが、この特徴は5.2の感度の特性からも予想されることである。さらに、 ΔI の寄与度は、 $\lambda/4$ の整数倍で極大になる。一方、反射時の位相回転の不確かさ $\Delta \theta_r$ は、すきまに換算すると $\Delta h_r = \lambda/(4\pi) \cdot \Delta \theta_r < 0.3 \text{ nm}$ と報告されている⁽⁵⁴⁾ので、これを 0.2 nm として図中に点線で示した。

以上の4種類の不確かさがランダムに生じる場合には、これらによる全体の寄与度は、それぞれの二乗平均をとればよい。この結果を図中に ΔI_{sum} として示した。すき

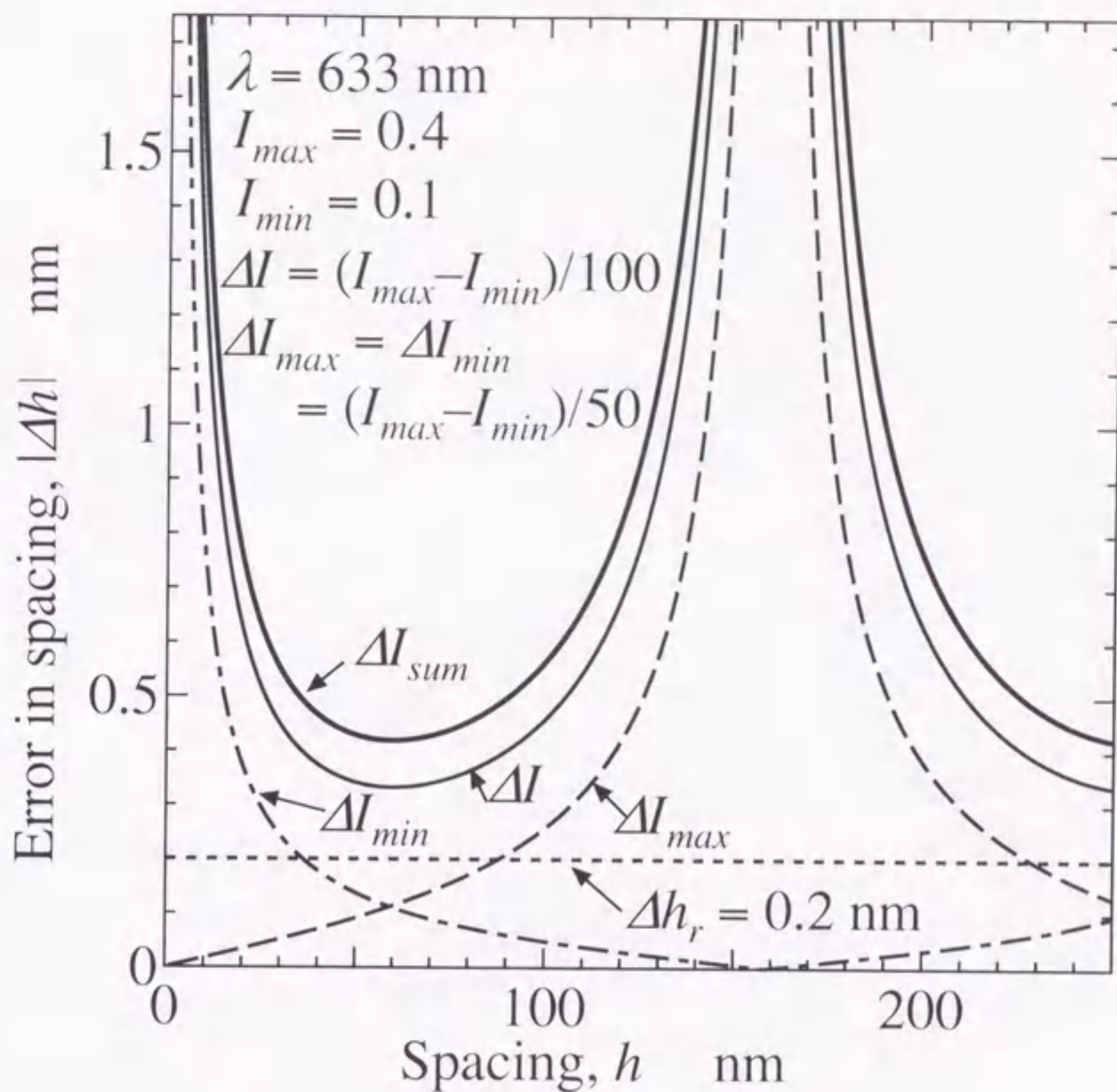


図 5.3: 浮上すきまの誤差成分

まの誤差は、すきまが $h = 60 \text{ nm}$ 近傍で最小になり、すきまが $h < 20 \text{ nm}$ で急増することが分かる。

5.3 偏光干渉法

5.3.1 干渉式の近似と誤差要因

ホモサイン干渉法は、すきまが小さくなると誤差が急増するために、微小すきま化が進められている将来形の磁気ディスク装置への適用には限界がある。これに代わる方法として、偏光干渉法が提案された⁽⁸⁵⁾。本方法の光学系の構成例を図 5.4 に示す。レーザービームとして、直交偏光と平行偏光の2種類を用い、これらを斜め方向から入射させる。光波の入射角を ϕ 、直交偏光、平行偏光をそれぞれ添え字 s , p で表すと、単位入射振幅をもつ直交偏光、平行偏光の反射後の光波 \bar{r}_s , \bar{r}_p は以下のように表される

(53)

$$\begin{aligned}\bar{r}_s &= \frac{d_s - s_s e^{j\theta}}{1 - d_s s_s e^{j\theta}} \\ \bar{r}_p &= \frac{d_p - s_p e^{j\theta}}{1 - d_p s_p e^{j\theta}}\end{aligned}\quad (5.10)$$

ここで、光路長を $2l \equiv 2nh \cdot \cos \phi$ とおけば、位相項は $\theta = 4\pi/\lambda \cdot nh \cos \phi$ である。

