

筑波大学大学院博士課程

数理物質科学研究科博士論文

博士（工学）

浮上スライダー・近接場光技術による光ディスク高記録密度化  
の研究

小 島 直 人

ナノサイエンス・ナノテクノロジー専攻

## 目次

目次	2
第1章 序論	5
1.1 はじめに	5
1.1.1 大容量、高密度ファイル記憶の必要性	5
1.1.2 光ディスクストレージの高記録密度化技術と研究課題	8
1.1.3 磁気ディスクストレージの高記録密度化技術と研究課題	10
1.1.4 近接場光学の先行研究	11
1.2 本研究論文の目的	18
1.3 本研究論文の概要と構成	18
第2章 ハードディスク用新規浮上スライダー構造の検討	22
2.1 ハードディスク用ヘッドスライダーの浮上原理	22
2.2 浮上静特性解析	25
2.2.1 新規スライダー構造の浮上特性の基本特性解析（計算）	26
2.2.2 新規スライダー構造の3.5インチドライブ条件での浮上設計	30
2.2.3 新規スライダー構造の3.5インチドライブ条件での浮上特性測定	31
2.2.4 計算値と実験値の整合性	33
2.3 浮上動特性解析	34
2.3.1 バンプ乗越え特性	34
2.3.2 シーク時のロール変動	39
2.3.3 空気膜剛性解析（計算）	41
2.3.3.1 バンプ乗越え特性への影響	42
2.3.3.2 シーク時のロール変動への影響	43
2.3.3.3 パピオン型の空気膜剛性改善	44
2.4 信頼性（摩擦摩耗特性）	48
2.4.1 離陸特性（TOV）	49
2.4.2 CSS 摩擦摩耗特性	51
2.5 第2章のまとめ	55
第3章 SIL 搭載光浮上ヘッドスライダーによる近接光記録	57
3.1 近接場光とソリッドイマージョンレンズ	57
3.2 光浮上ヘッドスライダーの浮上設計	58
3.2.1 光浮上ヘッドスライダーの特徴	58
3.2.1 浮上静特性設計	58
3.2.3 浮上動特性解析	60
3.3 光浮上ヘッドスライダーの試作・評価	63
3.3.1 光浮上ヘッド・試作構造／工程について	63
3.3.2 光浮上ヘッド試作品の評価結果	66
3.4 第3章のまとめ	69

第4章 散乱型近接場光顕微鏡方式による超解像光再生の検討	70
4.1 走査型干渉無開口顕微鏡 (SIAM) 方式について	70
4.2 SIL-SIAM 光生素子の具体的設計	73
4.2.1 本素子の動作原理	73
4.2.2 シミュレーション (RCWA 法) による解析結果	74
4.3 SIL-SIAM 素子の作成プロセス及び試作サンプル	76
4.3.1 試作素子構造	76
4.3.2 素子形成プロセス	76
4.3 SIL-SIAM 素子の光再生信号評価系の構築	79
4.3.1 再生信号検出方式	79
4.3.2 ギャップサーボによるヘッド／記録媒体すきま制御	80
4.4 SIL-SIAM 素子光再生信号・評価結果	82
4.5 第4章のまとめ	85
第5章 プラズモンアンテナ／相変化ナノ微粒子メディアによる超高密度光記録再生の検討	86
5.1 ナノ金属球 (単球、二連球) モデルによる局所表面プラズモン共鳴を用いた近接場光発生の解析 (解析解と FDTD 法の比較)	86
5.1.1 ナノ銀微粒子 (単球) における局所表面プラズモン共鳴と近接場光	86
5.1.2 ナノ銀微粒子・二連球配列での局所プラズモン共鳴と近接場光	92
5.1.2.1 FDTD 法による数値解析	92
5.1.2.2 二連球系の局所プラズモン共鳴解析解	93
5.1.2.3 相変化ナノ微粒子での近接場光発生	95
5.1.3 散乱断面積計算による共鳴の振る舞い (FDTD)	97
5.1.3.1 単球における散乱光特性	97
5.1.3.2 二連球における散乱光特性	100
5.1.3.3 フレーリッヒ共鳴式に基づく LSPR に適した相変化材料の探索	102
5.2 FDTD 法によるプラズモン・アンテナ (Bowtie 型、Triangle 型) の近接場光解析	104
5.2.1 概要	104
5.2.2 計算条件	105
5.2.3 アンテナ形状依存性	110
5.3 プラズモンアンテナとナノ相変化微粒子媒体との近接場光相互作用、及び離散的加熱効果について	115
5.3.1 GST 連続膜と微粒子アレイの比較 (離散化による電界集中効果)	115
5.3.2 微粒子アレイ媒体におけるドット形状依存性	118
5.3.2.1 ドット立体形状の影響	119
5.3.2.2 ドットピッチの影響	122
5.3.2.3 アンテナ先端・曲率半径の影響	124
5.3.2.4 ドット平面形状の影響 (円柱、四角柱ドットの比較)	124
5.3.2.5 ドット・コーナー部の曲率半径の影響	128
5.3.3 相変化 (結晶／アモルファス間) による近接場光への影響	129

5.3.4 アンテナによる近接場の発生メカニズム .....	131
5.4 プラズモン・アンテナとナノ相変化微粒子媒体との近接場光相互作用、及び昇温・冷却プロセスの時間依存性について .....	135
5.4.1 静的熱応答による媒体温度分布解析 .....	136
5.4.1.1 シミュレーション条件 .....	136
5.4.1.2 計算結果 .....	139
5.4.2 熱過渡応答特性 .....	142
5.4.2.1 シミュレーション条件 .....	142
5.4.2.2 計算結果 .....	145
5.4 アンテナ／ナノドット媒体における Write-Once 型光記録再生の可能性 .....	149
5.5 相変化媒体のナノ微粒子化の影響 .....	150
5.6 第5章のまとめ .....	152
第6章 結語 .....	154
6.1 本研究の成果のまとめ .....	154
6.2 本研究の成果の意義 .....	155
6.3 今後の展望に関して .....	157
引用文献 .....	162

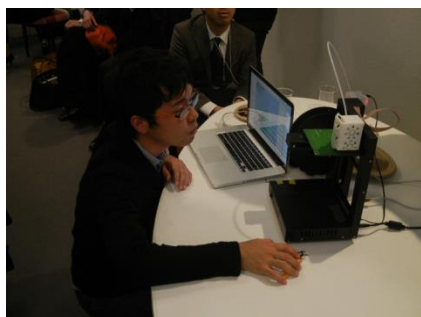


## 第1章 序論

### 1.1 はじめに

#### 1.1.1 大容量、高密度ファイル記憶の必要性

クラウド・コンピューティング等様々な技術に支えられ、現在グローバルに ICT 技術の発展が著しい。携帯電話、スマートフォンの普及に伴い、メール、ラインのようなテキストデータ、静止画・動画のような映像データ、さらには内蔵されている GPS による位置情報データ等の多彩なデータを個人が取り扱い、クラウド上で成立している Facebook、Twitter などのソーシャルネットワーク（SNS）で共有することで楽しむなど、ネット上を行きかうデータ・トラフィックは急激に増加しつつある。さらに、“Fablab”としてグローバルな展開を見せているアクティビティがある [1] [2]。3D プリンターなどを装備した、個人が簡単に「ものづくり」ができる Fablab サイトが普及しつつあり、設計上の CAD データをクラウド上で共有し、それを個人が簡単に手元で作れるようになった。すなわち、個人が、特定の個人のニーズのためだけに「製造」することがビジネス的にも採算がとり得る状況になってきた。



a) 3D プリンターを個人で使う



b) 世界中の Fablab サイト

図 1 Fablab のアクティビティ（Fablab Japan ホームページから転載）

これらの ICT がもたらす効用も、従来に比べて、桁違いに大容量のデータを超高速で転送するネットワークとそれを保存する大容量・超高速ストレージがあって初めて成立する。米 CISCO 社の 2012 年時点での予測としては、世界の IP トラフィック量は、2011 年には、月間 31 EB（EB：エクサバイト）であったものが、2016 年には 110 EB と実に 4 倍になると予想されている [3]（図 2）。Cisco 社の分析によれば、スマートフォン、タブレット等の携帯デバイスの急増、インターネットユーザー増加（2016 年の IT 利用者人口：国連推定人口の約 45%の 34 億人）、ブロードバンドの高速化（固定ブロードバンド転送速度；9 Mbps @2011 ⇒ 34 Mbps @2016）、動画配信（youtube など）、WiFi の拡大等がこのトラフィック急増の要因になっていると考えられている。

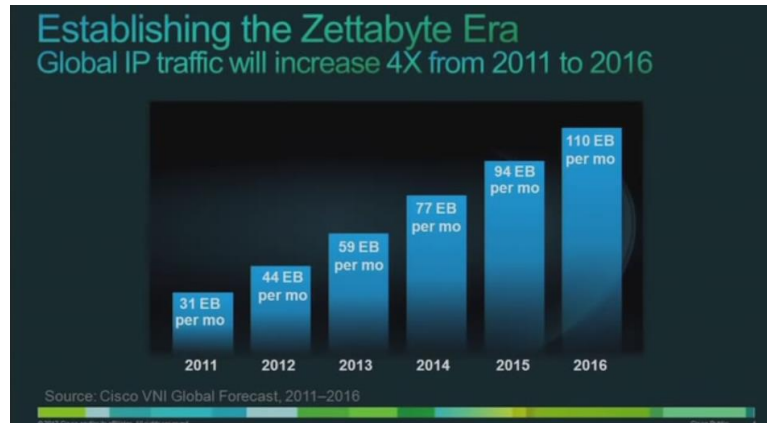
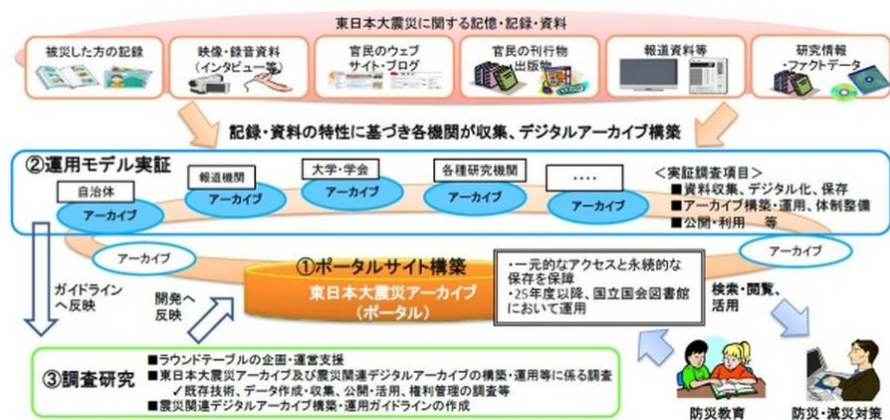


図 2 世界の月間 IP トラフィック量の推移予測（文献[3]から引用）

この状況に呼応するように、総務省をはじめとする国・各府省も ICT 技術の利活用を施策として取り入れており、総務省における「東日本大震災アーカイブ」基盤構築プロジェクト [4]（図 3）、国立国会図書館における、「電子図書館中期計画 2004」に基づく「NDL デジタルアーカイブシステム」 [5] の運用開始（平成 21 年）等が既に実施されており、デジタルデータを長期安定に保存するアーカイブの必要性も増加してきている。



（総務省ホームページから転載）

図 3 総務省における「東日本大震災アーカイブ」基盤構築プロジェクト

これらの ICT における技術的要請、すなわち、急増する IP トラフィック量への対応、デジタルアーカイブの記憶容量の巨大化、保存安全性・寿命への要求の高まりを踏まえると、メモリ階層（memory hierarchy）に対する要求としても、高機能化に対応した各ストレージの役割分担がより鮮明に求められる。

	CPU	Cache	Main Memory	Disk Memory	Tape Memory
Access type	Random	Random	Random	Direct	sequential
Capacity [Byte]	64 – 1024	8 – 512 K	8 – 64 M	1 – 10 G	1 T
Latency	1 – 10 ns	20 ns	50 ns	10 ms	10 ms – 10 s
Block size	1 word	16 word	16 word	4 KB	4 KB
Bandwidth	system clock	8 MB/s	1 MB/s	1 MB/s	1 MB/s
Cost / MB	High	\$500	\$30	\$0.25	\$0.02

図 4 コンピュータシステムの中のメモリ階層（文献[6]から引用）

コンピュータ内の記憶装置としては、図 4 に示すように、中央演算素子（CPU）に近い順に、レジスタ／キャッシュ／メモリ／ストレージ／アーカイブに分かれる [6]。これはコンピュータの高性能化とコストを両立させるには、CPU に近いところでは、高価だが高速・小容量の記憶装置を使い、下流に安価だが低速・大容量の記憶装置を配置するというメモリ階層（Memory hierarchy）を構築することが演算を行う上で効率的だからである。また、CPU／メモリ／ストレージをダイレクトに繋ぐと、処理速度の違いから、待ち時間が発生し計算リソースの無駄が生じる恐れがあることから、これらの間にバッファメモリを入れ、処理速度の差を吸収するということも行われている。

メモリ／ストレージの部分で見ても、データ転送レート、及び容量とのトレードオフで半導体メモリ、磁気ディスクストレージが棲み分けをしている。またアーカイブとして、アクセスする頻度は少ないものの、長期安定にデータを保存することを目的に、光ディスク／テープストリーマの各装置等が用いられている。 [7] [8]。

	対応製品（型番）	価格/1GB	転送速度	面記録密度	寿命	消費電力
Optical Disk (Blu-ray)	DLR25RP10V1 BRD-UT16X	¥ 8	18 MB/s BD4 倍速	20 Gbit/in <sup>2</sup>	5～ 20yrs	3～5 W
Hard Disk (3.5" desktop)	Western Digital WD40EFRX [4TB]	¥ 5	150 MB/s	635 Gbit/in <sup>2</sup>	5 yrs	～5 W
NAND Flash (USB3.0 対応)	SanDisk SDSDXS-128G-J35P	¥ 240	80 MB/s	330 Gbit/in <sup>2</sup>	10 yrs	0.1 W
Tape Streamer (LT0-5)	Fuji LT0 FB UL-5 1.5tJ	¥ 2	140 MB/s	4.2 Gbit/in <sup>2</sup>	>30yr s	40W

表 1 外付け型記憶装置の比較

表 1 はデスクトップ型パーソナル・コンピュータ（PC）の外付け記憶装置として用いられている主なストレージの比較表である。1GB 当りの価格を算出するために、インターネット通信販売ホームページ「価格.com」において、2014 年 4 月 21 日現在の平均販売価格を調べた。選定したモデルに関しては、その時点において、なるべく高仕様でかつ販売価格も落ち着いたもの（販売開始直後のものは除いた）を選んだ。

この表から、①1GB 当りの価格（いわゆるビットコスト）が一番安いものは、テープストリーマーでおよそ 2 円、最も高いものは、NAND フラッシュでおよそ 240 円、ハードディスク、光ディスクは其々 5 円、8 円で、フラッシュメモリのビットコストの高さが際立っている。

データ転送レートに関しては、ハードディスクとテープストリーマーがほぼ同等で、150 ないし 140MB/s、フラッシュがその半分程度の 80MB/s である（ただし、SanDisk から転送レート 240MB/s のものがリリースされたところなので、同等程度とも考えられる）。光ディスクが、BD4 倍速でも 18MB/s と他のものより 1 桁ちかく小さい。これは、光ディスクのみ熱過程による記録をおこなっているためと考えられる。注記すべきなのは、テープストリーマーのみは、ランダムアクセスが出来ないという点で、完全にアーカイブに特化したものといえる。

寿命に関しては、ハードディスクの寿命の短さが目立つ。長期保存という意味では、光ディスクないしはテープストリーマーが 20 年ないし 30 年程度の保存が可能と考えられているが、公的文書のデータ保管等の用途を想定すると、より長期（例えば 100 年程度）の寿命が求められる可能性もある。さらに千年メモリの国家プロジェクトもある [9]。

消費電力のうち、データ保持エネルギーに関しては、ハードディスク、フラッシュは、スリープ状態等より低いパワー消費状態ではあるものの常時駆動されているのに対して、フラッシュ、テープストリーマーでは、データ記録／再生時のみ駆動されると考えられる。このためメインメモリに対するセカンダリーメモリとしては、ハードディスクとフラッシュメモリがビットコストと保持エネルギーの点で拮抗しており、アーカイブ、すなわちデータを長期保持する記録装置としては、テープは最も低消費電力と考えることができる。

こうしてみると外付け記録装置としては、メインメモリに対するセカンダリーメモリとしては、ハードディスクないしフラッシュが適しており、アーカイブとしては、テープストリーマーないし光ディスクが適していると考えられる。ハードディスク、光ディスクとも其々競合する技術に対し、記憶容量（ビットコスト）、データ転送レート、そして低消費電力という点で優位な差別化を行う必要がある。

### 1.1.2 光ディスクストレージの高記録密度化技術と研究課題

光ディスクストレージにおいては、記録密度の向上は、光学系の使用波長（ $\lambda$ ）の短波長化、及びディスク盤面にスポット結像を行う集光レンズの開口数（NA）の向上により、ディスク盤面での光スポット径を縮小することで実現されてきた。即ちディスク盤面でのスポット径（エアリーサイズ）は、 $1.22 \times \lambda / \text{NA}$  で与えられる。スポット径は、コンパクトディスクで  $2.1 \mu\text{m}$ 、DVD で  $1.3 \mu\text{m}$ 、次世代 DVD（BluRay 等）では  $0.58 \mu\text{m}$  というように低減してきたが、光の回折限界によりスポット径の低減には限界がある。即ちレンズ開口数（NA）は通常のファーフールド光学系においては、1 を超えることは原理的に不可能である。また現在実用化されている可視光光学系（ $\lambda \sim$

400nm) より短波長域である近紫外～紫外光域用ではディスクストレージで使用可能な実用的な光学材料はまだ少なく、短波長化にも多くの制約がある。

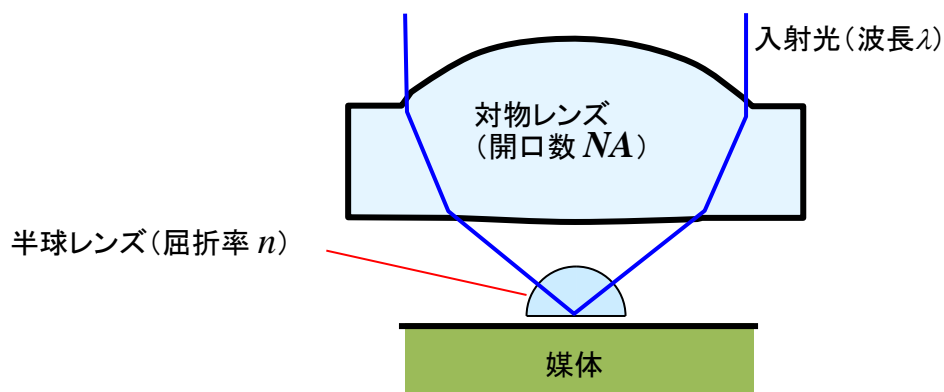


図 5 ソリッドイマージョンレンズ (SIL) 構造

回折限界を超えたスポット径の縮小を実現するために、ソリッドイマージョンレンズ (Solid Immersion Lens; SIL) 等による近接光レンズの研究が盛んに行われている。SIL は、Mansfield, Kino により提唱され [10] [11] [12]、図 5 に示すように、対物レンズの焦点面付近に、高屈折率材からなる半球レンズを配置することでスポット径の縮小を実現する。半球レンズ内のスポット径は、半球レンズの屈折率を  $n$  とするとき、 $1/n$  になる。ディスク記録面が波長の  $1/10$  程度の距離まで近接しているときには、半球レンズ底面で結像したスポットは、エバネッセント光により同じ大きさのスポットとしてディスク面上に結像し、回折によるスポット径増加は生じない。このように SIL を用いることにより、回折限界を超えたスポットの微小化を実現することができる。しかしながら、SIL を用いても実現できるスポット径は  $80\sim 100$  nm 径程度 [13] であり、磁気ディスク・ストレージで実現されているものと同等の記録密度を実現しようとする、 $10$  nm $\sim 20$  nm 径の光スポットの実現が必要とされる。

このように、光ディスクストレージにおいて、高記録密度化を実現するにあたり SIL は有効な手段であるが、エバネッセント光による結像を得るためには、SIL とディスク記録面とのスペーシングを波長の  $1/10$  以下、即ち数  $10$  nm 以下に抑える必要がある。ハードディスクで用いられている浮上スライダ構造は、このオーダーのスペーシングを実現する実用的な構造である。そこで SIL を浮上スライダに搭載することにより、ヘッド・ディスク間のスペーシングを数  $10$  nm に制御、近接光記録再生を行う方式を考えることができる。この光浮上ヘッド構造に関しては、Terris 等の実験でも基本的なスライダ構造の導入が見られるが [14]、ドライブに実装する上では、以下に示すような機械特性上の諸課題を解決する必要がある。即ち、①SIL、特に半球レンズをスライダに内包したデバイス構造 ②スライダ浮上安定性の劣化 ③サスペンション・オフトラック共振周波数低下に伴うトラッキング精度の低下。後者の 2 つは、浮上スライダに SIL あるいは各光学素子を搭載することにより、スライダ質量が増加し、重心位置が高くなることに起因している。光浮上スライダの研究例は見られるものの、実際に SIL を搭載、記録再生特性の評価まで至った例はほとんどない。

### 1.1.3 磁気ディスクストレージの高記録密度化技術と研究課題

一方、磁気ディスクストレージにおいても、近接光スポットを利用した、光アシスト磁気記録 (Heat Assisted Magnetic Recording; HAMR) 方式が最近活発に研究されている。磁気ディスクストレージにおいては、記録密度の向上は、磁気記録膜の記録ドメインの微細化に伴い進んできた。ドメインの微細化とともに、記録磁化が熱エネルギーで緩和する熱磁気緩和現象が生じやすくなる。記録磁化の保持時間を実用上 5 年程度とした場合、次式の関係が満たされている必要がある [15] ;

$$\frac{K_u \cdot V}{k_B \cdot T} > 60$$

式 1

ここで  $K_u$  : 記録膜の磁気異方性エネルギー  $V$  : 記録ドメイン体積  $k_B$  : ボルツマン定数  $T$  : 環境温度 (300 K) である。現行ドライブ (面記録密度  $\sim 200$  Gbit/inch<sup>2</sup>) では、 $K_u$  は  $10^6$  erg/cc のオーダーであるが、面記録密度 1 テラビット/平方インチになると  $K_u$  は  $10^7$  erg/cc と 1 桁大きな値である必要がある。このような大きな磁気異方性エネルギーを持つ記録膜材料は、FePt L1<sub>0</sub> 相 [16]、SmCo など研究が進められているが、記録ヘッドの記録磁界が実用上限界を向かえつつあり、室温で高  $K_u$  膜へ記録ができないということが、磁気ディスク記録密度向上のボトルネックとなってきた。

この課題を解決するために、光アシスト磁気記録 (HAMR) 方式が提唱された [17] [18]。即ち近接光スポットでディスク記録膜をキュリー点近くまで昇温することにより、記録膜の保磁力を下げ磁気的な記録動作を可能にすることを目論んだ。この考え方は光磁気記録方式と類似のものだが、記録トラック幅をスポット径で規制する方式 (small spot writing [19]) をとるという点で異なる。即ち、磁気記録トラック幅よりもスポット径を小さくし、記録トラック幅がスポット径で決まるようにした。その結果、光スポットによる隣接トラックの昇温が抑制され、隣接トラック記録信号の劣化 (サイドイレージャー現象) が低減し [20]、トラック密度向上に有効に働く。想定している記録密度 (面密度、トラック密度) から考えると、やはりここで必要とする光スポット径も 20 nm 以下と、極めて微細な光スポットの実現が必要となる [21]。

このように、光ディスク/磁気ディスク技術において、光スポット径 20 nm 以下の実現という技術的要請が生じているが、これを解決するために、近接場開口構造、特にプラズモンアンテナ構造による解決が図られている。近接場開口では、波長の 1/10 程度のスポット径を実現できるが、開口径減少に伴い、光透過率は急激に減少することが理論的に指摘されている [22]。直径 50 nm の微小開口が可視光域で示す光透過率は  $10^{-5}$  程度であることが報告されている [23]。そこで主に可視光に対する光透過率を向上させるために、金属で形成されたナノ構造表面で生じる表面プラズモン共鳴 (Local Surface Plasmon Resonance; SPR) [24]、あるいは局所表面プラズモン共鳴 [25] [26] により、ナノ金属構造で発生する近接場光を増強する手法が提案されている [27]。SPR による近接場増強を利用した微小開口構造としては、C-shaped aperture 構造 [28] [29]、Bull's-eye 開口構造 [30] がある。一方、サブ波長以下のナノ金属構造による散乱を利用した構造として、Bowtie 構造 [31]、Nano-beaked antenna [32] 構造、lollipop 構造 [33] [34] 等が提案されている。これらにより、可視光に対し、スポット径 20 nm 以下の光スポット形成が計算上示されており、Nano-beaked に関しては、相変化媒体表面に、マーク径 40 nm の微細マークの形成が実験的に確認されており、想定されている微小光スポットの形成が可能であることが示された。



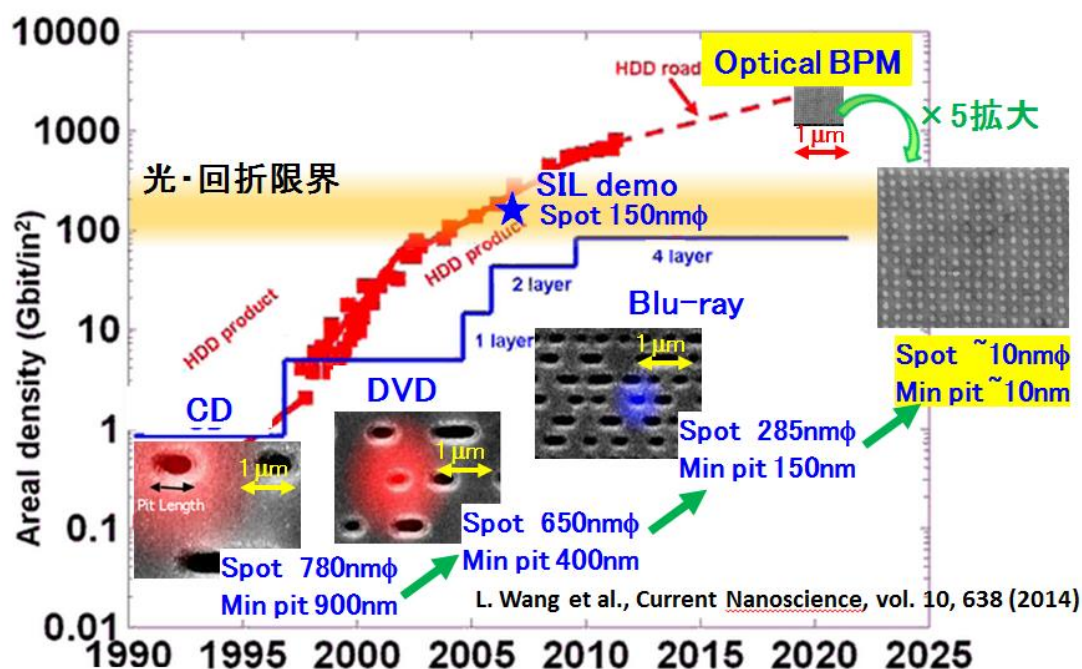


図 6 光ディスクストレージの記録密度動向

一方、磁気ディスク・ストレージ（ハードディスク）の将来媒体技術として、ビット・パターンド・メディア（Bit Patterned Media; BPM）という方式が提唱されている [35] [36] [37]。これは、連続的に広がる媒体膜に対して、記録磁場の反転により磁気ドメインの形成を行うのではなく、予め記録媒体をナノ微粒子、あるいは、リソグラフィーで形成したビットの規則的配置構造により、磁気ドメインを決めるもので、最終的には、記録情報 1 ビットを微粒子 1 個に記録することで超高密度の実現が可能とされる。ビット・パターンド・メディアでは、各微粒子、あるいはビットを単磁区化することにより、記録された磁化の熱緩和に対する安定性を向上させるというメリットを持つ。さらに、光アシスト磁気記録とビット・パターンド・メディアとの組み合わせ [38] においては、各微粒子、あるいはビット間の熱相互作用を遮断し [39]、磁気ドメイン境界を鮮明にし、磁区に起因するノイズを低減する。あるいはトラック幅方向においては、隣接トラック間同士の記録時の熱による影響を低減できるため、狭トラックピッチ化に有利に働く。

ブルーレイディスク（BD）までの光ディスクシステムにおいて、少なくともトラック長さ方向においては、記録媒体面は連続的であったが、ビット・パターンド・メディアの考え方を導入すると、線密度方向、トラック密度方向とも、記録時の熱の影響を低減し、記録密度の向上を図れる可能性が見えてくる。

#### 1.1.4 近接場光学の先行研究

本研究では、SIL、プラズモンアンテナなどの近接場光学素子を用いているが、その動作原理の基礎となる近接場光学につき先行研究について述べる。最初に、「近接場光とは何か」について述べる。近接場光とは、物質界面から指数減衰する電磁波と捉えることが最も一般的な定義と考えられる。図 7 にしめすように、近接場光は大別すると、①分極共鳴を伴わない電磁波（エバネ

ッセント波)と、②分極共鳴を伴う電磁波、例えば、表面プラズモン共鳴、局所プラズモン共鳴とに分けられる。

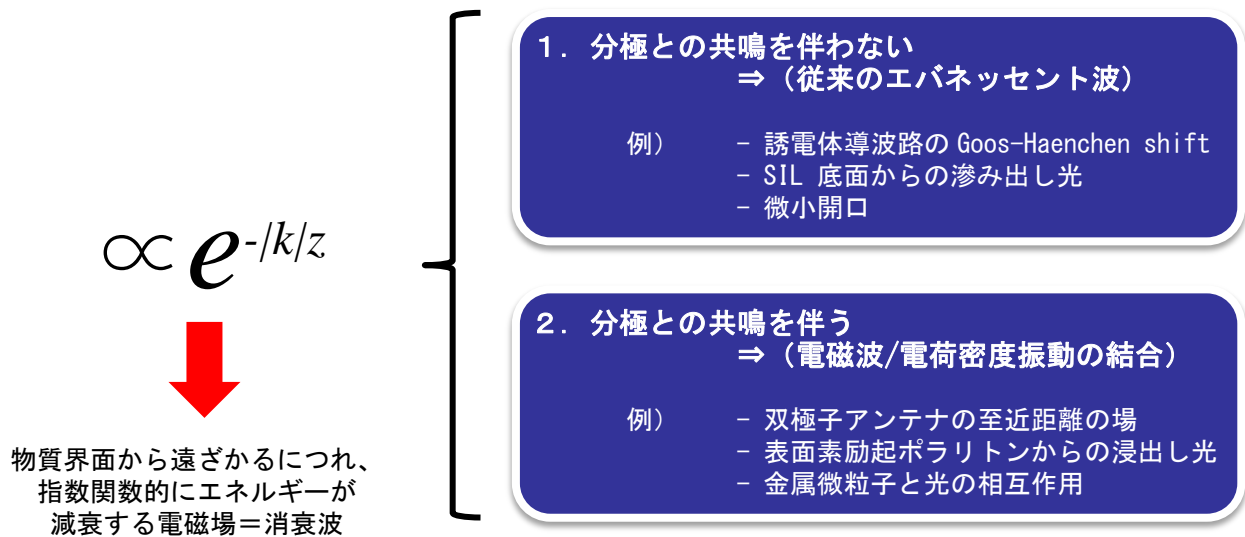


図 7 近接場光の分類

Sommerfeld は、近接場は、振動する電気双極子の近傍に発生する電磁場であることを示している [40]。時間的に振動する電気双極子は、遠方に放射場を形成する。放射場は伝搬する球面波である。一方、電気双極子のごく近傍に、時間的に定常的に局在する電磁場が発生する。これが近接場光である。近接場も Maxwell の方程式から導出される古典場として記述される。電気双極子  $\mathbf{p}$  が観測点  $\mathbf{r}$  (距離  $r$ ) に作る電界  $E$  に関し、Maxwell 方程式の解は式 2 のように表される。

$$E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left[ k^2 (\mathbf{n} \times \mathbf{p}) \times \mathbf{n} \right] \cdot \frac{e^{ikr}}{r} + \frac{1}{4\pi\epsilon_0} [3\mathbf{n}(\mathbf{n} \cdot \mathbf{p}) - \mathbf{p}] \cdot \left( -\frac{ike^{ikr}}{r^2} + \frac{e^{ikr}}{r^3} \right) \quad \text{式 2}$$

式 2 で、 $1/r$  に比例する第 1 項は放射場、 $1/r^3$  に比例する第 3 項は近接場に対応する。放射場及び近接場の  $r$  依存性グラフを図 8 に示す。このグラフで、 $r/\lambda = 1/2\pi$  を境に、 $r$  が大きいときには放射場が支配的になり、 $r$  が小さいときには近接場が支配的になる。 $r < r_0 = \lambda/2\pi$  となる領域では、近接場による電界が急激に増加し支配的になる。近接場の広がり、 $r_0$  程度である。例えば、青色光 ( $\lambda=400\text{nm}$ ) では、近接場の広がり、 $r_0 = \lambda/2\pi = 63 \text{ nm}$  と考えられる。



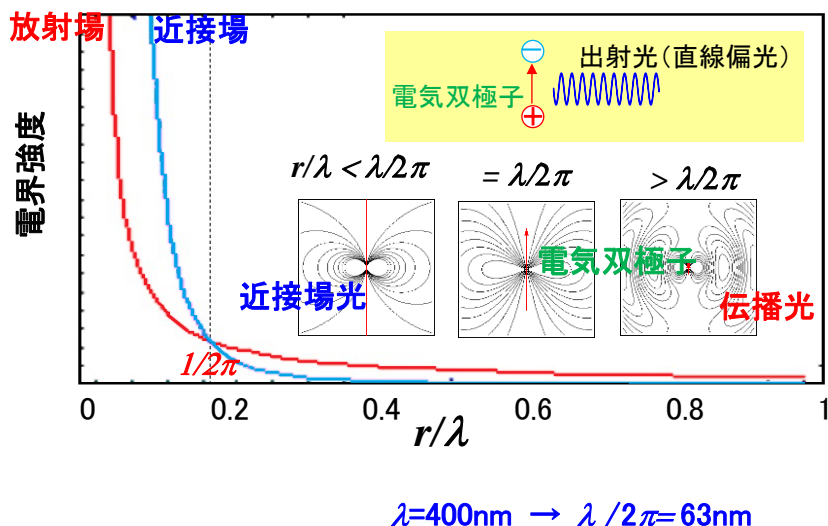


図 8 双極子電界強度の距離依存性

以下に、近接場の具体的な例について説明する。物質の分極共鳴を伴わないエバネッセント光の例の 1 つが、導波路コアからの浸み出し光である。導波路において、屈折率の高いコアから屈折率の低いクラッドへ、臨界角以上の角度で入射した光は全反射する。全反射時境界面では、コア（高屈折率層）からクラッド（低屈折率層）へ指数関数的に減衰する浸み出し光が発生する。これがエバネッセント光である。全反射時境界面でエバネッセント光が発生する際、反射面からの染みだし光の位相ズレを生ずる。この位相ずれは、グースヘンシェンシフト (Goos-Haenchen Shift) と呼ばれている。

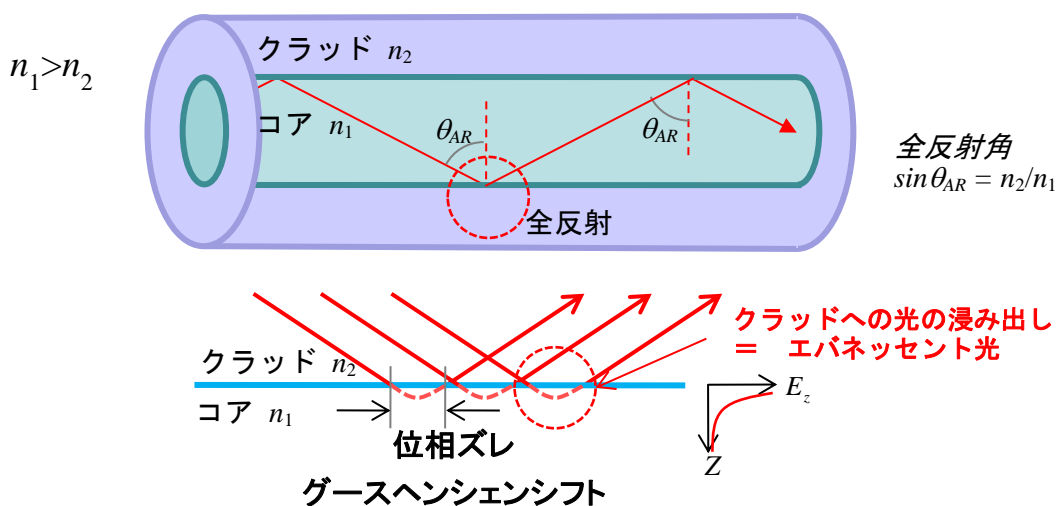


図 9 導波路コアからの浸み出し光（エバネッセント波）

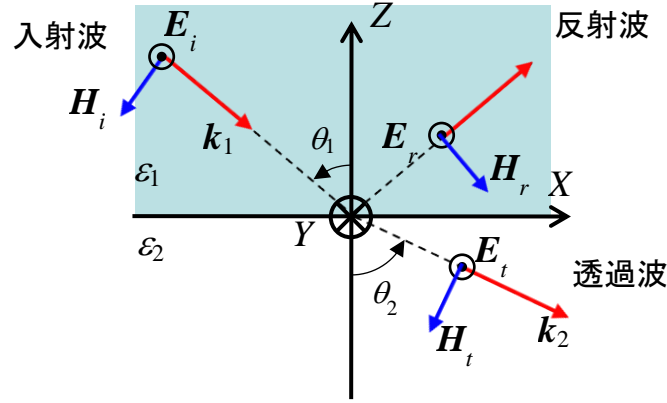


図 10 媒質境界への平面波入射

グースヘンシェンシフトの例にみたように、全反射に伴い、反射面の法線方向に減衰するエバネッセント光が発生することはしばしば起こる。そこで、全反射とエバネッセント波の関係につき説明する。図 10 に示すように、媒質 1（誘電率 $\epsilon_1$ ）から媒質 2（誘電率 $\epsilon_2$ ）に向かって入射波が進行し、反射波及び透過波が発生する状態を考える。入射波の波数ベクトルと媒質界面法線ベクトルが定義する入射面に対し、入射波の偏光は 2 種類あり、入射波の電界ベクトルが入射面に垂直である TE 波 (Transverse Electric Wave) と、磁界ベクトルが入射面に垂直である TM 波 (Transverse Magnetic Wave) がある。このうち、TE 波では、表面波モードは励起されない [41] ので、以下では TM モードについてのみ考える。図で、入射角を $\theta_1$ 、透過角を $\theta_2$ とすると、全反射条件においてスネルの屈折の法則が成り立つとすると、式 3、式 4 が成り立たねばならない [42]。

$$\sin \theta_2 = \frac{n_1}{n_2} \sin \theta_1 > 1 \quad \text{式 3}$$

$$\cos \theta_2 = \pm i \left[ \left( \frac{n_1}{n_2} \right)^2 \sin^2 \theta_1 - 1 \right]^{1/2} \quad \text{式 4}$$