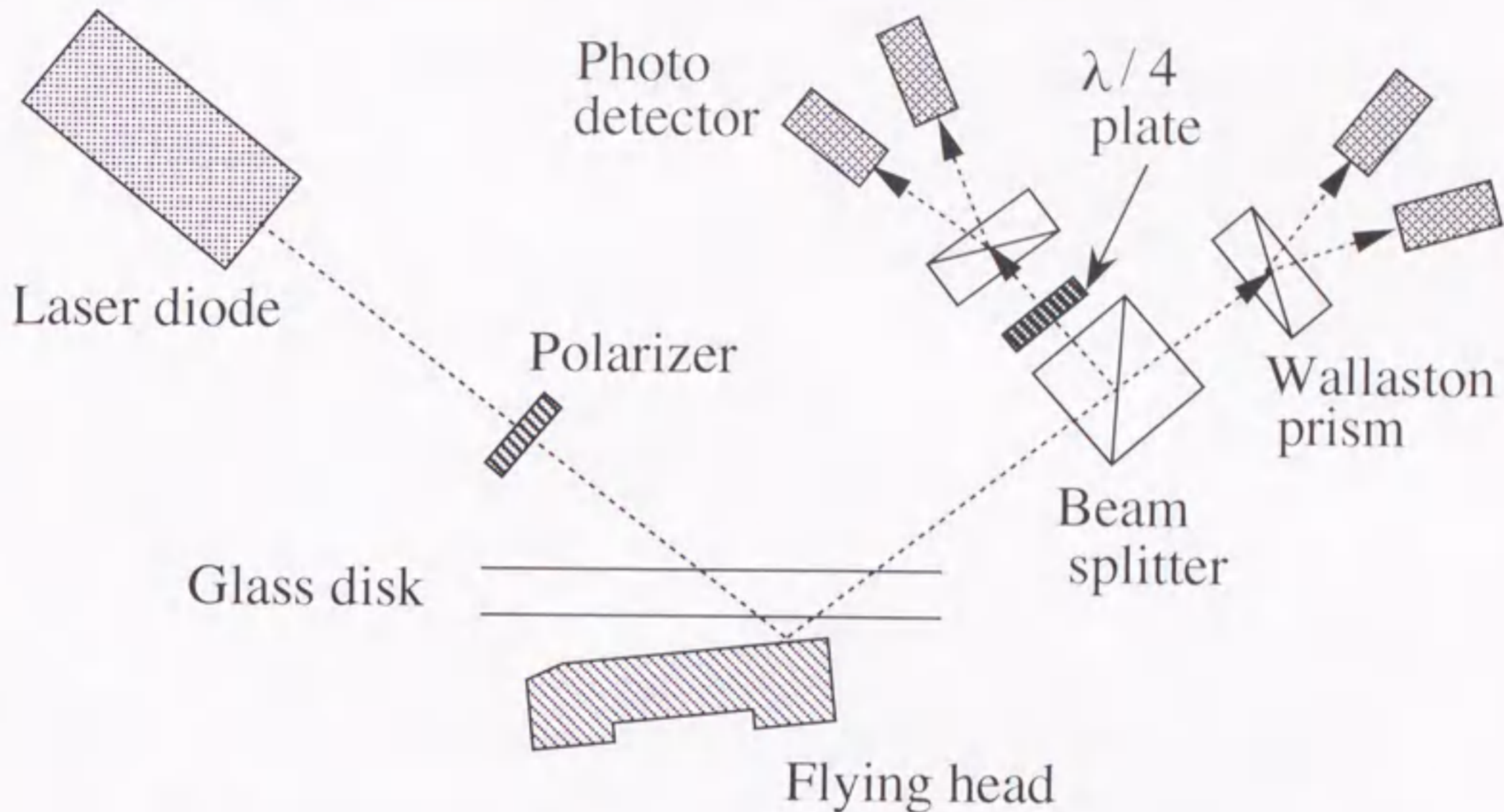


図 5.4: 偏光干渉光学系

直交偏光，平行偏光のそれぞれの強度と位相をそれぞれ I_s, I_p と β_s, β_p とすれば，反射光の干渉強度の和 I ，および反射光の位相の差 β_{s-p} は以下のように表される。

$$\begin{aligned}I &\equiv I_s + I_p \\ &= |\bar{r}_s|^2 + |\bar{r}_p|^2\end{aligned}\quad (5.11)$$

$$\begin{aligned}\beta_{s-p} &\equiv \beta_s - \beta_p \\ &= \arg(\bar{r}_s) - \arg(\bar{r}_p)\end{aligned}\quad (5.12)$$

これより，この方法では干渉強度和と位相差の二つの測定量を用いることができる。これらを検出する方法として，図5.4中に示すホモダイン検出器が用いられている。これは2分割したビームをそれぞれウオラストンプリズムで偏光成分に分離して，四つの光検出素子により，干渉強度和と位相差を同時に検出するものである。干渉強度和に

については、第5.2節で述べた結果と基本的には同じであるために、ここでは省略して、位相差を用いて測定する場合のみを扱うこととする。

入射角 θ としては、最も高い感度が得られるガラスのブリュースタ角 $\theta_0 = 56.3^\circ$ を用いることとする。この場合には、 $d_p = 0$ としてよいために、式(5.12)の β_s 、 β_p は以下のように変形できる。なお、以下では、反射率の数値は、直交偏光の場合にしか現れないので、添え字の s は省略し、反射率 d 、 s はそれぞれ直交偏光の反射率 d_s 、 s_s を表すものとする。

$$\begin{aligned}\beta_s &= \tan^{-1} \frac{-s(1-d^2)\sin\theta}{d(1+s^2) - s(1+d^2)\cos\theta} \\ &= \tan^{-1} \frac{-\frac{1-d^2}{1+d^2}\sin\theta}{\frac{d(1+s^2)}{s(1+d^2)} - \cos\theta}\end{aligned}\quad (5.13)$$

$$\begin{aligned}\beta_p &= \tan^{-1} \tan\theta \\ &= \theta\end{aligned}\quad (5.14)$$

He-Ne レーザを用い、具体的な反射率について、位相差 β_{s-p} を計算した例を図5.5に示す。横軸は光路長 $2l = \theta\lambda/(2\pi)$ をすきま $h = l\cos 56.3^\circ$ に変換して示した。すきまが零の場合にも、位相差の勾配(感度)は零とはならないために、すきまを微小化していても十分な感度が得られることがわかる。式(5.13)、(5.14)の直交偏光の位相 β_s 、平行偏光の位相 β_p を図5.5に重ねて示す。両者の差が β_{s-p} に一致する関係にあることがわかる。

すきま測定にあたっては、図5.5の関係を較正曲線として用いることになる。この場合の誤差伝搬の大きさを解析的に求めるためには、較正曲線を測定可能量である最大位相差 β_{max} 、最小位相差 β_{min} の関数に変換して表す必要がある。しかし、最大位相差 β_{max} とこれを与える θ の値 θ_{max} との関係は、極めて複雑な三角関数となり、 θ_{max} を陽に解けないために、この変換は厳密には不可能と思われる。そこで、近似による変換を導入することともに、この近似が適用できる測定手順にしたがって測定を行った場合に現れる誤差伝搬の大きさを評価することとする。なお、 $\beta = 0$ の横軸に関して、プラス側とマイナス側が対称で、 $\beta_{max} = -\beta_{min}$ であるために、 β_{max} の値のみが較正曲線に有効な値となる。