これらの式から、媒質  $n_2$  側の  $\cos \theta_2$  は純虚数であり、透過波が  $z = \infty$  で発散することを禁止する必要があるため、負の符号の場合のみ物理的な意味がある。このとき透過波強度は、 $x, z$  の関数として式 5 のように表わすことができる [42]。

$$u_t = A_t \exp \left[ -\frac{2\pi}{\lambda_0} n_2 (\sin^2 \theta_2 - 1)^{1/2} \cdot z \right] \times \exp \left[ i \left( \omega t - \frac{2\pi}{\lambda_0} n_1 \sin \theta_1 \cdot x \right) \right] \quad \text{式 5}$$

式 5 から、全反射が発生するときに媒質 2 側で発生する透過波は、 $z$  方向に指数関数的に減衰を示し、これがエバネッセント波に対応していると考えられる。本研究で取り扱う、ソリッドイマージョンレンズにおけるエバネッセント結合、あるいは微小開口におけるエバネッセント波の発生は基本的には、同様のメカニズムで発生していると考えることができる。

一方、物質の分極共鳴を伴う近接場に関しては、光と物質分極の相互作用を古典電磁気的に取り扱うことで導くことができる。この相互作用は、以下に示すように、電磁場に関する Maxwell 方程式 (式 6)、分極 (式 7) 及び分極の主因である格子振動に関する運動方程式 (式 8) を連立し

て解くことで求められる。

$$\text{rot} \mathbf{E} = -\mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \quad \text{式 6}$$

$$\text{rot} \mathbf{H} = \frac{\partial}{\partial t} (\epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P})$$

$$\mathbf{P} = N \cdot e \cdot \mathbf{r} + n \cdot \alpha \cdot \mathbf{E} \quad \text{式 7}$$

$$m \frac{\partial^2 \mathbf{r}}{\partial t^2} + m\gamma \frac{\partial \mathbf{r}}{\partial t} + K\mathbf{r} = -e\mathbf{E} \quad \text{式 8}$$

ここで、 $\mathbf{E}$ ,  $\mathbf{H}$  は、電場、磁場、 $\mathbf{P}$  は分極、 $\epsilon_0$ ,  $\mu_0$  は真空の誘電率及び透磁率である。また、式 7 で、 $\mathbf{r}$  は格子変位、第 1 項は格子変位に伴うイオン分極、第 2 項は電子分極を示している。物質分極  $\mathbf{P}$  は、Maxwell 方程式を通して光（電磁場）と結合し、電磁場（電界  $\mathbf{E}$ ）により、分極  $\mathbf{P}$  が決まる。このように、光と分極は相互に影響を与えている。支配方程式は、電磁場と分極の結合状態であるポラリトンの特性を与える。

物質共鳴を伴う近接場光の例として、表面プラズモン共鳴、あるいは、局所表面プラズモン共鳴に伴う近接場光が挙げられる。プラズモン共鳴により、可視光域におけるナノ金属構造で発生する近接場光は大きな増強を受ける。このため、近接場光の応用という観点で、プラズモン共鳴の振舞いを理解することは重要である。

最初に、表面プラズモン共鳴について説明する。表面プラズモン共鳴は、金属／誘電体界面で、電磁場振動と電荷振動が結合、共鳴する現象である。界面には表面電荷の疎密波が生じ、この表面電荷の振動が界面近傍に近接場光を発生させる。近接場は逆に、表面電荷密度に影響を与える。電荷の疎密波は、金属による減衰を受けながら、界面を伝搬していく。表面プラズモン共鳴による近接場光の具体例としては、空気／Ag の界面（入射光波長 600nm）で発生する近接場光はエバネッセント光であり、界面から離れるに従って指数減衰を示す。電界強度が  $1/e^2$  まで減衰する長さを浸み出し長として定義すると、浸み出し長は空気側で 350 nm、Ag 側で 7 nm、また伝搬長 20  $\mu\text{m}$  という特性を示す。

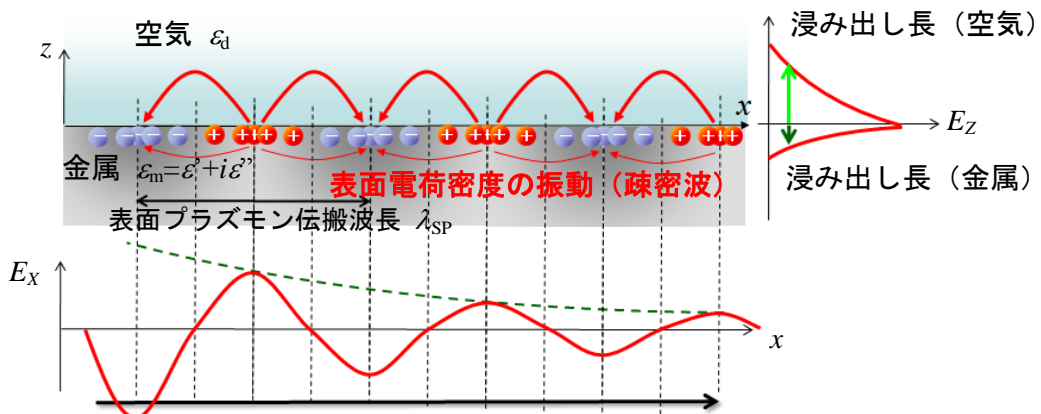


図 11 表面プラズモン共鳴 (Surface Plasmon Resonance; SPR)

光による表面プラズモン励起は、プラズモンの分散関係に従って生じる。空気/金属界面付近の電磁波を表面波、すなわち TM 波（電界振動面：XZ 面内）と考える。また、表面波の X 方向の波数を  $k_x$ 、Z 方向の誘電体/金属内の波数を  $k_{zd}$ ,  $k_{zm}$ 、空気（誘電体）の誘電率を  $\varepsilon_d$ （実数）、金属の誘電率を  $\varepsilon_m = \varepsilon' + i\varepsilon''$ （複素数）とおく。空気（誘電体）及び金属内での電界に関する Maxwell 方程式から、Z 方向の波数  $k_{zd}$ ,  $k_{zm}$  に関して式 9, 10 が成り立つ。

$$k_{zd} = (k_x^2 - \varepsilon_d \cdot \omega^2/c^2)^{1/2}, \quad k_{zm} = (k_x^2 - \varepsilon_m \cdot \omega^2/c^2)^{1/2} \quad \text{式 9}$$

$$k_{zd} \cdot \varepsilon_m + k_{zm} \cdot \varepsilon_d = 0 \quad \text{式 10}$$

金属の誘電率分散として、自由電子モデルに基づいた Drude 分散式を用いる（式 11）。ただし、 $\omega_p$  は、自由電子モデルにおけるバルク・プラズマ角振動数で、単位電荷を  $e$ 、単位体積当たりの自由電子数を  $n$ 、電子の質量を  $m_e$  としたとき、 $\omega_p = [(ne^2)/(\varepsilon_0 m_e)]^{1/2}$  で与えられる。

$$\varepsilon_m = 1 - \frac{\omega^2}{\omega_p^2} \quad \text{式 11}$$

式 9、式 10 から表面電磁波の X 方向波数  $k_x = (\omega/c)[\varepsilon_m \varepsilon_d / (\varepsilon_m + \varepsilon_d)]^{1/2}$  を用いて、表面プラズモン共鳴の分散式は式 12 のように書き表すことができる。

$$\omega = \left( \frac{\omega_p^2 + 2c^2 k_x^2 \pm \sqrt{\omega_p^4 + 4c^4 k_x^4}}{2} \right)^{1/2} \quad \text{式 12}$$

式 12 から求めた、空気/金属界面でのプラズモン共鳴の分散関係を図 12 に示す。横軸は表面電磁波の波数  $k_x$ 、縦軸は表面電磁波の角振動数  $\omega$ （電磁場エネルギーと等価）であり、それぞれ、バルク・プラズモン共鳴周波数  $\omega_p$  で規格化している。式 12 において、括弧の中の第 3 項が  $\pm$  の 2 つの符号を示すことから、共鳴モードが 2 つあることがわかる。

一つ目の共鳴モードはバルクプラズモン・モードで、 $\omega > \omega_p$  の領域では、空気側からの入射光（電磁場）は金属中を伝搬する。 $\omega < \omega_p$  の領域では、空気側からの入射光は、金属表面で全反射を受け金属中に電磁場は存在できず、バルクプラズモン・モードは存在しない。

一方グラフは、 $\omega < \omega_p$  の領域に 2 番目の共鳴モードが存在することを示している。これが表面プラズモンモードである。表面プラズモンモードにおいて、光は金属/空気界面にのみ局在する表面波、近接場光である。空気中の光の分散関係は、 $\omega = ck_x$  で表わされる直線（Light line）である。グラフから、表面プラズモンの分散曲線は、光の分散直線に漸近するが交点は持たないことがわかる。このことは伝搬光では、表面プラズモンを励起できないことを示している。

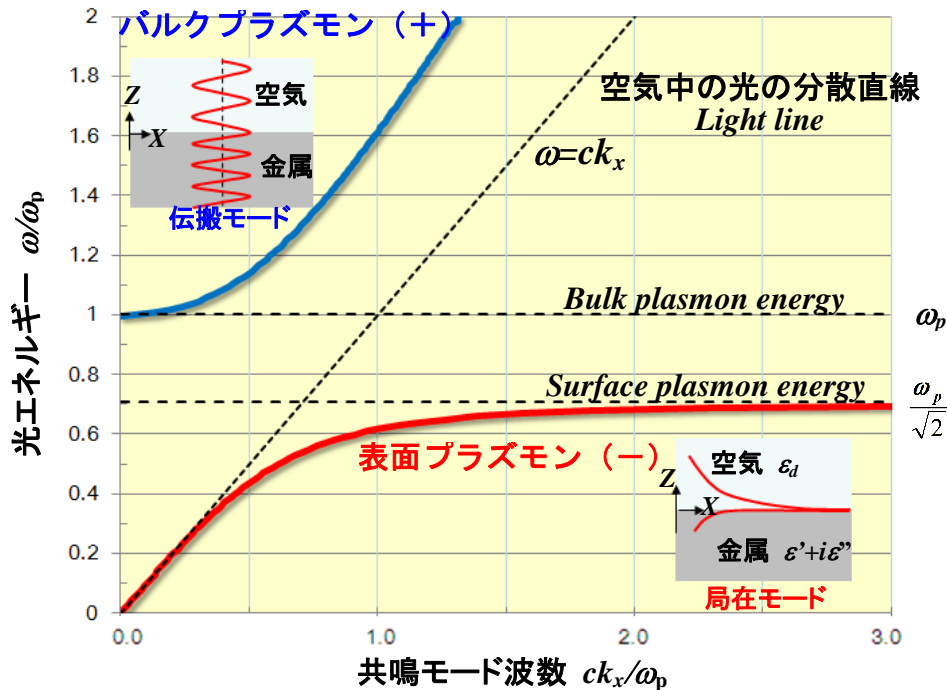


図 12 金属／空気界面近傍のプラズモン共鳴・分散関係

このように、空気中の伝搬光は直接表面プラズモンを励起できないため、底面に金属膜を付着させたプリズムを配置（クレッチマン配置）、あるいは、媒体側に金属膜を付着させた配置（オットー配置）をとることにより、全反射によるエバネッセント光と表面プラズモンを結合させ励起するという手法が一般的にとられる。プリズム内の伝搬光が持つ  $k_x$  成分は、プリズム材質の屈折率を  $n$  とすると、 $n \cdot \sin\theta$  増加する。このため、プリズム内の光の分散直線の傾きも  $1/n \cdot \sin\theta$  小さくなり、表面プラズモン共鳴の分散カーブと交点を持つようになる。プリズム内の伝搬光が全反射された際、エバネッセント光が発生するが、電界強度の連続性から、エバネッセント光波数の  $X$  成分も  $k_x$  となる。このように、エバネッセント波を介して、伝搬光と表面プラズモン波数（ $X$  方向の運動量）整合が行われる結果、表面プラズモンの励起が可能となる。

一方、入射光波長よりも著しく小さい（ $\sim \lambda/10$  程度）大きさのナノ金属構造においては、局所表面プラズモン共鳴（Local Surface Plasmon Resonance; LSPR）が生じる。表面プラズモン共鳴では励起電磁波が界面に沿って伝搬波として振る舞うのに対し、局所表面プラズモン共鳴では励起電磁波がナノ金属構造表面に局在化している点が大きく異なる。よく知られている例は、金属微粒球の LSPR であり、可視光域における粒径  $\sim 100 \text{ nm}$  の金属微粒球の LSPR は、Mie 散乱で記述できることが知られている。

図 13 に示すように、金属微粒球の LSPR モードは、粒径  $a \ll$  波長  $\lambda$  である場合には、空間的に一様な電界が印加されたと考え、導出することが出来る。電界に関するラプラス方程式  $E = -\nabla\phi$  ( $\phi$ : 電磁界ポテンシャル) と界面での電束密度の連続性  $D = \epsilon E$  を連立して解くことで、金属微粒球が作る電場を求めることが出来る。その結果、微粒球の分極により誘起される電界には、双極子モードと四重極子モードが低次モードとして存在することが示されている [43] [44]。外部電場が  $X$  方向に印加された場合 ( $E_0 = E_0 x$ )、双極子、四重極子モードでの分極誘起電界は、式 13、式 14 のとおり書き表すことができる。

$$E_{dipole} = -\alpha E_0 [x/r^3 - 3x/r^5 \cdot r] \quad \text{式 13}$$

$$E_{quadrupole} = -\alpha E_0 [x/r^3 - 3x/r^5 \cdot r] - \beta E_0 [(xx+zz)/r^5 - 5z/r^7 \cdot (x^2x+y^2y+zzz)] \quad \text{式 14}$$

分極率 $\alpha, \beta$ は、微小球の粒径、誘電率を使って、式 15、式 16 のように表わされる。

$$\alpha = (\epsilon_m - \epsilon_d) / (\epsilon_m + 2 \cdot \epsilon_d) \cdot a^3 \quad \text{式 15}$$

$$\beta = (\epsilon_m - \epsilon_d) / (\epsilon_m + 3/2 \cdot \epsilon_d) \cdot a^5 \quad \text{式 16}$$

第5章で述べる、微小球のフレイリッヒ共鳴条件は、双極子モードの分極率を与える式から導出できる。また、物質分極を伴う共鳴である、表面プラズモン共鳴、及び局所表面プラズモン共鳴は、プラズモンアンテナ等のナノ金属構造の共鳴特性を調べるうえで、その基本となるものである。特にナノ構造の大きさが 100 nm 以下の場合には、共鳴領域が局所化された LSPR としての取り扱いが必要になるものと思われる。

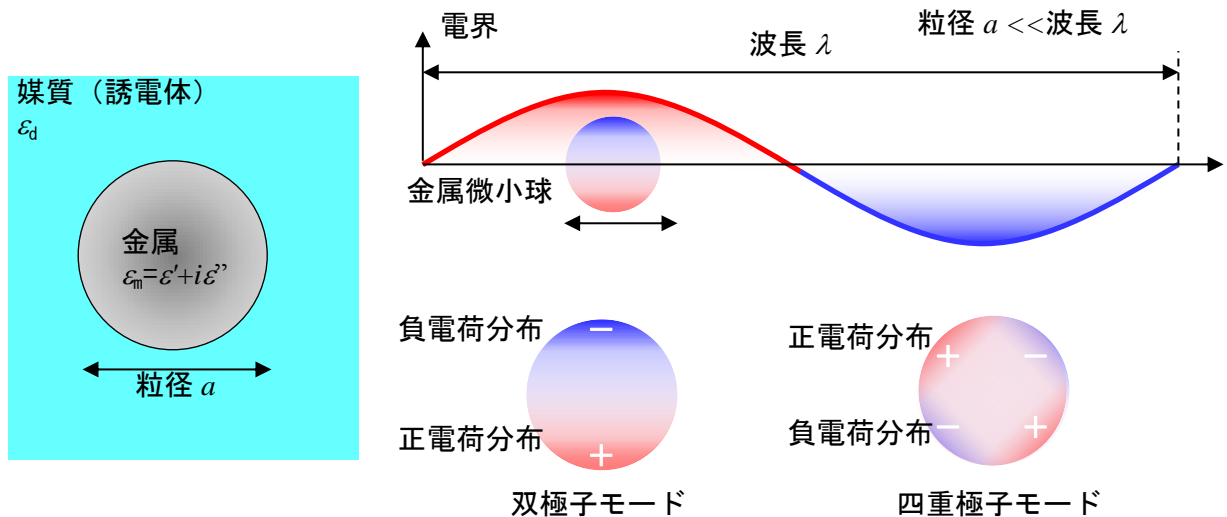


図 13 局所表面プラズモン共鳴 (Local Surface Plasmon Resonance; LSPR)

## 1.2 本研究論文の目的

本研究論文は、光ディスクストレージの高記録密度化を実現するために、SIL を搭載した光浮上ヘッド、及び SIL に機能素子を搭載した新規記録再生素子構造を考案、その作製評価し、記録密度向上の動作原理検証を行うことを目的とする。さらに、SIL よりさらに微小な光スポットの形成を実現する手法として、プラズモン・アンテナを考える。次々世代光ディスクの要素技術として、プラズモンアンテナによるスポット径 10 nm 程度の近接場光スポットと、ナノ相変化微粒子媒体との組み合わせにより、光記録密度の向上の可能性につき見積もることを目的とする。

## 1.3 本研究論文の概要と構成

本論文は6章からなるが、第1章の「序論」では、研究の背景として、光、磁気ディスクストレージの現状の技術課題について述べた。また従来の研究状況を概観し、本研究の位置付けと

目的を示した。さらに目標として、以下の3点を定めた。①近接場光素子を搭載する光浮上ヘッド構造の具体化 ②ソリッドイマージョンレンズ(SIL)及びSIL／ナノ金属構造による新規近接場光素子の検討 ③局所表面プラズモン共鳴を用いたプラズモンアンテナ構造とナノ微粒子アレイ媒体による超解像光再生記録技術の検討。そして第6章の「結論」では、近接場光素子を搭載した浮上スライダー素子の応用による光ディスク・ストレージの今後の可能性について論じる。

第2章の「ハードディスク用浮上スライダー」では、浮上量 50 nm 程度において、新規負圧型空気潤滑面構造により、静的及び動的な浮上量の制御が可能であることを示す。またこれらの解析から、ナノオーダーのヘッド／ディスク間の隙間制御手法として、浮上スライダー方式が大きな優位点を持っていることを示す。

第3章の「SIL 搭載光浮上スライダーの作製」では、SIL 等の各光学素子を搭載した、光浮上スライダーの技術的課題を論じる。特性劣化の主要因としては、スライダー質量の増加、重心位置高さにより、浮上安定性の劣化、オフトラック振動の増加等が生じることなので、浮上スライダーの空気潤滑面の流体力学的設計及び新規スライダー構造を考案することにより、光浮上スライダー・実用的構造について検討した結果を示す。

さらに今回明らかにした光浮上ヘッドの設計指針に基づき、SIL を搭載した光浮上スライダーの試作を行い、回折限界を越えた（実効開口数  $NA > 1$ ）条件で光記録再生が実証されたことを示す。

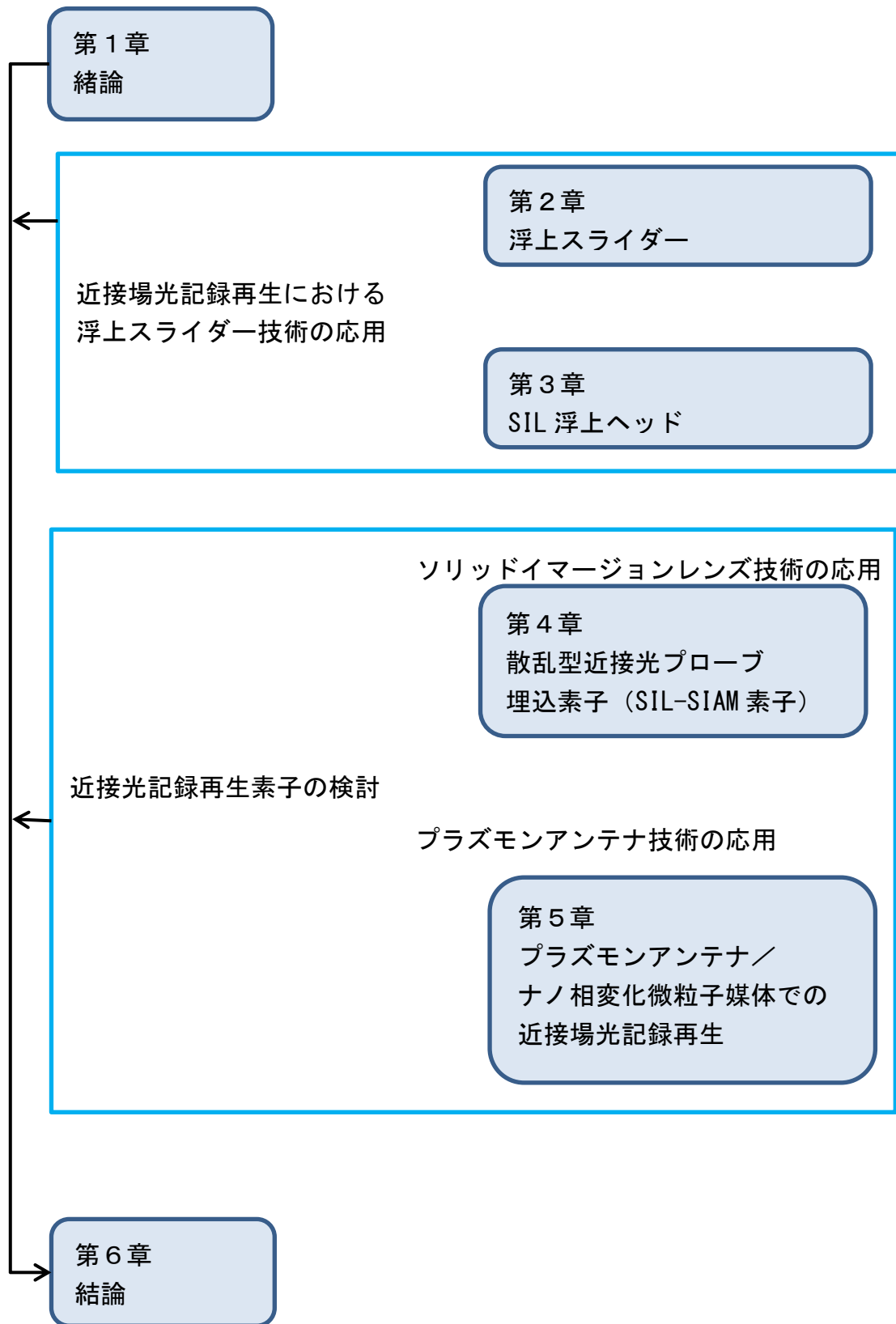
次の第4章では、SIL 内部に機能性素子を埋め込み近接光スポットを利用する新規デバイス構造について述べる。具体的には、「散乱型近接光プローブ埋め込み素子（SIL-SIAM 素子）の作製」として、SIL 内部に近接光プローブを埋め込んだ超光生素子について述べる。本素子は散乱型近接光顕微鏡技術の一種である、Scanning Interferometric Apertureless Microscope (SIAM) 方式に基づく。同方式は Wickramashinghe により提唱されたものであるが、基本的には AFM カンチレバーを用いたもので高データレートを実現することが難しい。そこで SIL の内部に先端幅 100nm 以下の金属プローブを内包した SIL-SIAM 素子構造を考案した。光学的シミュレーション解析により、再生信号の発生メカニズム、及び再生信号量の見積もりを行い、さらに本 SIL-SIAM 素子を試作、光学的解像限界以下のピットからの光再生信号検出についての検討結果を示す。

第5章の「プラズモンアンテナ／相変化ナノ微粒子メディアによる超高密度光記録再生の検討」では、局所表面プラズモン共鳴を用いたプラズモンアンテナにより発生できる直径 10 nm オーダーの近接場光スポットとナノ相変化微粒子媒体との組み合わせにより、光ストレージの超高密度化の可能性について論じる。まず、局所表面プラズモン共鳴による近接場光増強について、ナノ金属微小球において解析解と数値計算 (FDTD) による解とを比較し、基礎的なメカニズムの把握を行った。さらに FDTD 法を用いて、プラズモンアンテナによる相変化ナノ微粒子への近接場相互作用及び加熱効果について解析を行い、媒体の離散化による近接場／熱印加の離散化、そしてそれに伴う記録再生密度向上の見通しについて論じる。

第6章では、前章まで述べた近接場光素子を浮上スライダーに搭載することにより、新たに考えられる光ストレージの可能性、特に光コンピューティングとの結びつきにより生まれる光ディスク記録再生装置の新しい位置づけについて論じ、本研究の結論を述べる。



## 本研究論文の構成



## 第2章 ハードディスク用新規浮上スライダー構造の検討

本章では、浮上量 50 nm 程度において、本研究において考案された、新規・負圧型空気潤滑面構造により、静的及び動的な浮上量の制御が可能であることを示す。またこれらの解析から、ナノオーダーのヘッド／ディスク間の隙間制御手法として、浮上スライダー方式が大きな優位点を持っていることを示す。

### 2.1 ハードディスク用ヘッドスライダーの浮上原理

最初に本研究に対し、先行的に明らかにされている部分につき説明を行う。図 14 に示すように、ハードディスクで用いられている浮上スライダーは、光ディスクで用いられている光ピックアップに比べ、著しく駆動部質量が小さい。また、スライダー、及びディスク盤面方向への押し付け荷重を印加するサスペンションのみから構成され、極めて簡素な機構構造にも係らず、スライダーに搭載された磁気記録再生ヘッドと、記録媒体（ディスク）との間のナノオーダーのスペーシングを極めて高精度で維持できる優れた方式である。この方式は、IBM が開発した IBM 3370type ドライブ(1980 年)で用いられた”Winchester”技術に端を発する [45]。



浮上ヘッド



スペーシング	3～50nm
駆動重量	～1mg(ピコスライダー)



光ピックアップ



スペーシング	～300nm (Bluray)
駆動重量	～300mg (Bluray)

図 14 磁気／光ディスクのスペーシング制御機構の比較

ハードディスク用スライダーの浮上原理の理論的検討は、日本においては、(旧)日本電信電話公社が、1982 年に開発したハードディスクドライブ”PATY”に端を発する [46]。図 15 に示すように、スライダーは、支持バネによりディスク盤面に向かって荷重を受けながら、回転する

ディスク表面上に支持されている。ディスク表面には、回転に伴い空気流が発生し、スライダの空気潤滑面（Air Bearing Surface; ABS）とディスク表面がなす楔状のすきまに流入する。

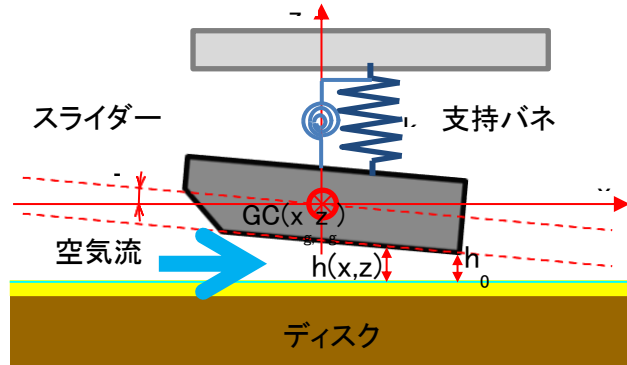
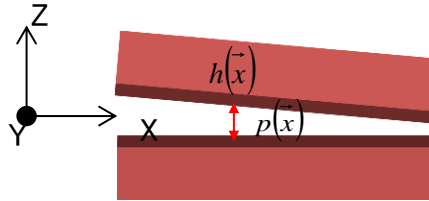


図 15 浮上スライダの力学系

空気潤滑面（ABS）上で発生する揚力は、粘性流に対するナヴィエ・ストークス方程式から、極薄すきまに対して導かれたレイノルズ方程式によって与えられる。レイノルズ方程式 [47] は、流体軸受の軸受隙間を流れる薄い粘性流体流れの圧力分布を記述する方程式で、式 17 のとおりである。

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial x} \left\{ (ph^3) Q \frac{\partial p}{\partial x} \right\} + \frac{\partial}{\partial y} \left\{ (ph^3) Q \frac{\partial p}{\partial y} \right\} \\ & = 6\mu U_x \frac{\partial}{\partial x} (ph) + 6\mu U_y \frac{\partial}{\partial y} (ph) + 12\mu \frac{\partial}{\partial t} (ph) \end{aligned} \quad \text{式 17}$$



さらに、流出端浮上量が常温 1 気圧の空気の平均自由行程（66 nm 程度）以下になると、空気流の性質が、連続流から離散流へと変わる。流れの変化は、クヌッセン数  $K_n = \lambda_{air}/h$ （ $\lambda_{air}$ : 常温 1 気圧での空気・平均自由行程）により、スリップ流れ（ $0.01 < K_n < 0.1$ ）、中間遷移流れ（ $0.1 < K_n < 10$ ）、自由分子流れ（ $K_n > 10$ ）に分類される [48] [49] [50]。浮上量の低下に伴い、離散流の特性は、分子運動論的に扱われるべきで、ボルツマン方程式により定量的に記述されるが、近似的には、ABS、あるいは、ディスク表面でのスリップ流の効果を取り入れることで、取り扱うことができる [50]。この隙間における気体（空気）の潤滑方程式（修正ボルツマン方程式 [51]）は式 18 のように記述される。

$$\begin{aligned} & \nabla \cdot \left( -Qph^3 \nabla \cdot p + 6\mu U h \right) + 12\mu \frac{\partial ph}{\partial t} = 0 \\ & Q = 1 + 6 \frac{K_n}{ph} + 6 \left[ \frac{K_n}{ph} \right]^2 \end{aligned} \quad \text{式 18}$$

このとき、流量定数  $Q$  は、壁面におけるスリップ流の効果 ( $K_{\eta}/\mu h$ ) の 1 次 [52]、あるいは 2 次項 [53] で表わされる。スリップ流は、空気分子が壁面に衝突する際の運動量移動であり、隙間における流れが分子間流となるときの（高クヌッセン数領域では）、無視できなくなる。

本研究で取り扱ったスライダーの浮上量は、30～100 nm 程度であり、クヌッセン数では、0.7～2 程度となり、中間遷移流れである。この領域では、分子間流としての性質がだんだん強くなり、スライダー空気潤滑面、あるいはディスク面と空気分子が衝突する確率が高くなっていく。空気流は、空気分子同士の衝突により、運動量の平均化が起こる結果、連続流とみなせるようになるので、浮上すきまが、空気の平均自由行程を下回る領域では、空気流は、分子運動論的に取り扱わなければならない。この領域では、最終的には、分子運動論に基づいたボルツマン方程式を有限要素法で解くことが行われている [54] が、極めて大規模な計算となり、実用設計に用いるのは難しい。浮上すきまの流れをニュートン流体（ポアズイユ流れ）と粘性を持つ非ニュートン流体（クエット流れ）に分離し、ポアズイユ流れに対し、ボルツマン方程式を適応し、高クヌッセン数流れに適応可能な一般的な潤滑方程式も求められている [55] [56]。実用設計としては、本研究の浮上量領域では、2 次修正レイノルズ方程式の使用が妥当であるが、さらに浮上量が低減した領域では、流量係数  $Q$  をモンテカルロ法で求め [57]、設計要因に対する一覧表を作成しておき補正するという手法が用いられてきている。

スライダーの浮上量は、図 15 に示したスライダーに対する運動方程式・式 19（ディスク盤面法線方向： $Z$ 、スライダー傾き角： $\theta$ ）から求まる隙間量分布  $h$ 、及び、隙間における空気潤滑方程式（式 18）から求まる圧力分布  $p$  を連成して解き、セルフ・コンシステントな解として、平衡状態時の浮上量が与えられる。

$$\begin{aligned} m\ddot{z}_g &= -kz_g + \iint \Delta p dx dy \\ I\ddot{\theta} &= -k_\theta \theta + \iint \Delta p (x_g - x) dx dy \end{aligned} \quad \text{式 19}$$

以上述べた先行研究を踏まえ、本研究においては中間遷移流れ（浮上量 30～100nm）に対し、2 次修正レイノルズ方程式を潤滑方程式とし、スライダー運動方程式と連成することで、平衡時のスライダー浮上姿勢（浮上量、ピッチ、ロール）を求める有限要素法（Finite Element Method: FEM）解析プログラムを作成した。また、このプログラムは自由形状を持つ空気潤滑面及び負圧溝構造にも対応可能にした。本研究が実施された当時では、市販ツール等でこれらが実現されたものはなかった。この自作プログラムを用い、自由形状空気潤滑面及び負圧溝の主な設計パラメーターによる浮上特性への影響を解析し、所望の浮上特性を満足する新規スライダー構造を考案、解析により設計パラメーターの最適化を行った。詳細を次節で述べる。

## 2.2 浮上静特性解析

ハードディスクドライブの高記録密度化に伴い、浮上スライダーの低浮上量化及びデータゾーン全域での一定浮上量化（Constant Flying Height; CFH 特性）がより一層必要とされる。IBM が当初、浮上スライダーを導入したときには、図 16 に示されるようにテーパフラット型 [58] が用いられた。これは、スライダーのディスク対向面で、スライダーの中心軸に沿い、長手方向に切削加工等で深さ 100  $\mu\text{m}$  以上の溝を形成し、矩形の 2 本の空気潤滑面を形成された構造である。スライダーの浮揚力を増すため、通常、スライダーの空気流入側（流入端）に、角度 3~5° 程度の傾斜面を設ける。この傾斜面が、テーパと呼ばれ、テーパと空気潤滑面での境界において、空気が急激に圧縮されることにより生じる浮揚力を主に用いている。

現在の市販ハードディスクドライブでは、スイングアーム方式のアクチュエーターにより、浮上スライダー（ヘッド素子）の位置決めがなされている。データゾーンの内周から外周にかけて、スライダーの空気潤滑面に流入する空気流の線速、及びスキュー角は、各点で異なっている。テーパフラット型では、空気潤滑面の形が矩形をしており、軸上に進入する空気流に対しては、大きな浮揚力を発生するものの、スキュー角を以て進入する空気力に対しては、浮揚力の低下がみられる。このため、テーパフラット型で、十分な CFH 特性を得ることは難しい。

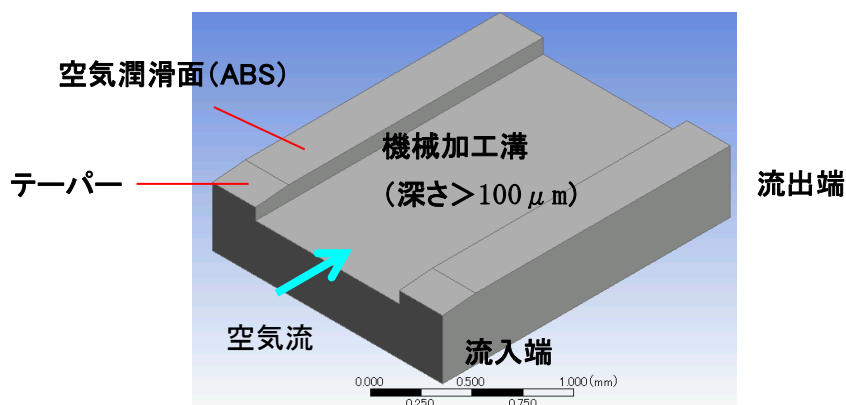


図 16 テーパフラット型スライダー

浮上量低減時の空気膜剛性を増加するため、また浮上量の線速依存性を緩和するために、IBM によって、負圧型スライダーが考案された [59]。また、やはり IBM によって、空気潤滑面の形状も矩形以外の自由形状とすることにより、浮上量のスキュー角依存性の制御が試みられるようになった [60]。この特許の中で、IBM は、3 本の多角形潤滑面を持つスライダーを提案しており、溝深さは 20  $\mu\text{m}$  程度であった。これは負圧型ではないが、空気潤滑面（溝加工）には、イオンミリング法等の真空エッチング技術が用いられたと考えられる。

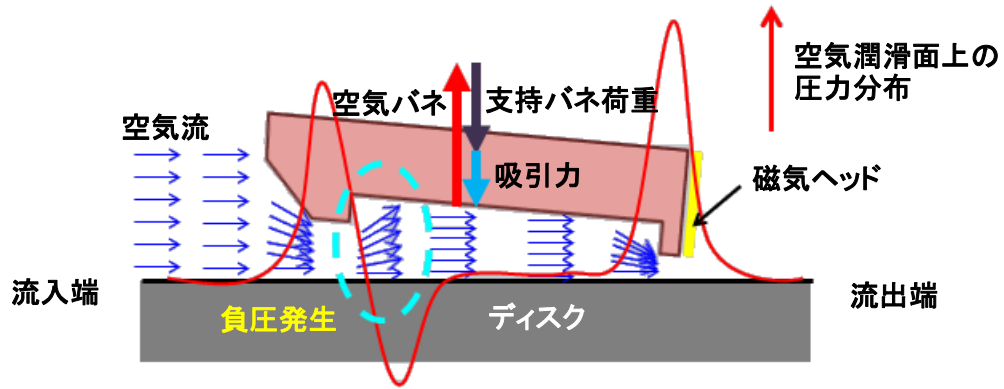


図 17 負圧スライダーの動作原理

図 17 に、負圧スライダーの動作原理を示す。負圧スライダーでは、空気潤滑面に深さ数  $\mu\text{m}$  の負圧溝が形成されている。流入端側から進入した空気流は、テーパ部で一旦圧縮された後、負圧溝に進入したところで、急激に膨張する。このときベルヌーイの定理に従い、負圧溝において、大気圧よりも低い空気圧（これを負圧と称している）が発生し、スライダーをディスク対向面に引き寄せる吸引力が発生することになる。

テーパフラット型では、サスペンションで印加される支持バネ荷重と等価で逆向きの空気膜バネが発生する。負圧スライダー構造では、支持バネ荷重に加えて、吸引力の付加されている。このとき発生する空気膜バネは、吸引力の分だけ、実効的に増加している。低浮上量が進むにつれ、空気膜剛性は低減する傾向にあるので、負圧構造による空気膜剛性の増加は有効に働く。さらに、CFH 特性の実現に関しても、線速増加に伴う浮上量増加を、負圧溝深さの調整により、負圧発生量の線速依存性を制御することにより、浮上量の線速依存性を緩和することができる。

### 2.2.1 新規スライダー構造の浮上特性の基本特性解析（計算）

前節で述べたとおり、実用ハードディスクドライブにおいては、低浮上量時の高空気膜剛性化、CFH 特性の実現、さらには、信頼性を確保するための、浮上動特性の安定化が要求される。そこで、本研究においては、平均浮上量 50 nm を持つ新規スライダー構造を提案し、実用特性を満足させるための設計手法の確立を試みた。スライダーサイズは、ナノ ( $2.0 \times 1.6 \times 0.43 \text{ mm}$ ) である。構造の模式図を図 18 に示す。新規構造では、空気潤滑面 (ABS) は、2 本のサイドレールと。それを流入端付近で連結するクロスレール、及びそれらに囲まれる負圧溝から構成されている。負圧溝は、ABS から数  $\mu\text{m}$  凹んでおり、イオンミリング法等の真空エッチング加工により形成される。

本形状の特徴として、サイドレールが流入端から流出端に至る途中で屈曲している。サイドレールの屈曲角及び屈曲位置が浮上特性を決める大きなパラメーターとなる。またクロスレール中央付近に分断溝が位置する。これによりクロスレール上の圧力分布が左右に分かれ、ロール剛性を増加させることを意図している。この空気潤滑面の形状の特徴から、本構造をパピオン型負圧浮上スライダー構造（以下、パピオン型と呼称）と名付けた [61]。



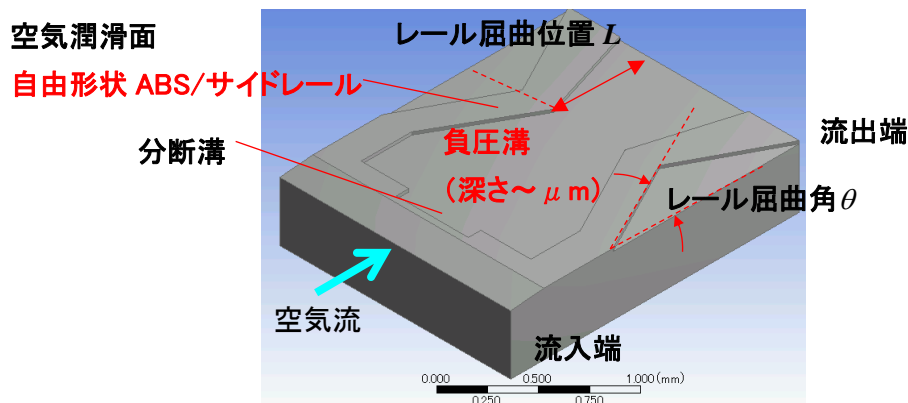


図 18 パピオン型負圧浮上スライダー構造

負圧スライダーにおいては、線速による浮上量増加は、負圧の発生により抑制される。このため、テーパフラット型等の正圧スライダーに比べ、負圧スライダー浮上量の線速依存性は、緩和され得る。負圧の発生効率、負圧溝深さ  $d$  により変化する。負圧溝深さ  $d$  をパラメータとして、パピオン型スライダーの流出端浮上量の線速依存性を計算した結果を図 19 に示す。線速 5 ～ 35 m/s の範囲において、負圧溝深さが小さいとき ( $2\ \mu\text{m}$ )、線速の増加に伴い、浮上量は急速に増加する。これは、圧力分布の結果から見て、負圧溝深さが浅すぎ、スライダー面全面で正圧が発生する状況になっているためと考えられる。負圧溝深さが増加するにつれ負圧発生が増加し、線速による浮上量増加が抑制されていく。負圧溝深さ  $d = 5 \sim 10\ \mu\text{m}$  の範囲では、浮上量の線速依存性の抑制と同時に、浮上量の平均値も増加する。負圧溝深さ  $d > 10\ \mu\text{m}$  の範囲では、負圧溝における負圧の発生が見られなくなり、サイドレールでの正圧のみで浮上量が決まるようになり、再び浮上量の線速依存性が大きくなる。

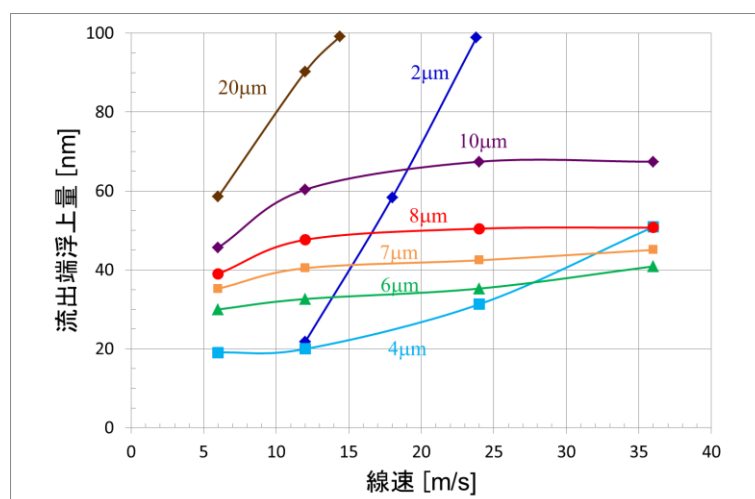


図 19 パピオン型スライダー浮上量・線速依存性への負圧溝深さの影響

次に、サイドレール屈曲角 $\theta$ のCFH特性への影響を調べた。屈曲角 $\theta$ をパラメーターにしたときの、浮上量・スキュー角依存性の計算結果を図20に示す。図中、内周レールの流出端浮上量IT及び外周レールの流出端浮上量OTを示している。

屈曲角 $\theta = 0^\circ$  のとき、浮上量は大きなスキュー角依存性を示す。また、OT浮上量は正スキュー角側に、IT浮上量は負スキュー角側に数度のところに極大を持つ。屈曲角の増大に伴い、IT、OT浮上量のスキュー角カーブは、だんだんフラットになっていき、浮上量のスキュー角依存性が小さくなっていく。また、屈曲角の増加に伴い、OT浮上量の極大は正スキュー角側に、IT浮上量の極大は負スキュー角側にシフトしていく。屈曲角 $\theta = 25^\circ$  のとき、浮上量のスキュー角依存性カーブは、最もフラットになる。このとき、IT、OT浮上量とも、スキュー角 $\theta = -15^\circ \sim +15^\circ$  の範囲で2 nm程度しか変化しない。屈曲角 $\theta < 25^\circ$  以上になると、OT浮上量のスキュー角カーブは単調減少、IT浮上量のスキュー角カーブは単調増加を示し、再び浮上量のスキュー角依存性は増加する。

浮上量のスキュー角依存性は、矩形レールにおいて、スキュー角を持った空気流が進入したとき発生する揚力損失が原因と考えられる。パピオン型においては、屈曲したレール形状により、スキュー角を伴う空気流が進入しても、上流側／下流側のレールでの揚力発生が相補的に行われるため、浮上量のスキュー角依存性が緩和されているためと考えられる。

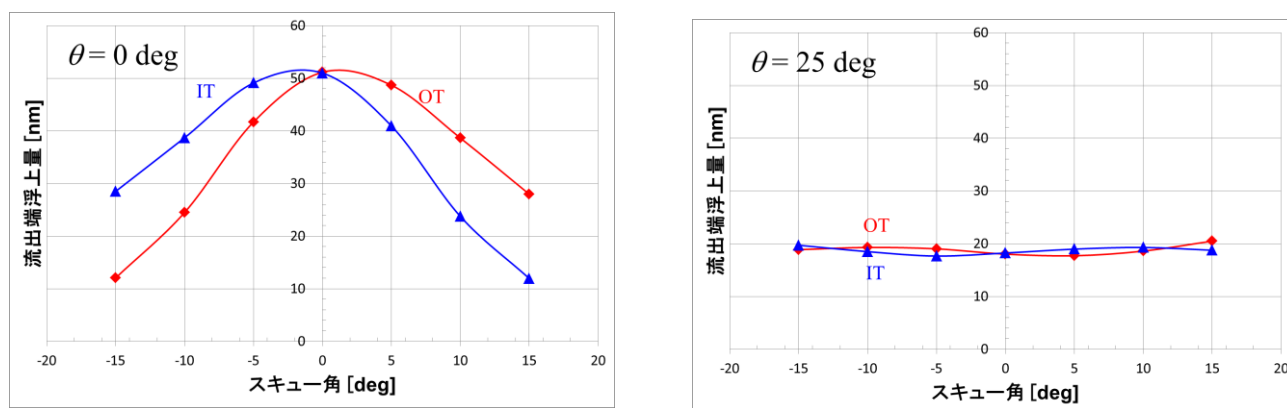


図 20 パピオン型スライダ－浮上量・スキュー角依存性への屈曲角の影響



負圧溝は、イオンミリング、RIE 等の真空エッチング加工で形成される。このとき、イオンビームに対するレジストのシャドーイングの効果により、負圧溝段差部には、サイドウォール形状が生じる。サイドウォール幅は、使用するレジスト厚により変わるが、通常の加工条件では、30～50  $\mu\text{m}$  程度である。負圧溝深さが 6  $\mu\text{m}$  のときには、サイドウォール角は、7°～10° 程度である。

そこで、サイドウォールによる、パピオン型スライダーの浮上特性に及ぼす影響を計算で調べた。浮上量のスキュー角依存性への影響を図 21 に示す。サイドウォール部を横断する空気流により、主に正圧の発生が生じ、このため余分の浮揚力が発生することになる。このため、特にスキュー角がついたとき、浮上量が増加し、浮上量のスキュー角依存性が変化する。正スキュー角がついたときには外周レール、負スキュー角がついたときには内周レールの浮上量が増加する。また、サイドウォールにより、浮上量平均値も増加することがわかる。計算上、線速 12 m/s において約 10 nm の浮上量増加が生じることがわかった。

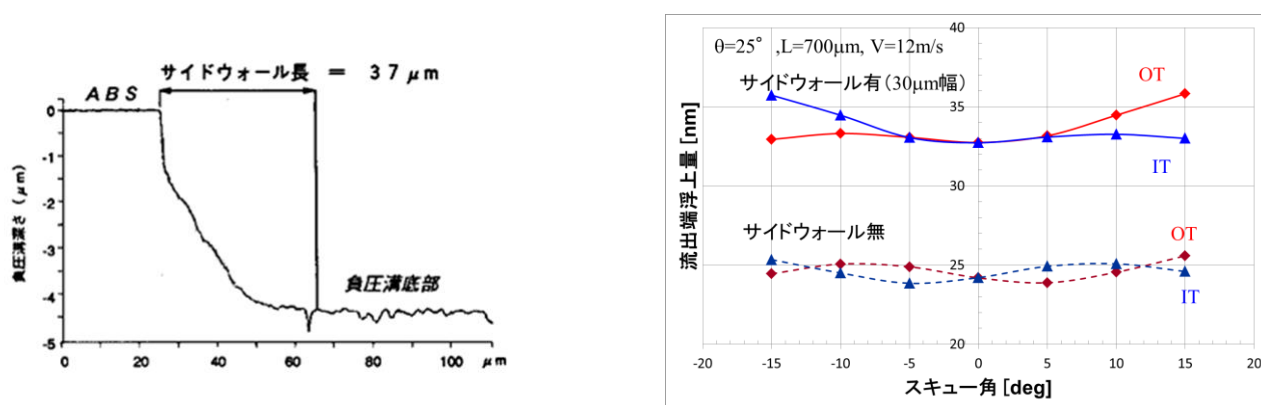


図 21 浮上特性に対するサイドウォールの影響

## 2.2.2 新規スライダー構造の 3.5 インチドライブ条件での浮上設計

以上の基礎特性に対する浮上特性の計算結果を踏まえて、市販 3.5 インチドライブ条件で、パピオン型スライダーの浮上量及びロールが、データゾーン全域で一定となるような CFH 設計を行った。さらに、サイドウォールを考慮し、負圧溝深さ  $d$ 、及び屈曲位置  $L$  をパラメータとして、CFH 特性の変化を調べた。図 22 に 3.5 インチドライブのヘッド位置関係の模式図を、表 2 に計算に用いたドライブ緒元を示す。

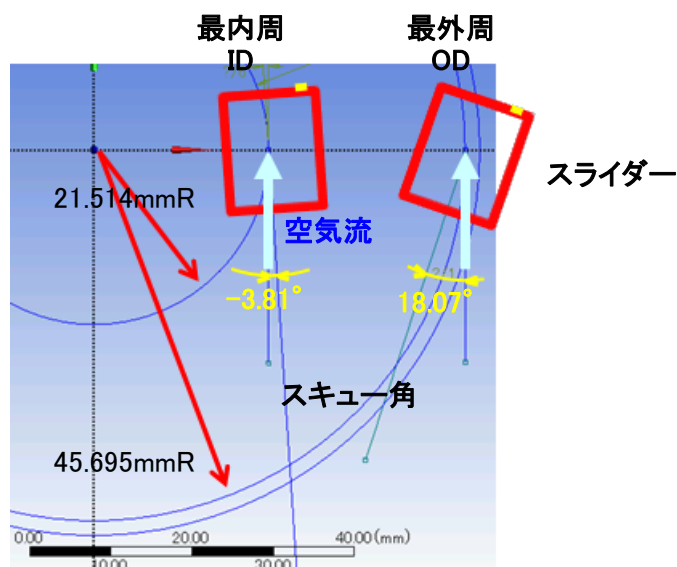


図 22 3.5 インチドライブにおけるヘッド位置

項目	仕様	
荷重 [g]	2.5±0.3	
Z-height [mm]	0.584	
データゾーン	最内周	最外周
半径 [mm]	21.51	45.67
スキュー角 [deg]	-3.81	18.07
浮上量設計値 [nm]	45.7	48.2

表 2 3.5 インチドライブ・浮上関係仕様

屈曲位置  $L$  により、OT 浮上量のプロファイルも変化する。 $L$  の増加 (500→900  $\mu\text{m}$ ) に伴い、外周での OT 浮上量は減少する傾向を示す。浮上プロファイルの傾向としては右上がりから右下がりに変化する。 $L=500\sim 900\ \mu\text{m}$  の範囲では、 $L=700\ \mu\text{m}$  のとき浮上領域全体でのロール変動が最もフラットになる。 $L$  が増加、あるいは減少すると、外周でのロールは負になる傾向を示し、ロール変動が増加する。

負圧溝深さ  $d$  を最適深さ 7  $\mu\text{m}$  の周り ( $d=6\sim 8\ \mu\text{m}$  の範囲) で変えてみたところ、 $d$  の増加に伴い、浮上量平均値の増加 (7~18 nm/2  $\mu\text{m}$ )、浮上プロファイルの変化、ロールの変化が生じる。ロールの変化は、スキュー角依存性の変化と対応しており、 $d=6\rightarrow 8\ \mu\text{m}$  の変化で、ロール姿勢の

逆転が生じる。

これらの結果から、サイドウォールを考慮した最適設計値は、 $\theta=25^\circ$ 、 $L=700\text{ }\mu\text{m}$ 、 $d=7\text{ }\mu\text{m}$ であることがわかった。計算上、 $d=8\text{ }\mu\text{m}$ のとき CFH 特性は最良で、 $\Delta FH=3\text{ nm}$ となる。しかし浮上領域内周部で IT 浮上量が低下し、ロールが発生してしまう。 $d=7\text{ }\mu\text{m}$ のときには、 $\Delta FH=6\text{ nm}$ だが、浮上領域全体でのロール変動は  $2\text{ nm}$ と極めて小さい。またピッチは、計算上最内周 (ID) で  $230\text{ nm}$ 、最外周 (OD) で  $320\text{ nm}$ となる。

### 2.2.3 新規スライダ構造の 3.5 インチドライブ条件での浮上特性測定

前節の計算結果をもとに、実際にサンプルを試作し評価した結果について述べる。表 3、表 4 にサンプルの緒元、測定条件を示す。浮上量の測定は、Phase-Metrics 社の光干渉方式・浮上量測定装置 DFHT [62]を用いた。

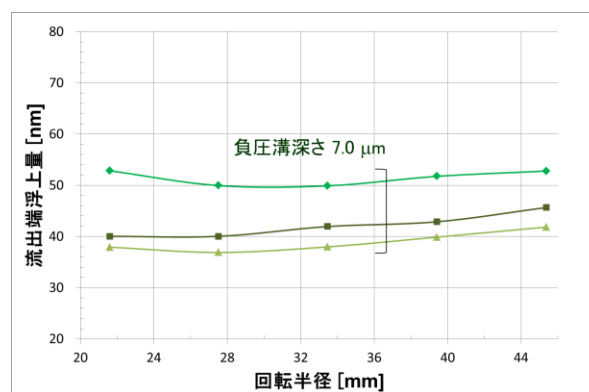
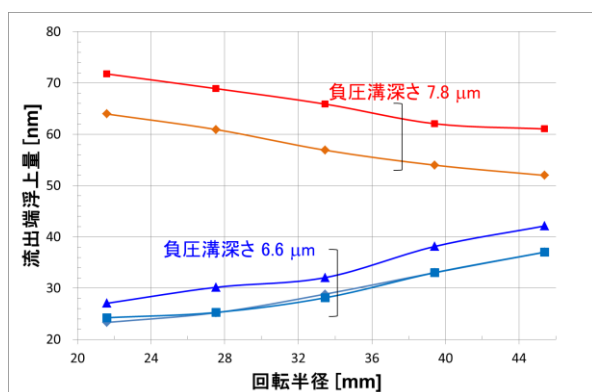
スライダサイズ	ナノ (2.05×1.60×0.43mm)
サスペンション	Hutchinson Type-19
バネ荷重	3.0 gf
Z-height	0.584 mm
サイドレール幅 (ストレート部)	200 $\mu\text{m}$
負圧溝深さ	6 ~ 8 $\mu\text{m}$
ABS 平面度	Crown ~25 nm
	Cross Crown ~15 nm
サイドテーパー長	30 ~ 50 $\mu\text{m}$

表 3 評価サンプル緒元

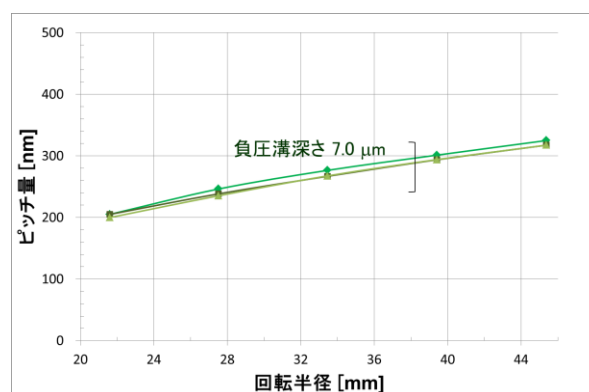
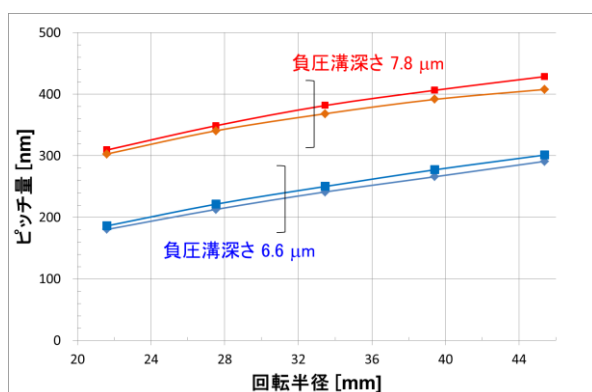
浮上量測定装置 : Phase-Metrics 社浮上量テスター (DFHT)			
ヘッド位置	R [mm]	スキュー [°]	線速 v [m/s]
ID	21.60	-6.51	16.22
MD1	27.52	0.83	20.78
MD2	33.46	6.78	25.33
MD3	39.42	12.01	29.89
OD	45.38	16.85	34.45

表 4 測定条件

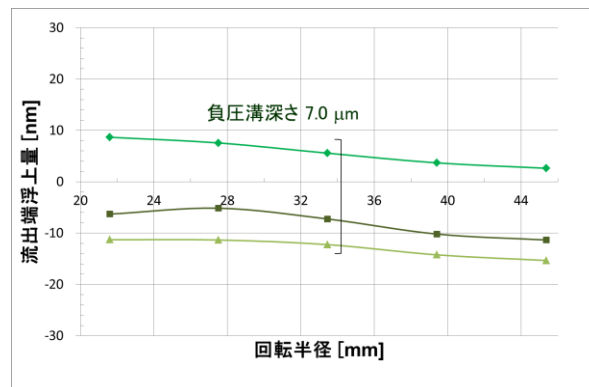
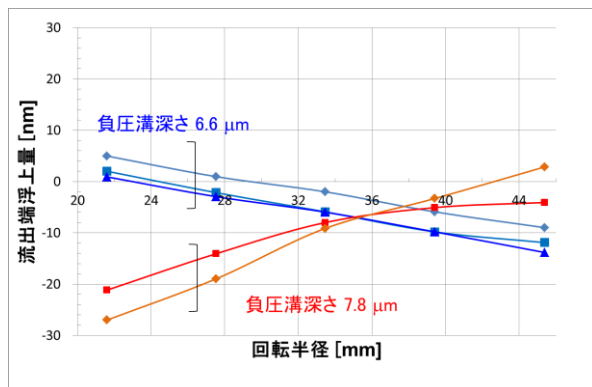
図 23 に、 $\theta=25^\circ$ 、 $L=700\text{ }\mu\text{m}$ に固定して、負圧溝深さ  $d$ を変化させた ( $d=6.6\sim 7.8\text{ }\mu\text{m}$ ) 場合のサンプルの浮上特性測定結果を示す。負圧溝深さ  $d$ の増加に伴い、浮上領域での浮上プロファイル、ロールプロファイルが大きく変化した。 $d$ の増加に伴い、浮上プロファイルは、右上がりから右下がりに変化した。 $d=7.0\text{ }\mu\text{m}$ 付近で、浮上プロファイルはほぼフラットになり、 $\Delta FH=5.5\text{ nm}$  (平均値)であった。また、 $d=7.0\text{ }\mu\text{m}$ におけるピッチ量は、ID で  $200\text{ nm}$ 、OD で  $320\text{ nm}$ であった。ロールプロファイルは、 $d$ の増加に伴い、右下がりから右上がりに変化へと変化した、 $d=7.0\text{ }\mu\text{m}$ 付近でロールプロファイルはほぼフラットになった。



(a) CFH特性



(b) ピッチ特性



(c) ロール特性

図 23 3.5 インチ・ドライブ条件下の浮上特性・実測値

## 2.2.4 計算値と実験値の整合性

前節までに述べたように、有限要素法によるシミュレーションから求めた各設計パラメータの影響は定性的には実測結果とよく一致している。ここで問題になるのは、シミュレーション結果は定量的にどの程度実測値と一致するのか？という点である。そこで実際のサンプルにつき、ABS 寸法、ABS 形状、荷重、可重点位置等の実測データから計算モデルを作った（リアルモデル）。サイドウォール形状に関しては 1 次スロープで近似し（直線状スロープ）、サイドロープ長は、光学干渉式非接触段差計（WYKO）の測定値から求めた。このリアルモデルに対し、3.5 インチドライブ上の各浮上特性を計算し、実測データと比べた。その結果を図 24 に示す。

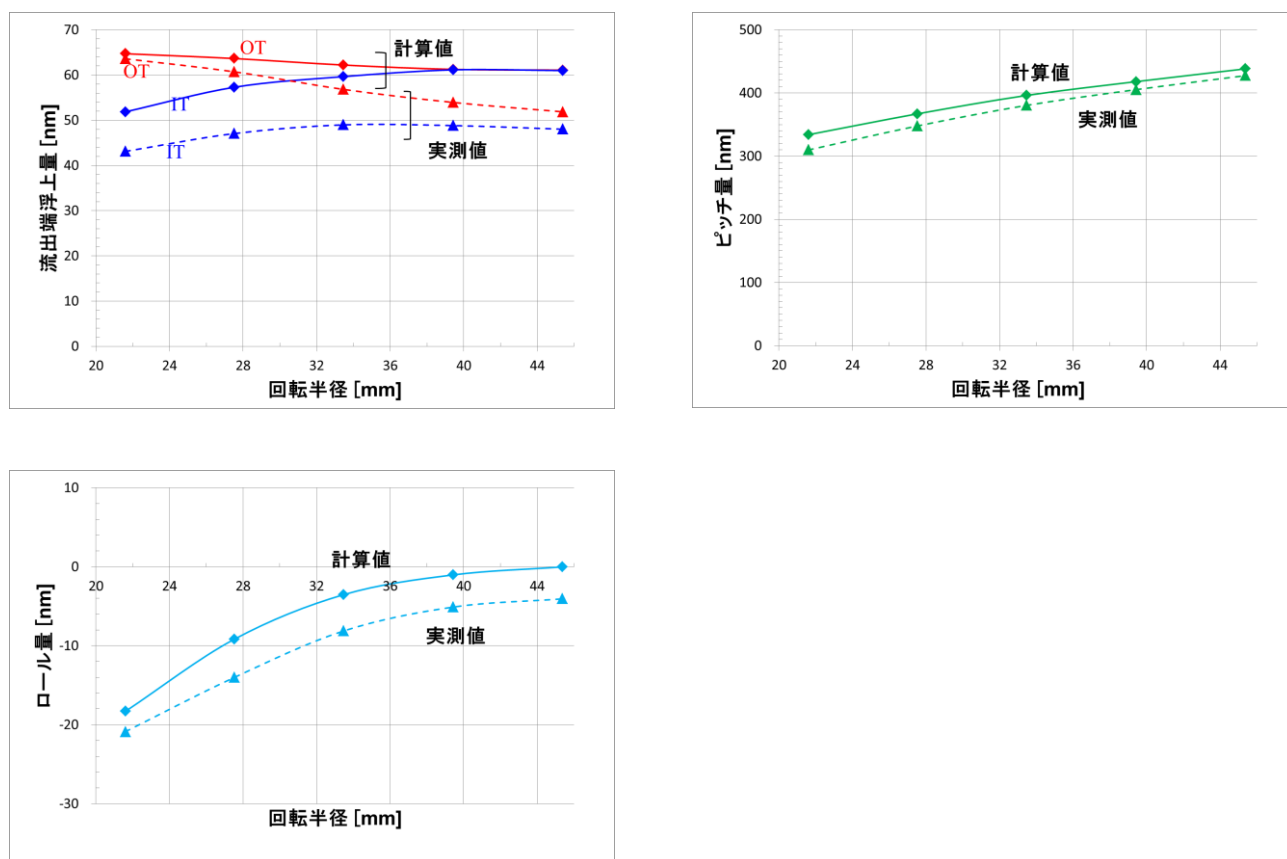


図 24 パピオンスライダー浮上特性・計算値／実験値の比較

まず、浮上量の CFH 特性に関しては、OT 浮上量には内周では、ほぼ一致したが、外周に行くほど差が広がった。計算値に比べ実測値の方が外周での低下が著しく、最外周では 14 nm 程度実測値の方が小さかった。総じて計算値の方が外周での浮上量増加を過大評価していると考えられる。ピッチ特性に関しては、プロファイルもほぼ一致し、定量的にも全域で 10 %未満にの誤差しかなかった。ロール特性に関しては、プロファイルはほぼ一致し、計算値と実測値の差は最大 4 nm に収まっていた。

これらの結果から、ピッチ、ロール特性に関しては、定量的にも良く一致しているが、浮上量に関しては最大 15 nm 程度の誤差は存在している。誤差の要因としては、サイドウォール形状、サスペンションの捻じれによるトルク発生等を考慮したモデルの作成が必要と考えられる。

## 2.3 浮上動特性解析

浮上量の低下とともに、静的な CFH 設計だけではなく、動的浮上変動の抑制、トライボロジ的信頼性の確保が重要な課題となる。ドライブ上でスライダーは、メディア表面の突起、付着物を乗り越えたり、外部からの振動、衝撃、シーク加速度が加えられたりする。これらの外乱に対しスライダーの浮上姿勢は動的に変動し、極端な場合にはメディア表面との衝突（ヘッドクラッシュ）を引き起こす。信頼性を確保するうえで、ヘッドクラッシュの回避は必須となる。

そこで動的浮上変動の抑制の点から、バンプ乗越え特性、シーク時のロール特性を測定評価した。また、これらの特性を解析するために、空気膜剛性の計算を行った。さらに同じ負圧型として、Seagate 社の AAB (Advanced Air Bearing) スライダー（図 25） [63] [64] の浮上動特性を比較し、空気膜剛性との相関について論じる。

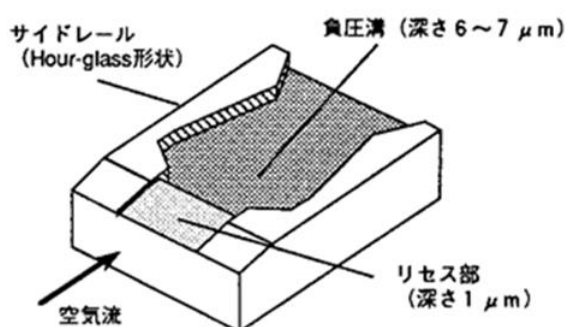


図 25 AAB (Advanced Air Bearing) スライダー

### 2.3.1 バンプ乗越え特性

バンプ乗越え特性は、スライダーがメディア表面の突起、付着物を乗り越えていく挙動に関しての知見を与える。スライダーがメディア表面の突起上に差し掛かると、スライダー・メディア間の隙間が急に小さくなる。すると、スライダー下の空気膜は圧縮を受けスライダーに余分の浮上力が生じ（スキーズ効果 [65]）、スライダー・メディア間の隙間を一定に保とうとする。これがいわゆる浮上追随性と呼ばれる特性で、浮上追随性が良好なスライダーは、メディア表面との浮上隙間が変化しにくく、ヘッドクラッシュの危険が小さい。一般に空気膜剛性が大きいスライダーほど浮上追随性も良好である。これは空気膜剛性が大きいスライダーほど、スキーズ効果の発生も大きく、スライダー浮上量を一定に保とうとする復元力が働くためである。ただし、バンプ乗上げ時の姿勢変化等、過渡応答特性には空気膜の剛性だけではなく、減衰も影響を及ぼす。今回、Polytec 社のレーザードップラー振動計 (Laser Doppler Vibrometer; LDV) [66] を用い、バンプ乗越え時の浮上、ロール変動の測定を行った。実験に用いたバンプのサイズは、バンプ高さ 25 nm、バンプ幅 500  $\mu\text{m}$  である。図 26 に測定系の構成を示す。

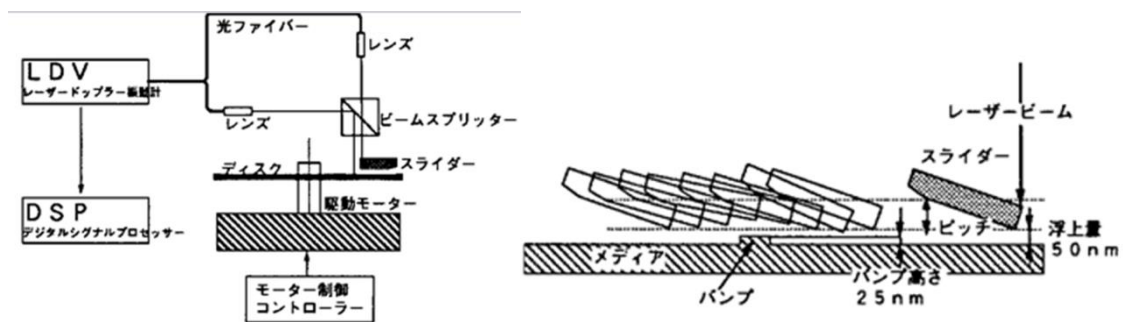


図 26 浮上動特性（バンプ乗越え特性）の実験的評価

まず。スライダーに直交するバンプを乗り越えるときの、流出端浮上量の時間的変動を測定した。この測定では、スライダー上にのみ測定光ビームを照射し、測定点での速度変化測定から積分演算の結果として変位変動を求めた。線速 16 m/s、スキュー角  $0^\circ$  でおよそ流出端浮上量 40 nm で浮上する AAB、及びパピオンスライダーに対し、測定を行った。ストレート・バンプ乗越え後の浮上量変動について、最大振幅量を浮上変動量とし、表 5 にまとめた。この結果、AAB とパピオン型との間で、バンプ乗越え時の浮上変動量は、約 14 nm とほぼ同一の値を示している。これは主にバーティカル方向の空気膜剛性に差がないことを示唆している。

## AABスライダー

Sample #	静特性				動特性
	OT [nm]	IT [nm]	Roll [nm]	Pitch [nm]	浮上量変動 [nm]
03-33	49.3	63.6	14.4	202.1	14.64
01-41	51.8	66.9	15.1	190.2	14.16
08-33	45.3	58.6	13.3	193.8	15.60
08-41	48.8	63.1	14.3	195.6	14.56
02-41	50.1	59.0	8.8	199.2	13.12
平均値	49.1	62.2	13.2	196.2	14.4
標準偏差	2.2	3.1	2.3	4.2	0.8

## パピオンスライダー

Sample #	静特性				動特性
	OT [nm]	IT [nm]	Roll [nm]	Pitch [nm]	浮上量変動 [nm]
89-11	50.9	43.6	-7.2	196.0	14.40
89-12	41.6	33.1	-8.4	204.6	15.76
93-11	31.8	46.4	14.6	201.8	15.68
93-10	39.9	38.7	-1.1	213.8	14.80
93-09	34.6	30.7	-3.9	201.5	13.52
93-08	35.4	29.9	-5.6	203.2	12.96
93-07	37.0	30.9	-6.1	199.9	13.36
K-03	52.0	66.9	14.9	266.2	14.32
K-04	58.7	52.1	-6.6	277.8	15.12
K-05	49.4	39.1	-10.3	282.8	16.64
K-06	64.1	48.3	-15.8	274.2	14.08
K-07	48.6	62.5	13.9	270.6	15.76
K-08	60.9	60.0	-0.9	262.1	16.32
06-01	48.3	68.3	20.1	289.6	13.76
06-02	49.8	56.8	7.0	302.8	11.28
平均値	46.8	47.1	0.3	243.1	14.5
標準偏差	9.6	13.0	10.6	38.8	1.4

表 5 ストレート・バンプ乗越え時の浮上変動 測定結果

ロール方向の空気膜剛性について調べるため、スライダーに対し斜めにバンプが入射するときの浮上量変動の測定を行った。測定時のスライダー／バンプの位置関係は図 27 のとおりである。バンプがスライダー長軸となす角度は  $15^\circ$  とした。図中にあるように、2 本のレーザービームのうち、参照光は内周側流出端（IT）に、検出光は外周側流出端（OT）に照射した。そして両者の差分信号を検出することにより、ロールの時間変動を測定することができる。図 28 に、LDV によるロール変動波形を示す。最大振幅量をロール時間変化とし、表 6 にまとめた。この結果から、パピオンの平均ロール変動量は  $13.7 \text{ nm}$ 、AAB 型は  $6.9 \text{ nm}$  であり、パピオン型は AAB 型より 2 倍程度ロール変動が大きいことがわかった。これは、パピオン型のロール方向の空気膜剛性が、AAB 型に



比べ小さいことが考えられる。

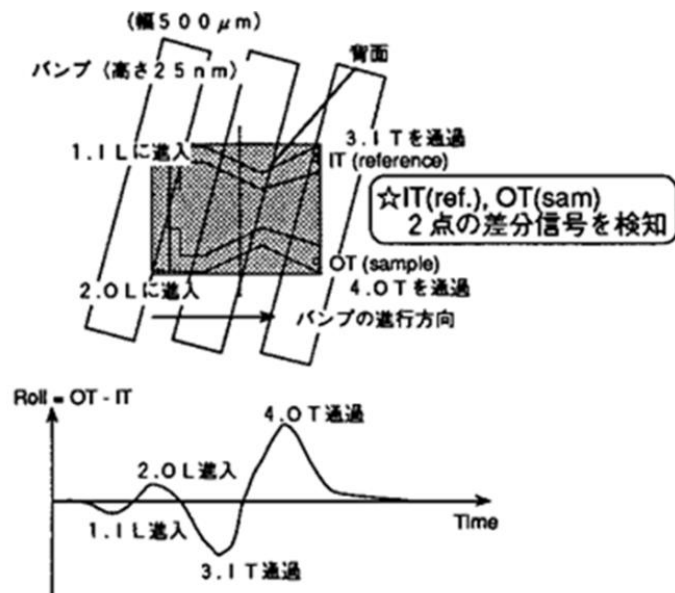


図 27 スキュードバンプ通過時のロール変動模式図

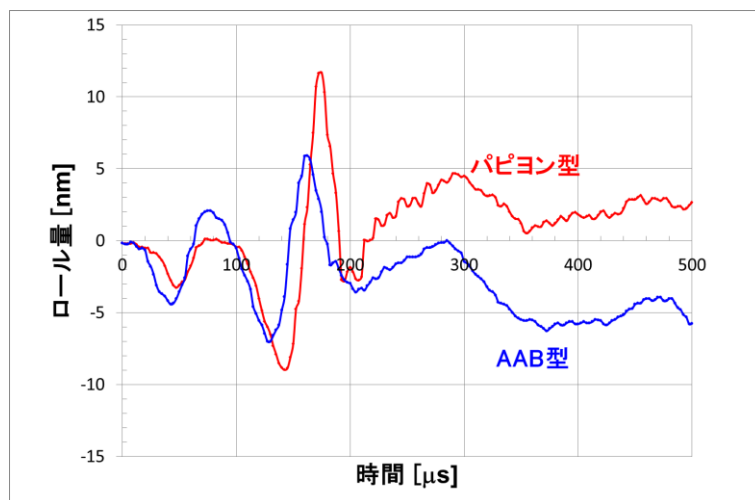


図 28 スキュード・バンプによるロール変動測定

# A A Bスライダー

Sample #	静特性				動特性
	OT [nm]	IT [nm]	Roll [nm]	Pitch [nm]	ロール変動 [nm]
03-33	49.3	63.6	14.4	202.1	6.56
01-41	51.8	66.9	15.1	190.2	5.52
08-33	45.3	58.6	13.3	193.8	9.28
08-41	48.8	63.1	14.3	195.6	6.00
02-41	50.1	59.0	8.8	199.2	7.12
平均値	49.1	62.2	13.2	196.2	6.90
標準偏差	2.2	3.1	2.3	4.2	1.3

# パピオンスライダー

Sample #	静特性				動特性
	OT [nm]	IT [nm]	Roll [nm]	Pitch [nm]	ロール変動 [nm]
89-11	50.9	43.6	-7.2	196.0	15.20
89-12	41.6	33.1	-8.4	204.6	13.52
93-11	31.8	46.4	14.6	201.8	15.68
93-10	39.9	38.7	-1.1	213.8	12.24
93-09	34.6	30.7	-3.9	201.5	13.78
93-08	35.4	29.9	-5.6	203.2	12.16
93-07	37.0	30.9	-6.1	199.9	10.80
K-03	52.0	66.9	14.9	266.2	13.60
K-04	58.7	52.1	-6.6	277.8	13.76
K-05	49.4	39.1	-10.3	282.8	11.52
K-06	64.1	48.3	-15.8	274.2	14.32
K-07	48.6	62.5	13.9	270.6	12.00
K-08	60.9	60.0	-0.9	262.1	12.00
06-01	48.3	68.3	20.1	289.6	19.36
06-02	49.8	56.8	7.0	302.8	15.76
平均値	46.8	47.1	0.3	243.1	13.7
標準偏差	9.6	13.0	10.6	38.8	2.1

表 6 スキュード・バンプ乗越え時のロール変動 測定結果

一般的に、記録密度に応じて、平均浮上量を低下させる必要がある。平均浮上量は、様々な要因でばらつくので、このばらつきを考慮しても、ディスクとのヘッドクラッシュが生じないようにする必要がある。この浮上量のバラツキの中には、スライダー（ABS 面積、負圧溝深さ等）やサスペンション（バネ荷重、ねじれによるトルク等）の製造ばらつき、あるいはスライダーとサスペンションを接着し組み立てるヘッドジンバル・アッセンブリー（Head Gimbal Assembly: HGA）組立ばらつき等の要因で発生する静的な平均浮上量のばらつきもある [67]。また、ディスク面の潤滑膜、保護膜の厚さばらつき等も考慮が必要である。それに加えて、上で述べた動の変動量にアサインできるマージンは異なってくる。面記録密度 $\sim 50$  Mbit/in<sup>2</sup>において、平均浮上量 50 nm 程

度が必要となるが、一般的には、動的浮上変動のばらつきは、10% 程度をアサインして $\pm 5$  nm 程度である。それに対して、パピオンスライダーの $\pm 7$  nm（全幅 14 nm）程度という値は、若干大きく動的安定性の改善が必要と判断される。

### 2.3.2 シーク時のロール変動

3.5 インチドライブにおいて、シーク時にスライダーに加わる加速度は、50 G（ $490 \text{ m/s}^2$ ）程度である。シーク加速度が加わったとき、支持点回りの回転トルクが生じ、ロール姿勢が変化する。一方、ロール姿勢の変化に対し、ロール方向の空気膜剛性により姿勢を復元するトルクが発生する。シーク開始時と終了時には、大きなシーク加速度が加わり、これにより大きなロール変動が生じる。