以下において、式(5.12)、(5.13)、(5.14)の関係を、測定可能量である β_{max} の関数とし

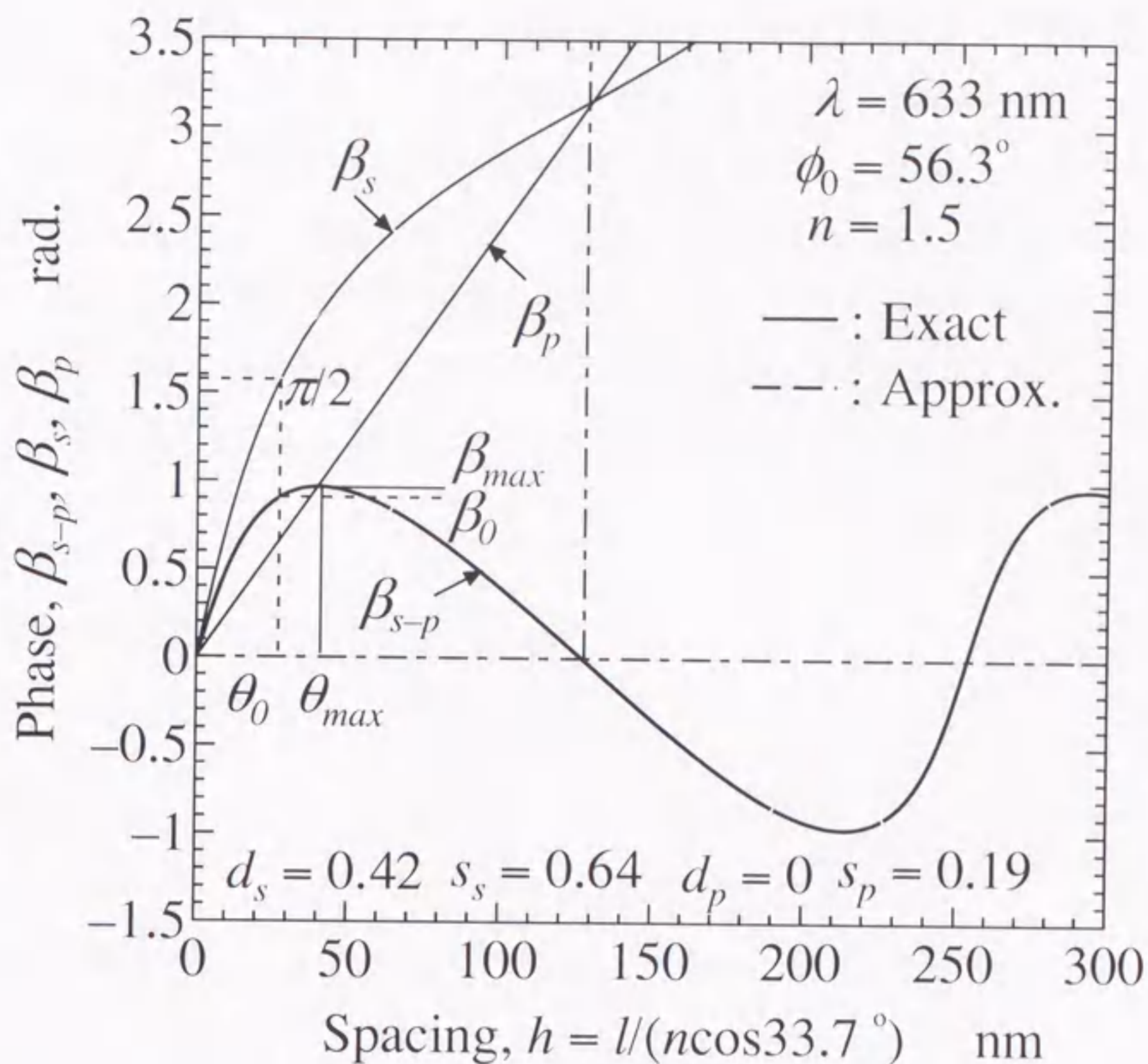


図 5.5: 直交偏光と平行偏光の間の位相差

て表すための近似を導入するが、図が複雑となるために、図 5.5 においてすきまが小さい領域のみを拡大した図 5.6 を用いて説明する。式 (5.13) の第 2 式は分母が零となる光路長 (位相)

$$\theta_0 = \cos^{-1} \frac{d(1+s^2)}{s(1+d^2)} \quad (5.15)$$

において、 $\beta_s|_{\theta=\theta_0} = \pi/2$ となる。このとき $\beta_p|_{\theta=\theta_0} = \theta_0$ であるため、位相差を $\beta_{s-p} = \beta_0$ とおけば、以下の関係が成立する

$$\beta_0 + \theta_0 = \beta_s|_{\theta=\theta_0} = \pi/2 \quad (5.16)$$

この関係は厳密に成立する。一方、位相差が最大 β_{max} となる光路長 (位相) θ_{max} における β_s の値を $\beta_s|_{\theta=\theta_{max}}$ とすれば、

$$\beta_{max} + \theta_{max} = \beta_s|_{\theta=\theta_{max}} \quad (5.17)$$

と表すことができる。このとき、 β_{s-p} が最大となることから、曲線 β_s の微係数(接線) p は、直線 β_p の傾きと一致する。すなわち、図5.6に示す四つの直線 $\theta = \theta_0$ 、 $\theta = \theta_{max}$ 、 p 、 β_p が形成する四辺形ACDBは平行四辺形となる。さらに、直線 $\theta = \theta_0$ が横軸と交わる点Eを通過して、直線 β_p に平行線 q を引き、この直線が $\theta = \theta_{max}$ と交わる点をFとすれば、四辺形AEFBも平行四辺形となる。ここで、これらの平行四辺形を用いて近似を導入する。直線 $\theta = \theta_0$ が曲線 β_s と交わる点をA'とする。図からわかるように、AとA'とは接近していることから、つぎの近似を導入することができる。

$$BF = AE \approx A'E = \pi/2 \quad (5.18)$$

したがって、 $DF = \theta_0^*$ とおけば

$$\theta_0^* \approx \pi/2 - \beta_{max} \quad (5.19)$$

を得る。一方、式(5.16)より

$$\theta_0 = \pi/2 - \beta_0 \quad (5.20)$$

を得る。式(5.19)、(5.20)より β_0 は以下のように表される。

$$\beta_0 = \beta_{max} + \theta_0^* - \theta_0 \equiv \beta_{max} - \alpha \quad (5.21)$$

ただし、

$$\alpha \equiv \theta_0 - \theta_0^* \quad (5.22)$$

とおいた。 θ_0 は、式(5.15)を用いてガラスの反射率から計算値として求められ、 $\theta_0^* = \pi/2 - \beta_{max}$ は、測定された直交偏光と平行偏光の最大の位相差 β_{max} から実測値として求められる。

式(5.15)、(5.20)、(5.21)を用いれば、厳密式(5.12)は β_{max} によって以下のように近似的に表される。

$$\begin{aligned} \beta &= \tan^{-1} \left\{ \frac{-D \sin \theta}{\cos \theta_0 - \cos \theta} \right\} - \theta \\ &= \tan^{-1} \left\{ \frac{-D \sin \theta}{\sin(\beta_{max} - \alpha) - \cos \theta} \right\} - \theta \end{aligned} \quad (5.23)$$

ここで、 $D \equiv (1 - d^2)/(1 + d^2)$ とおいた。この近似を用いて計算した結果を図5.5に重ねて破線で示したが、図の上では破線と実線の区別ができないことから、式(5.23)の近似の精度が高いことがわかる。