シーク時に生じるロール変動を調べるため、回転するディスク上でヘッド・ジンバル・アッセンブリー（HGA）に周期的なシーク加速度を与え、LDV 法によりロール変動を測定した。図 29 に、測定系の構成を示す。サンプルとしては、バンプ乗り越え特性評価に用いたものと同一である。線速 16 m/s で、スキュー角  $0^\circ$ 、及び  $25^\circ$  の 2 条件で浮上させ評価を行った。浮上量は約 40 nm であった。HGA は、ボイスコイルモーター（Voice Coil Motor; VCM）で半径方向に加振され、HGA の根元に固定された加速度センサーにより加速度波形が実測される。加振周波数は測定機械系の共振を避け、3 kHz に設定した。図 29 に、加速度センサーによる加速度波形と、LDV によるロール変動波形を示す。この図から、加速度波形とロール変動波形は同相で変化する（加速度が最大の際に、ロール変動量の絶対値も最大）ことがわかる。各スキュー角でのロール変動量測定値を表 7 にまとめた。同一のサンプルを同条件で複数回測定したが、測定回数はサンプルごとに異なる。

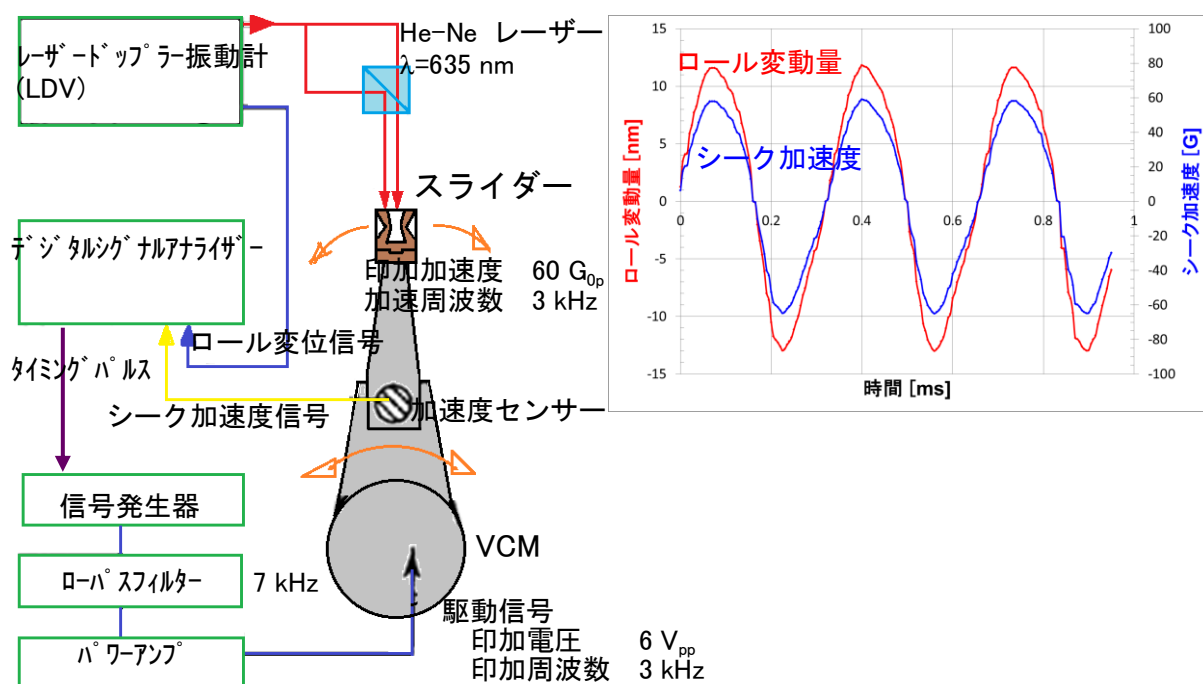


図 29 シーク加速度によるロール変動測定

# A A Bスライダー

Sample No.	Skew angle = 0°					平均値
03-33	14.80	12.48	12.80			13.36
01-41	8.64					8.64
08-41	15.12	15.60	17.12			15.95
02-41	9.96	8.20	11.32	11.40		10.22
全体での平均値						12.49
全体での標準偏差						2.79

Sample No.	Skew angle = 26°					平均値
03-33	8.28	9.96	8.84			9.03
01-41						
08-41	14.72	14.08	14.32			14.37
02-41	8.76	7.96	7.36			8.03
全体での平均値						10.5
全体での標準偏差						2.8

# パピオンスライダー

Sample No.	Skew angle = 0°					平均値
K-05	11.76					11.76
K-06	13.68	8.72	13.20	10.88	11.52	11.60
K-07	13.44	15.76	14.24	14.16		14.40
K-08	8.16	12.56	13.68	11.52		11.48
全体での平均値						12.38
全体での標準偏差						2.05

Sample No.	Skew angle = 26°					平均値
K-05	4.08	4.48				4.28
K-06	13.32	11.12	8.24			10.89
K-07	16.88	13.28	10.56			13.57
K-08	11.36	10.52				10.94
全体での平均値						10.40
全体での標準偏差						3.7

表 7 シーク加速度印加時のロール変動量・測定値

表 7 から、同じスキュー角で比較した場合、パピオンと AAB の平均ロール変動量は一致している。スキュー角 0° と 26° のロール変動量を比較すると、どちらのスライダーも 0° の方が平均 2 nm 程度大きい。シーク加速度 50 G に対し発生するロール変動量・全幅値は、おおよそ 10~12 nm であることがわかる。平均浮上量が一定とすると、内周側、あるいは外周側の流出端浮上量としては、5~6 nm 低減すると考えられる。シーク加速度に関して、パピオンと AAB との差は実験的には認められなかった。

### 2.3.3 空気膜剛性解析（計算）

スライダーがメディア上の突起を乗り越える挙動（バンプ乗越え特性）やシーク時のロール変動等の動的浮上特性は、スライダーを支える空気膜剛性により大きく影響を受ける。そこで有限要素法により空気膜剛性係数を求め、テーパフラット型とパピオン型の比較を行い、動的浮上特性との関係を調べた。まず、一定浮上条件での平衡姿勢を求め、次にバーティカル（Z）、ピッチ、ロールの各方向に微小量変位させたときの浮上力、トルクの変化量を求める。バーティカル、ピッチ、ロール方向の空気膜剛性係数は、各方向の単位変位量当たりの浮上力、トルクの変化量から求められる。

計算条件；線速 16 m/s, スキュー角 0 deg., バネ荷重 3.0 gf

ABS 曲面形状；フラット（クラウン、クロスクラウン 0 nm）

	パピオン	A A B	テーパフラット
最低浮上量 [nm]	35.1	38.2	35.2
ピッチ [nm]	287.6	221.1	77.8
バーティカル（Z）方向空気膜剛性 [kN/m]	633.7	815.8	707.5
ピッチ方向空気膜剛性 [mN・m/rad]	568.0	718.2	340.7
ロール方向空気膜剛性 [mN・m/rad]	179.1	339.8	429.5

表 8 空気膜剛性の比較（計算値）

線速 16 m/s、スキュー角 0° において、ほぼ同一の浮上量を持つパピオン型、AAB 型、テーパフラット型の空気膜剛性係数・計算結果を表 8 に示す。テーパフラット型に比べると、パピオン型と AAB 型は、ピッチ剛性が大きく、ロール剛性が小さい。両者ともテーパフラット型に比べ、3～4 倍近いピッチ量を持っているにもかかわらず、ほぼ同等のバーティカル剛性、大きなピッチ剛性を持っている。これは負圧発生により、ABS での実効的な正圧発生がテーパフラットより大きく、空気膜剛性が増加しているためと考えられる。また、パピオン型と AAB 型を比べると、パピオン型の方が、剛性が小さい。バーティカル、ピッチ剛性は 30 %、ロール剛性は 50 %程度減少している。バーティカル、ピッチ剛性の低下は、パピオン型の方がピッチが大きいことによるものと考えられる。ロール剛性の低下は、パピオン型において、流出端での正圧ピーク位置がスライダー内側に寄っているため、空気膜によるトルクが小さくなることが原因と考えられる。

図 30 に線速 16 m/s、スキュー角 0° におけるパピオン型と AAB 型の浮上時の空気圧力分布を示す。この図から、流出端における正圧ピーク位置は、パピオン型の方が AAB 型よりスライダー内側に寄っていることが確認できる。同時に、AAB 型では、流入端付近において、左右に圧力分布がより急峻に分かれていることがわかる。このことも AAB 型のロール剛性の改善に役立っていると考えられる。

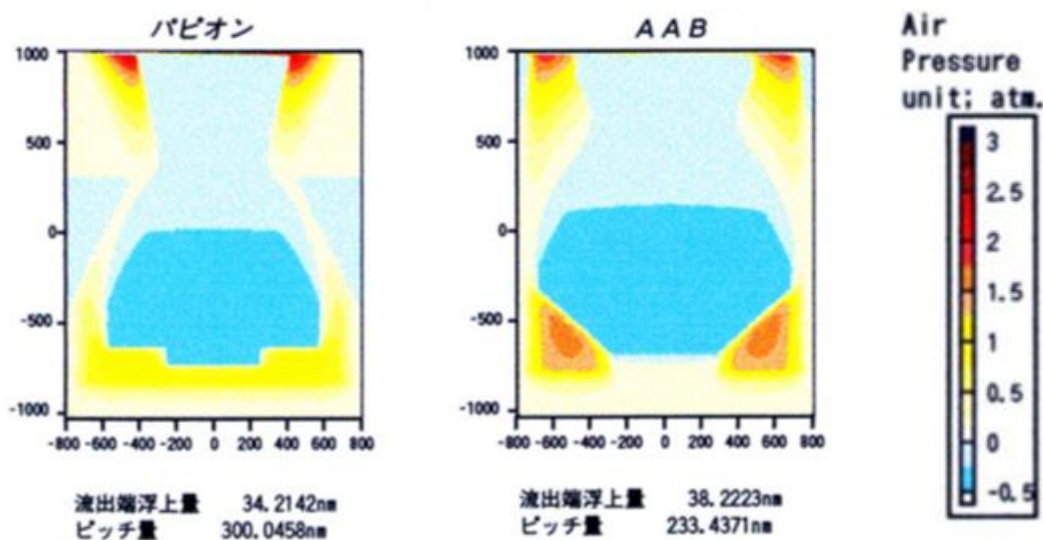


図 30 パピオンと AAB の圧力分布の比較

### 2.3.3.1 バンプ乗越え特性への影響

次に、空気膜剛性係数（計算）と、実測されたバンプ乗越え特性、シーク時のロール変動等、浮上動特性に与える影響について調べた。スキュード・バンプがスライダー直下を通過する際、一番最後の山は、バンプがスライダーの外周側流出端（OT）を通過する状態に対応している。このときスライダーは片側（OT 側）だけがバンプに乗り上げている。この状態でのロール変位を考えてみよう。バンプに乗り上げている OT 側では、空気膜は強くスキーズ効果を受け、OT レールを持ち上げる回転トルクが発生する。

バンプ乗越え時のロール変動波形を実測データは、パピオン型のロール変動は AAB 型の 2 倍程度であることを示した。スキーズ効果による復元力は主にバーティカル方向の空気膜剛性で決まるが、パピオンは AAB と比べ、バーティカル空気膜剛性が 22%程度小さい。一方、ロール方向の回転トルクが生じたとき、ロール方向の空気膜剛性が大きいほど、ロール変動量は小さくなる。パピオンのロール方向空気膜剛性は、AAB のものの半分程度しかないので、バーティカル剛性の差を無視すると、パピオンのロール変動量は、AAB に比べ 2 倍程度になるものと考えられる。この近似は非常に粗いものであるが実験結果と良く整合し、ロール変動量がロール剛性の差に起因するものと考えてよいことを示している。

### 2.3.3.2 シーク時のロール変動への影響

次にシーク加速度によるロール変動への影響をみてみよう。シーク加速度が加わることでスライダー重心に対し、慣性力による支持点を中心とした回転トルクが発生する。一方、スライダーの左右サイドレールで発生する浮揚力の差により、やはり支持点を中心とした回転トルクが発生し、両者の釣り合いにより、スライダーのロール姿勢が決まる。シーク加速度による支持点回りのトルク  $N$  は、スライダー質量を  $m$ 、シーク加速度を  $a_s$ 、支持点・重心間距離を  $d_{GC}$  とすると、

$$N = m \cdot a_s \cdot d_{GC} \quad \text{式 20}$$

で与えられる。ナノスライダーに対して、最大シーク加速度として、

$$a_s = 60G = 588 \text{ m/s}^2 \quad \text{式 21}$$

を加えたときの回転トルクを計算すると、

$$N = 7.24 \times 10^4 \text{ mN} \cdot \text{m} \quad \text{式 22}$$

となる。一方、ロール方向の空気膜剛性係数を  $k_\theta$ 、ロール変位角を  $\Delta\theta$  とすると、空気膜剛性によるロール方向の回転トルクは、 $k_\theta \cdot \theta$  で与えられる。パピオンのロール方向・空気膜剛性係数は上の計算値から  $180 \text{ mN} \cdot \text{m/rad}$  であるから、ロール変位角は

$$\Delta\theta = N/k_\theta = 4.02 \times 10^6 \text{ rad} \quad \text{式 23}$$

で与えられる。 $\Delta\theta$  による浮上量変化量  $\Delta h$  は、スライダー幅を  $W$  とすると、

$$\Delta h = W \cdot \sin(\Delta\theta) = 6.4 \text{ nm} \quad \text{式 24}$$

となり、LDV での実測値平均  $6.2 \text{ nm}$  と一致する。一方浮上量  $75 \text{ nm}$  で浮上するテーパフラットでの実験では、シーク加速度  $1 \text{ m/s}^2$  あたり  $0.0087 \text{ nm}$  ロールするという結果が得ており、シーク加速度  $60 \text{ G}$  では、 $5.2 \text{ nm}$  ロールすると予想される。上記と同様にテーパフラット型の空気膜剛性係数からロール量を計算すると、 $5.4 \text{ nm}$  となり、こちらも綺麗に一致する。このことから、シーク時のロール変動量は、ロール方向・空気膜剛性係数で決まると考えてよい。

今回行ったシーク時のロール変動測定結果では、パピオンと AAB との間でロール変動量の差は見られなかった。ところが前節で述べたように、ロール方向・空気膜剛性係数でいえば、AAB は、パピオンの 2 倍程度大きい値を示す。従って、剛性係数からいえば、AAB のロール変動量は、パピオンの半分の  $1.6 \text{ nm}$  程度が妥当な値であり、実験値と矛盾が生じる。この点は検証を要する点であるが、いずれにしても、AAB と同様の浮上動特性を得るには、パピオンのロール剛性改善が必要と思われる。



### 2.3.3.3 パピオン型の空気膜剛性改善

パピオン型の空気膜剛性増加を図るうえで、パーティカル及びピッチ剛性は主にピッチ量低減により改善されると思われる。またロール剛性の改善は、流出端での正圧発生分布の制御により行われると思われる。このとき改善による ABS 形状等の変化により CFH 特性が影響を受けるため、空気膜剛性の改善と CFH 特性とを両立する設計法が必要である。

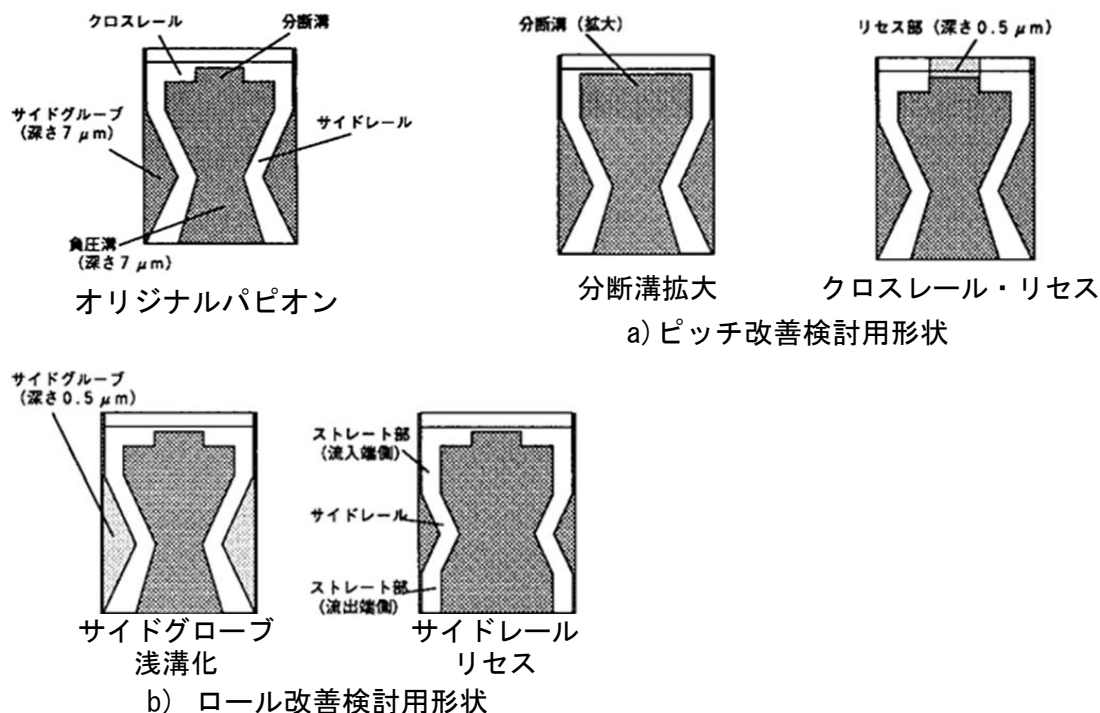


図 31 パピオン・空気膜剛性検討用形状

そこで、図 31 に示すように、ピッチ、あるいはロール剛性を改善するメカニズムを考え、計算によりその効果を検証することを行った。まず、ピッチ量低減によるパーティカル及びピッチ剛性の改善を図る手法として、1) 分断溝の拡大 2) クロスレールのリセス化を考えた。どちらも流入端側での正圧発生を適切に抑制することを意図している。両形状につき、空気膜剛性と圧力分布の計算を行った。計算結果を表 9 に示す。

計算条件；線速 16 m/s, スキュー角 0 deg., バネ荷重 3.0 gf

ABS 曲面形状；フラット（クラウン、クロスクラウン 0 nm）

	パピオン			A A B
	オリジナル	分断溝拡大	クロスレール リセス	
流出端浮上量 [nm]	35.1	28.5	39.1	38.2
ピッチ [nm]	287.6	224.3	258.0	221.1
正圧（浮揚力） [gf]	6.567	6.914	5.965	7.658
負圧（吸引力） [gf]	-3.567	-3.914	-2.965	-4.658
空気膜剛性（Z 方向） [kN/m]	633.7	790.2	572.8	815.8
空気膜剛性（ピッチ） [mN・m/rad]	568.0	709.8	495.9	718.2
空気膜剛性（ロール） [mN・m/rad]	179.1	231.4	168.4	339.8

表 9 ピッチ検討形状の空気膜剛性（計算）

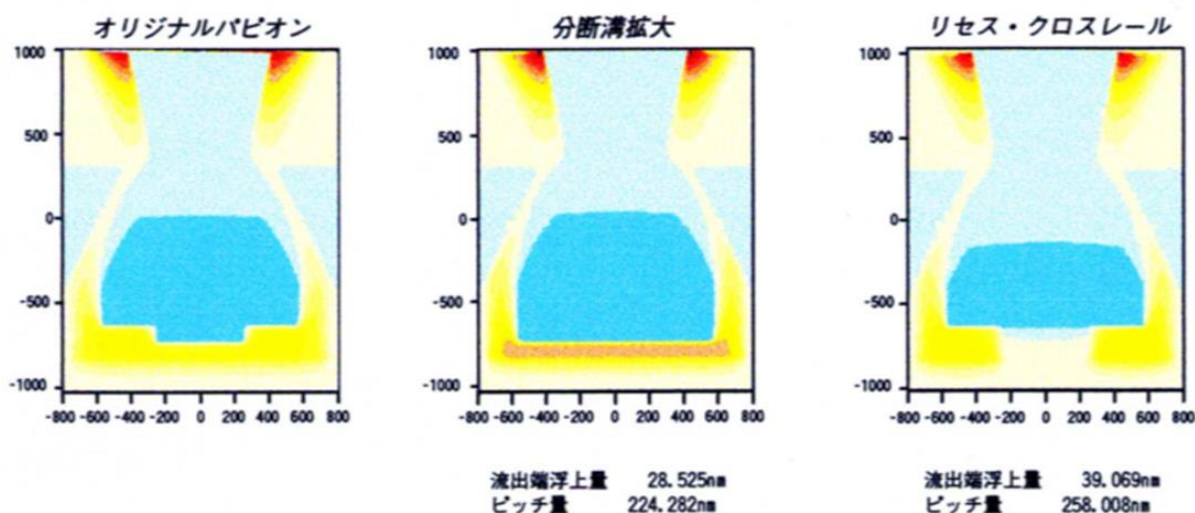


図 32 ピッチ検討形状の ABS 面圧力分布（計算）

分断溝拡大の効果についてであるが、流入端付近での正圧発生が減り、ピッチ量も減少する。分断溝幅を 500  $\mu\text{m}$  から 1100  $\mu\text{m}$  まで拡大した結果、ピッチ量は 288 nm から 224 nm と AAB と同程度まで低下した。その結果、バーティカル及びピッチ剛性も、AAB とほぼ同程度の値まで増加している。一方、ロール剛性に関しては、まだパピオンの方が小さい。

一方、クロスレール中央部に深さ 0.5  $\mu\text{m}$  程度のリセス部を設ける（リセスクロスレール）構造は、リセス部により流入端付近での正圧発生を抑制すると同時に、クロスレール部の正圧発生を左右に分離し、ロール剛性改善も図ろうとした。計算結果からみると、ピッチ量の低減は意図したようにみられるものの、バーティカル及びピッチ剛性は低下してしまっている。図 32 に示すように、発生している負圧力から見ると、リセスの設置により、実効的な負圧溝深さの低下が生じ、結果負圧溝における負圧発生も小さくなってしまったものと考えられる。ロール剛性も意図と異なり、オリジナル形状より小さい。これは、負圧の低下に伴い、流出端での正圧発生も低下したことが原因と考えられる。

次にロール剛性を改善するために、サイドグロブの浅溝化、及びサイドレール形状変更を検討した。空気膜剛性の計算結果を表 10 に、また対応する形状での圧力分布を図 33 に示す。まず、サイドグロブはサイドレール外側に位置する溝であるが、本来は負圧溝と同じ深さを持つ。このため、流入端から進入した空気流は、サイドグロブで一旦途切れる。流出端での正圧発生は、屈曲したサイドレールのうち、流出端寄りのレールでの正圧発生が大きく寄与する。この部分の圧力発生に関していえば、スライダ内側のレール部の方が流路長が長くなるので、各サイドレール流出端における正圧分布をみると、スライダ内側に圧力ピークが生じる（オリジナル・パピオン）。スライダ幅方向に、正圧ピーク間距離が長くとれないことが、オリジナル・パピオンでのロール剛性増加を阻害する原因の 1 つと考えられる。

ところが、サイドグロブ深さが浅くなると、サイドグロブと流出端 ABS との境界段差部において正圧発生が生じ、その結果、スライダ内側に位置していた正圧ピークが、スライダ外側に向かってシフトすることがわかった。サイドグロブ深さを  $0.5\ \mu\text{m}$  まで浅くすると、正圧ピークがスライダ外縁部付近まで移動している。これに伴い、ロール剛性も改善されている。しかしながら、サイドグロブを浅溝化した場合、浮上量のスキュー角依存性が大きく変化し、CFH 特性が劣化してしまう。

次に、サイドレール形状の修正による空気膜剛性改善について検討した。元の形状で剛性が劣化する原因として、レールの屈曲により空気の流路長が短くなってしまう点がある。このため流出端のレールをストレート化することで、流出端付近の流路長を長くし、スライダ外側に正圧ピークをシフトすることが考えられる。同時に流入端付近のサイドレールにもストレート部を付加することで、負圧発生帯の面積を大きくし、バーティカル、ピッチ剛性の改善が図れると期待される。

サイドレール修正モデルに対し、空気膜剛性と ABS 面での圧力分布を計算したところ、サイドレール修正モデルでは、バーティカル、ピッチ剛性とも、AAB とほぼ同等な値が得られた。特にロール剛性に関しては、オリジナル形状の 2 倍程度にまで増大した。一方、サイドレール形状修正によるスキュー角依存性への影響を調べたところ、やはり劣化が見られる。線速  $36\ \text{m/s}$  において、スキュー角  $0^\circ \rightarrow 20^\circ$  での浮上量低下をみたところ、オリジナル形状では  $3\ \text{nm}$  程度しかないのに、修正モデルでは、 $15\ \text{nm}$  程度もある。現時点ではまだ明らかではないが、サイドレール・ストレート部の長さの調整により、剛性の改善とスキュー角依存性を両立した条件を見出せる可能性はあるものと考えている。

計算条件；線速 16 m/s, スキュー角 0 deg., バネ荷重 3.0 gf

ABS 曲面形状；フラット（クラウン、クロスクラウン 0 nm）

	パピオン				A A B
	オリジナル	サイドグループ 浅溝化 1	サイドグループ 浅溝化 2	サイドレール 形状変更	
流出端浮上量 [nm]	35.1	72.1	52.5	29.6	38.2
ピッチ [nm]	287.6	238.2	257.2	279.9	221.1
正圧（浮揚力） [gf]	6.567	7.425	7.495	7.278	7.658
負圧（吸引力） [gf]	-3.567	-4.425	-4.495	-4.278	-4.658
空気膜剛性（Z 方向） [kN/m]	633.7	492.0	535.8	800.3	815.8
空気膜剛性（ピッチ） [mN・m/rad]	568.0	427.8	437.2	695.0	718.2
空気膜剛性（ロール） [mN・m/rad]	179.1	155.8	185.3	329.9	339.8

表 10 ロール検討形状の空気膜剛性（計算）

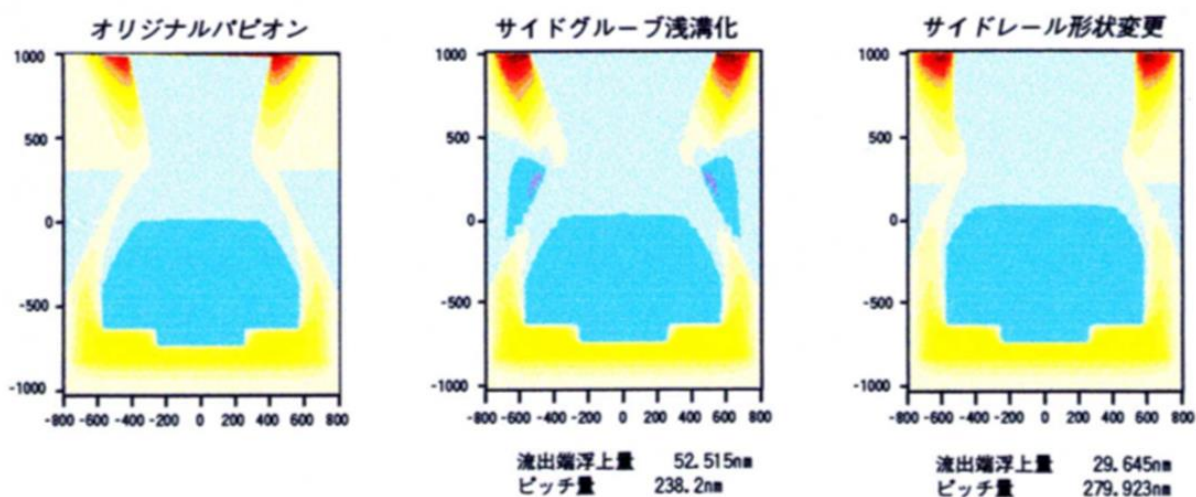


図 33 ロール検討形状の ABS 面圧力分布（計算）

パピオン型のロール剛性劣化に対しては、サイドレール流出端側をカットした、センターアイランド構造を用いることも考えられる。最適なサイドレール・カット長さは、ピッチによっても異なるが、センターアイランドの流入端エッジよりも、上流側に、サイドレールエッジが位置すれば、十分である。サイドレール・カットにより、オリジナルパピオンとほぼ同等の浮上特性を維持しながら、センターアイランドにおいて、ロールによる平均浮上量の低減はほぼゼロである。CFH 特性は、オリジナルパピオンと同等の特性が得られる。

## 2.4 信頼性（摩擦摩耗特性）

ハードディスクの信頼性を考えるうえで、ヘッド・ディスク・インターフェース (Head Disk Interface; HDI) におけるトライボロジーは重要である [68]。高記録密度化に伴い、浮上量は 100 nm を切り、ナノスライダーにおいては、30~50 nm 程度の浮上隙間しかない。ヘッド側から見ると、スライダー浮上量の静的変動 (HGA 組立・製造バラツキによる平均浮上量のバラツキ)、動的不安定変動 (ショック加速度、外乱振動による浮上量の時間変動) の他、起動方式の一種であるコンタクト・スタート・ストップ (Contact Start and Stop; CSS) 方式 [69] においては、ディスク回転開始時のスライダー離陸特性が HDI 信頼性に大きな影響を及ぼす。

一方、ディスク側からみると、回転に伴うディスク面振れ・高次振動がスライダー浮上量の動的不安定変動に影響を与え、ディスク表面に形成されている保護膜、及び潤滑膜も、HDI における摩擦摩耗特性に大きな影響を与える [45]。ディスク基板材料、あるいは記録膜として用いられている磁性薄膜材に応じ、潤滑材／保護膜材は変遷してきたが、保護膜材として、カーボン系のダイヤモンドライク・カーボン (Diamond Like Carbon; DLC) 膜 [70] が導入されてから、潤滑剤もパーフルオロエーテル (PFPE) [71] のような炭化フッ素系材料が主として使われるようになってきた。一方スライダー側も、搭載している磁気抵抗型再生素子 (Magnetoresistive; MR、Giant Magnetoresistive; GMR など) の電氣的破壊の保護の点から、DLC 膜で保護 [72] されるようになってきた。

ナノトライボロジーという観点でみると、まず、潤滑膜や保護膜の厚みが、それぞれ 1 nm、あるいは 5 nm 程度であること、また潤滑膜と保護膜の界面において、お互いの材料的な相性 (例えば、保護膜上の潤滑剤の濡れ性) や、ナノメートルオーダーの表面粗度や保護膜上の吸着水分分布量等、サブナノ~ナノオーダーのパラメーターにより、摩擦摩耗等のトライボロジー特性が決まっているなど、極めて微細なスケールで、系を制御する必要がある。

通常、ヘッドクラッシュ [73] という致命的なエラーに至る前に、スライダー浮上量の動的不安定変動、あるいはメディア表面のダスト、突起の存在などにより、スライダー／ディスク表面との間で、軽微な接触、あるいは衝突が生じる。この際、ごくわずかであるが、潤滑膜、保護膜起因の微細なパーティクル等の発生が起きる。この状態では、スライダーの浮上に差支えないものの、これらのパーティクルが、ディスク表面の空気流に流され摺動することにより、2 次的なパーティクルの発生を生じさせる。これが繰り返されていくと、パーティクルの発生が累積的に起こるようになり、最終的には、浮上すきまとコンパラブルな大きさとなり、スライダーが乗越えられなくなって衝突し、ヘッドクラッシュに至る。

このメカニズムから、スライダー浮上姿勢の動的不安定性、追随性と同時に、CSS モードにおける離陸速度の速さ、すなわち、離陸時に起きるメディア表面との摺動をいかに抑制するかが、重要であることがわかる。以下、スライダーの離陸特性、また CSS 特性の観点から、パピオンスライダーの信頼性を議論する。

### 2.4.1 離陸特性（TOV）

CSS 方式における離陸速度（Take-off Velocity; TOV） [74]は、ディスクが回転を始めてから、スライダーが完全に離陸するまでの時間として定義される。離陸速度に達するまでは、スライダーはディスクの表面を摩擦摺動していると捉えられる。ディスク表面の摩耗を低減するうえで、スライダーの離陸速度を大きくすることが有効であることは以前から報告されてきた [75] [76]。また、ピッチ量の増加に伴い、離陸速度も低下する。これは高ピッチ特性を持つスライダーの方が、より低速で流出端部が持ち上がり、ディスク表面の突起との接触を回避できるためと考えられる。同一線速において、パピオンスライダーは AAB スライダーと同等のピッチ量を持つため、離陸速度に関しても同等の特性を示すことが期待される。そこで両方のスライダーに対し離陸速度の測定を行った。表 11 に測定条件を示す。

項目	緒元
離陸速度（TOV）測定機	LOTUS 社 CSS テスター
試験用ディスク	HOYA 製 ガラスディスク
グライドハイト	2 micro inch (50 nm)
回転半径	26.0 mm
最大回転数（安定時）	5867 rpm
最大線速（安定時）	16.0 m/s

表 11 離陸速度（TOV）測定条件

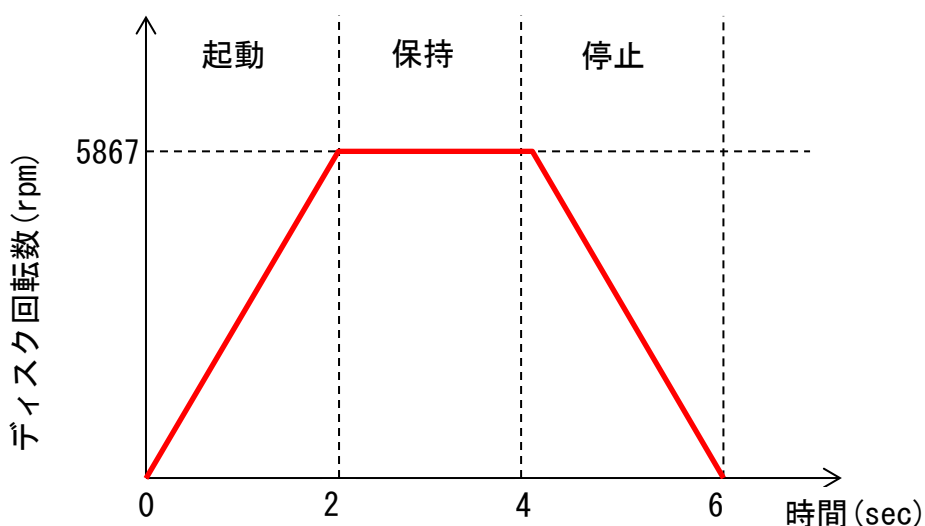


図 34 離陸速度測定サイクル

測定には、LOTUS 社製 CSS テスターを用い、ディスク回転の起動／保持／停止を 1 サイクルとして、その間の摩擦力・時間変化から離陸速度を求めた。また、離陸速度の再現性を調べるために、20 サイクルの繰り返し測定を行い、離陸速度のばらつきにつき調べた。図 35 に 1 サイクル間の摩擦力波形を、図 36 に 20 サイクル間の離陸速度の変化を示す。

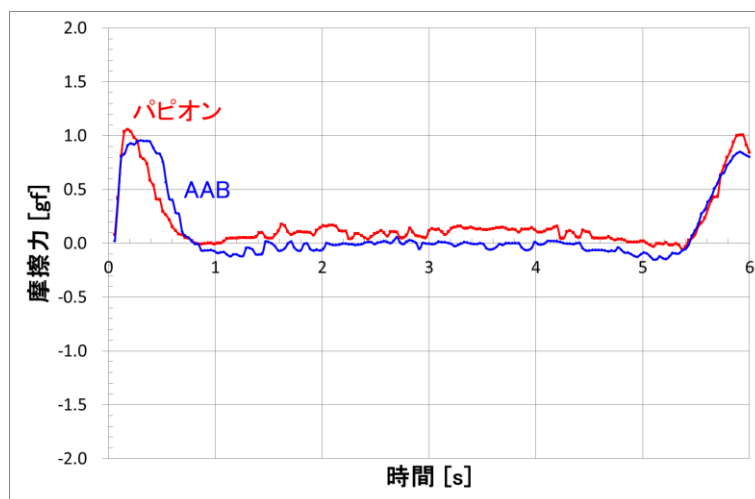


図 35 1 サイクル間の摩擦力波形の比較（AAB／パピオン）

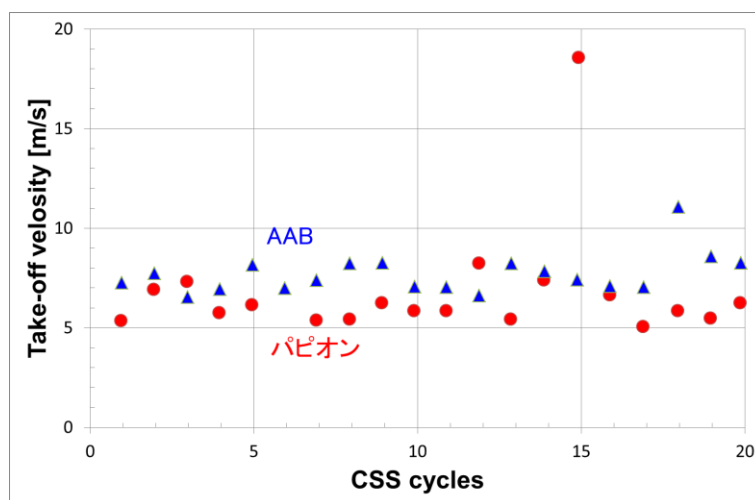


図 36 20 サイクル間の離陸速度の推移

スライダー	パピオン #1	A A B #1
最低浮上量 [nm]	52	50
ピッチ量 [nm]	266	199
離陸速度 [m/s]	6. 73	7. 65

各 N=1, 20 サイクルでの平均値（パピオンに関しては、15 回目のデータは異常値として削除したうえで、平均化）

表 12 20 サイクル間の浮上特性、離陸速度（平均値）

表 12 に 20 サイクル間の平均値を示したが、離陸速度は両者とも、およそ 7 m/s 程度であるが、ピッチ量が 3 割程度高いパピオンの方が、離陸速度が 2 割強ほど小さいという結果になっている。また、離陸時の摩擦力波形が、パピオンの方がより急峻に低減しているという傾向も見て取れる。サンプル数が 1 なので、これが両スライダーの特性と断定できるわけではないが、高ピッ



チ量を持つスライダーの方が低い離陸速度を持つという傾向は理にかなっている。その意味で、設計上のピッチ量が高いパピオンの方が、より小さい離陸速度を持ち、より高い信頼性を得られる可能性は高いと思われる。

#### 2.4.2 CSS 摩擦摩耗特性

パピオンと AAB に対し、CSS サイクル回数による摩擦係数の変化を測定し、CSS 信頼性の比較を行った。表 13 及び図 37 に測定条件を示す。測定時の CSS サイクル回数は 10 万回である。サンプル数は、パピオン 2 個、AAB 6 個である。各サンプルスライダーの表面には、ダイヤモンド・ライク・カーボン (DLC) 薄膜が形成されている。DLC 膜は高硬度、良好な潤滑性を持っており、スライダー表面への成膜により良好な CSS 特性が得られることを別途確認している。評価結果として、図 38 に CSS サイクル増加に伴う摩擦係数の推移を示す。表 14 に各サンプルの初期摩擦係数及び 10 万回後の摩擦係数を示す。テストサンプルとして、最小浮上量がほぼ同一のスライダーを選んだ。