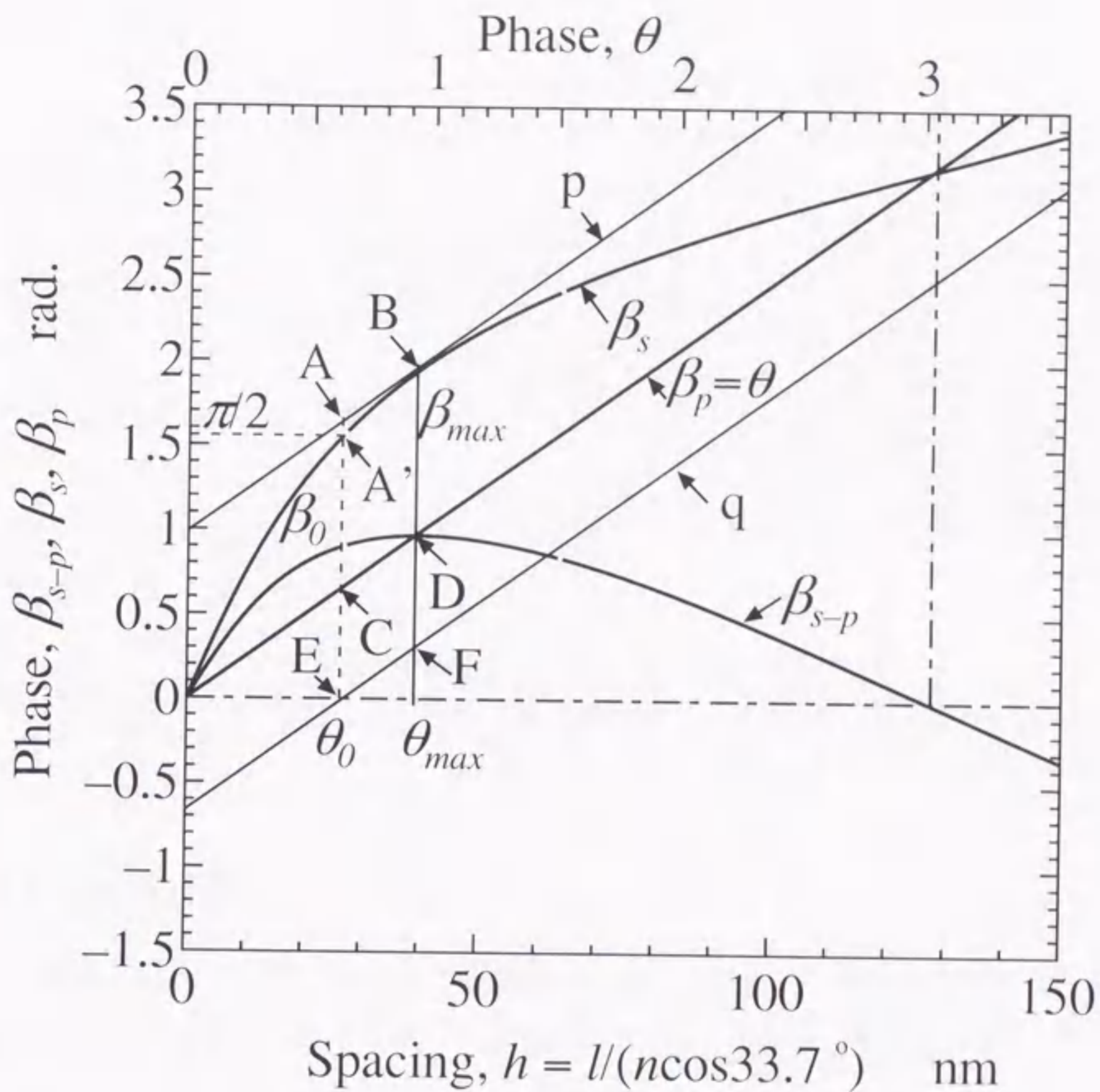


図 5.6: β_{s-p}, β_s と β_p の関係

式 (5.23) がスライダ側の反射率を陽には含まないために、ここで提案した測定手順が、試験対象であるスライダの反射率を事前に同定しておく必要がないという特長をもつことがわかる。式 (5.23) に含まれる誤差要因としては、検出信号 β 、最大位相差 β_{max} 、ガラスの反射率の関数 D 、光路差の関数 α があり、それぞれの不確かさを $\Delta\beta$ 、 $\Delta\beta_{max}$ 、 ΔD 、 $\Delta\alpha$ で表すこととする。

5.3.2 誤差伝搬の定式化

各誤差要因に関して、第 5.2.3 節と同様に誤差伝搬の式を解析的に求める。検出信号 β に関しては、 β 、 θ を変数、 β_{max} 、 D 、 α を定数として微分を実行すれば、以下の誤

差伝搬式を得る.

$$\frac{-\{-\sin(\beta_{max} - \alpha) + \cos \theta\}^2 - D^2 \sin^2 \theta}{\{-\sin(\beta_{max} - \alpha) + \cos \theta\}^2 + D^2 \sin^2 \theta + D \cos \theta \sin(\beta_{max} - \alpha) - D} \Delta \beta = \Delta \theta \quad (5.24)$$

同様に最大位相差 β_{max} に関しては,

$$\frac{D \sin \theta \cos(\beta_{max} - \alpha)}{\{-\sin(\beta_{max} - \alpha) + \cos \theta\}^2 + D^2 \sin^2 \theta + D \cos \theta \sin(\beta_{max} - \alpha) - D} \Delta \beta_{max} = \Delta \theta \quad (5.25)$$

ガラスの反射率の関数 D に関しては,

$$\frac{\sin \theta \{-\sin(\beta_{max} - \alpha) + \cos \theta\}}{\{-\sin(\beta_{max} - \alpha) + \cos \theta\}^2 + D^2 \sin^2 \theta + D \cos \theta \sin(\beta_{max} - \alpha) - D} \Delta D = \Delta \theta \quad (5.26)$$

光路差の関数 α に関しては,

$$\frac{-D \sin \theta \cos(\beta_{max} - \alpha)}{\{-\sin(\beta_{max} - \alpha) + \cos \theta\}^2 + D^2 \sin^2 \theta + D \cos \theta \sin(\beta_{max} - \alpha) - D} \Delta \alpha = \Delta \theta \quad (5.27)$$

となる.

5.3.3 誤差評価

式(5.24)-(5.27)の誤差要因に関する誤差の伝搬式に現実的な数値を代入して, すきまの誤差として伝搬される大きさを定量的に評価する. 計算条件は, 波長 $\lambda = 633 \text{ nm}$, 入射角 $\phi_0 = 56.3^\circ$ (ガラスのブリュースタ角), 測定された最大位相差 $\beta_{max} = 0.966$, 式(5.20)で定義される光路差 $\alpha = 0.062$ を用いた. また, 角度の不確かさは, 最大位相差の $1/100$ 程度として, $\Delta \beta = \Delta \beta_{max} = \Delta \alpha = 0.01$ とした. さらに, ガラスの反射率の関数 D についてもその値の $1/100$ 程度として, $\Delta D = 0.01$ とした.

計算結果を図5.7に示す. 横軸は光路長 l をすきま h の値に変換して示した. 式(5.25), (5.27)からもわかるように, $\Delta \beta_{max}$ と $\Delta \alpha$ についての結果は絶対値としては同じである. 4種の誤差要因の影響は, 較正曲線の湮度が零になるすきま (30 nm 近傍) において最大になる. 誤差要因の不確かさはすべて 0.01 に合わせてあるので, この図からそれぞれの誤差要因の伝搬の大きさを相対的に比較できる. 例えば, 30 nm 以下についてみると, 誤差伝搬の大きさは, すきまが零のごく近傍を除いて, $\Delta \beta_{max} = \Delta \alpha > \Delta \beta > \Delta D$ であることがわかる.

以上の4種類の不確かさがランダムに生じる場合には, これらによる全体の影響は, それぞれの二乗平均をとればよい. この結果を図5.7中に $\Delta \beta_{sum}$ として示した. すき

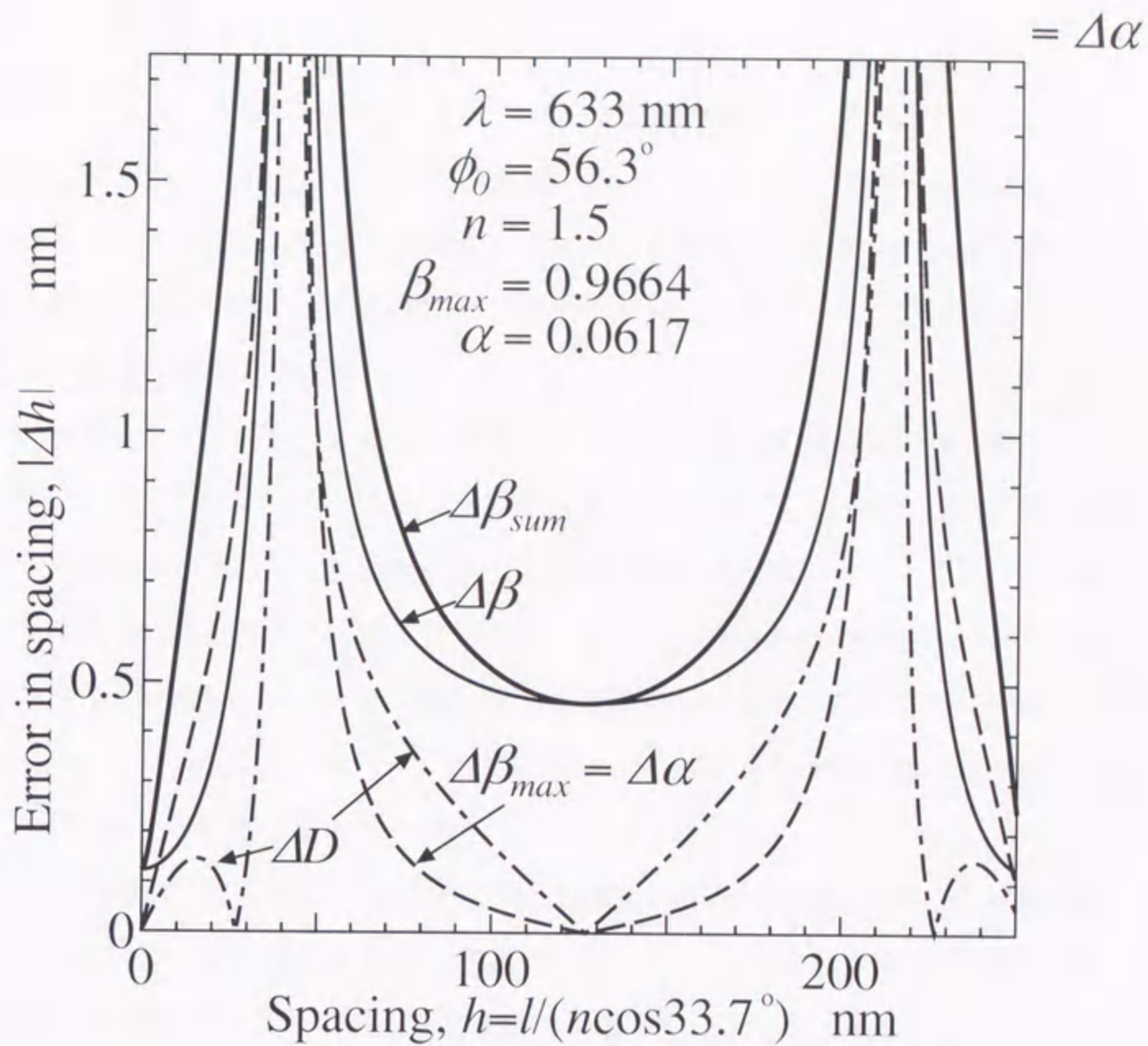


図 5.7: 浮上すきまの誤差成分 $\beta = \Delta\beta_{max} = \Delta\alpha = \Delta D = 0.01$

まが 30 nm 以下についてみると、すきまの誤差は、すきまが零において最小値をとるが、すきまの増加に伴って、急増することが分かる。

5.4 結言

磁気ディスク装置において、浮動ヘッドのすきま測定として実用されている二つのすきま測定法（ホモダイナミクス干渉法、偏光干渉法）について、すきまの較正曲線を求めるとき、および実際にすきまを測定するときに生起する誤差要因が、すきま測定の誤差として伝搬される大きさを解析的に求める近似式を導入して、誤差伝搬を簡易に定量的に評価することを可能とした。

ホモダイナミクス干渉法については、ガラスとスライダの強度反射率の積を微量とする近似により、ガラスとスライダの反射率を陽に含まない形で、測定された最大強度と最小強度のみの関数として表される較正曲線の近似式を導入した。また、この式に含まれる4種の誤差要因（検出された光強度信号、測定された最大強度と最小強度、反射時の位相回転量）について、測定値の不確かさがすきまの誤差として伝搬される大きさを解析的に求めた。さらに、計算例を示して、すきまの測定値に含まれる誤差に及ぼす誤差要因の寄与度を明らかにした。

偏光干渉法については、直交偏光と平行偏光との位相差が最大値をとる光路長が、直交偏光のみの位相が90度となる光路長と等しいとする近似に基づいて、測定された最大位相差の関数として表される較正曲線の近似式を導入した。現実の光学系について、この式がよい近似を与えることを確認するとともに、この式に含まれる4種の誤差要因（検出された位相差信号、測定された最大位相差、ガラスの反射率の関数、上記の二つの光路長の差）について、測定値の不確かさがすきまの誤差として伝搬される大きさを解析的に求めた。さらに、計算例を示して、測定するすきまとその測定値に含まれる誤差との関係を明らかにした。

偏光干渉法における近似式の導入においては、測定手順も提案していることになる。この近似式はスライダ側の反射率を陽に含まないために、試料であるスライダ材料の反射率を事前に同定しておく必要がないという特長があり、この手順にしたがって測定を行えば、スライダの反射率が未知のままでも測定が可能であり、実用的にも好都合な方法といえる。

第6章 結論

本論文の内容を以下に総括する。

第1章では、本論文の背景・目的と内容について述べた。

第2章では、プローブを走査して表面力を測定する摩擦力顕微鏡 (FFM) において、水平力と垂直力を同時に計測する場合に問題となるたわみとねじれの連成効果を解消するために、プローブを構成するカンティレバーとして、垂直力と水平力の検出という2つの機能を1つのカンティレバーの異なる位置で検出する機能分離構造を提案した。まず、たわみ剛性が小さく、ねじり剛性が大きいベースレバーとその逆の特性をもつトップレバーを組み合わせたデュアルレバー構造を提案し、これについて、有限要素法を用いて変形シミュレーションを行った。この結果、垂直力による歪みと水平力による歪みが最大となる点が異なった位置に現われる特徴を用いれば、機能分離機能が実現可能であることを見出した。つぎに、歪みゲージを用いてたわみとねじれによる歪みを検出する方式を採用した機能分離形カンティレバーを試作した。ねじれ角を検出するトップレバーを門形のツインビーム構造に、また垂直力を検出するベースレバーを単純な板ばね構造とし、ツインビームのそれぞれに歪みゲージを接着固定し、それらの和信号と差信号を用いてたわみとねじれを検出した。粗さのない平面として単結晶シリコンの研磨面を、また理想的な凹凸面として回折格子面を用いて実験を行い、両者における和・差信号を比較することによって、機能分離プローブがたわみとねじれの連成の分離に有効であることを確認した。

第3章では、ヘッドディスクインタフェースのような大きな摩擦係数が現われる相対運動系に FFM を適用することを目的として、非線形有限要素法を用いたシミュレーションによりカンティレバーのたわみとねじれの連成効果、および非線形変形特性を明らかにした。カンティレバーとしては長方形のステンレス板ばねと V 字形の単結晶シリコン板ばねを選定し、それぞれに垂直荷重を作用させた状態において、直交走査と平行走査により水平力を加えたときのたわみとねじれを計算した。この結果より、直

交走査に対するたわみについては、垂直荷重の大きさによってカンティレバーのばね特性がソフトスプリングからハードスプリングに遷移すること、この遷移点を与える垂直荷重において非線形変形特性の影響が完全に消滅することを明らかにした。また、直交走査に対するねじれについて、垂直荷重の大きさによってねじれに及ぼすたわみの連成の影響が反転するメカニズムを明らかにした。さらに、上記の遷移点を与える垂直荷重を負荷した条件では、たわみとねじれの連成効果が現れなくなることから、この条件が最適な計測条件であることを見出した。

第4章では、ヘッドディスクインタフェースを対象にして、プローブ走査によりナノ分子膜を介した接触面に作用する凝着力の速度効果を測定する新しい方法を開発するとともに、ハードディスク表面に適用して、本方法が分離力（触針が分離する瞬間の凝着力）の測定に有効であることを確認した。触針の絶対変位を直接測定する方法として、触針を保持しているカンティレバーの背面にマイケルソン干渉を適用し、縮画像を超高速 CCD カメラで撮影して、画像処理により過渡振動を計測する方法を開発した。また、分離点の同定の困難性を克服するために、分離直後のカンティレバーの過渡振動に着目して、その初期条件として、分離点の位置と分離力を求める方法を導入した。さらに、先端曲率半径 $0.1 \mu\text{m}$ のダイヤモンド触針と厚さ 5 mm の PFPE 膜付のガラスディスクを用いて、触針引き上げ速度を可変にして ($0.2 \sim 0.8 \text{ mm/s}$) 実験を行い、分離力が引き上げ速度の平方根にほぼ比例する関係が成立することを確認した。この結果は、マクロな接触系（直径 4 mm のボール）を用いた従来の結果と両立するものであり、また速度をゼロにして外挿した値が、静的な凝着力ともよい一致を示すことから、本測定方法が妥当な測定結果を提供していることが確認できた。ここで開発した方法は、カンティレバーの絶対変位を直接測定できるため、従来の光てこ法のようにカンティレバーの非平坦性の影響や大変位時の非線形変形特性の影響を受けることがなく、また三次元変位の計測も可能であることから、発展性・応用性が期待できる。

第5章では、磁気ディスク装置において、浮動ヘッドのすきま測定として実用されている二つのすきま測定法（ホモダイン干渉法、偏光干渉法）について、すきまの較正曲線を求めるとき、および実際にすきまを測定するときに生起する誤差要因が、すきま測定の誤差として伝搬される大きさを解析的に求める近似式を導入して、誤差伝