項目	緒元
離陸速度 (TOV) 測定機	LOTUS 社 CSS テスター
試験用ディスク	HOYA 製 ガラスディスク
グライドハイト	2 micro inch (50 nm)
回転半径	18.0 mm
最大回転数 (安定時)	5000 rpm
最大線速 (安定時)	9.4 m/s

表 13 摩擦摩耗 (CSS) 特性・測定条件

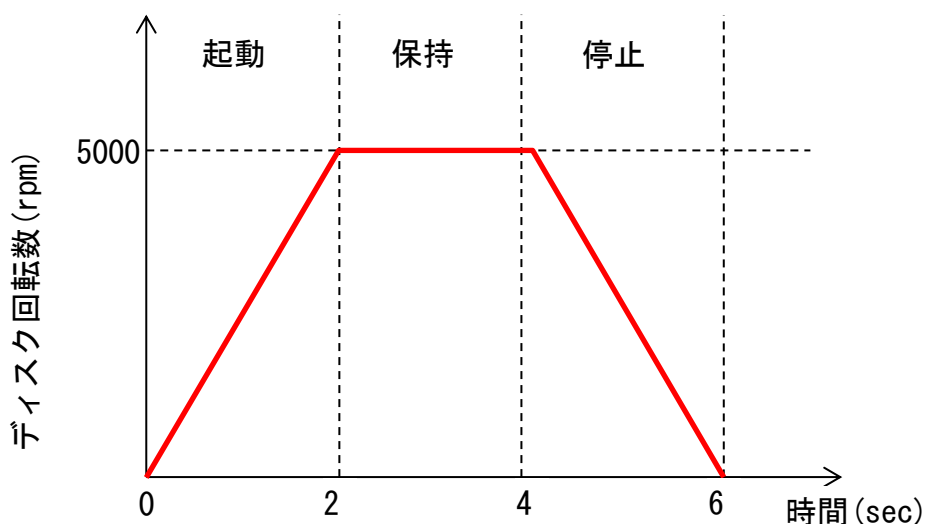


図 37 摩擦摩耗 (CSS) 特性・測定サイクル

測定結果を見てみると、N 数が少ないので断定はできないが、初期摩擦係数は、パピオンの方が若干高めである。10 万回後の摩擦係数はパピオンが 0.51 ないし 0.55、AAB が 0.42 ないし 0.58 で、ばらつきを考えると 2 つのスライダーの CSS 特性は見られなかった。初期／10 万回後の摩擦係数変化  $\Delta \mu$  も、どちらも極めて小さく良好であった。

#### サンプルの浮上特性

スライダー	最小浮上量 [nm]	ピッチ [nm]
パピオン 89-4	38	131
パピオン 89-2	31	142
A A B 1924		
A A B 1926		
A A B 1426		
A A B 2132		
A A B 2424	37	138
A A B 1644	47	132

#### サンプルの摩擦係数変化

スライダー	初期摩擦係数 $\mu_0$	摩擦係数 (100K) $\mu_1$	$\Delta \mu = \mu_1 - \mu_0$
パピオン 89-4	0.45	0.51	0.06
パピオン 89-2	0.45	0.55	0.10
A A B 1924	0.39	0.53	0.14
A A B 1926	0.38	0.58	0.20
A A B 1426	0.40	0.58	0.18
A A B 2132	0.33	0.45	0.12
A A B 2424	0.33	0.48	0.15
A A B 1644	0.32	0.42	0.10

表 14 CSS 特性評価結果

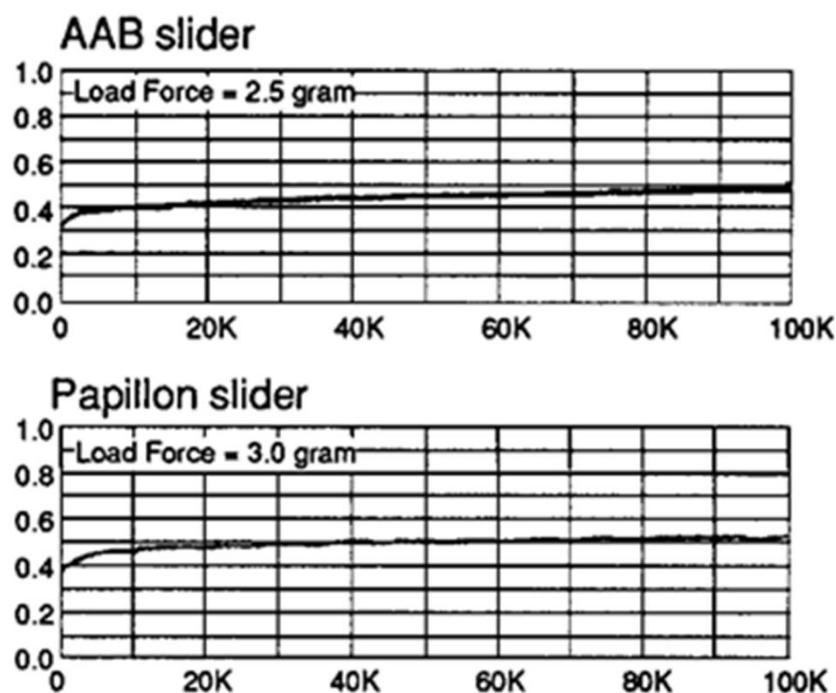


図 38 CSS 試験における摩擦係数の推移 (100K)

CSS サイクル後の摩擦摩耗現象の発生について調べるために、10 万回 CSS サイクル後のスライダー空気潤滑面 (ABS) への摩耗粉の付着状況を光学顕微鏡で観察した。

図 39 に ABS 面の光学顕微鏡像を示す。観察の結果、10 万回後においても負圧溝での摩耗粉の集積は見られなかった。また摩耗粉は主にテーパー部に付着していた。パピオンの方がテーパー幅が広いので、若干摩耗粉の付着が多い傾向があるが、付着量としては両者とも軽微である。

CSS 特性を決める要因としては、負荷荷重、ABS 形状、ABS 保護膜、離陸速度、ディスク潤滑膜・保護膜の材質、表面粗度、膜厚等がある。このうち、ABS 保護膜、ディスクは同一であり、荷重はパピオンの方が 0.5 gf 大きい。離陸速度に関しては、両スライダー間でほぼ同一とみなされるため、上記の実験結果から、ABS 形状が異なってもほぼ同等の CSS 特性が得られていると考えることができる。

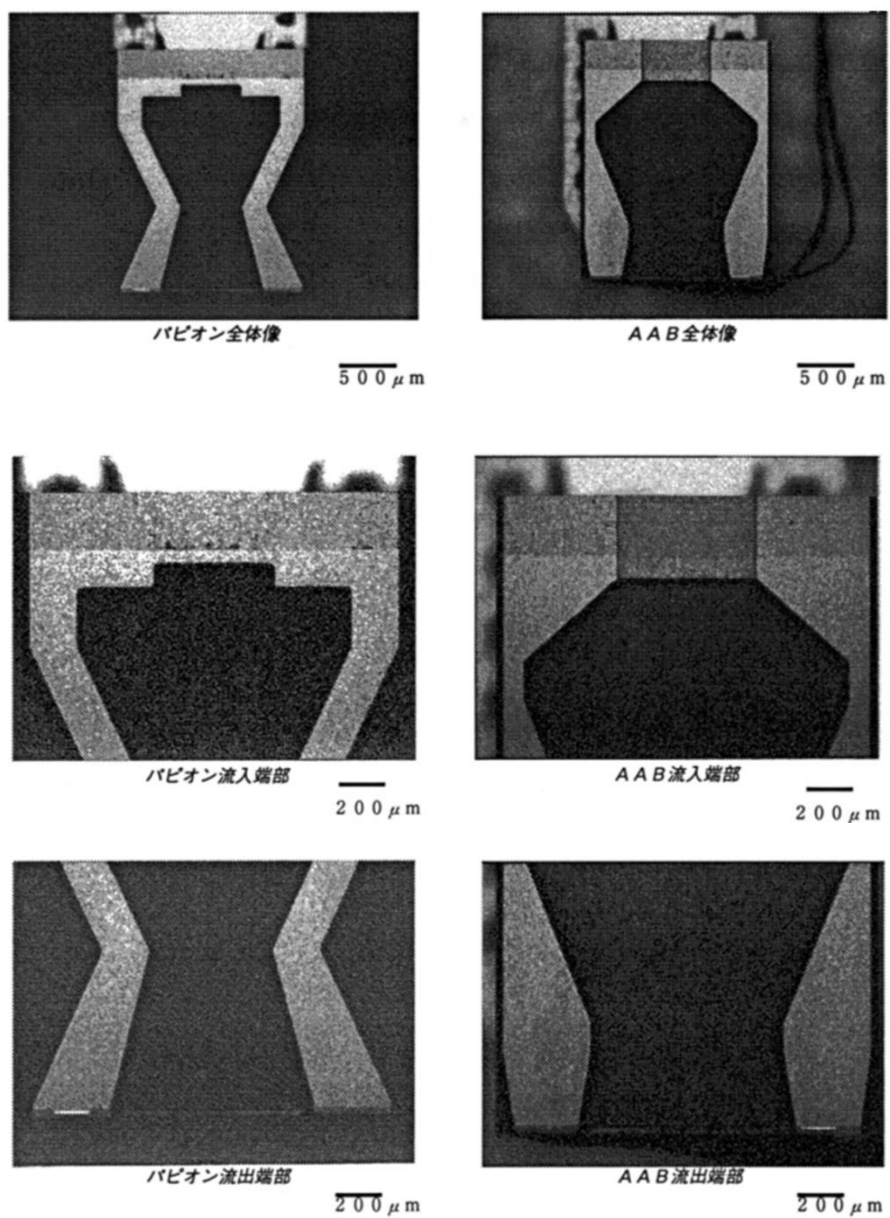


図 39 CSS 10 万回後の ABS 表面（光学顕微鏡・写真）

## 2.5 第2章のまとめ

浮上量 50 nm を実現するハードディスク用浮上スライダーとして、新規・空気潤滑面構造を考案し、実用ドライブでの要求仕様を満足することを、数値計算による設計・解析、試作、評価により実証した。

1. 負圧溝構造及び自由形状・空気潤滑面に対応する、修正レイノルズ方程式を解く有限要素法 (FEM) プログラムを新規作成した。このプログラムにより、中間遷移流れ領域 (浮上量 30 ~ 100 nm) において、負圧溝スライダーの平衡時の姿勢 (静的解析)、及び外乱応答解析 (動的解析) が可能となった。
2. 新規・空気潤滑面形状をもつ負圧溝スライダー構造を新たに考案した (パピオンスライダー構造)。新規空気潤滑面の特徴としては、①左右レール状の空気潤滑面 (サイドレール) を内側に屈曲させ、「X」字状とした ②流入端側空気潤滑面の中央に圧力分断溝を設けたことの2点が本章研究の成果である。
3. パピオン型スライダーの平衡時浮上姿勢につき、FEM による数値解析を行った結果、①負圧溝深さにより、流出端浮上量の線速依存性が制御できること ②サイドレールの屈曲角により、流出端浮上量のスキュー角依存性が制御できることが示された。
4. スイングアームを用いた市販 3.5 インチ・ドライブに対し、パピオン型スライダーの FEM による最適設計を行った。実際の作製工程で生じるサイドウォールの効果も取り入れることで、①全浮上領域での一定浮上量化 (平均浮上量 50 nm に対し、 $\Delta FH=3\sim5$  nm) ②全浮上領域での高ピッチ化 ( $> 200$  nm) ③全浮上領域でのロール抑制 (2 nm 以下) が得られる見通しを得た。
5. 設計結果に基づき、浮上特性に対するパラメーター依存性、及びドライブ条件における浮上特性を実測により検証した。その結果、試作サンプルは、全浮上領域での一定浮上量化 ( $\Delta FH=5.5$  nm (平均値))、高ピッチ化 ( $> 200$  nm)、ロール抑制 (全域でのロール  $=\pm 10$  nm、ロール変動量  $< 5$  nm) を実証した。実測値と計算値は極めてよく一致した。サスペンション捻じれ、接着位置誤差等、現実的なパラメーターを入れることでさらに精度が上がるが見込まれる。
6. 外乱に対する浮上姿勢の動的追従性、安定性を評価するために、スライダー空気潤滑面で発生する空気膜剛性を FEM で解析した。その結果、従来のテーパフラット型に比べ、パピオン型は、同程度のバーティカル方向剛性を持ち、ピッチ剛性は2倍程度増加した。しかし、ロール剛性に関しては、テーパフラット型、あるいは別の負圧構造である AAB 型に比して、半分以下であった。
7. 動的浮上特性を評価するため、バンプ乗越え時の浮上姿勢変動、及びシーク加速時のロール変動をレーザー・ドップラー振動計により実測した。その結果、パピオン型と AAB 型を比較した場合、バンプ乗越え時の浮上変動は同等であり、一方、シーク時のロール変動は、パピオン型の方が AAB 型の2倍程度大きかった。これらの結果は、ピッチ、ロール方向の空気膜剛性係数 (計算値) と整合する結果であった。
8. トライボロジー的長期信頼性を評価するために、ディスク回転開始時の離陸速度 (TOV) 及び CSS 摩擦摩耗特性を実測した。パピオン型は、AAB 型と同等の離陸速度を示し、10 万回サ

イクルでの摩擦係数増加も AAB と同様で、市販製品として要求される仕様を満足した。この信頼性を確保できた大きな要因として、パピオン型、AAB 型とも、ピッチ方向の空気膜剛性が、従来テーパーフラット型に比べ増加したことがあげられる。

9. 以上示したように、新規に考案された空気潤滑面形状を持つ、パピオン型負圧スライダーは、浮上量 50 nm を実用上実現するものであり、希薄流体解析に基づく数値解析・設計から実用的な構造を産み出せた意義は大きい。同時に実現された浮上量は、可視光領域での近接場光が存在範囲と同程度である。このことは、近接場光素子を浮上スライダーに搭載した、実用特性を満足する次世代光ヘッド構造の可能性を示すものであり、次章以降、その具体的な検討内容を示す。

### 第3章 SIL 搭載光浮上ヘッドスライダーによる近接光記録

本章では、SIL 等の各光学素子を搭載した、光浮上スライダーの技術的課題を論じる。特性劣化の主要因としては、スライダー質量の増加、重心位置高さにより、浮上安定性の劣化、オフトラック振動の増加等が生じることなので、浮上スライダーの空気潤滑面の流体力学的設計及び新規スライダー構造を考案することにより、光浮上スライダー・実用的構造について検討した結果を示す。

#### 3.1 近接場光とソリッドイマージョンレンズ

ソリッドイマージョンレンズ (SIL) は、対物レンズの焦点付近に高屈折率材からなる半球レンズを配置し、スポット径の低減をはかる [77] ものである。図 40 に示すように、対物レンズのスポット径を  $d_0$ 、半球レンズの屈折率を  $n_{SIL}$  とすると、2 群レンズ系としてのソリッドイマージョンレンズのスポット径  $d_{SIL}$  は、 $d_0$  を  $n_{SIL}$  で除した分小さくなる。しかしこのスポット径は半球レンズ内部で実現されているが、半球レンズの外部の空气中でこのスポット径が観測されるわけではない。というのは、スポットの低減は入射角が大きい高開口数 (NA) 成分の光によって得られるのであるが、半球レンズの底面；ガラス ( $n=1.5$ ) と空気 ( $n=1.0$ ) の界面において、高開口数 (NA) 成分の光は全反射されてしまい、半球レンズの外に出ることはない。空气中、及び SIL のスポット径  $d_0$ 、 $d_{SIL}$  は、式 25 のとおり表わされる。

$$d_0 = 1.22 \times \frac{\lambda}{n_{Air} \cdot NA}, \quad d_{SIL} = \frac{d_0}{n_{SIL}} \quad \text{式 25}$$

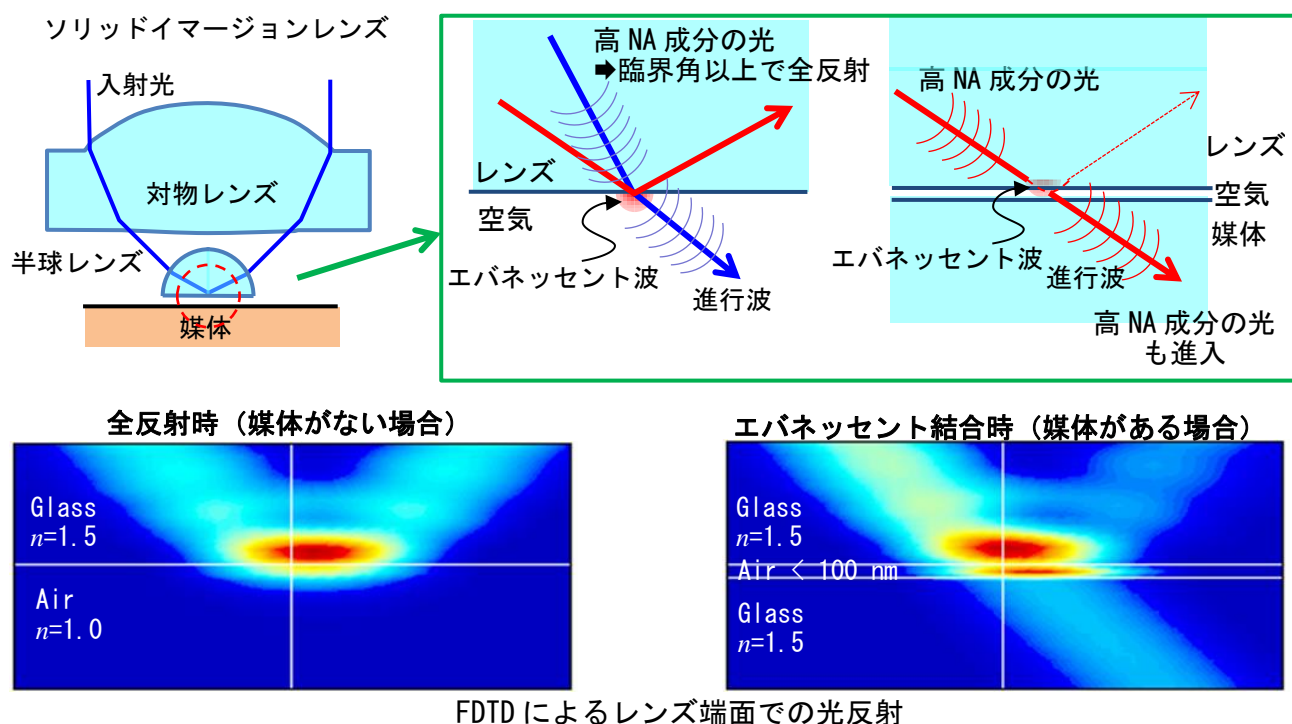


図 40 ソリッドイマージョンレンズ (SIL) の動作原理



図 40 において、SIL の底面にはエバネッセント光とも呼ばれる近接場が発生している。近接場光は  $r^3$  に従って急速に減衰すること、ポインティングベクトルが 0 であることから、SIL 底面法線方向に伝達するエネルギーは時間平均すると 0 となり、空気側に光が伝搬しない。これは、SIL 底面で全反射が起きていることと対応している。

ところが、近接場が存在する範囲 ( $r/\lambda < \lambda/2\pi$ ) に媒体 (誘電体) を配置すると、媒体内に伝搬光が発生する。これは近接場により媒体表面に電荷分布振動が誘起されるために発生する。この現象はエバネッセント結合 [78] と呼ばれ、エバネッセント結合により媒体にエネルギー伝達が生じるようになるが、上記のように、SIL 底面と媒体とが波長の  $1/10$  程度 ( $\sim \lambda/2\pi$ ) まで近接しているときのみ生じる現象である。

## 3.2 光浮上ヘッドスライダーの浮上設計

### 3.2.1 光浮上ヘッドスライダーの特徴

光ディスク記録再生装置において、Kino により提唱されたソリッドイマージョンレンズ (SIL) を用いた近接場光記録方式 [12] により面記録密度の向上が図られている。エバネッセント結合による記録再生効率を確保するには、レンズ底面と記録ディスク表面間のスペーシングを波長の  $1/10$  程度、即ち  $10\text{ nm}$  オーダーにまで低減する必要がある。Terris 等により提案された、SIL を浮上スライダーに搭載した構造 [14] は、この極小浮上量を達成するうえで現実的な解決法であるが、近接光集光レンズ系として必要な光学組立精度の維持と安定浮上特性の両立を実現するためには様々な課題がある。

ハードディスク用浮上スライダーと比較したとき、SIL を搭載した光浮上スライダーが持つ構造上の相違点として、微小光学部品を搭載していることである。即ち SIL を構成する対物レンズ、あるいは光ファイバーからの入射光路系を構成する、反射ミラー、コリメーターレンズ、及びそれらの支持体などをスライダー背面に搭載する必要がある。そこで、スライダー重量及び重心位置が主に浮上動特性 (浮上量の動的な安定性) に及ぼす影響を数値計算により求めることとした。

### 3.2.1 浮上静特性設計

本研究では、SIL などの光学部品を搭載した上で、定浮上特性、良好な動的浮上安定性を実現するために、負圧溝構造を採用した新規スライダー構造、及び SIL 近接光学系デバイスとしての光浮上ヘッド構造の具体化について検討した [79]。以下に新規スライダー構造について述べる。

スライダーサイズはマイクロスライダーで、ディスク対向面は  $2.8 \times 2.2\text{ mm}$ 、その上に空気潤滑面が形成されている。本研究で考案した光浮上ヘッド構造では、トライパッド型負圧構造を元に、半球レンズ底面が空気潤滑面に露出するよう設計された。トライパッド型の空気潤滑面は、3 つの浮上レール面、2 つのフロントステップ、負圧溝から構成されている。負圧構造を採用することで、空気膜剛性の増加に伴うスライダー浮上量の動的安定性、応答特性を図った。また信頼性の観点から、SIL 底面の焦点付近で最小浮上量になるよう設計することが望ましい。そこで本

構造では SIL 底面が浮上レール面であり、かつ流出端側に配置している。この SIL 底面下に設けた浮上レールをセンターパッドと称している。流出端に設けられたセンターパッドは、半球レンズ底面に形成されており、光軸がアイランド中心に位置している。

今回線速 10 m/s において、SIL 焦点での浮上量が 50 nm になるよう空気潤滑面の設計を行った。スライダーの空気潤滑面構造及び計算で求めた ABS 上の空気圧力分布を図 41 に示す。圧力分布は大気圧 (1 atm) との差圧を表示している。圧力分布からわかるように、フロントステップでの正圧発生がスライダー浮揚力を生んでおり、浮上量が低いセンターパッドで高い圧力ピークを示す。これはレンズ底面となるセンターパッド付近での空気膜剛性が極めて高くなることを示唆している。また、負圧溝、特に流入端側の ABS 面に近い側で、負圧が発生していることもみてとれる。

パピオン型と同様、負圧溝深さによる線速依存性の最適化を試みた。図 42 に計算結果を示すが、負圧溝深さ 2.0  $\mu\text{m}$  のとき、線速 10~50 m/s の範囲で浮上量は 40 nm で一定となる。今回用いる再生信号評価装置においては、HGA を半径方向にリニアアクチュエーターで位置決めすることから、スキュー角は 0° で一定の状態が保たれる。従って、再生信号評価において、一定浮上量を維持して実験を行うことが可能となる。

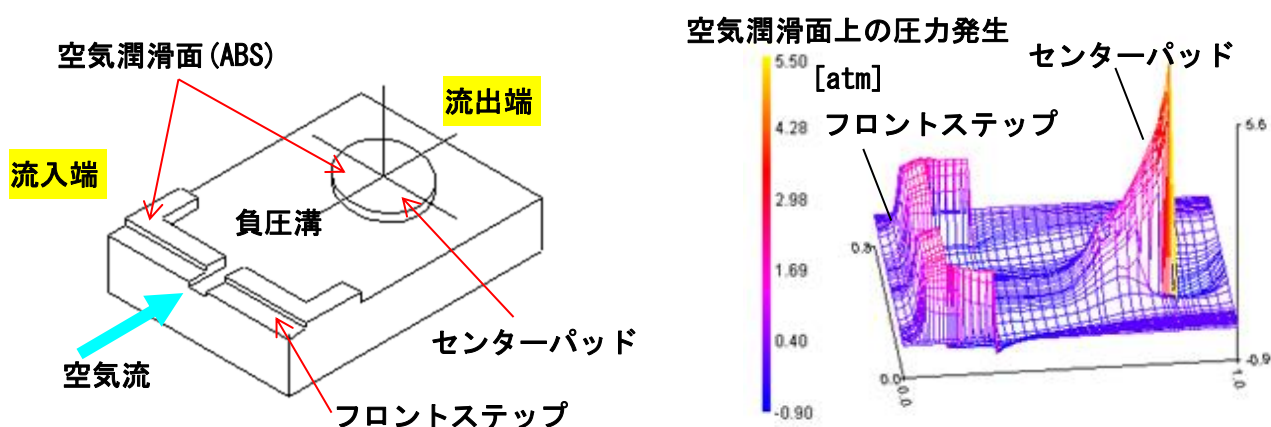


図 41 光浮上ヘッド用空気潤滑面構造（トライパッド型負圧）及び ABS 上の圧力分布（計算）

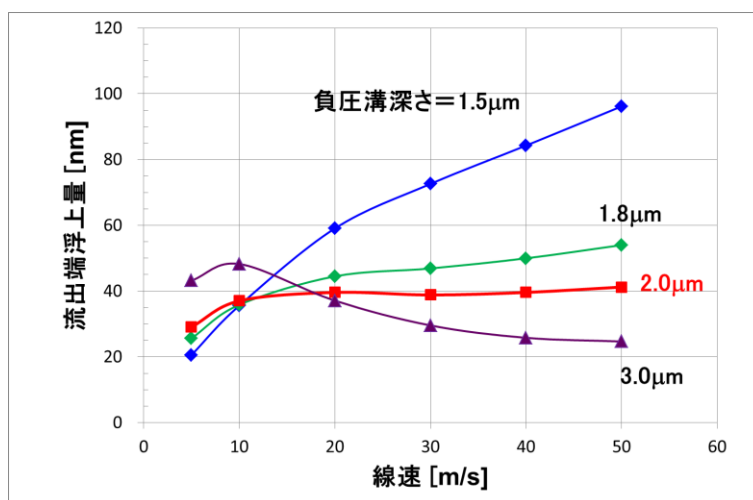


図 42 SIL 光ヘッド用浮上スライダーの浮上設計（計算）

### 3.2.3 浮上動特性解析

前章でも、空気膜剛性係数という点から、スライダ浮上量の動的安定性について論じたが、ここでは外乱に対する浮上量の追従性という観点から、より定量的に論じる。

スライダに対し、ディスクの面振れ振動、ディスク面のうねり形状、ドライブ内部品の固有振動、外部からの加速度印加等の外乱が加わる。このうち、ディスクの面振れ振動は平行 (parallel) モード、ディスク面のうねり形状による外乱はうねり (wavy) モードとして取り扱うことができる。この2つの機械的モデルは図 43 のように模式化できる。

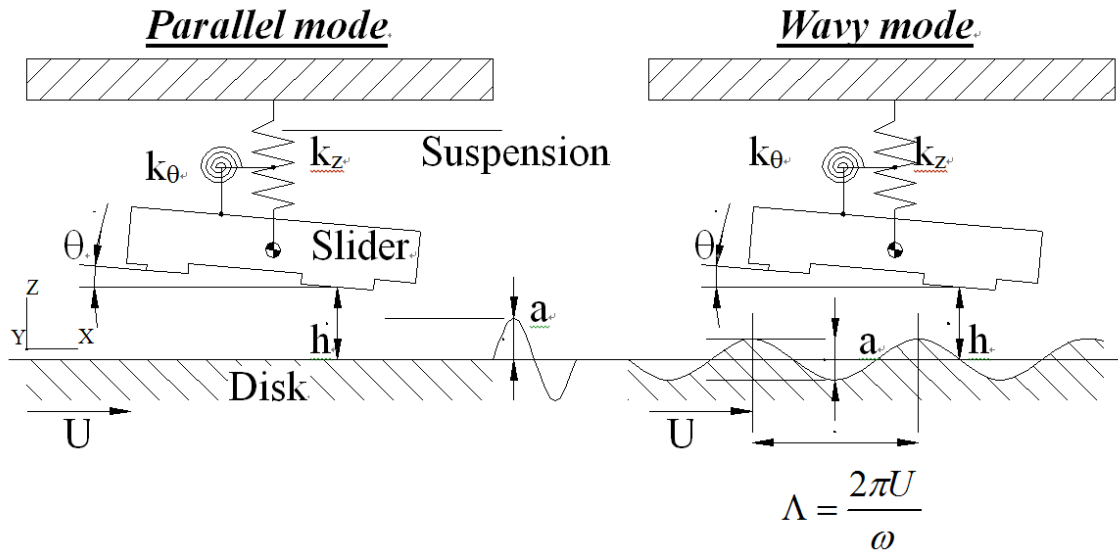


図 43 スライダ浮上・動的変動モード

このモデルに対し、バーティカル (z) 方向及びピッチ (theta) 方向の運動方程式は式 26 のとおり書き下せる。

$$\begin{aligned} m \frac{d^2 z}{dt^2} &= -k_z z + \iint \Delta p dx dy \\ J \frac{d^2 \theta}{dt^2} &= -k_\theta \theta + \iint \Delta p (x_G - x) dx dy \end{aligned} \quad \text{式 26}$$

ここで、z は、スライダ重心のバーティカル方向 (z) 座標、theta はディスク平均面に対するスライダのピッチ方向の姿勢角、Delta p は、浮上姿勢変動に伴う圧力変動、k\_z、k\_theta は、バーティカル、ピッチ方向の空気膜剛性係数である。ここで、スライダに対向するディスク面の z 方向の変動を z\_d とすると、流出端浮上量の変動 Delta h は式 27 のとおり書き表せる。

$$\begin{aligned} \Delta h &= (z - z_d) + \theta (x_G - x) \\ z_d &= a \cdot \sin \omega t \quad \text{for parallel mode} \\ z_d &= a \cdot \sin \left( \frac{\omega x}{U} - \omega t \right) \quad \text{for wavy mode} \end{aligned} \quad \text{式 27}$$

このとき、 $a$  はディスク振動振幅、 $\omega$  は振動角周波数である。スライダーの浮上姿勢は、静的姿勢を求めたときと同様に、運動方程式と気体潤滑方程式をセルフ・コンシステントに解くことで求まる。ただし、動的特性を求めるには、時間依存項を明示的に解く必要がある [80]。数値計算の処方としては、時間に関する差分方程式をたて、それを解くことを行う。

今回、空気潤滑面構造、スライダーサイズ（質量）の影響を調べるため、SIL 搭載した負圧型、テーパフラット型（正圧型）のマイクロスライダー、及び通常のハードディスク用負圧型のナノスライダーの浮上動特性について計算を行った。スライダー質量としては、SIL 搭載マイクロスライダーが 25 mg、ハードディスク用ナノスライダーが 5 mg である。

表 15 に計算により求めた各スライダーの空気膜剛性係数を示す。空気膜剛性そのものは、ABS 構造・面積のみで決まり、スライダー全体重量、特に SIL レンズ系（対物レンズ、半球レンズ）搭載による重量増加は、この時点では影響がない。次に論じるスライダー浮上量の動的追従性を論じるときに、スライダー浮上量がポイントになる。

空気膜剛性	マイクロテーパフラット (SIL 搭載)	マイクロ負圧 (SIL 搭載)	ナノ負圧 (スライダーのみ)
パーティカル (Z) [ $10^5\text{N/m}$ ]	6.7	18.3	7.3
ピッチ [ $\text{mN} \cdot \text{m/deg}$ ]	11.8	41.2	5.4
ロール [ $\text{mN} \cdot \text{m/deg}$ ]	11.0	24.2	5.7
スライダー質量 [mg]	25	25	5

表 15 各スライダーの空気膜剛性係数（計算）

ここで、式で与えたディスク振動、平行モード／うねりモードに対し、浮上量追従性について計算により調べた。平行モード／うねりモードに関する追従性の計算結果を図 44 に示す。追従性解析においては、外乱振動に対する周波数応答が現象を理解するうえで重要である。そこで、図 44 においては、横軸を加振周波数（式 27 では、角周波数  $\omega$  に対応）、縦軸を、加振振幅に対する浮上量変動・応答係数  $\Delta h/a$  にとっている。

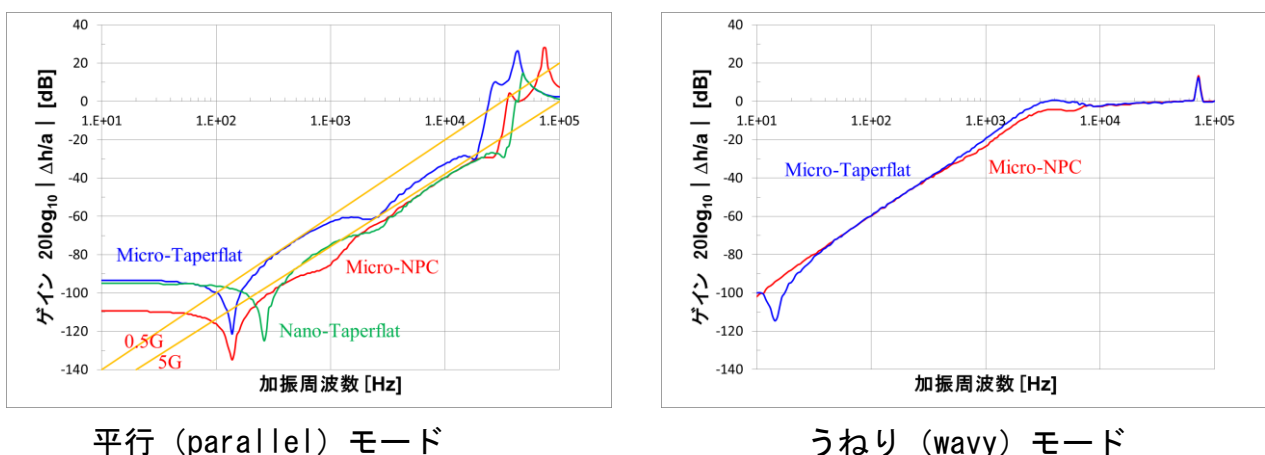


図 44 外乱加振に対する浮上追従性（計算）

平行モードに関して、マイクロテーパーフラット／負圧型を比較してみると、300 Hz～2 kHz の周波数領域において、マイクロテーパーフラットに比べ、マイクロ負圧型の振動応答ゲインは、10～20 dB 程度低い値になっている。これは、同じ加振振幅（入力）に対し、発生する浮上変動量（出力）が1桁程度、負圧型の方が小さいことを意味する。また、空気膜の高次共振周波数に関しても、マイクロテーパーフラットに比べ、マイクロ負圧型の方が9 kHz 高い。外乱加振周波数が空気膜の高次共振と一致してしまうと、図からもわかるように変動ゲインが高いために、大きな浮上変動を引き起こしてしまう。一般に外乱加振振幅は周波数とともに逓減するため、高次共振が高帯域化するほど浮上安定性は向上するものと考えられる。

各スライダの持つ許容加速度を明示するため、0.5 G ( $5 \text{ m/s}^2$ ) と5 G ( $49 \text{ m/s}^2$ ) に対応する許容加速度ライン（等エネルギー線）を記した。これから、マイクロテーパーフラットの許容加速度は0.5 G、マイクロ負圧型の許容加速度は5 G 程度であり、負圧型の方が1桁大きい外乱加振振幅に堪えることがわかった。なお、ナノテーパーフラット（SIL 搭載なし）の許容加速度は、ほぼマイクロ負圧型と同程度であったが、空気膜の高次共振周波数がより高帯域化していることで、SIL 搭載マイクロ負圧より、良好な浮上安定性を示すことが予想される。

うねりモードに関しては、応答ゲイン=0 となる周波数を見ると、マイクロテーパーフラットが3.8 kHz であるのに対し、マイクロ負圧型は20.9 kHz とかなりの高帯域化が得られている。うねりモードにおいては、第1次近似としては、（スライダ長） $\leq$ （ディスクのうねり周期）の範囲では、スライダはうねりに追従するが、スライダ長よりも短いうねり（高空間周波数）には追従しなくなる。今の場合、スライダ長と一致するうねり周期は、（線速 10 m/s） $\div$ （スライダ—2.8 mm）から3.7 kHz となり、マイクロテーパーフラットではほぼこの近似が成り立っている。一方、マイクロ負圧型では、空気膜剛性の高剛性化により、追従可能なうねり周波数が高帯域化している。およそ4倍程度であるので、空間長0.5 mm 以上のうねりには、ある程度追従するものと思われる。

### 3.3 光浮上ヘッドスライダーの試作・評価

#### 3.3.1 光浮上ヘッド・試作構造／工程について

上記の計算による最適化を踏まえ、SIL を搭載した新規光浮上ヘッド構造を考案した。その模式図を図 45 に示す。光浮上ヘッドは、近接光集光レンズ系を搭載したスライダーと、スライダーに加重を与えるサスペンションとから構成されている。近接光集光レンズ系のうち、半球レンズは、スライダーに形成されたスルーホール内に埋め込まれている。対物レンズはスライダーの背面にあり、半球レンズ光軸と対物レンズ光軸が一致するよう位置調整された後、スライダー背面に接着される。集光レンズ系の収差を所定の精度に収めるためには、対物レンズ／半球レンズ光軸間の面内軸ズレ (de-center)、軸倒れ (tilt)、及び対物レンズ作動距離を数  $\mu\text{m}$  程度の精度で制御する必要がある。このうち光軸面内ズレに関しては、光テコ法、あるいは干渉計により必要精度で検出、位置決めすることができる。光軸倒れ、及び対物レンズ作動距離の制御に関しては、半球レンズが内包されているスライダーの板厚、及び上下面の平行度の精度を出すことで行っている。

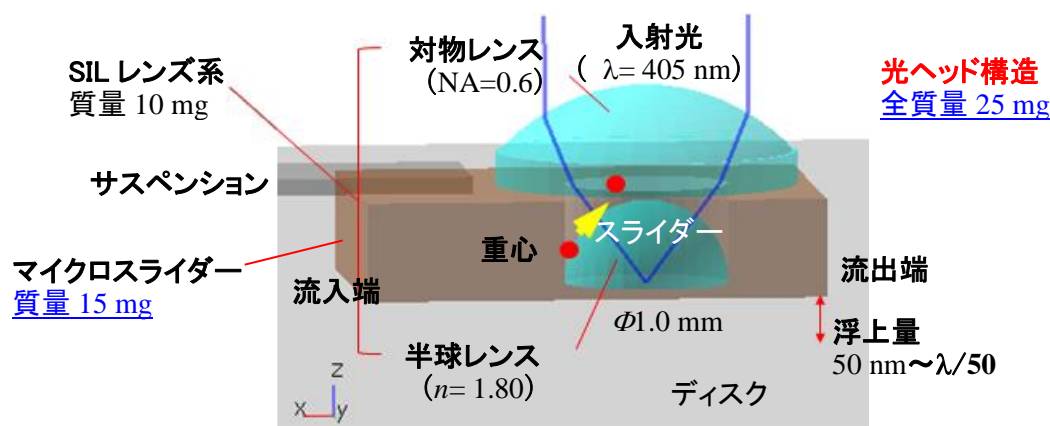


図 45 光浮上ヘッド構造・模式図

サスペンションはロードビーム（本体）と、その先端にあるジンバルから形成される。サスペンションは、ジンバル部においてスライダー背面と接着される。ヘッドスライダーとサスペンションが接着された構造は、ヘッドジンバルアッセンブリー（HGA）と呼ばれ、ハードディスクドライブでは一般的に用いられている。サスペンションはスライダーに荷重を加えると同時に、ロードビームによりディスク法線方向の自由度、ジンバルにより荷重点中心の 2 方向の回転自由度（ピッチ、ロール）をスライダーに与える。サスペンションはスライダーをディスク面方向に押し付ける。この荷重はナノスライダーで 30 mN (3 gf) 程度で、ディスク回転により生じる空気流がスライダーの空気潤滑面で作る浮揚力と釣り合い、この結果スライダーはディスク面上に浮上する。即ちスライダーの浮上量は、サスペンション荷重と、空気潤滑面での浮揚力との釣り合いにより決まる。