搬を簡易に定量的に評価することを可能とした。ホモダイン干渉法については、ガラスとスライドの強度反射率の積を微量とする近似により、測定された最大強度と最小強度のみの関数として表される較正曲線の近似式を導入した。また、この式に含まれる4種の誤差要因について、測定値の不確かさがすきまの誤差として伝搬される大きさを解析的に求めた。さらに、計算例を示して、すきまの測定値に含まれる誤差に及ぼす誤差要因の寄与度を明らかにした。偏光干渉法については、直交偏光と平行偏光との位相差が最大値をとる光路長が、直交偏光のみの位相が90度となる光路長と等しいとする近似に基づいて、測定された最大位相差の関数として表される較正曲線の近似式を導入した。現実の光学系について、この式がよい近似を与えることを確認するとともに、この式に含まれる4種の誤差要因について、測定値の不確かさがすきまの誤差として伝搬される大きさを解析的に求めた。さらに、計算例を示して、測定するすきまとその測定値に含まれる誤差との関係を明らかにした。偏光干渉法における近似式はスライド側の反射率を陽に含まないために、試料であるスライド材料の反射率を事前に同定しておく必要がないという特長があり、この手順にしたがって測定を行えば、スライドの反射率が未知のままでも測定が可能であり、実用的にも好都合な方法といえる。

参考文献

- [1] Y. Mitsuya. Nano-Technologies in Head-Medium Interface for Magnetic Disk Drives. In *The Fifth International Micromachine Symposium*, pp. 91-101, 1999.
- [2] 三矢保永. ヘッド・媒体インタフェースのマイクロメカニクス. 日本機械学会論文集 (C編), Vol. 60, No. 576, pp. 2528-2534, 1994.
- [3] 日本機械学会 (編). 情報機器のダイナミクスと制御. 日本機械学会, 1996.
- [4] 三矢保永. 高度 50 ナノメートルの極限飛行. 日本機械学会誌, Vol. 100, No. 943, pp. 28-30, 1996.
- [5] 三矢保永. ヘッドディスクインタフェースのパラダイムシフト. トライボロジスト, Vol. 43, No. 5, pp. 357-362, 1998.
- [6] 金子峻 (編). Zip の挑戦. オーム社雑誌局, 1999.
- [7] 畑村洋太郎, 中尾政之 (編). 実際の情報機器技術. 日刊工業新聞社, 1998.
- [8] Y. Arita. LZT technologies by CW-laser. In *DISCON'98 JAPAN, Disk forum*, 1998.
- [9] T. Yamamoto, T. Yokohata, and Y. Kasamatsu. Stiction Free Slider for Lightly Textured Disks. *IEEE Trans. Mag.*, Vol. 34, No. 4, pp. 1753-1755, 1998.
- [10] J. P. Peng. Theoretical Prediction of Ramp Loading/Unloading Process in Hard Disk Drives. *ASME J. Tribology*, Vol. 121, No. 3, pp. 568-574, 1999.
- [11] A. M. Homola. The Role of Interfacial Forces and Lubrication in Thin-Film Magnetic Media. In *ASME Series, Advances in Information Storage Systems*, Vol. 1, p. 279. ASME, 1991.

- [12] J. N. イスラエルアチベリ. 分子間力と表面力. 朝倉書店, 第2版, 1996.
- [13] Chao Gao, Xuefeng Tian, and Bharat Bhushan. A Meniscus Model for Optimization of Texturing and Liquid Lubrication of Magnetic Thin-Film Rigid Disks. In *STLE Special Publication*, Vol. SP-29, p. 201. STLE, 1995.
- [14] 三矢保永. 磁気記録. トライボロジスト, Vol. 41, No. 1, pp. 68-71, 1996.
- [15] 近沢正敏, 金沢孝文. 粉体工学会誌, Vol. 22, No. 7, p. 468, 1985.
- [16] 近沢正敏, 中島渉, 金沢孝文. 吸着水にもとづく粉体粒子の付着力の発生機構. 粉体工学研究会誌, Vol. 14, No. 1, p. 18, 1977.
- [17] 松本浩之, 小川陽子, 石原平悟, 伊藤豊, 師岡寿至. 潤滑剤のカーボン保護膜に対する吸着特性と摩擦特性. トライボロジー会議予稿集, pp. 125-128, 1994.
- [18] 庄司三良, 今関周治, 宇佐美勝久. 潤滑膜の吸着構造. トライボロジー会議予稿集, pp. 47-49, 1996.
- [19] N. V. Gitis, L. Volpe, and R. Sonnenfeld. Long-Term Stiction at the Magnetic Thin-film Disk-Slider Interface. In *ASME Series, Advances in Information Storage Systems*, Vol. 3, pp. 91-105. ASME, 1991.
- [20] 谷弘詞, 小川陽子. コンタクト記録用ヘッドABSテクスチャの検討. トライボロジー会議予稿集, pp. 214-216, 1996.
- [21] 加藤幸男, 浜口哲也, 東谷輝義. 磁気ディスク装置における超低荷重液体浮上方式の試み. トライボロジー会議予稿集, pp. 65-68, 1994.
- [22] 柳澤雅広. 日経エレクトロニクス, No. 684, p. 141, 1997.
- [23] A. C. Tam, I. K. Pour, T. A. Nguyen, D. J. Krajnovich, P. Baumgart, T. Bennett, and C. Grigoropoulos. Experimental and Theoretical Studies of Bump Formation During Laser Texturing of Ni-P Disk Substrates. *IEEE Trans. Magn.*, Vol. 32, p. 3771, 1996.

- [24] S. K. Chilamakuri and B. Bhushan. Optimization of Asperities for Laser-Textured Magnetic Disk Surfaces. *STLE Tribology Trans.*, Vol. 40, No. 2, pp. 303-311, 1997.
- [25] 田中秀明, 谷弘詞. 表面モデル形状派パターンニングによる薄膜磁気ディスクのトライボロジー特性解析. *トライボロジスト*, Vol. 42, No. 4, pp. 251-256, 1997.
- [26] J. Israelachvili. Interferometric Method for determining Refractive Index and Thickness of Thin Films. *Nature*, Vol. 229, pp. 185-186, 1971.
- [27] A. Tonck, J. M. Georges, and J. L. Loubet. Measurements of Intermolecular Forces and the Rheology of Dodecane between Alumina Surfaces. *J. Colloid Interface Sci.*, Vol. 126, No. 1, pp. 150-163, 1988.
- [28] G. Binnig and Ch. Gerber. Atomic Force Microscope. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 56, No. 9, pp. 930-933, 1986.
- [29] A. Majumdar, B. Bhushan, and C. L. Tien. Role of Fractal Geometry in Tribology. In *Adv. Info. Storage Syst.*, Vol. 1, pp. 231-266. ASME, 1991.
- [30] 熊谷明恭, 折笠仁, 石渡統, 高橋伸幸. 磁気ディスク上潤滑剤の高空間分解能観察. *トライボロジー会議予稿集*, pp. 355-356, 1999.
- [31] C. Mathew Mate, Gary M. McClelland, Ragnar Erlandsson, and Shirley Chiang. Atomic-scale friction of a tungsten tip on a graphite surface. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 59, No. 17, pp. 1942-1945, 1987.
- [32] Ju-Ai Ruan and Bharat Bhushan. Atomic-Scale Friction Measurements Using Friction Force Microscopy: Part I-General Principles and New Measurement Techniques. *Trans. ASME, Journal of Tribology*, Vol. 116, pp. 378-388, 1994.
- [33] 松山克宏. AFM/FFM マイクロカンチレバーの現状. *トライボロジスト*, Vol. 42, No. 11, pp. 823-828, 1997.
- [34] C. J. Lu, Zhaoguo Jiang, D. B. Bogy, and T. Miyamoto. Simultaneous Measurement of Surface Topography and Friction Force by a Single-Head Lateral Force Microscope. *Trans. ASME, J. Tribol.*, Vol. 117, pp. 244-249, 1995.

- [35] T. R. Albrecht, S. Akamine, T. E. Carver, and C. F. Quate. Microfabrication of cantilever styli for the atomic force microscope. *J. Vac. Sci. Technol.*, Vol. A8, No. 4, pp. 3386-3396, 1990.
- [36] R. Kaneko, K. Nonaka, and K. Yasuda. Summary Abstract: Scanning tunneling microscopy and atomic force microscopy for microtribology. *J. Vac. Sci. Technol.*, Vol. A6, No. 2, pp. 291-292, 1988.
- [37] Y. OHSHIMA and Y. MITSUYA. Simultaneous measurement of vertical and lateral forces with scanning micro-probe using differential output from strain gauges attached on dual-cantilevers. In *Proceedings of the Third International Conference on Motion and Vibration Control*, pp. 148-153, 9 1996.
- [38] J. L. Streater and J. K. Johnson. Velocity-Dependent Adhesion with Lubricants on Thin-Film Disks. In *STLE Special Publication*, Vol. SP-35, p. 67. STLE, 1992.
- [39] A. M. Homola, J. N. Israelachvili, M. L. Gee, and P. M. McGuiggan. Measurement of and Relation Between the Adhesion and Friction of Two surfaces Separated by Molecularly Thin Liquid Films. In *ASME/STLE Joint Tribology Conference*, 1989.
- [40] M. J. Matthewson. Adhesion of spheres by thin liquid films. *Philos. Mag. A*, Vol. 57, No. 2, pp. 207-216, 1988.
- [41] Dror Salid, editor. *Scanning Force Microscopy*. OXFORD UNIVERSITY PRESS, revised edition, 1994.
- [42] D. Rugar, H. J. Mamin, and P. Guethner. Improved fiber-optic interferometer for atomic force microscopy. *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 55, No. 25, pp. 2588-2590, 1989.
- [43] R. Kaneko, S. Oguchi, S. Hara, R. Matsuda, T. Okada, and H. Ogawa. Atomic Force Microscope Coupled with an Optical Microscope. *Ultramicroscopy*, Vol. 42-44, pp. 1542-1548, 1992.

- [44] R. Erlandsson, G.M. McClelland, C. M. Mate, and S. Chiang. Atomic force microscopy using optical interferometry. *J. Vac. Sci. Technol.*, Vol. A6, No. 2, pp. 266-270, 1988.
- [45] Gerhard Meyer and Nabil M. Amer. Novel optical approach to atomic force microscopy. *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 53, No. 12, pp. 1045-1047, 1988.
- [46] 大島康司, 三矢保永, 神谷正人. AFM用カンティレバーによる磁気ディスク表面凝着力の速度依存性計測. 日本機械学会第75期通常総会講演論文集, 第4巻, pp. 169-170, 4 1998.
- [47] Gerhard Meyer and Nabil M. Amer. Simultaneous measurement of lateral and normal forces with an optical-beam-deflection atomic force microscope. *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 57, No. 20, pp. 2089-2091, 1990.
- [48] S. Fujisawa, M. Ohta, M. Konishi, Y. Sugawara, and S. Morita. Difference Between the Forces Measured by an Optical Lever Deflection and by an Optical Interferometer in an Atomic Force Microscope. *Rev. Sci. Instrum.*, Vol. 65, pp. 644-647, 1994.
- [49] Yasunaga Mitsuya, Yasuji Ohshima, and Tsuyoshi Nonogaki. Coupling and Non-linear Effects of Cantilever Deflection and Torsion Encountered in Simultaneous Measurement of Vertical and Lateral Forces using Scanning Probe Method. In *Proc. of NORDTRIB'96*, Vol. 3, pp. 41-46, 1996.
- [50] M. Tortonese, R. C. Barrett, and C. F. Quate. Atomic resolution with an atomic force microscope using piezoresistive detection. *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 62, No. 2, p. 834, 1993.
- [51] J. A. Harley and T. W. Kenny. High-sensitivity piezoresistive cantilevers under 1000 Å thick. *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 75, No. 2, pp. 289-291, 1999.
- [52] 森田清三. 原子間力顕微鏡のすべて. 工業調査会, 1995.

- [53] R. M. A. Azzam and N. M. Bashara. *Ellipsometry and Polarized Light*. North-Holland Elsevier Science Publishers B. V., 1987.
- [54] Yufeng Li, Aric Menon, and Peter Goglia. Evaluations of Diamond-Like-Carbon Film Optical Constants and Their Effects on Flying Height Determination. *Trans. ASME J. Tribology*, Vol. 118, No. 4, pp. 767-773, 1996.
- [55] Christopher Lacey, Rick Shelor, A. J. Cormier, and F. E. Talke. Interferometric Measurement of Disk/Slider Spacing: the Effect of Phase Shift on Reflection. *IEEE Trans. Mag.*, Vol. 29, No. 6, pp. 3906-3908, 1993.
- [56] 村主文隆, 田中勝之, 竹内芳徳. 光干渉法によるスライダ浮上量の測定における反射光の位相遅れに起因する測定誤差の検討. 機械学会論文集 (C編), Vol. 58, No. 546, pp. 445-449, 1992.
- [57] 大久保俊文, 岸上順一, 福井茂寿, 安田享祐. 可視レーザ光干渉を利用した浮動ヘッドスライダ浮上特性の精密測定. 機械学会論文集 (C編), Vol. 53, No. 487, pp. 839-847, 1987.
- [58] C. A. Duran. Error Analysis of a Multiwavelength Dynamic Flying Height Tester. *IEEE Trans. on Mag.*, Vol. 32, No. 5, pp. 3720-3722, 1996.
- [59] Yufeng Li. Flying Height Measurement on Al_2O_3 Film of a Magnetic Slider. *Trans. ASME, J. Tribol.*, Vol. 119, pp. 681-686, 1997.
- [60] 村主文隆, 藤井正孝, 宮澤嘉彦, 竹内芳徳, 田中勝之. 白色光干渉方式スライダ浮上量測定器の測定値の補正. 機械学会論文集 (C編), Vol. 63, No. 612, pp. 2773-2780, 1997.
- [61] Tadashi Fukuzawa, Teiji Hisano, and Hiroshi Watabe. A Glass Disk Distortion Effect in an Optical Flying Height Tester. *IEEE Trans. on Mag.*, Vol. 32, No. 5, pp. 3690-3692, 1996.

- [62] 三矢保永, 三井昭人, 河辺享之, Lars Lunde. マイケルソン顕微干涉法による浮動ヘッドの浮上すきまと姿勢の三次元画像計測. 日本機械学会論文集 (C), Vol. 61, No. 590, pp. 3937-3944, 1995.
- [63] Bharat Bhushan, editor. *Handbook of Micro/Nano Tribology*. CRC Press, 1995.
- [64] H. J. Guntherodt, D. Anselmetti, and E. Meyer. *Forces in Scanning Probe Method*. Kluwer Academic, Dordrecht, 1995.
- [65] J. E. Sader and L. White. Theoretical analysis of the static deflection of plates for atomic force microscope applications. *J. Appl. Phys.*, Vol. 74, No. 1, pp. 1-9, 1993.
- [66] E. Hamada and R. Kaneko. Microdistortion of Polymer Surfaces by Friction. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, Vol. 25, pp. A53-A56, 1992.
- [67] T. Miyamoto, R. Kaneko, and S. Miyake. Tribological Characteristics of amorphous Carbon Film Investigated by Point Contact Microscopy. *J. Vac. Sci. Technol.*, Vol. B9, pp. 1336-1339, 1991.
- [68] T. Miyamoto, S. Miyake, and R. Kaneko. Wear Resistance of C^+ -Implanted Silicon Investigated by Scanning Probe Microscopy. *Wear*, Vol. 162-164, pp. 733-738, 1993.
- [69] 三矢保永, 大島康司, 神谷正人. SPM用マイクロプローブを用いた磁気ディスク表面凝着力の速度依存性計測 (分離点同定精度の向上). IIP'99 情報・知能・精密機器部門講演会, pp. 54-55, 3 1999.
- [70] 三矢保永, 大島康司. SPM用マイクロプローブを用いた磁気ディスク表面凝着力の速度依存性の計測. 日本機械学会論文集 (C編), 2000. 掲載決定.
- [71] Digital Instruments, Inc., 502 East Montecito Street, Santa Barbara, CA 93103. *DimensionTM 5000 Scanning Probe Microscopy Instruction Manual*, 1994.
- [72] 藁田孝敏, 打浪俊一. 磁気ハードディスクの潤滑剤モデルの最適化. 日本トライボロジー学会トライボロジー会議予稿集, pp. 95-98, 10 1992.