100 nm 以下の極低浮上量を達成するには、SIL を内包するスライダーサイズ、質量を低減することがとても重要であるが、直径 1 mm 以下の対物レンズをモールド法等で形成することは困難で、このことが光浮上ヘッドサイズ低減に対する障壁になっている。また、半球レンズも直径 1 mm



と極めて小さく、通常の治具で固定し光学組立を行うのは極めて困難である。また、SIL を浮上スライダに搭載するには、なんらかの形で、SIL レンズ系をスライダボディに配置し、さらに半球レンズ底面側にリソグラフィ及び真空エッチング加工（イオンミリング、RIE 法など）を施し、負圧溝、フロントステップの形成等を行う必要がある。

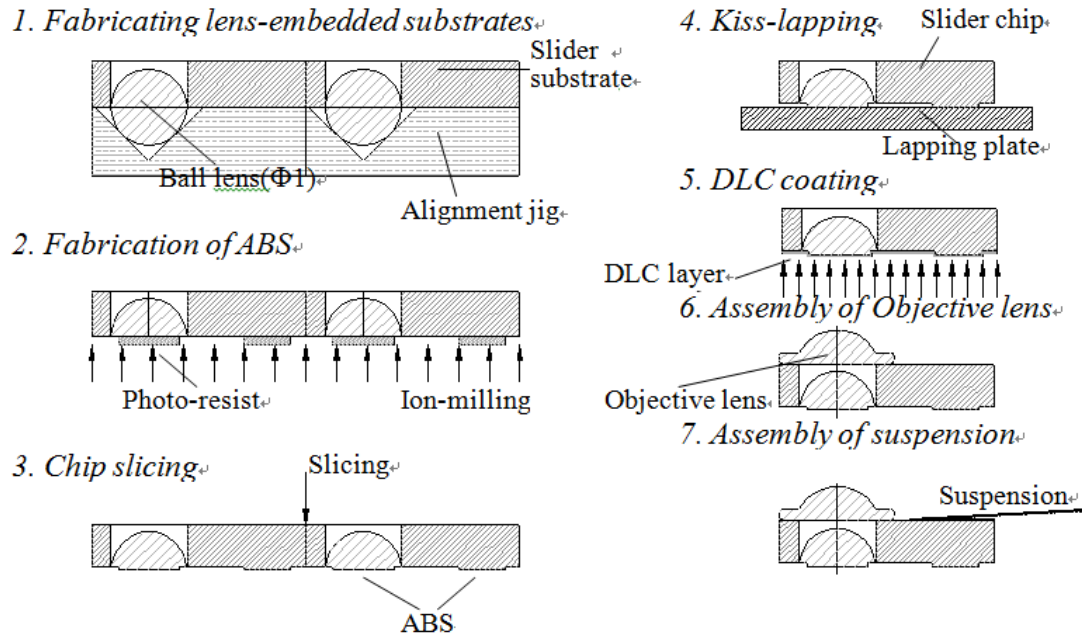


図 46 SIL 搭載光浮上ヘッド・形成プロセス

これらの課題を解決するため、半球レンズを内包する基板構造を新たに作り、浮上スライダ形成と SIL 光学組立を実施できる方式を考案した。図 46 にその概要を示す。まず、セラミクス基板上に用意し、半球レンズを格納するための円柱穴を 2 次元周期的に形成する。この繰り返しピッチは、スライダ長・幅をもとに、切削溝幅等を考慮して決められている。また、セラミクス材料は、浮上スライダとして使用可能な機械的強度、摩擦摩耗特性及び保護膜の付着力が確保できる材料を選定した。

一方、直径 1 mmφ のボールレンズを用意する。ボールレンズの真球度、表面粗度は、光学的収差、散乱光の抑制の観点から、其々  $\lambda/10 \sim \lambda/20$ （使用波長  $\lambda$ ）程度まで仕上げられている。そして、円柱穴が 2 次元的に配置されたセラミクス基板を、穴配置と完全に一致するように V 溝を配置した治具上にセットし、1 mmφ ボールレンズを各穴におさめ、位置決めを行ったうえで、ボールレンズを基板に固定する [81] [82]。このとき最も重要なのは、対物レンズ／半球レンズの焦点位置を合致させる（対物レンズ作動距離精度）ために、ボールレンズ中心とセラミクス基板の厚み方向の位置精度を最低数ミクロン程度の精度で制御することである。

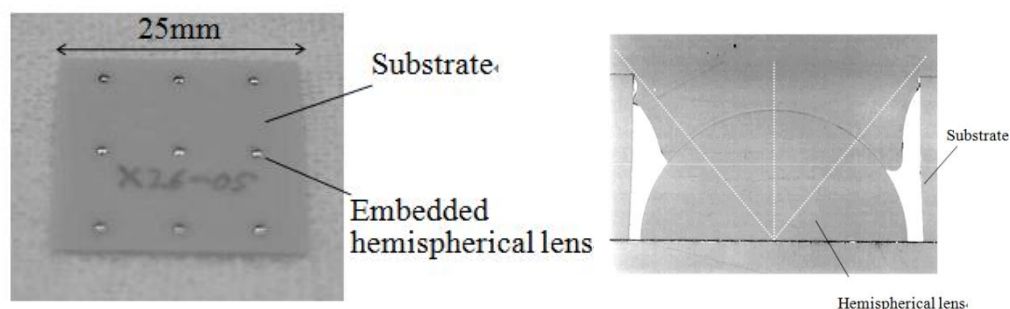
SIL レンズ光学系として所定の NA を実現するためには光学収差を必要な精度内に収めることが必要であり、そのため、半球レンズ高さ（設計値 500  $\mu\text{m}$ ）を概ね  $\pm 1 \mu\text{m}$  程度の精度で制御する必要がある。ボールレンズ中心の面内位置精度の方は、この後の光学組立工程において、光学的信号を見ながら、ボールレンズに対する対物レンズ光軸位置合わせを行うので、この段階では、 $\pm 10 \mu\text{m}$  の精度で十分である。また基板板厚は、最終的にはスライダ厚になるのと同時に、スライ



ダー背面に対物レンズが配置される。したがって、光学的には、対物レンズ基準面／半球レンズ中心間距離（作動距離）を決めることになるので、板厚精度管理も $\pm 5\text{ }\mu\text{m}$ の精度で行う必要がある。

これらの精度管理を実現するには、図 46 に示す最初の工程で、まず基板にボールレンズを接着固定した後、下側（ボールレンズ側）から平面研磨工程を実施し、半球レンズ高さを所定の値まで追い込むことが最初の手順であり、最も重要である。下面研磨が終了後、上面研磨を行い、基板板厚を所定の範囲に追い込む。出来上がった基板、及び、基板内の半球レンズ・断面図を図 47 に示す。

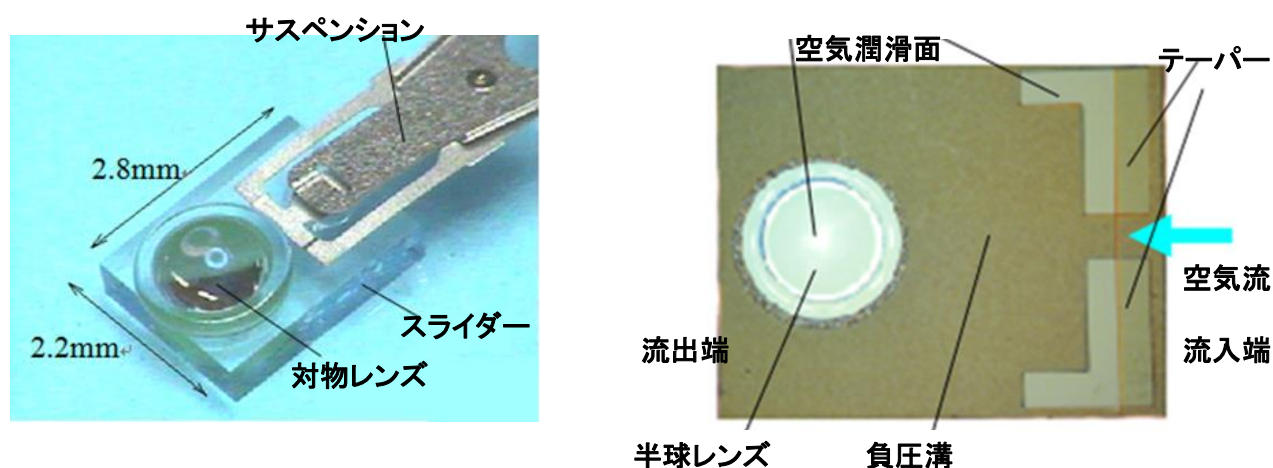
この後は、下面にリソグラフィ／真空エッチング加工で、空気潤滑面を形成、チップに切り出しを行い、空気潤滑面の形状制御を目的としたキスラップ研磨、空気潤滑面への DLC 保護膜成膜を行い、半球レンズ内包スライダ・チップが完成する。その後、光学干渉計により、2 群レンズ（対物レンズ＋半球レンズ）からの戻り光の波面収差を観察しながら、半球レンズに対する対物レンズの光軸合わせを行い接着（光学組立）、サスペンションを接着して、ヘッド・ジンバル・アッセンブリー（HGA）として完成させる。試作サンプルの外観写真を図 48 に示す。



a) 基板全体（25 mm 口、上面）

b) 基板・半球レンズ付近断面

図 47 半球レンズ埋め込み基板



a) サンプル全体・外観

b) 空気潤滑面（負圧型）光顕像

図 48 光浮上ヘッド・試作サンプル外観

### 3.3.2 光浮上ヘッド試作品の評価結果

試作された光浮上ヘッドに関して、光学特性、相変化媒体を用いた近接場光記録再生実験を行った [83] [84]。対物レンズはガラスモールドで作製され、その透過波面は  $0.017\lambda(\text{rms})$  であった。半球レンズは研磨工程により半球高さを規制することにより作製し、その反射波面は  $0.010\lambda$  であった。対物レンズと半球レンズの光学組立に関しては、光学的に必要な組立精度を算出したうえで行った。図 49、図 50、図 51 のデータは、共著者として、文献 [83] から引用を行った。図 49 に SIL 底面での集光スポット像を示す。観測されたスポット径  $\phi$  は約  $0.62\ \mu\text{m}$  である。 $1/e^2$  スポット径  $\phi = 1.22 \times \lambda / \text{NA}$  の関係式から、実効開口数 (NA) は、1.24 と推定でき、設計値とほぼ一致した。さらに試作された SIL 埋め込み型光浮上ヘッドを用いて記録再生実験を行った。図 50a) に記録再生評価系の構成、図 50b) に実験に用いた媒体の膜構成を示す。

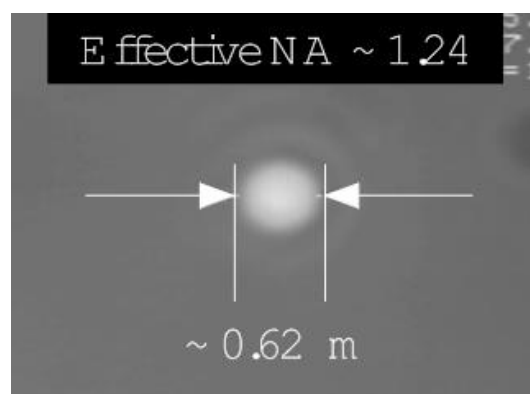
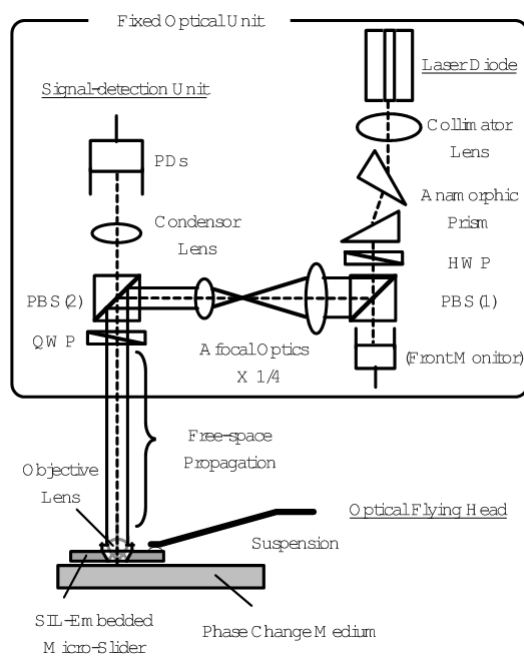


図 49 SIL底面での集光スポット像（文献 [83]から引用）



a) 光学系

Lub (Z-DOL2000)
DLC
SiN
ZnS-SiO <sub>2</sub>
GeSbTe
ZnS-SiO <sub>2</sub>
Ag (Reflective layer)
ZnS / SiO <sub>2</sub>
Glass-Ceramics (Substrate)

b) 媒体膜構成

図 50 記録再生評価系構成（文献 [83]から引用）

記録再生評価・光学系	
中心波長	650 nm
S I L 実効開口数 (NA)	1.26
空間転送路・伝搬距離 (浮上ヘッド～固定光学系間距離)	～50 mm
平均浮上量	～50 nm
線速	5 ～ 10 m/s
記録膜	D V D 相当・相変化材料 (GeSbTe)

表 16 記録再生評価・光学系 諸元

表 16 に示した評価系の構成としては、DVD 等の相変化材料を用いた光ディスクに対し、その光ピックアップ系での記録再生特性を評価する系と光学的にはほぼ同一の構成となっている。特徴としては、光浮上ヘッド (SIL) に対し、平行光を入射する空間伝奏方式をとったことである。この評価光学系をハードディスクの記録再生特性・評価装置 (スピンスタンドと呼称される) 上に配置し、評価ディスクを回転、その上に光浮上ヘッドを浮上させた状態で光記録再生を行っている。光記録膜としては、DVD で一般的に使用されている GeSbTe 系相変化膜を用いた (使用波長 650 nm 対応)。相変化膜を上下から挟み込む誘電体膜 ( $\text{ZnS-SiO}_2$ )、Ag 反射膜 (冷却速度を決めるヒートシンクとしても機能する)、及び光学的信号をエンハンスする SiN 層等の膜構成は、DVD に準拠したものである。スライダーを試験ディスクの上で浮上させる方策として、保護膜 (DLC 成膜) 及び潤滑材 (Z-DOL-2000) の塗布を行った。どちらも通常のハードディスクで一般に用いられているもので、膜厚も浮上量 50 nm に相当する値に設定した。また潤滑材 Z-DOL も、炭化フッ素系のもので、DLC 膜に対する濡れ性もよく、よく用いられている。さらに予め低浮上量で浮上するバーニッシングヘッドをディスクの評価領域全域を浮上させることにより、ディスク表面に残存している突起を削り取り、実際に評価にもちいるスライダーがヘッドクラッシュを起こさないようにした。このバーニッシング工程は、実際のハードディスクドライブでも信頼性確保のために行われている。

記録再生実験結果について、表 17 に評価結果のまとめを示す。図 51a) にランダムパターンに対する再生信号波形 (Eye pattern)、図 51b) に単一マーク (マーク長 0.2  $\mu\text{m}$ ) に対する再生信号・周波数スペクトラム波形を示す。これらの測定により、使用波長の回折限界以下のマーク長 0.2  $\mu\text{m}$  において、ジッター、CN 比とも実用範囲の信号品質が得られることを実証した。

測定条件	
入射レーザー光・盤面パワー	0.35 mW
線速	8.0 m/s
最短マーク長	0.364 $\mu\text{m}$
クロック周波数	66 MHz
変調方式	EFM+
ジッター測定値	
リミットイコライザー無	9.08 %
リミットイコライザー有	8.87 %
C/N ratio (0.2 $\mu\text{m}$ マーク)	49.53 dB

表 17 記録再生評価結果まとめ（文献 [83]から引用）

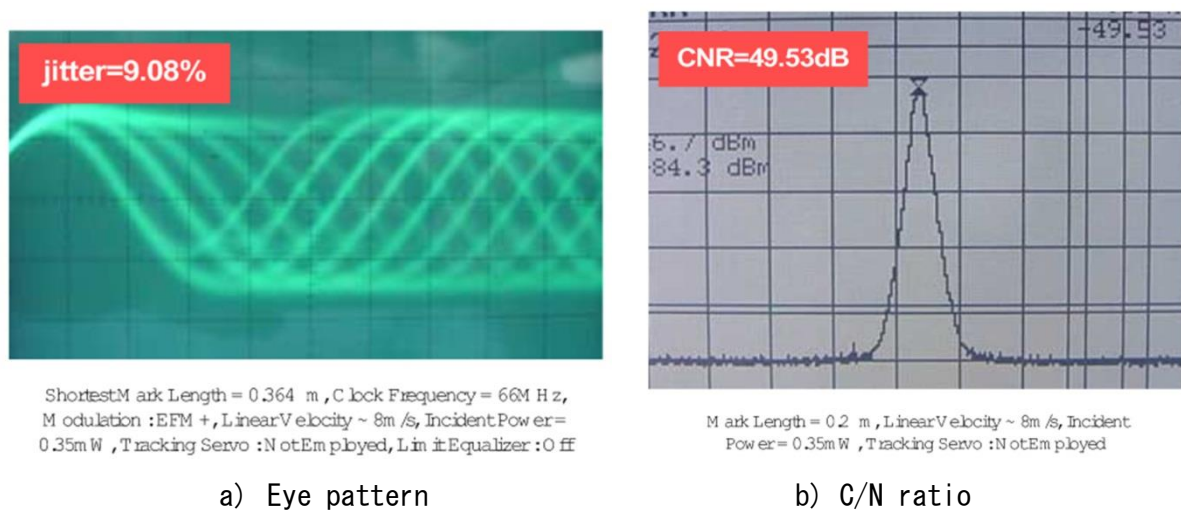


図 51 記録再生特性・評価結果（文献 [83]から引用）

### 3.4 第3章のまとめ

光の回折限界を越えた光超解像記録再生を可能とするために、ソリッドイマージョンレンズ（SIL）を浮上スライダーに搭載した光ヘッド構造を具体的に考案した。近接場光学素子を搭載した光ヘッド構造に対し、動的浮上安定性の観点から必要条件を明らかにした。さらに実際に、光ヘッド構造を試作、光の回折限界を越えた光超解像記録再生が可能であることを実証した。

1. 近接場光学素子を搭載した光ヘッド構造は、通常のハードディスク用スライダーに比べ、質量の増加、重心位置の上昇が、動的浮上安定性を劣化する要因になり得る。このため、スライダー空気膜剛性の増強により、どの程度動的浮上安定性が改善できるか、有限要素法（FEM）を用いた希薄流体解析により調べた。
2. マイクロスライダー（底面 2.8 mm×2.2 mm）において、従来テーパーフラット型に対し、本研究で提案されたトライパッド型負圧スライダーの空気膜剛性は、パーティカル方向に 2.7 倍、ピッチ方向に 3.5 倍、ロール方向に 2.2 倍と大きく増加することが計算によりわかった。
3. その結果、計算上、ディスク面振れ・外部振動に起因する平行モード加振に対する浮上変動ゲインに関し、トライパッド型負圧スライダーは、従来テーパーフラットより 1 桁小さく、許容加速度も 10 倍になることがわかった。ディスク面のうねりモードに関しては、トライパッド型負圧スライダーは、従来テーパーフラットよりも 5.5 倍高周波うねり成分まで追従可能であることがわかった。
4. SIL を搭載した光ヘッド構造作成において、負圧溝形成に必要なリソグラフィー・プロセスと、対物レンズ／半球レンズ・光軸調整プロセスを両立するために、半球レンズを 2 次元格子状に周期配列した基板構造を考案した。これをもとに SIL の動作距離である 50 nm を安定に維持する光ヘッド構造サンプルを作成し、光記録再生実験を行った。
5. 試作した光ヘッド構造において、SIL の実効開口数 NA が 1.24（回折光学系では、 $NA < 1$ ）であることを確認し、相変化記録媒体を用いた記録再生評価を行い、使用波長の回折限界以下のマーク長 0.2  $\mu\text{m}$  において、ジッター、CN 比とも実用範囲の信号品質が得られることを実証した。
6. SIL 搭載／浮上スライダーから構成される光ヘッド構造において、このように高品質の光超解像記録再生動作を実証した例は他にはなく、本研究のポテンシャルの高さを示すものである。

## 第4章 散乱型近接場顕微鏡方式による超解像光再生の検討

本章では、SIL 内部に機能性素子を埋め込み近接光スポットを利用する新規デバイス構造について述べる。本研究においては、散乱型近接光プローブ埋め込み素子 (SIL-SIAM 素子)、すなわち、SIL 内部に近接光プローブを埋め込んだ新規・超光解像再生素子を考案した。本素子は散乱型近接光顕微鏡技術の一種である、Scanning Interferometric Apertureless Microscope (SIAM: 走査型干渉無開口顕微鏡) 方式に基づく。同方式は Wickramashinghe により提唱されたものであるが、基本的には AFM カンチレバーを用いたもので高データレートを実現することが難しい。そこで SIL の内部に先端幅 100nm 以下の金属プローブを内包した光超解像再生素子 (SIL-SIAM 素子) 構造を考案した。光学的シミュレーション解析により、再生信号の発生メカニズム、及び再生信号量の見積もりを行い、さらに本 SIL-SIAM 素子を試作、光学的解像限界以下のピットからの光再生信号検出についての検討結果を示す。

### 4.1 走査型干渉無開口顕微鏡 (SIAM) 方式について

光の回折限界を超えた高記録密度を実現する手法として、様々な近接光場を用いたプローブ技術が提案されている。近接光場顕微鏡 (Scanning Near-field Optical Microscope; SNOM) がその一例であり、Synge が提唱した微小開口を用いた近接光場結像の概念 [85] に端を発し、Pohl 等を始めとして Bethe の微小開口 (アパーチャ) による光超解像の理論的研究から [22]、Pohl 等により開口型 SNOM の実験的検討が行われ [86]、波長の 1/10 以下である分解能 12nm が実証された [87] [88]。これは例えば先鋭化させたガラスファイバーに金属コート膜を成膜し、その先端部のみコート膜を除去することでアパーチャを形成した構造 [89] である。この方式においては、アパーチャ径の減少に伴う光透過効率の著しい低減が課題となる。光の透過効率を考えるとアパーチャ径は 50~100 nm が下限となり、開口型での分解能を制約している。

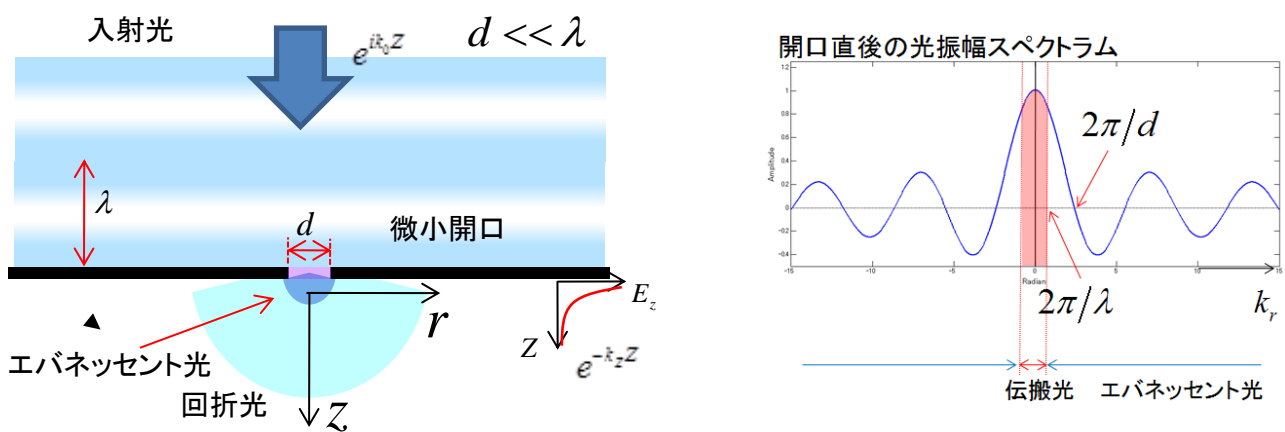


図 52 微小開口型近接場顕微鏡の原理

図 52 に、微小開口型近接顕微鏡の原理を示す。開口径  $d$  を持つ開口に対し、波長  $\lambda$  を持つ平面波  $e^{ik_0z}$  が進入する場合を考える。このとき波長に対して開口径は極めて小さい ( $d \ll \lambda$ ) ものと



する。出口側の開口近傍の電磁波について、波の進行方向を  $Z$ 、直交面方向を  $r$  として、それぞれの波数成分を  $k_Z, k_r$  とする。運動量保存則（波数/ $k$ /の保存）から式 28 が成り立つ。

$$k_Z^2 + k_r^2 = k_0^2 = (2\pi/\lambda)^2$$

式 28

このとき、波数の  $Z$  成分が支配的な時 ( $k_r < 2\pi/\lambda$ )、 $k_Z$  は実数になる。従って出口側での電磁波は  $e^{ik_Z Z}$  という形をとり、通常の伝搬波になる。一方、波数の  $r$  成分が支配的な時 ( $k_r > 2\pi/\lambda$ )、出口側での電磁波は  $e^{-k_Z Z}$  という形をとり、 $Z$  方向に指数関数的に減衰する。これが微小開口近傍で発生する近接場光であり、 $r$  方向の高波数成分を含むため、回折限界を越えた解像を可能にするが、指数関数的減衰、すなわちエバネッセント減衰を示すことがわかる。

一方、開口型における低光透過効率を改善するために、散乱型 SNOM が提案されている [90] [91]。散乱型においては、照明光の中に金属散乱体（プローブ）を配置し、プローブのごく近傍に発生する近接光場を用いてメディア表面との相互作用を検出する。散乱型近接場顕微鏡の動作原理は、図 53 に示すように、プローブ、サンプルをそれぞれ誘電体球でモデル化した場合、その近接場光相互作用 [44] [92] により説明することができる。

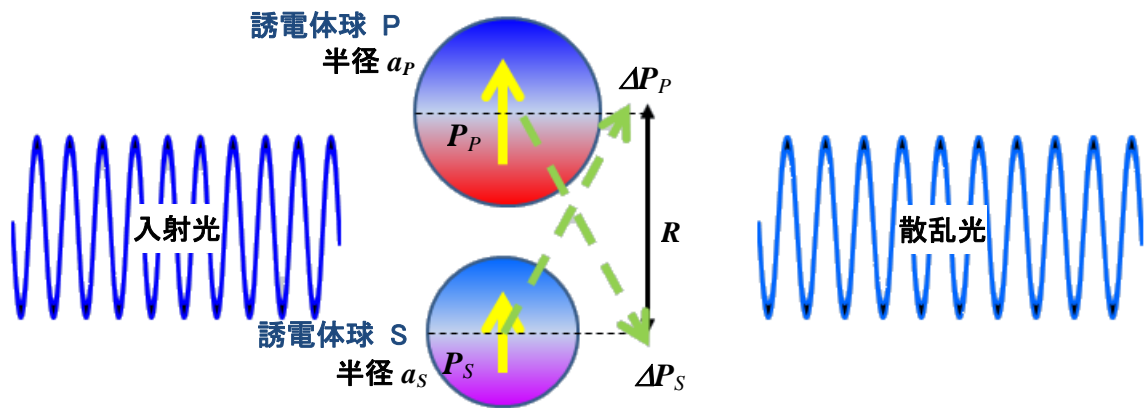


図 53 散乱型近接場顕微鏡の動作原理

プローブをモデル化した誘電体球 P とサンプルをモデル化した誘電体球 S を考える。この二連球に直線偏光を持つ入射光が照射されたとする。電界  $E_0$  の振動方向は、二球の配列方向と平行とすると、球内に発生する電気双極子も図に示すように平行になる。それぞれの球の半径を  $a_P, a_S$ 、分極率を  $\alpha_P, \alpha_S$ 、双極子を  $P_P, P_S$  とすると、例えば球 S には式 29 で与えられる電気双極子が発生する。

$$P_S = \alpha_S \cdot E_0$$

式 29

2つの球が距離  $R$  で配置されている場合、観測点までの距離  $r$  が小さい ( $kr \ll 1$ 、近接場領域) 場合では、近接場 ( $\propto 1/r^3$ ) が支配的になるので、球 S が、球 P の位置に作る電場  $E_S$  は式 30 で表わされる。

$$E_S = 2P_S / (4\pi\epsilon_0 R^3)$$

式 30

この電場により、球 P の電気双極子の大きさの変化  $\Delta P_P$  は

$$\Delta P_P = \alpha_P \cdot E_P = 2\alpha_P \alpha_S / (4\pi\epsilon_0 R^3) \cdot E_0$$

式 31

これを  $\Delta \alpha_P E_0$  と表わすと、球 S による球 P の分極率変化  $\Delta \alpha_P$  は式 32 で与えられる。

$$\Delta\alpha_P = \alpha_P \alpha_S / (2\pi\epsilon_0 R^3) \quad \text{式 32}$$

球 P による球 S の分極率変化も同様に式 32 で与えられることがわかり、 $\Delta\alpha_P = \Delta\alpha_S = \Delta\alpha$  とおくことにする。球 P、S の双極子変化  $\Delta P_P$ 、 $\Delta P_S$  により、入射光電界  $E_0$  にも変化分が加わる。これは、遠方から見るときに散乱光として観測される。2 つの球により生じる散乱光強度  $I_S$  は式 33 で表される。

$$I_S \propto |(\mathbf{P}_P + \Delta\mathbf{P}_P) + (\mathbf{P}_S + \Delta\mathbf{P}_S)|^2 \approx (\alpha_P + \alpha_S)^2 |E_0|^2 + 4\Delta\alpha (\alpha_P + \alpha_S) |E_0|^2 \quad \text{式 33}$$

ここで、 $\Delta P$  の高次項は無視（すなわち多重散乱は無視）している。最右辺の第 1 項は、球 P、S からの直接散乱光に対応しており、第 2 項がお互いの双極子電界による双極子変化により生じた項で、近接場光相互作用に対応している。球の静電界での分極の式 [93] から、球の分極率  $\alpha$  は、球の誘電率  $\epsilon$  と半径  $a$  を使って式 34 のように表わすことができる。

$$\alpha = 4\pi\epsilon_0 \frac{\epsilon - \epsilon_0}{\epsilon + 2\epsilon_0} \cdot a^3 \quad \text{式 34}$$

電気感受率の定義は式 35 で表され、

$$\mathbf{P} = \alpha \mathbf{E} = \chi \epsilon_0 \mathbf{E} \quad \text{式 35}$$

であることから、式 33 において、近接場相互作用を決めている  $\Delta\alpha$  は、

$$\Delta\alpha = \frac{\epsilon_0 \cdot \chi_P \chi_S}{2\pi R^3} \quad \text{式 36}$$

と表わすことができ、近接場相互作用に起因している散乱光強度が、プローブ、サンプルそれぞれの材料の電気感受率の積に比例することがわかる。

この方式においては、①プローブを照射する光強度に制約がない ②プローブの微細化により分解能の向上を実現できる、等のメリットがある。プローブの形成方法にもよるが、nm オーダーの分解能を実現することも原理的には可能である。散乱型近接光顕微鏡の一種として、Wickramasinghe らは、Scanning Interferometric Apertureless Microscope (SIAM) 方式を提案した [94]。SIAM 方式においては、Si カンチレバー・チップに検出光を照射する。チップ先端に発生する近接場とサンプルとの近接場相互作用により生じる検出光の位相変化を参照光とのヘテロダイン検波することに特徴がある。SIAM 方式により、サンプル表面の 2 次元的誘電率分布を空間分解能 3 nm で測定することに成功している。

上記光プローブ顕微鏡では、基本的に AFM カンチレバーが使用されており、ストレージを構成しようとしたとき様々な機械的課題を抱えている。まずカンチレバーの機械的共振の制約により、メディアとの相対速度を上げることが困難であり、データレートの高速化が実現できない。またカンチレバーの先端は極端に先鋭化されているため、メディアとの摺動に伴うカンチレバーの磨耗、摩擦が問題となり、ストレージとしての信頼性を確保することは困難である。

そこで本研究では、散乱型光プローブを用いた検出方式を用い、かつこの光プローブが直接メディアと接触・摺動しない光再生素子構造を新規考案した。具体的にはソリッドイマージョンレンズ (SIL) の半球レンズ内に Si プローブを形成したデバイス構造を考えた（以下、SIL-SIAM 素子と呼称）。そして考案した構造を試作する作成プロセスを新たに考案し、動作実験用サンプルを試作、光超解像再生特性につき、評価を行った。本構造ではプローブの先端サイズで、nm オーダーの再生分解能が得られ、かつプローブが集光レンズ内に内包されているため、浮上ヘッドあるいは 2 軸アクチュエータ等に搭載することにより、現行のハードディスク／光ディスクシステムの機構系にそのまま搭載できる可能性を持つと考えられる。



## 4.2 SIL-SIAM 光再生素子の具体的設計

### 4.2.1 本素子の動作原理

図 54 に SIL-SIAM 素子の動作原理を模式的に示す。SIL-SIAM 素子は、SIL を構成する半球レンズ内に、金属あるいは高誘電率プローブが埋め込まれた構造を持つ。集光レンズへの入射光は、SIL 底面にスポットを結像し、プローブを照射する。プローブ先端には先端径と同程度の近接光スポットが形成され、メディア表面と双極子相互作用を持つ。その結果プローブ先端付近から散乱場が発生する。発生した散乱場により戻り光の位相シフトが生じる。プローブの散乱を微小球の散乱として扱い、発生する位相変化量を計算すると式 37 で与えられる [94]。

$$\Delta\phi = \frac{5}{9}(ka)^3 \frac{NA^2}{n^2} \text{Re}[\chi_i \chi_f] \quad \text{式 37}$$

ここで、 $\chi_i, \chi_f$  はプローブ及びメディアの電気感受率である。1 次近似的には、位相変化はプローブ及びメディアの電気感受率の積に比例することになる。式 37 を用い、Si プローブ、Cr メディア膜、プローブ先端径 10 nm、使用波長 $\lambda = 633$  nm のときの位相シフト量は 0.24 ラジアン( $14^\circ$ ) と極めて大きな値になる。式 37 では SIAM 方式での信号強度はプローブ、サンプルの電気感受率の積に比例するが、これは式 36 で示したように、プローブ、サンプルをそれぞれ誘電体球でモデル化し、その近接場光相互作用により説明することができる。

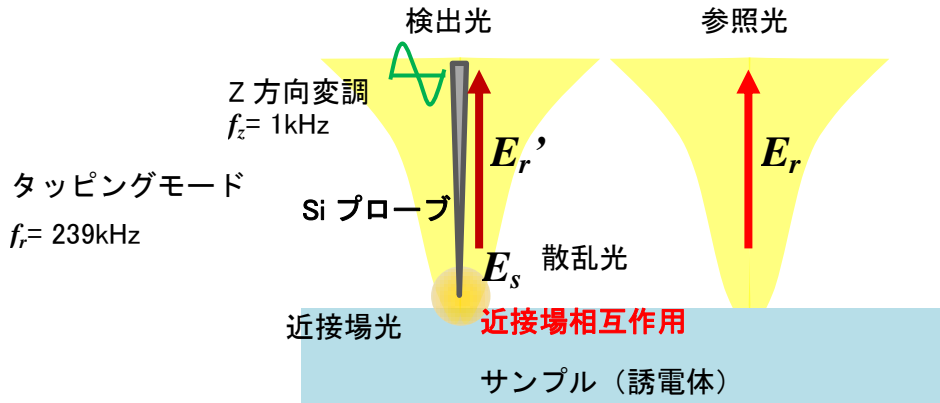


図 54 SIAM (Scanning Interferometric Apertureless Microscope) 方式

この位相差信号は極めて微小であるため、Wickramasinghe らは、ヘテロダイン検波方式 [95] [96] による高感度位相検波を行うことで信号検出に成功している。図 54 に、文献 [94] で記述された SIAM 信号発生メカニズムの概念図を示す。なお、同文献では透過型サンプルで図示されているが、上図では、本研究での検討内容に基づき反射型サンプルで図示している。

まず、Si で出来た AFM カンチレバー (Si プローブ) をタッピングモードで ( $f_r = 239$  kHz) サンプルに近接させ、検出光を照射する。Si プローブの先端は曲率半径 2 nm と先鋭化されており、その先端に近接場光が発生する。この近接場光は、誘電体であるサンプルと近接場相互作用を起こし、その結果、ファーフールド光として散乱光  $E_s$  が生じる。検出光はサンプル表面で反射され、

反射光  $E_r'$  を発生させる。反射光  $E_r'$  は、参照光を照射しプローブがない場合に発生する反射光  $E_r$  と、プローブ由来の散乱光  $E_s$  が合波したものである。合波の結果、反射光  $E_r$  を基準としたとき、反射光  $E_r'$  には位相変化が生じる。mW 級レーザーを用いた光位相検波を行うヘテロダイン光学干渉系 [95] [97] により、 $10^{-8} \text{ rad} / \sqrt{\text{Hz}}$  の高精度位相検出が可能であることから、上記の位相差は十分検出可能であると考えられる。検波に当たっては、通常の AFM と同様に、Si プローブをサンプル表面の法線 ( $Z$ ) 方向に  $f_Z=1$  kHz で振動させ、表面形状データを採取し、同時サンプル表面の面内 ( $X$ ) 方向に  $f_X=3$  kHz で振動させ、ロックインアンプを用いて、和周波数 ( $f_X+f_Z$ ) 成分を検波することで、極めて大きな背景光からの信号検出を可能にしている。

#### 4.2.2 シミュレーション (RCWA 法) による解析結果

SIL-SIAM 素子における再生信号を定量的に評価するために、Rigorous Coupled-Wave Analysis (RCWA) 法 [98] [99] [100] によるシミュレーションを行った。回折格子など周期構造における電磁波解析を行う際、回折格子周期が波長より十分大きければ、スカラー波近似が適応できるが、格子周期が波長以下になると、ベクトル波として取り扱う RCWA 法が必要となる。RCWA 法においては、回折格子領域を多層に分割した上で、格子断面を階段近似により各層に分け、それぞれの層の電磁界をマクスウェル方程式の固有モードで展開するものである。今回、2 次元回折格子に対する RCWA 計算ツール [101] を用いて解析を行った。

今回の計算では、図示された光学系をモデル化し、位相変化による直交偏光成分の変化を入射光量で規格化した値を信号量として計算している。入射光波長を 635 nm、プローブは Si で出来た一辺 50 nm の正方形、メディアは 1 次元回折格子で最表面は Cr 膜 15 nm で覆われ、表面に深さ 25 nm のビットがあると言うモデルで計算を行った。図 55 に、スペーシングをパラメーターとしたときの、再生信号量のビット長依存性・計算結果を示す。スペーシングが小さいとき (10 nm) には、ビット長 0~200 nm の範囲で再生信号は急速に増加し、200 nm のとき入射光強度の 4.2% に達する。それより大きなビット長に対してはほぼ一定の信号量となる。スペーシングの増加につれ、信号のビット長依存性は単調に増加する傾向を示す。今度は再生信号のスペーシング依存性に着目すると、スペーシング 0~50 nm の範囲では、スペーシングの増加に伴い再生信号は急速に低下するが、50 nm を超える範囲では、緩やかに変化しやがて一定値に達する傾向を示す。