- [73] M. Yanagisawa. Lubricant on plated magnetic recording disks. In *STLE Special Publication*, Vol. SP-19, p. 16. STLE, 1985.
- [74] 谷弘詞, 井上雅典, 白倉高明. 磁気ディスクの表面形状と耐摩耗性に関する考察. 日本トライボロジー学会トライボロジー会議予稿集, pp. 153-156, 10 1994.
- [75] 柳和久, 篠原肇, 伊藤元通. 薄膜磁気ディスクの CSS 特性に対する表面トポグラフィ情報の寄与. 日本トライボロジー学会トライボロジー会議予稿集, pp. 33-36, 5 1991.
- [76] N. Viswanathan and T. Coughlin. Texture optimization on circumferential textured disk surface for contact start/stop performance. In *ASME Series, Advances in Information Storage Systems*, p. 127. ASME, 1991.
- [77] N. V. Gitis, L. Volpe, and R. Sonnenfeld. Long-Term Stiction on the Magnetic Thin-Film Disk-Slider Interface. In *ASME Series, Advances in Information Storage Systems*, p. 91. ASME, 1991.
- [78] Y. Li and F. E. Talke. A model of the effect of humidity on stiction of the head/disk interface. In *STLE Special Publication*, Vol. SP-29, p. 79. STLE, 1990.
- [79] T. Miyamoto, R. Kaneko, and Y. Ando. Interaction force between thin film disk media and elastic solids investigated by atomic force microscopy. *Trans. ASME, Journal of Tribology*, Vol. 112, No. 3, pp. 567-572, 1990.
- [80] T. Miyamoto and R. Kaneko. Microscopic Adhesion and Friction between A sharp Diamond Tip and $\text{Al}_2\text{O}_3\text{-TiC}$. In *ASME Series, Advances in Information Storage Systems*, p. 11. ASME, 1991.
- [81] Y. Mitsuya, Akihito Mitsui, Yasuyuki Kawabe, and Lars Lunde. Three-dimensional measurement of head flying height and attitude using image processing of fringe patterns formed by michelson laser interferometry. *Trans. ASME, Journal of Tribology*, Vol. 118, No. 3, pp. 564-570, 1996.
- [82] 南茂夫. 科学計測のための波形データ処理. CQ 出版, 1986.

- [83] 三矢保永. 微小すきまの計測技術 (レーザ干渉方式). トライボロジスト, Vol. 43, No. 7, pp. 624-629, 1998.
- [84] 村主文隆, 田中勝之, 竹内芳徳. 紫外光干渉による磁気ヘッドスライダ浮上量の精密測定. 機械学会論文集 (C編), Vol. 60, No. 571, pp. 949-955, 1994.
- [85] Peter de Groot, Leslie Deck, James Soobitsky, and James Biegen. Polarization interferometer for measuring the flying height of magnetic read-write heads. *Optics Lett.*, Vol. 21, No. 6, pp. 441-443, 1996.
- [86] 鈴木達郎 (編). 応用光学 I. 朝倉書店, 1982.

謝辞

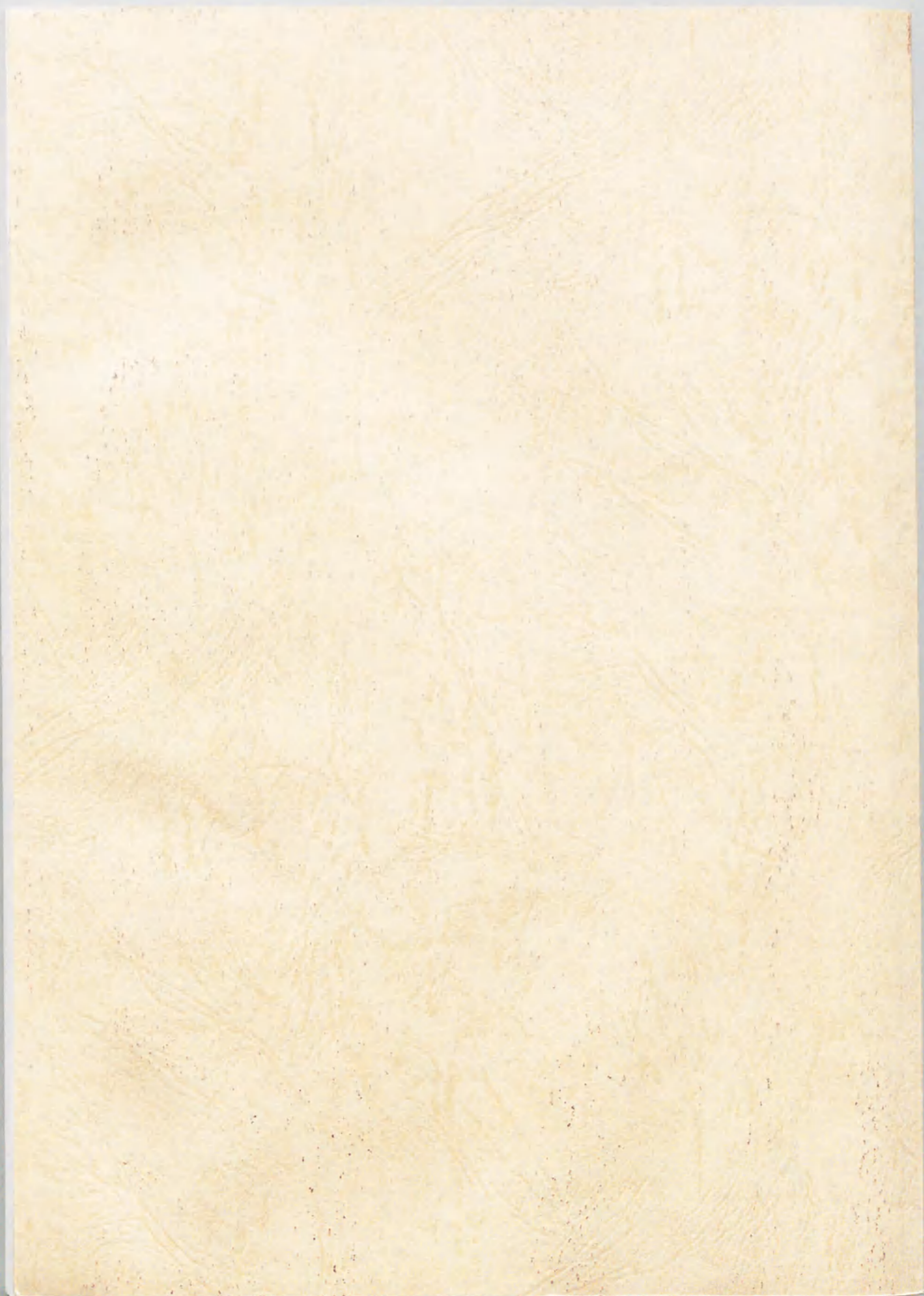
本論文は、名古屋大学大学院工学研究科マイクロシステム工学専攻マイクロ計測工学講座において、同マイクロシステム工学専攻（電子機械工学専攻 併担）三矢 保永教授の御指導のもとに行った研究をまとめたものである。研究全般において、終始懇切なる御指導と御鞭撻を賜りました三矢 保永 教授に深甚なる感謝の意を表します。

本論文をまとめるにあたり、有益なご教示とご検討を賜りました名古屋大学大学院工学研究科機械工学専攻 山口 勝美 教授，ならびに同マイクロシステム工学専攻 佐藤 一雄 教授に深謝の意を表します。

また、三重大学工学部機械工学科 野村 由司彦 教授，ならびに静岡理工科大学理工学部機械工学科 大岡 昌博 助教授には、普段より種々の御指導と御配慮を賜りましたことを心より感謝の意を表します。

本研究を実施するにあたり、電子機械工学専攻修士 野々垣 剛 君（現 石川島播磨重工業株式会社）には種々の実験・計算への助力を頂いたことに感謝の意を表します。

マイクロシステム工学専攻マイクロ計測工学講座，および電子機械工学専攻知能計測工学講座の諸氏には、本研究における有益な討論，様々な実験への助力を頂きました。ここに深く感謝の意を表します。



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