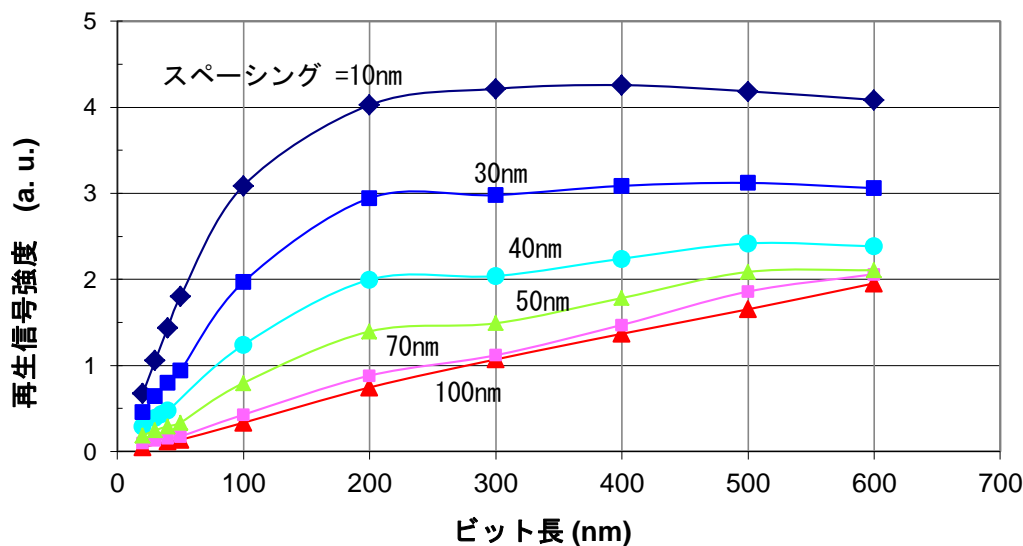


図 55 RCWA 法による SIAM 信号計算例（ビット長依存性）

上記の計算結果は定性的な傾向としてリーズナブルなものであったが、プローブ寸法を小さくしていった時に計算結果が不安定になることがわかった。例えばビット長依存性を計算した場合、ビット長に対して一定の傾向を示さず、途中で計算結果が逆転するような例が見られた。RCWA 法では計算精度を決める要因として、入射光分布のメッシュ数、ディスク内部電場を表現する Fourier 級数の次数があるが、これらのパラメータは十分大きくとってあり、計算としては収束していることが確認された。従ってここで起こっている現象は、計算しようとしているプローブモデルが波長に比べて小さくなり、RCWA 法を適用するのが難しい領域であることを示している。SIAM 信号の定量評価に関しては、Finite-Differential Time-Domain (FDTD) 法による近接光場計算を用いることが妥当であると考えられる。

### 4.3 SIL-SIAM 素子の作成プロセス及び試作サンプル

#### 4.3.1 試作素子構造

図 56 に試作評価用 SIL-SIAM 素子構造の模式図を示す [102]。SIL-SIAM 素子は、SIL、すなわち対物レンズ及び半球レンズより構成されている。対物レンズの開口数 (NA) は 0.6、有効径は 1.35 mm である。半球レンズの材質は BK7 で直径 1 mm である。SIL の実効 NA は 0.9。プローブは半球の中心軸上に形成されており、その材質はシリコン (Si) である。プローブは Si 薄膜から電子線リソグラフィー／エッチングプロセスにより形成されているため、細長い短冊状をしている。プローブ寸法としては幅 50～100 nm、厚さ 10～20 nm、高さ～100  $\mu\text{m}$  が典型的な寸法である。またレンズ面側においてプローブ周辺をパッド状に突出させてある。パッド径は 30  $\mu\text{m}$ 、突出高さは 3～5  $\mu\text{m}$  程度。これはレンズが傾いたときに、レンズの外縁部がメディアに接触するのを防ぎ、最小浮上量をプローブ周辺で維持するためである。

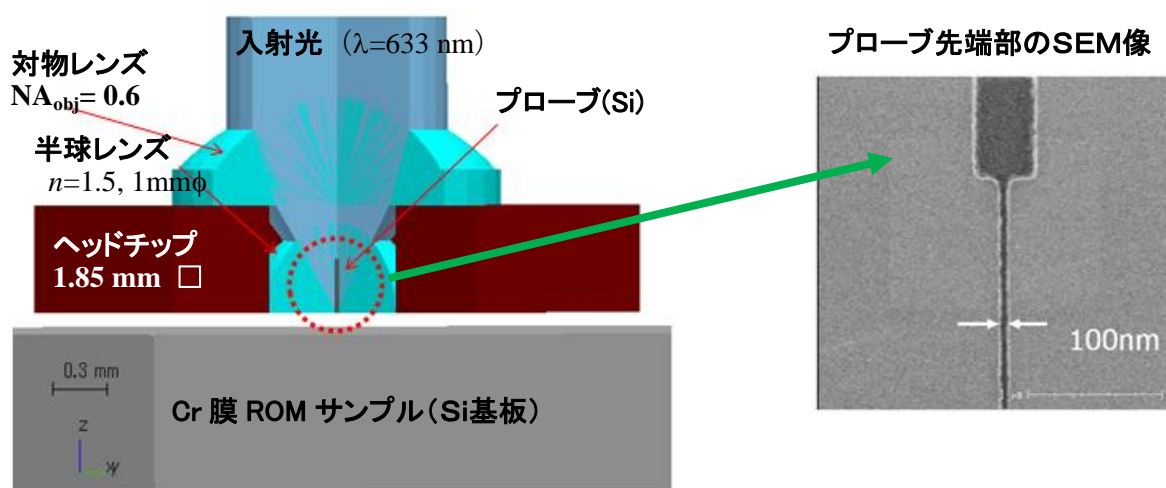


図 56 SIL-SIAM 素子・構造模式図

#### 4.3.2 素子形成プロセス

SIL-SIAM 素子の形成プロセスの流れを図 57 に示す。今回、単なるガラス・ボールレンズではなく、内部に近接場光プローブを内包する構造にする必要があったために、ボールレンズ研磨工程も自らで行うこととした。まず、光学ガラス (BK7) 基板上にプローブ金属薄膜を成膜後、電子線ビーム (EB) リソグラフィーを用いて、プローブ・レジストパターンニングを行い、エッチングすることでプローブの形成を行う。プローブ形成後、ガラス基板を短冊状のバーブロックに切断する。これと同形状のバーブロックを用意し、エポキシ系接着剤により 2 つのブロックを接着する。接着後のブロックの断面は 1.5 mm 角、ブロック長さは 10～20 mm 程度である。接合された直方体状のガラスブロックは切削研磨により、円柱状に加工される。

次に粗球研磨装置により、この円柱状のガラスブロックは直径約 1 mm 程度の球に切り分けられる。粗球研磨装置は、回転する砥石の表面にピッチ約 1 mm の半球状溝が周期的に繰り返し

形成されておりこの砥石面を円柱状ブロックに押し当て、両者を回転させることにより、粗球の形成を行う。この段階ではまだきれいな球状にはなっていない。この粗球をボール研磨装置で研磨することで真球状のボールレンズに加工される。ボール研磨装置は回転定盤、サンプルホルダー及び加圧プレートから構成されている。粗球は回転定盤にセットされたサンプルホルダーに同時に複数個セットされ、さらに上から加圧プレートにより加重を受ける。加工時には回転定盤の公転、及びサンプルホルダーの自転により、粗球は3次的に回転定盤の上を転がりながら研磨を受けることになる。ボール研磨装置により真球度 $\lambda/5$ 程度が得られる。真球度を向上させるために仕上げ研磨を行う。これはセラミックス（アルチック）ブロック上にボールベアリングを押し当てて研磨することで形成した型を用いる。ボールベアリングの真球度は5 nm以下が得られているので、非常に精度のよい真球形状が型上に転写される。

次にボール研磨が終了したボールレンズをホルダーロッドに接着し、研磨剤（酸化セリウム）を塗布した後、型に押し当てる。型を自転させながら、ボールレンズのついたロッドを揺動させることで研磨を行う。仕上げ研磨後の真球度として、 $(3/100)\lambda$ が得られている。仕上げ研磨後、ボールレンズを基板に固定し、下面研磨によりボールレンズを半球レンズ化し、上面研磨により、基板板厚を対物レンズの作動距離と合わせる。2面の平面研磨後、基板の上面に対物レンズを光学的に調整、固定することで素子は完成する。

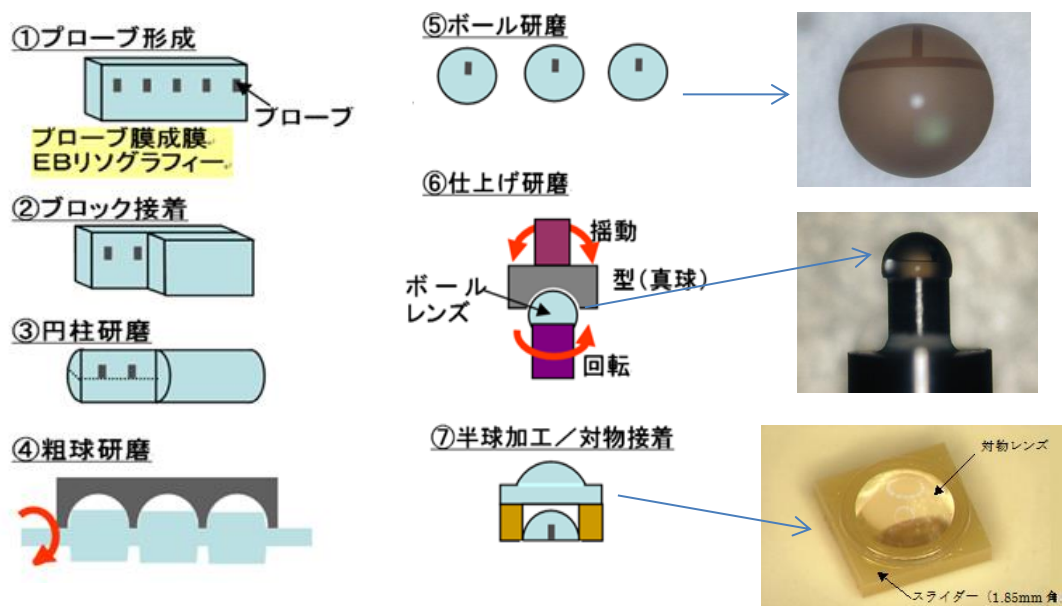


図 57 SIL-SIAM 素子形成プロセス

図 58 に示すように、素子底面部には、光スポット焦点部を中心とした半径  $50\text{ }\mu\text{m}$  の台形突起部を設けている。これをセンターパッドと称しているが、主に素子が傾いたときのディスクとの接触を回避するためのものである。

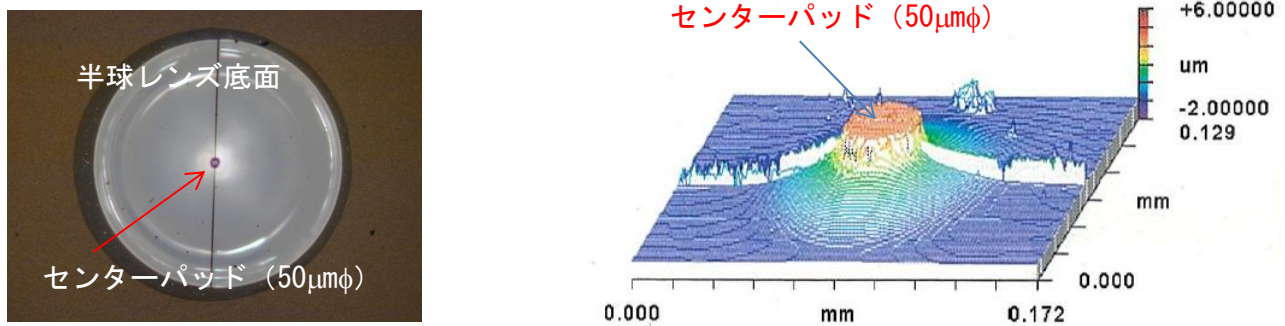


図 58 SIL-SIAM 素子底面・センターパッド部



### 4.3 SIL-SIAM 素子の光再生信号評価系の構築

#### 4.3.1 再生信号検出方式

SIL-SIAM素子からの光再生信号検出系の概要を図 59に示す。He-Ne レーザー ( $\lambda=633\text{ nm}$ ) の出射光は、1/2 波長板 (HWP) で  $45^\circ$  直線偏光化される。入射光は、ヘッド直前に置かれたウォラストンプリズムにより2方向の直交偏光に分離され、集光レンズ系によりレンズ面に2スポット (検出光、参照光) を結像する。

プローブ先端の近接光場と媒体表面の相互作用により生じる散乱場は、検出光に位相遅れを加える。検出光及び参照光はメディアで反射され、ウォラストンプリズムにより再度合波される。検出光に加わった位相遅れのため、合波された光は直線偏光にはならず、楕円偏光化する。かつ検出波に加わった位相遅れに比例して楕円率も増大する。検出光路系に導かれた光は1/4 波長板 (QWP) により直線偏光化する。

このとき楕円率に比例して、偏光面の回転角も大きくなる。QWP の後に HWP を置き、直線偏光の偏光面を  $45^\circ$  に設定し、ウォラストンプリズムにより再度直交偏光面の強度をフォトダイオードで差動測定する。このように検出光の位相遅れを偏光面の回転として検出している。検出感度を上げるため、音響光学素子を使いヘッドへの入射光に強度変調 ( $f_{AO}=1\text{ kHz}$ ) をかけ、ロックイン検波を用いた。

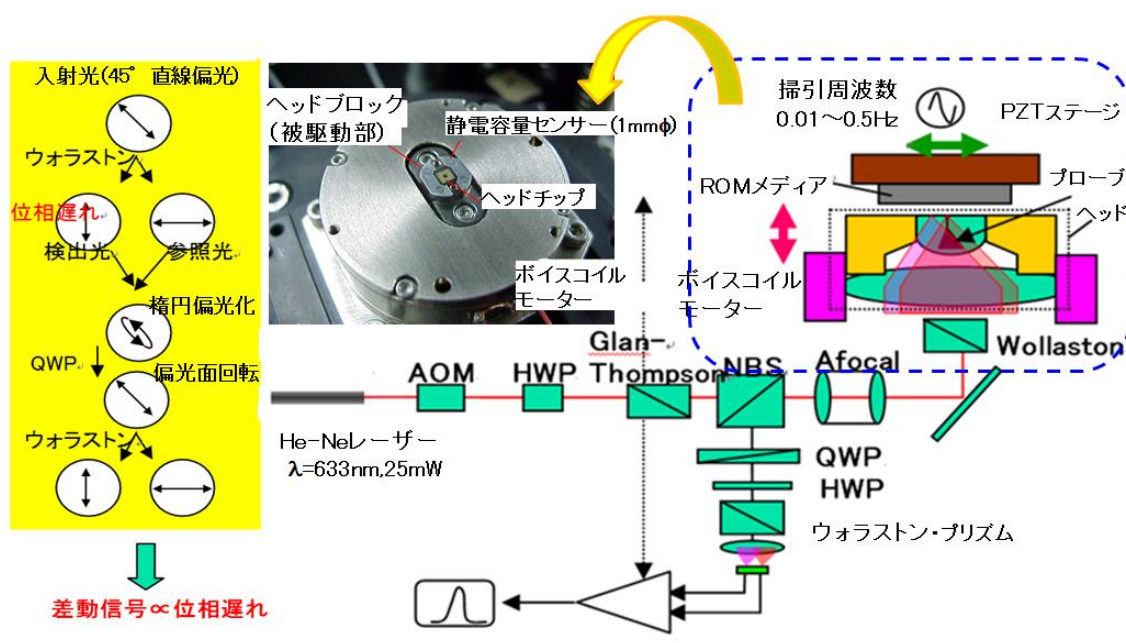


図 59 SIL-SIAM 素子・再生信号検出系の構成図



#### 4.3.2 ギャップサーボによるヘッド／記録媒体すきま制御

プローブからの近接光起因の信号は著しいスペーシング依存性を示すことが予想される。RCWA 法での計算結果からは、プローブ／メディア間のスペーシングを 10～30 nm 程度まで低減する必要があると考えられている。そこで図 60 に示すような、ヘッド（プローブ）／メディア間のスペーシングを計測・制御する機構を導入した。メディアを固定し、ヘッドをボイスコイルモーターに搭載し、静電容量センサーからの位置信号を使ってスペーシング制御を行った。今回 MTI 社製の静電容量センサーを使用した。これは外径 1 mm と小型であり、かつ位置測定精度が $\pm 1$  nm と極めて高いためである。4 本のセンサーをひとつのブロックと一体加工し、そのブロックにヘッドチップを取り付けている。4 本のセンサーの位置信号差から、ヘッド／メディア間の相対的な傾きを計測している。

一方メディアは掃引用の PZT ステージに搭載され、さらにこのステージは 3 本の PZT アクチュエータにより支持されている。3 本の PZT アクチュエータの伸縮量を制御することにより、メディアの姿勢角を調整する。ヘッド／メディア間のスペーシングを数 10 nm に制御するためには、ヘッド／メディア間の相対姿勢を精度よく平行に維持することが必要となる。

ここで、ヘッド／メディア間の平行度の必要精度を概算してみる。素子構造のところで説明したように、プローブ周辺にはパッドが形成されており、パッド部が突出してメディアと対向している。パッド径を 50  $\mu\text{m}$  とし、ヘッド／メディア間のスペーシングを 10 nm に維持する場合を考えると、パッド両端での傾きすなわちスペーシング差は $\pm 1$  nm 程度に抑える必要がある。このことから姿勢角は $\tan^{-1}(1 \text{ nm}/50 \mu\text{m}) = 1.1 \text{ mdeg}$  以下に抑える必要があることがわかる。一方 4 本の静電容量センサーは 5 mm 間隔に配置されているので、上記の姿勢角により 0.1  $\mu\text{m}$  の位置信号差が発生する。本機構においては PZT アクチュエータの伸縮量きざみ、及び静電容量センサーの分解能の点から上記必要精度は達成可能な範囲にある。図 61 に今回作製した SIL-SIAM 信号再生評価機の外観を示す。ギャップサーボに関しては、クローズドループサーボを掛けたときの伝達関数の測定結果から、サーボ帯域はおよそ 1 kHz である。図 62 に示す整定時の位置信号出力から、ヘッド／メディア間のスペーシングは $\pm 2.3$  nm の精度でサーボ制御できることがわかった。

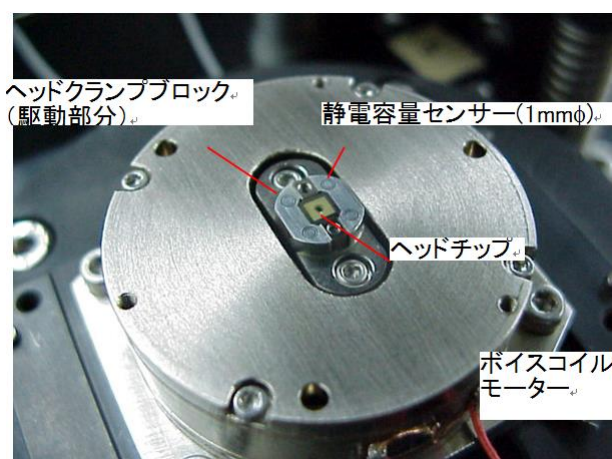


図 60 ナノスペーシング制御・ギャップサーボ機構部

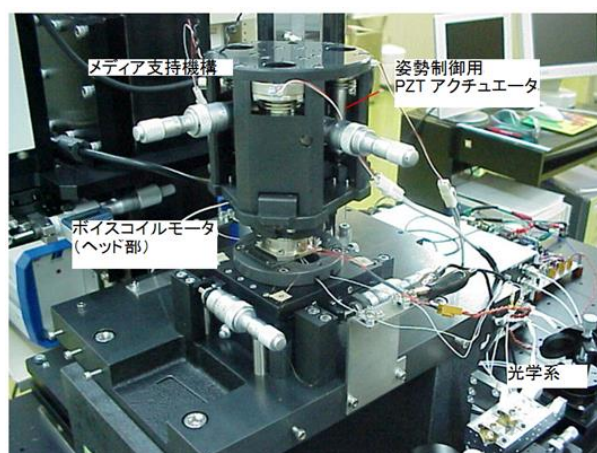


図 61 SIL-SIAM 素子・信号再生検出系外観

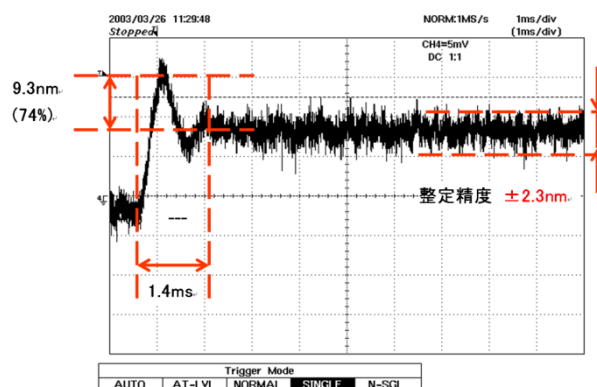


図 62 ギャップサーボ信号波形

#### 4.4 SIL-SIAM 素子光再生信号・評価結果

Si プローブ膜厚 20 nm（幅 500 nm）の SIL-SIAM 素子を用いて再生実験を行った。図 63 に再生実験方式の模式図を示す。再生用 ROM メディアとして、電子線リソグラフィーでランドグループパターンを形成した Si ウエハーを用いた。ランド／グループの幅は 100～500 nm、グループ深さは 40 nm 程度で、グループ形成後表面に Cr 膜を 15 nm 成膜している。ヘッド、及びメディアはギャップサーボ機構により 30～50 nm のスペーシングに制御されている。またメディアを 1 軸 PZT ステージにより用いて掃引することで、メディア表面のランドグループによる再生信号を検出する。

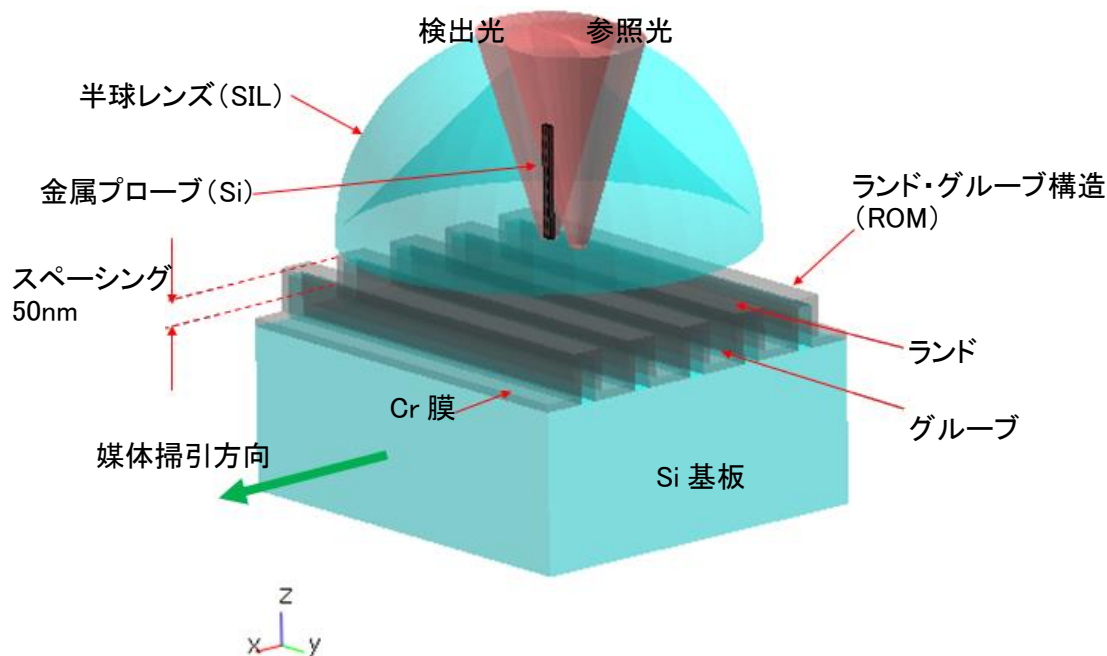


図 63 SIL-SIAM 素子・再生実験方法

図 64 に再生信号波形の例を示す。青、赤色のカーブは、フォトダイオードの各チャネル（1ch、2ch）信号を示している。緑色のカーブは 2つのチャネルからの差信号を示している。この差信号は、メディア表面からのランドグループと対応しており、差信号の周期から計算した物理的な周期長は、メディア上のランドグループ周期長とほぼ一致した。フォトダイオードの各チャネル信号（1ch、2ch）を見ると逆相、つまり位相差が 180 度であることがわかる。このことは信号光の偏光面回転を捉えていると考えたと説明がつく。

信号強度 [a.u.]

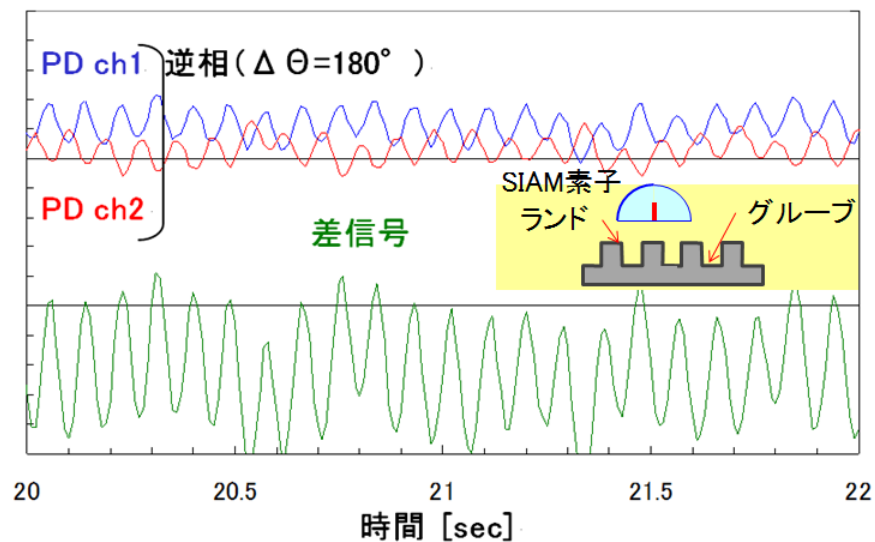


図 64 SIL-SIAM 素子・再生信号波形（ランド長、グループ長 100nm）

次に再生波形のランドグループ幅依存性について調べた。図 65 に実測値、及び RCWA 法での計算値を示す。ランド幅＝グループ幅の条件下で、ランド幅が、100、200、400、600 nm の 4 種類のメディアに対し再生波形の測定を行った。

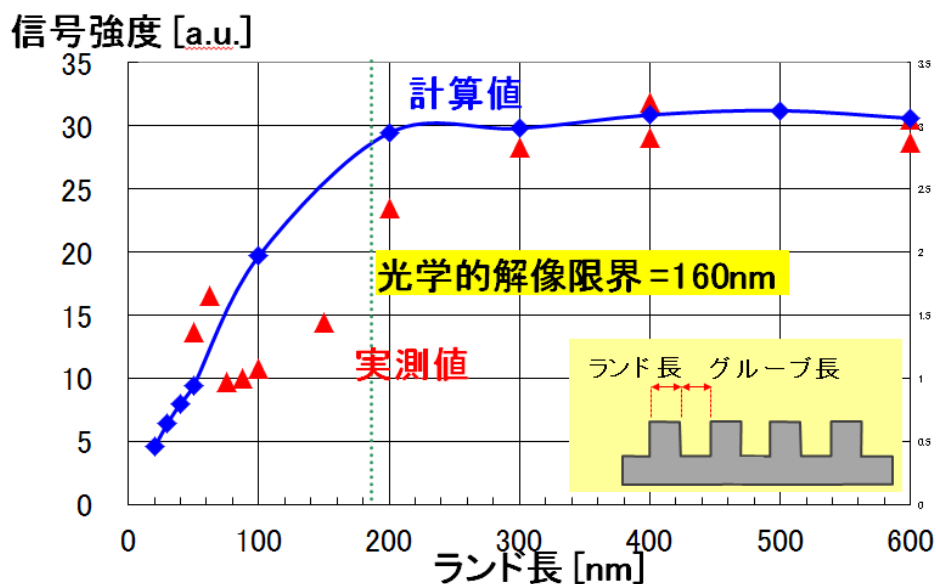


図 65 SIL-SIAM 再生信号強度のランド長依存性（実測値と計算値の比較）

各信号周期は、ランドグループピッチ及びメディア掃引速度から計算される値と一致した。ランドグループ幅の低減につれ信号振幅も低下していることがわかる。再生信号のランド幅依存性につき、実測値と RCWA 法による計算値との比較を行ったところ、計算ではランド幅が 600 nm から 200 nm の範囲までは、信号強度はほぼ一定であり、ランド幅が 200 nm 以下の領域では急速に信号

強度が低減する。一方、実測値もばらつきはあるものの、ほぼこの傾向を再現していることがわかった。

ファーフイルド光による再生信号に関して、光学的なカットオフ長は $\lambda/(2 \cdot NA)$  で与えられ、これ以下の周期構造からはファーフイルド光による再生信号は無視できる程度と考えられる。対応するランド長はこの半分であるので使用波長  $\lambda=633 \text{ nm}$ 、 $NA=0.9$  から、ファーフイルド光からは  $160 \text{ nm}$  以下のランドは検出できないと考えられる。今回の実験では、 $100 \text{ nm}$  以下のランドからも再生信号が得られていることから、エバネッセント光（近接光）による再生信号を検出している可能性が高いと考えられる。

次に信号量のスペーシング依存性について調べた。図 66 に実測値、及び RCWA 法での計算値を示す。使用したメディアは、ランド長、グルーブ長とも  $100 \text{ nm}$  のものである。ヘッド／メディア間のスペーシングを  $20 \text{ nm}$  から増加させると信号量は急激に低下する。 $20 \text{ nm}$  のときの信号量が  $1/e^2$  まで低下するときのスペーシングはおよそ  $70 \text{ nm}$  である。この急速なスペーシング依存性は、信号がエバネッセント光由来であることを強く示唆している。以上の結果から、SIL に埋め込んだ金属プローブにより、回折光学限界以下の微細マークの超解像光再生信号を得ることに成功したと考えられる。

信号強度 [a.u.]

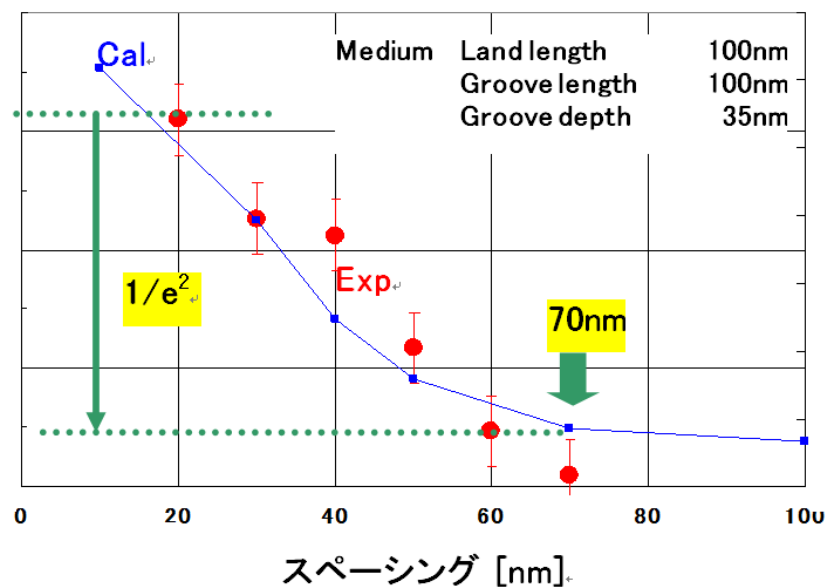


図 66 SIL-SIAM 再生信号強度のスペーシング依存性

#### 4.5 第4章のまとめ

光の回折限界を越えた超解像再生手法として、散乱型近接場顕微鏡(SIAM)に基づいた新しい素子構造(SIL-SIAM素子)を考案した。ソリッドイマージョンレンズ(SIL)の中に、シリコン(Si)プローブを埋め込んだ構造を考え、平面波展開法に基づく数値解析で再生信号の見積もりを行った。具体的な素子構造、及び作成方法を作り出し、実際に素子の作成及び再生実験を行った。

1. 検出原理としてはWickramasingheらが考案したSIAM方式に基づき、かつSILの中に近接光プローブを埋め込むことにより、光ディスク等高速回転する媒体で超解像光再生が可能なSIL-SIAM素子構造を考案した。
2. Rigorous Coupled-Wave Analysis (RCWA)法による2次元系における数値解析により、プローブと媒体との近接場相互作用により遠方場に生じる位相差信号を計算した。入射光波長 635 nm、プローブ材を Si、媒体材を Cr としたとき、光学分解能 160nm 以下の領域で位相差信号が急減すること、また、信号量がスペーシングの増加とともに急減し、エバネッセント光の分布の仕方と整合することがわかった。
3. SILの光学的設計に基づき、SIL-SIAM素子の具体的構造・寸法を決め、試作サンプルの設計を行った。サンプルの作成プロセス、特に、半球レンズの中に近接光プローブを埋め込む構造の具現化には、電子線描画リソグラフィ技術、ボールレンズ精密研磨技術において新規プロセスを開発した。
4. SIL-SIAM素子による光再生特性を評価するため、専用評価装置を構築した。特にヘテロダイン検波方式による位相検出光学系、静電容量センサーを用いた nm オーダーの超精密スペーシング制御の実現により、エバネッセント光信号の検出を可能とした。
5. 試作した SIL-SIAM素子を用い、ROM記録媒体として、Siウエハーの上にランド／グルーブ(幅 100～500nm)を形成、Cr 40nm成膜を行ったROM媒体を用いて、再生実験を行った。
6. その結果、得られた位相差信号のランド長依存性は、RCWA法の計算結果と整合し、使用波長 635nm に対し、光学的解像限界である 160nm 以下のランドからの再生信号を得ることに成功した。また、再生信号のスペーシング依存性を調べた結果、シミュレーション通り、エバネッセント的な減衰を示した。
7. 本研究の成果としては、SIAM方式と同等である nm オーダーの空間分解能を持ち、光ディスクに実装できる SIL-SIAM素子により、回折限界以下の光超解像再生が可能なことを実証した。本素子は、光ディスクと同等のピックアップ構造を用い、媒体表面の nm オーダーの誘電体分布、表面凹凸からなる情報ビットを再生することを可能にするものであり、超テラビット/平方インチの面記録密度に対応できる光再生方式である。



## 第5章 プラズモンアンテナ／相変化ナノ微粒子メディアによる超高密度光記録再生の検討

本章では、局所表面プラズモン共鳴を用いたプラズモンアンテナにより発生できる直径 10nm オーダーの近接場光スポットとナノ相変化微粒子媒体との組み合わせによる、光ストレージの超高密度化の可能性について論じる。まず、局所表面プラズモン共鳴による近接場光増強について、ナノ金属微小球において解析解と数値計算（FDTD）による解とを比較し、基礎的なメカニズムの把握を行った。さらに FDTD 法を用いて、プラズモンアンテナによる相変化ナノ微粒子への近接場相互作用及び加熱効果について解析を行い、媒体の離散化による近接場／熱印加の離散化、そしてそれに伴う記録再生密度向上の見通しについて論じる。

### 5.1 ナノ金属球（単球、二連球）モデルによる局所表面プラズモン共鳴を用いた近接場光発生の解析（解析解と FDTD 法の比較）

#### 5.1.1 ナノ銀微粒子（単一球）における局所表面プラズモン共鳴と近接場光

プラズモンアンテナにおける近接場光発生、あるいはアンテナ／相変化ナノドット間の近接場相互作用を理解するうえで、第 1 次近似的に、アンテナを金属微小球、相変化ナノドットを誘電体微小球として扱い、その双極子相互作用について調べることで、それらの定性的な動作原理を理解することができる。

光（平面波）に対する微小球の光学応答は、基本的には Mie 理論 [103] により決まり、球表面を周回する電磁波モードがウィスパリング・ギャラリー・モードという共鳴状態を発生させる [44]。微粒子径  $a$  が光の波長  $\lambda$  に比べて著しく小さいとき ( $a \ll \lambda$ ; 長波長近似) には、電磁波の遅延効果を見捨てることで、定常一様電界中にある球の光学応答（静電近似）として考えることができる。静電近似下にある微小球では、ウィスパリング・ギャラリー・モードの一種として、微小球の表面電荷振動と入射光電磁場とが結合的に共鳴を起こす。これを局所表面プラズモン共鳴（Local Surface Plasmon Resonance; LSPR）という。特に、図 67 に図示したように、誘電体媒質中にある金属微粒子において、金属／誘電体界面で発生する LSPR は著しい増強を示す。

球直径  $a$  数～数10nm

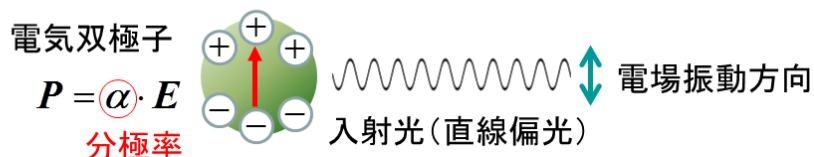


図 67 金属微粒子球における局所表面プラズモン共鳴の発生機構



LSPR の共鳴条件は、微小球の分極率を考慮することから求められる。金属の複素誘電率を  $\varepsilon_1(\omega)$ 、媒質（誘電体）の誘電率を  $\varepsilon_2$  とすると、微小球の分極率は式 38 で与えられる [93]。

$$\alpha = 4\pi a^3 \frac{\varepsilon_1(\omega) - \varepsilon_2}{\varepsilon_1(\omega) + \varepsilon_2} \quad \text{式 38}$$

分極率  $\alpha$  を与える式において、分母 = 0 のとき、分極率は非常に大きくなる。これは LSPR に対応しており、共鳴周波数（フレリッヒ周波数）は式 39 を満足する [104]。

$$\text{Re}[\varepsilon_1(\omega)] + 2\varepsilon_2 = 0, \quad \text{Im}[\varepsilon_1(\omega)] \ll 1 \quad \text{式 39}$$

この近似では、LSPR 共鳴周波数は粒径によらず、球の誘電率のみで決まるが、実際には、粒径（サイズ）効果があり、粒径が増加すると、反電場が小さくなり、共鳴エネルギーの低下や、放射損失の増大に伴う Q 値の低下が生じる。フレリッヒ共鳴条件（解析解、式 39）を用いて、銀（Ag）についての LSPR の振る舞いを以下に示す。Ag の誘電率分散は Drude model が実測値とよく整合することが報告されている [105] ので、これを用いてフレリッヒ波長を求めると、図 68 に示すとおり 355 nm となり、実測値とよく合う。

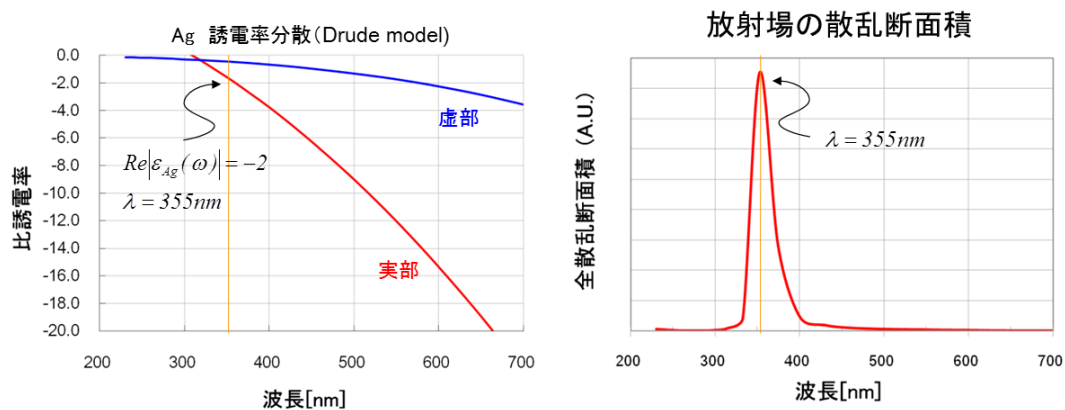


図 68 フレリッヒの式による銀・微粒子の局所プラズモン共鳴

一方、電磁場数値解析の手法として、有限差分時間領域法（Finite-Difference Time-Domain; FDTD）が提唱されている [106]。しかしながら、長波長域（波長  $> \mu\text{m}$ ）では金属を完全導体として取り扱うことができたが、本研究で用いる可視光域においては、金属、誘電体の誘電率・分散関係（波長依存性）を考慮しなければならない。Drude 分散を用いた取扱い [107] [108] は以前から研究されていたが、田丸は、金（Au）、銀（Ag）の可視光域における LSPR の FDTD 解析に関し、Drude 分散、Lorentz 分散等を考慮して計算の高精度化を行い、暗視野顕微鏡法で測定した共鳴周波数と計算値がよく合っていることを確認している [105]。これらの先行研究、特に田丸による銀微粒子（単球、二連球）の近接場及び散乱場計算を踏まえて本研究では、市販の FDTD 法計算ソフトウェアを用いて銀微粒子（単球、二連球）の LSPR の振る舞いについて解析を行った。使用した FDTD 法解析ソフトウェアは、富士通（株）製の”Poynting for Optics” [109]である。さらに、次節（5.2 節）で扱うプラズモンアンテナと相変化ナノドットの近接場相互作用を定性的に理解するために、相変化微小球の近接場についても同 FDTD ソフトウェアを用いて解析を行った。

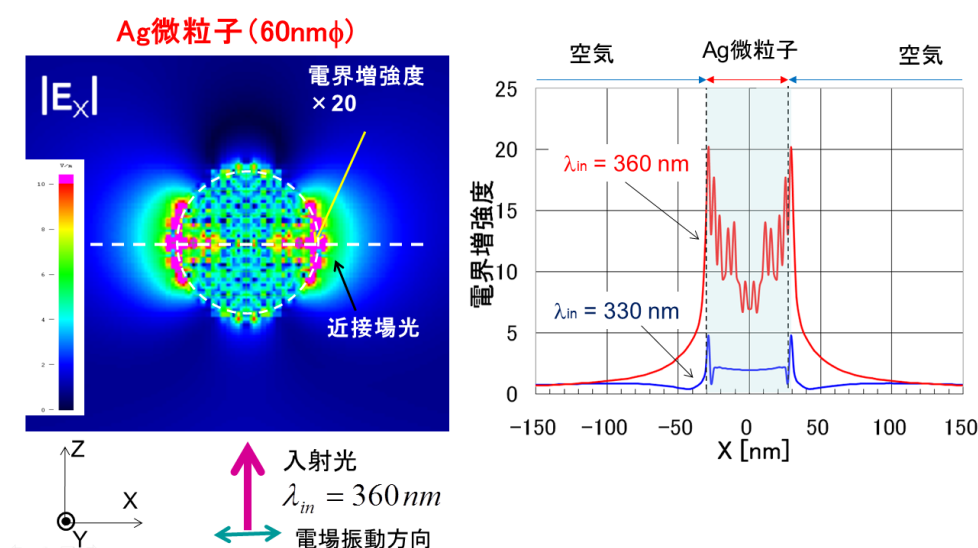


図 69 FDTD 法による銀微粒子 (60 nm) の局所プラズモン共鳴状態・計算結果

図 69 に、FDTD 法で計算した、銀微粒子の LSPR 発生時の近接場電界強度  $X$  成分の空間分布を示す。銀微粒子・直径 60 nm、入射光は、波長 360 nm の直線偏光（電界振動方向： $X$  方向）である。この図から、銀微粒子内の電界振動方向の両極で、強い近接場光が発生しており、電界増強度としては、20 倍程度の値が得られている。両極で強い電界集中が見られるのは、 $X$  方向の電荷分布の再配置により、金属球内部に強い電気双極子が生じているためと考えられる。入射波長を 330 nm にしただけで、電界増強度が著しく低下していることから、この振る舞いが共鳴的であることが示唆される。

光記録密度向上を図る上で、プラズモン・アンテナの先端半径、あるいは媒体粒子直径の微細化が必要である。アンテナ先端、媒体微粒子の微細化の影響を調べるために、LSPR の粒子サイズ依存性について検討を行った。Meier らによれば [110]、銀微粒子の局所プラズモン共鳴波長は、粒径増加とともに長波長化（red shift）する。これは、微小球の分極に伴う反電界が共鳴エネルギーを低下させ、その結果、共鳴周波数の red shift 化が生じると考えられている。以下に、微小球の分極率のサイズ依存性から、共鳴周波数の red shift 化が生じる理由を説明する。

まず一様電界内の誘電体球の分極  $P$  は、式 40 で表わされる。反分極場  $E_{dep}$  は、球の分極により生じる場で、球内の双極子が作る場の総和として決まる。

$$4\pi P = (\varepsilon - 1)(E_0 + E_{dep}), \quad E_{dep} = -(4\pi/3)P \quad \text{式 40}$$

微小球近傍の近接場を観察する場合、球の大きさが問題となり、双極子場に遅延ポテンシャルを導入する必要がある。遅延ポテンシャル  $\phi(r, t)$ ,  $A(r, t)$  は式 41 で表わされる。

$$\begin{aligned} \phi(r, t) &= \int [\rho(r', t - R/c)/R] dV', \\ A(r, t) &= (1/c) \cdot \int [j(r', t - R/c)/R] dV' \end{aligned} \quad \text{式 41}$$

遅延ポテンシャルは、電磁波が観測点  $x$  に到達する時間が有限であり、観測点  $x$  でのポテンシャルに  $t - R/c$  だけ時間遅れが発生する。遅延ポテンシャルを考慮した分極の式は式 42 で表わされる。ここで、微小球半径  $a$ 、電磁波波数  $k$  としたときに、 $q = ka$  である。

$$\vec{P} = \frac{3}{4\pi} \cdot \frac{(\varepsilon - 1)}{(\varepsilon + 2) - \underbrace{(\varepsilon - 1) \cdot q^2}_{\text{Dynamic depolarization}} - \underbrace{i \frac{2}{3} (\varepsilon - 1) \cdot q^3}_{\text{放射損失}}} \cdot \vec{E}_0 \quad \text{式 42}$$

$$\varepsilon_1(\omega)(1 - q^2) + (2 + q^2) + (2/3) \cdot \varepsilon_2 q^3 = 0 \quad \text{式 43}$$

式 42 の分母 = 0 となるとき、分極率は著しく増加し、分極共鳴が発生している状態を示している。このとき、吸収の効果を無視すると、共鳴を引き起こすのは、分母の実数部 (式 43) = 0 となるときである。式 43 において、粒径が増加 ( $q$  が増加、但し  $q \ll 1$ ) すると、左辺の第 2 項、第 3 項は正の値をとるので、第 1 項は負である必要がある。 $(1 - q^2)$  が正となるため、 $\varepsilon_1(\omega)$  も負、かつ  $q$  の増加とともに、その絶対値は大きくなる必要がある。一方、図 70 に示すように、金属 (例えば Ag) の誘電率・分散関係から、 $|\varepsilon_1(\omega)|$  が増加するのは、 $q$  の増加とともに長波長側で実現されることがわかる。この現象が、粒径増加に伴う共鳴波長の長波長化 (red shift 化) である。

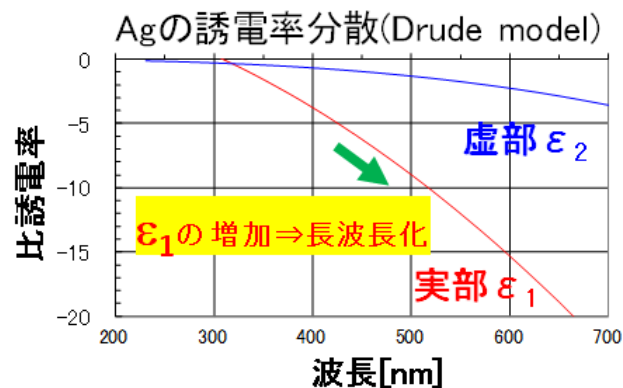


図 70 Ag 複素誘電率の波長依存性

もうひとつ、式 42 から導かれることは、ある最適粒径で、共鳴は極大をとることである。なぜなら、共鳴が発生するとき分母の実数部=0（フレーリッヒ共鳴条件）であり、分母の虚数部（式 44）が損失を決めることになる。

$$\varepsilon_2(1 - q^2) + (2/3)(1 - \varepsilon_1)q^3 \quad \text{式 44}$$

分母の虚数部（式 44）の第 1 項は、粒径増加（ $q$  の増加）に伴い、減少する。この項は、材料起因の損失項に対応する。一方、第 2 項は粒径増加（ $q$  の増加）に伴い、増加する。この項は放射損失に対応する。この結果、粒径増加に伴い、材料損失と放射損失がバランスするところで極大をとることになる。図 71 に LSPR の粒子サイズ依存性を FDTD 法で解析した結果を示すが、この図から、粒径が 20 nm から 200 nm まで増加するにつれ、共鳴波長が長波長側にシフトしていくことがわかる。

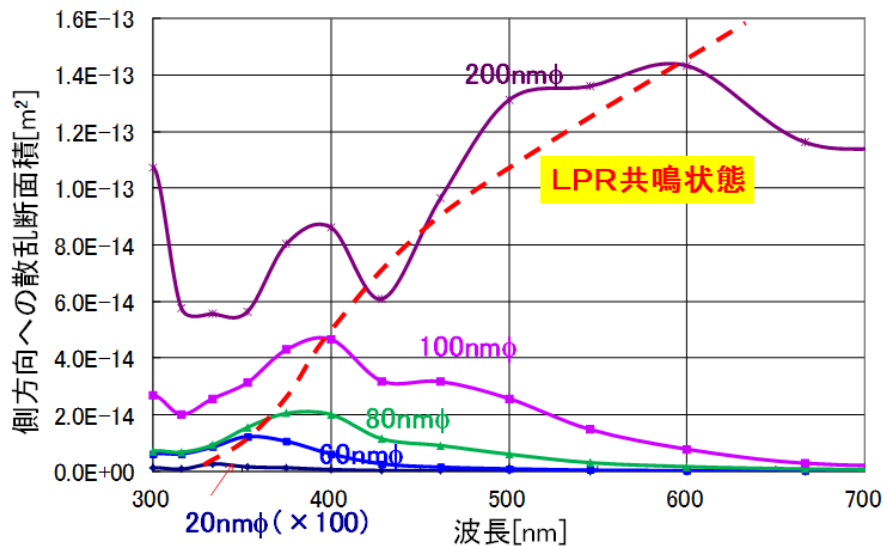


図 71 A g 微小球・LSPR 共鳴周波数の粒子サイズ依存性（FDTD 計算結果）

さらに、微粒子粒径が 50 nm 以下の領域では、粒子材質の誘電率のサイズ依存性も考慮する必要がある。自由電子モデルに基づく Drude 分散式は、式 45 で与えられる [111]。

$$\varepsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \Gamma^2} + i\omega_p^2 \frac{\Gamma/\omega}{\omega^2 + \Gamma^2} \quad \text{式 45}$$

これに対し、減衰項の粒径  $a$  依存性を考慮した誘電率は、Okamoto ら [112]によれば、式 46 で与えられる。

$$\varepsilon(\omega, a) = \varepsilon_{bulk}(\omega) + \omega_p^2 \left( \frac{1}{\omega^2 + \Gamma_\infty^2} - \frac{1}{\omega^2 + \Gamma(a)^2} \right) + i \frac{\omega_p^2}{\omega} \left( \frac{\Gamma(a)}{\omega^2 + \Gamma_\infty^2} - \frac{\Gamma_\infty}{\omega^2 + \Gamma(a)^2} \right) \quad \text{式 46}$$

ただし

$$\Gamma(a) = \Gamma_\infty + v_F/a, \quad \Gamma_\infty = v_F/l_\infty \quad \text{式 47}$$

$\Gamma$  は電子散乱に起因する速度抵抗を表し、常温での電子の平均速度  $v_F = 1.39 \times 10^6$  m/s、平均自由行程  $l_\infty = 52$  nm で与えられる。添え字  $\infty$  は、バルクでの値であることを示している。式 46 は、Drude 分散式と比較して、同じ構成をとっており、第 2 項、第 3 項に、補正項  $1/(\omega^2 + \Gamma(a)^2)$  が追加された形になっている。この項は、微粒子界面に於ける電子散乱の影響に対応していると考えられる。微粒子粒径が、電子の平均自由行程よりも小さくなると、微粒子界面に於ける電子散乱の影響が無視できなくなり、減衰項が増加することが、誘電率のサイズ依存性をもたらす原因と考えられる。

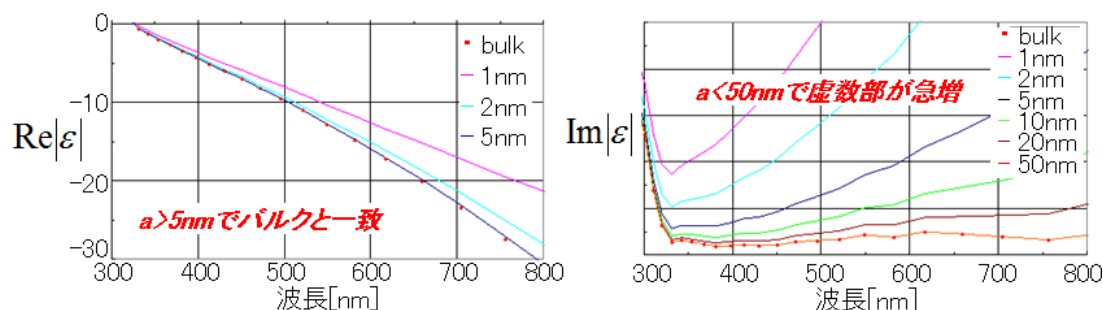


図 72 Ag 微小球の複素誘電率・波長依存性

Okamoto らの式を用いて、銀 (Ag) 微粒子の複素屈折率を計算した結果を図 72 に示す。複素屈折率のうち、実数部は、粒径 5 nm までは、バルク値と一致することから、比較的サイズ効果が小さいことがわかる。これに対し、虚数部は粒径 50 nm 以下の領域では、急速に増加することがわかる。このことは、微粒子サイズが小さくなるにしたがって、入射光に対する吸収係数が急に大きくなることを示している。図 73 に Ag 微小球の LSPR のサイズ依存性を示すが、誘電率のサイズ効果を考慮すると、50 nm 以下の粒径では、電界増強度の低下が明確に見て取れる。

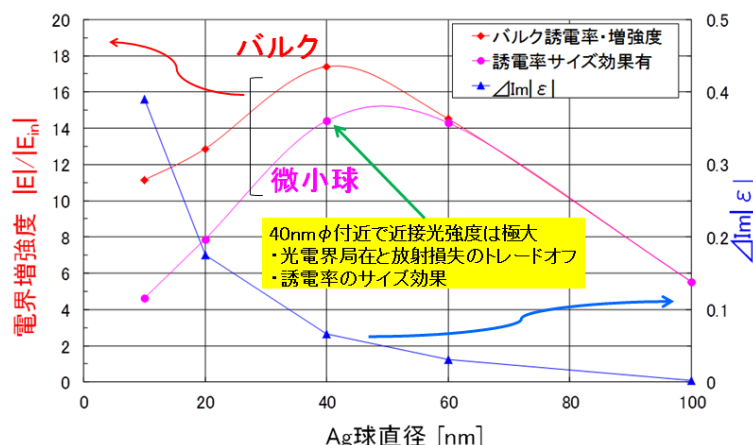


図 73 Ag 微小球における LSPR の粒子径依存性

上記の議論は、誘電率というマクロな物理量を定義していることから、マクスウェル方程式を前提にした古典的な議論であるが、それでも、50 nm 以下の微粒子に対しては、誘電率・虚数部に関し、補正をかけないと大きなズレが生じてしまうことがわかる。これは、プラズモンアンテナの設計においても、十分考慮すべきことである。

## 5.1.2 ナノ銀微粒子・二連球配列での局所プラズモン共鳴と近接場光

### 5.1.2.1 FDTD 法による数値解析

今までは、銀微粒子球 1 個（単球）での表面プラズモン共鳴について、論じてきたが、次に、銀微粒子球 2 個が連なっている状態（二連球）での局所プラズモン共鳴について論じる。

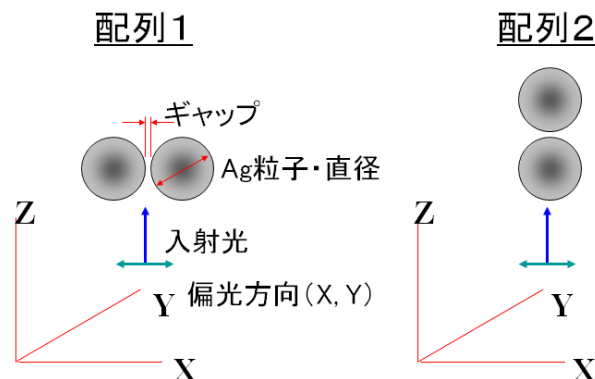


図 74 銀・二連球の配置

図 74 に、2 個の銀微粒子球が連なっている状態（二連球）を模式的に示す。入射光の進行方向を  $Z$  軸、入射光電界の振動方向を  $X$  軸、あるいは  $Y$  軸とする。配列 1 においては、2 個の銀微粒子球は、 $X$  軸方向に並んでいるものとする。一方、配列 2 においては、2 個の銀微粒子球は、 $Z$  軸方向に並んでいるものとする。

$X$  偏光、あるいは  $Y$  偏光の場合の、二連球の近接光強度を図 75 に示す。 $X$  偏光の場合、電界振動方向（ $X$  方向）に銀微粒子球がギャップを介して配置されている。この場合、電場  $X$  成分は著しい増強を示すが、直交する  $Y$ 、 $Z$  成分は比較的電界増強は少ない。一方、 $Y$  偏光の場合、電界  $Y$  成分のみ弱い電界増強を示すが、 $X$ 、 $Z$  成分は電界増強をほとんど示さない。

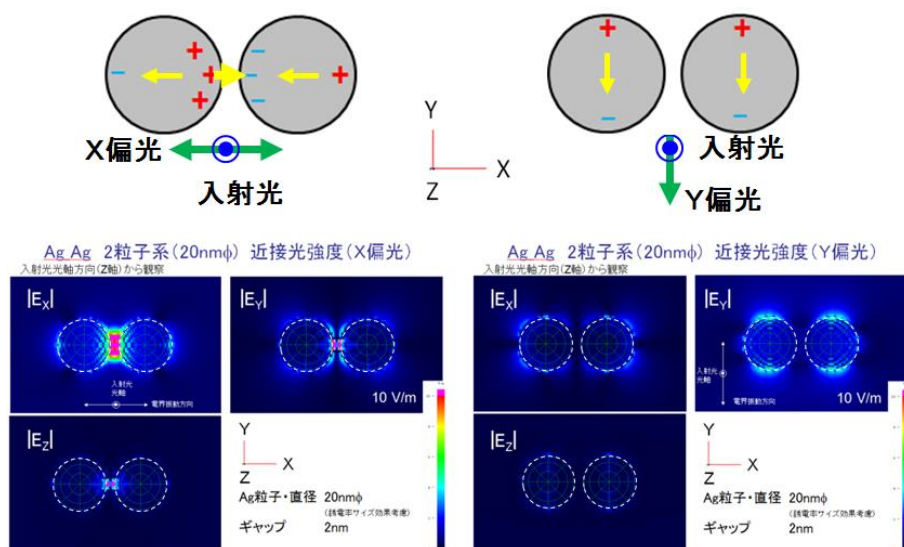


図 75 銀・二連球（配列 1）の近接場光強度



これは、印加された電界に対する球内の電気双極子の発生を考えることで説明できる。1 個の銀微粒子内で、印加電界方向に電気双極子が作られる。 $Y$  偏光の場合には、2 個の微粒子の電気双極子は平行に並び、お互いに大きな相互作用は及ぼさない。これに対し、 $X$  偏光の場合には、2 個の微粒子の電気双極子は直列に並ぶことにより、球間のギャップにおいては、大きな誘導電荷の発生が生じ、その結果、ギャップ間に大きな電気双極子が作られることになる。

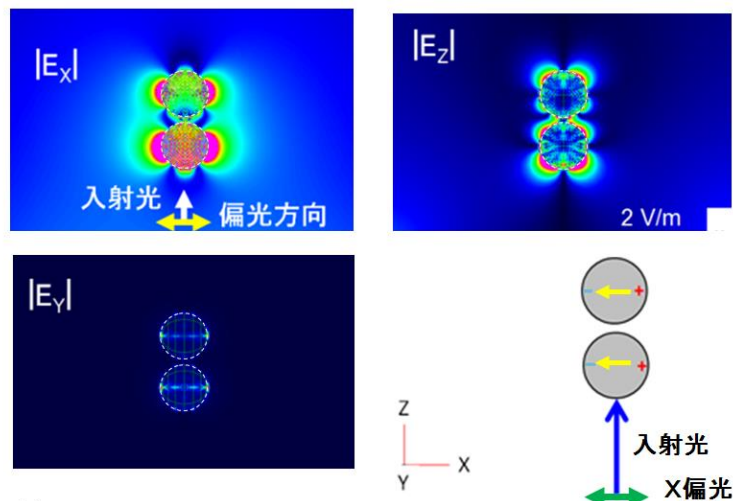


図 76 銀・二連球（配列 2）の近接場光強度

配列 2 での近接光・電界強度分布を図 76 に示す。入射光の進行方向を  $Z$  軸、電界振動偏光を  $X$  軸（ $X$  偏光）にとっている。配列 2 においても、2 個の微粒子の電気双極子は平行に並び、お互いに大きな相互作用は及ぼさない。配列 1 における  $Y$  偏光入射とほぼ同等といえる。ただ、入射側の粒子において、より大きな双極子が発生するとともに、 $Z$  成分も若干発生していることから、2 個の微粒子の双極子間で相互作用が生じていると考えられる。

#### 5.1.2.2 二連球系の局所プラズモン共鳴解析解

M. Schmeits & L. Dambly は 2 粒子系の局所プラズモン共鳴モードについて解析的に解いている [113]。図 77 に示す解析モデルにおいて、2 球間の近接場相互作用は、式 48 で表わされる。

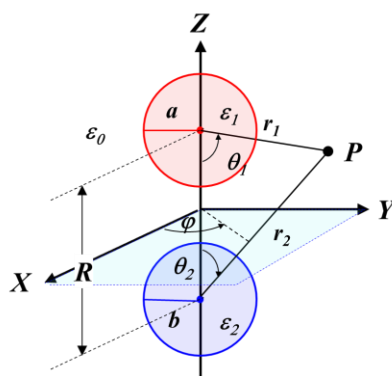


図 77 二連球の近接場光相互作用の解析モデル



$$q^{(1)} = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^{m=+l} \left[ \frac{r_1}{a} \right]^l A_{lm} Y_{lm}(\theta_1, \varphi) \quad \text{for } r_1 < a$$

$$q^{(2)} = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^{m=+l} \left[ \frac{r_2}{b} \right]^l D_{lm} Y_{lm}(\theta_2, \varphi) \quad \text{for } r_2 < b$$

式 48

$$q^{(3)} = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^{m=+l} \left[ \left[ \frac{r_1}{a} \right]^{l+1} B_{lm} Y_{lm}(\theta_1, \varphi) + \left[ \frac{r_2}{b} \right]^{l+1} C_{lm} Y_{lm}(\theta_2, \varphi) \right] \quad \text{elsewhere}$$

$$Y_l^m(\theta, \varphi) = P_l^m(\cos \theta) \cdot e^{im\varphi}$$

式 49

球直径を  $a$ 、2つの球の中心間距離を  $R$  とすると、2粒子系の局所プラズモン共鳴モードは、 $a$  と  $R$  をパラメーターとする球面調和関数（式 49）で表わされる。局所プラズモン共鳴モードは、中立面に対し、対称、非対称モードに分かれる。図 78 に共鳴モードの一例を示す。共鳴モード次数を  $q$  とし、その共鳴周波数を  $\omega_q$ 、銀のプラズモン共鳴周波数を  $\omega_p$  とする。規格化した  $q$  次共鳴周波数  $\omega_q / \omega_p$  は、非対称モードにおいては、球中心間距離  $R$ （ギャップ長）が小さくなるにつれ、低減（共鳴周波数の長波長化）し、対称モードにおいては、 $R$  が小さくなるにつれ、増加（共鳴周波数の短波長化）が起きる。

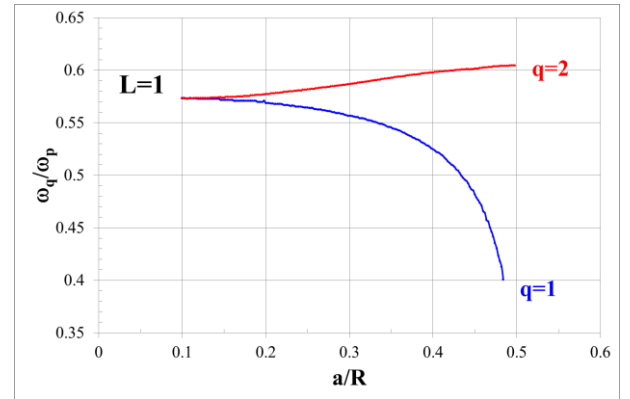
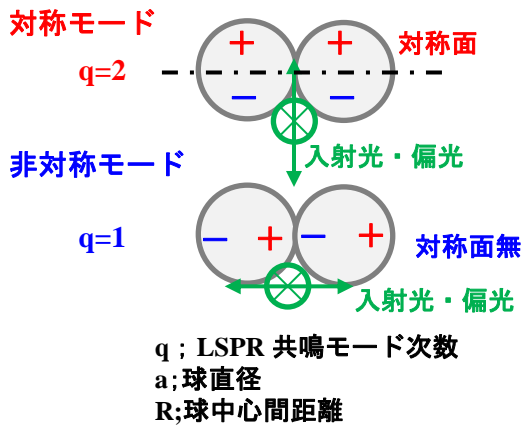


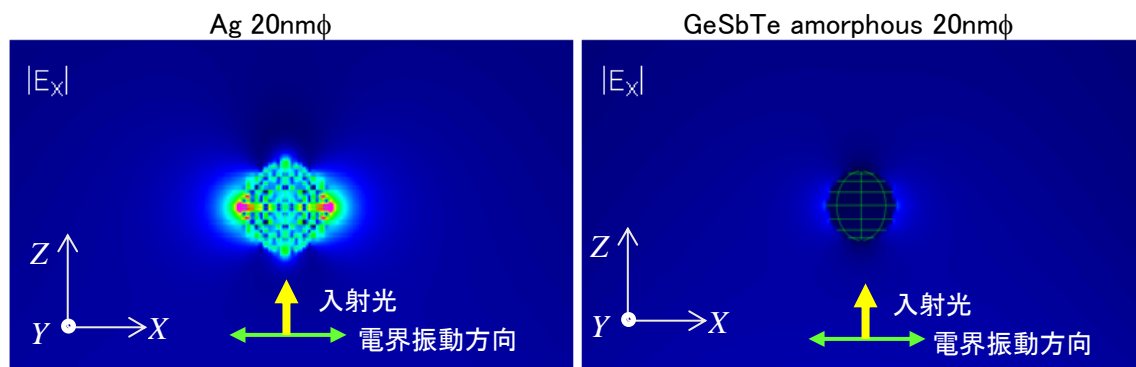
図 78 二連球での共鳴モード（解析解、文献[53]から引用）

その理由として、非対称モードにおいては、二球の中立面に対し、非対称に正・負電荷が球内に分布し、静電ポテンシャルが低下、より安定な状態をとる。二球の電荷は、対をなし、安定な電気双極子を作ることになる。静電ポテンシャルが低下する結果として、共鳴波長は長波長化する。一方、対称モードでは、二球の中立面に対し、対称に正・負電荷が球内に分布し、静電ポテンシャルが増加、より不安定な状態をとる。その結果、共鳴波長は短波長化する。

さきに、FDTD 法で示された状態は、解析解でいうところの 1 次非対称モードが支配的に発生している状態であることがわかる。このとき、ギャップを挟んで、正・負電荷対が近接して発生するので、極めて大きな電気双極子が、ギャップ付近に発生することがわかる。

### 5.1.2.3 相変化ナノ微粒子での近接場光発生

今まで可視光域で LSPR を示す Ag ナノ微粒子について論じてきたが、次に相変化ナノ微粒子の近接場光について報告する。まず相変化ナノ微粒子近傍の近接場光につき、Ag 微粒子と同様に FDTD 法で解析を行った。図 79 に、Ag、相変化 (GeSbTe, アモルファス) 微粒子 (20nm $\phi$ ) の近接場光の比較を行った、入射光は、図の Z 軸方向に入射し、電界振動方向は、X 軸方向 (X 偏光) である。入射光の波長は Ag 20 nm $\phi$  微粒子の LSPR 共鳴周波数である 368 nm、電界強度は 1 V/m である。Ag 微粒子と比較すると、GST 微粒子の近傍の近接場光強度は極く微かなものである。



入射波 波長 368nm、電界強度 1V/m

図 79 近接光強度の比較； Ag 及び GST 微小球 (20nm $\phi$ )

図 80 に、同条件でのそれぞれの微粒子近傍の近接場光強度の X 軸方向分布 (Z=0、球中心を通る) を示す。誘電率に関しては、サイズ依存性を考慮し。まず、Ag 微粒子の半径方向の近接場電界強度をみると、Ag 微粒子球/空気界面で、およそ 8 倍の電界増強が起こる。球から外の電界強度は、 $1/r^3$  で急速に減衰する。これは先にみた近接場光の性質と合うものである。また球内での電界増強が起きていることも、局所プラズモン共鳴の特徴で、球内の電荷分布振動に対応するものと考えられる。一方、GeSbTe 微粒子においては、球内での電界強度増強はほぼ見られない。球界面で電界増加がみられるが、増強度としては、1.2 倍程度である。これらの結果から、GeSbTe 微粒子では局所プラズモン共鳴も生じておらず、それに伴う球近傍の電界増強もほとんど見られない。

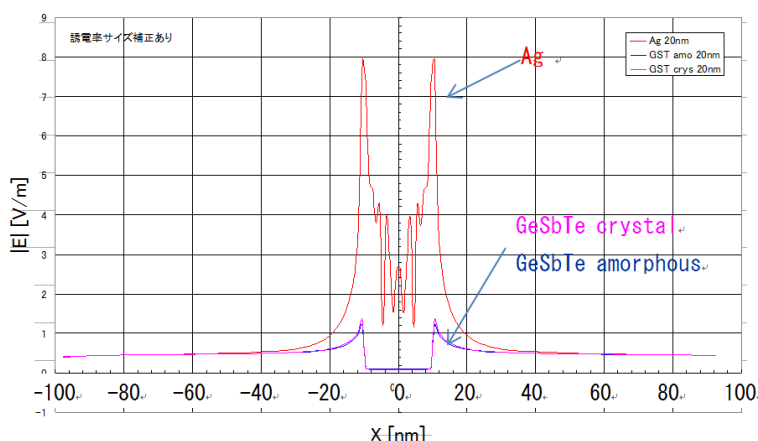


図 80 Ag、GeSbTe 微粒子 (20nm $\phi$ ) 近傍の近接場光分布

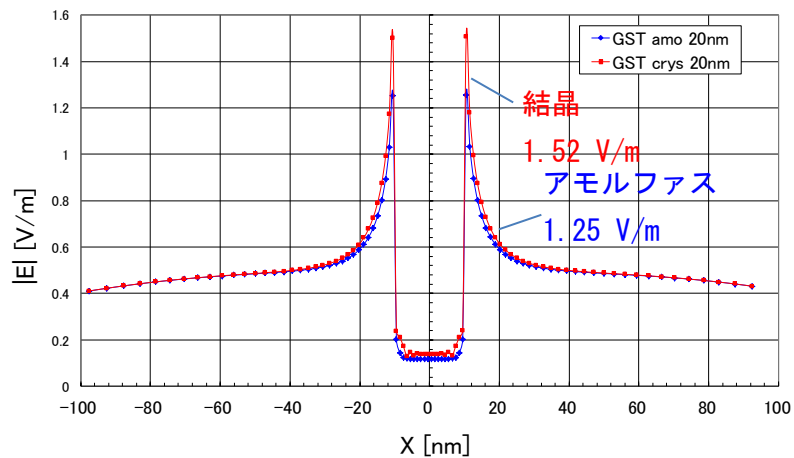


図 81 GeSbTe 微粒子 (20nmφ) ・相変化に伴う近接場光強度の比較

同一条件の入射光に対する、GeSbTe の結晶／アモルファス状態での近接場光強度を比較した。図 81 にその結果を示す。GeSbTe 微粒子界面での電界強度は、結晶、アモルファスでそれぞれ、1.52 V/m、1.25 V/m であった。結晶の方が 20 %程度大きい。これは、近接場光による GeSbTe 微粒子からの再生信号を生成する際、信号強度の大きさを決めるひとつの目安となる。

### 5.1.3. 散乱断面積計算による共鳴の振る舞い (FDTD)

今までナノ微粒子近傍で発生する近接場光・電界／パワー分布についての FDTD 解析結果につき説明したが、この近接場光を直接観察するには、近接場光顕微鏡による以外の方法はなく、実際の記録再生時には、ナノ微粒子・近接場光に起因する遠方場を用いることになる。そこで、ナノ微粒子が発生する遠方場（散乱光分布）を計算し、近接場起因の遠方場の特性について、FDTD 法を用いて計算した。Ag 微小球に関して、単球、二連球の特性を計算し、Ag ナノ微粒子の LSPR と散乱光特性との相関について調べた。

#### 5.1.3.1 単球における散乱光特性

図 82 に金属微小球による散乱光（遠方場）の計算モデルを示す。Z 方向に進行する入射光（電磁波）が、金属微小球により散乱され十分遠方に作る電磁場（散乱光場）は、金属微小球を取り囲む領域（等価電磁流領域）の表面で、等価電磁流のキルヒホッフ積分を行うことにより求めることができる [114]。すなわち、金属微小球の近接場 ( $E, H$ ) は、等価電磁流領域表面  $A$  に等価電磁流  $J_s = (n \times H)$ ,  $M_s = (n \times E)$  を引き起こす。まず、表面  $A$  において式 50 に示した 2 つのキルヒホッフ積分を行う。

$$\begin{aligned} W(\omega) &= -i\omega/(4\pi Rc) \cdot \exp[i\omega R/c] \int_A (n \times H) \cdot \exp[-ik_0 R \cdot R'/R] dA', \\ U(\omega) &= -i\omega/(4\pi Rc) \cdot \exp[i\omega R/c] \int_A (E \times n) \cdot \exp[-ik_0 R \cdot R'/R] dA'. \end{aligned} \quad \text{式 50}$$

式 50 のキルヒホッフ積分を使い、各角度 ( $\theta, \phi$ ) 方向の遠方場電界成分は、式 51 で与えられる [105]。

$$\begin{aligned} E_\theta &= -Z_0 W_\sigma U_\phi \\ E_\phi &= -Z_0 W_\phi U_\theta \end{aligned} \quad \text{式 51}$$

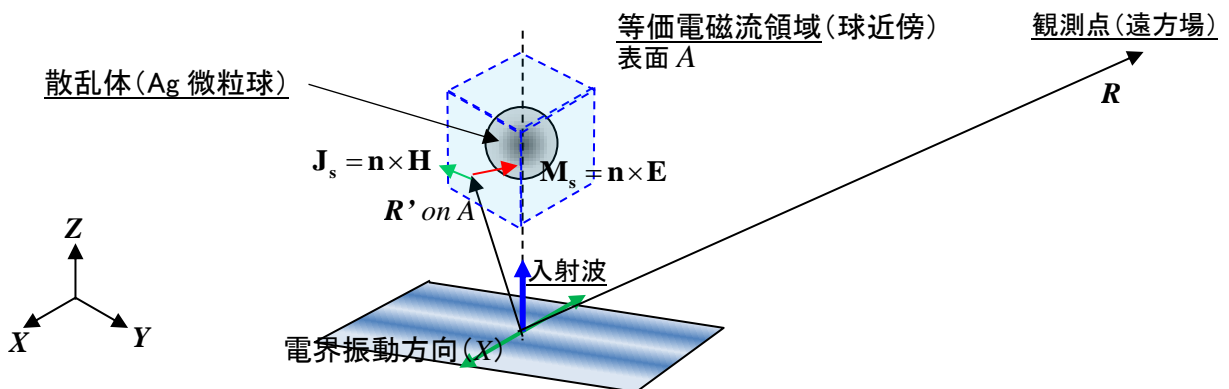


図 82 ナノ微粒子からの散乱光・計算モデル

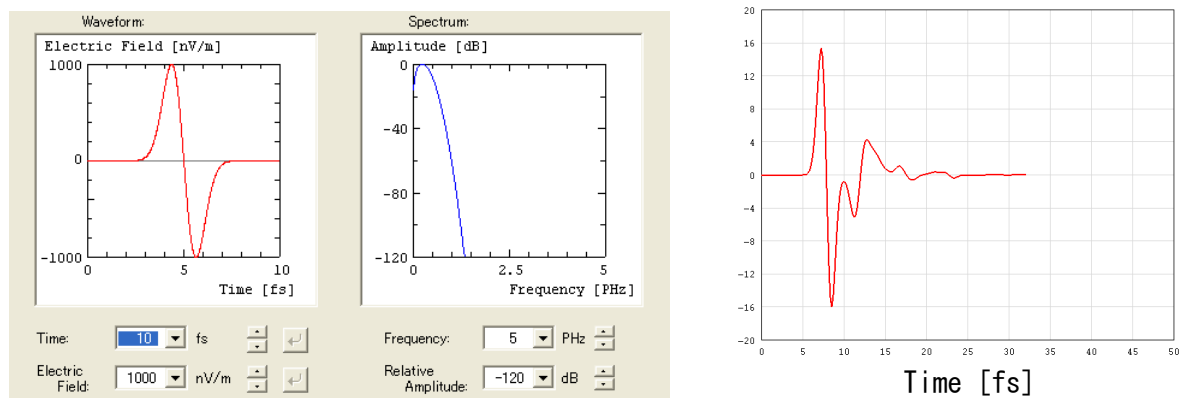


図 83 励振波波形・スペクトラム

以上の原理に基づき、使用した FDTD ソフトウェアでは、多周波数成分を持つパルス状電磁波を入力として与えている。図 83 に計算に用いた励振波波形及び周波数スペクトラムを示す。励振波としては微分ガウス波を用いており、周波数帯域は 200 THz～1300 THz（波長 230 nm～1500 nm）である。これにより、応答としての散乱場の周波数特性を知ることができる。

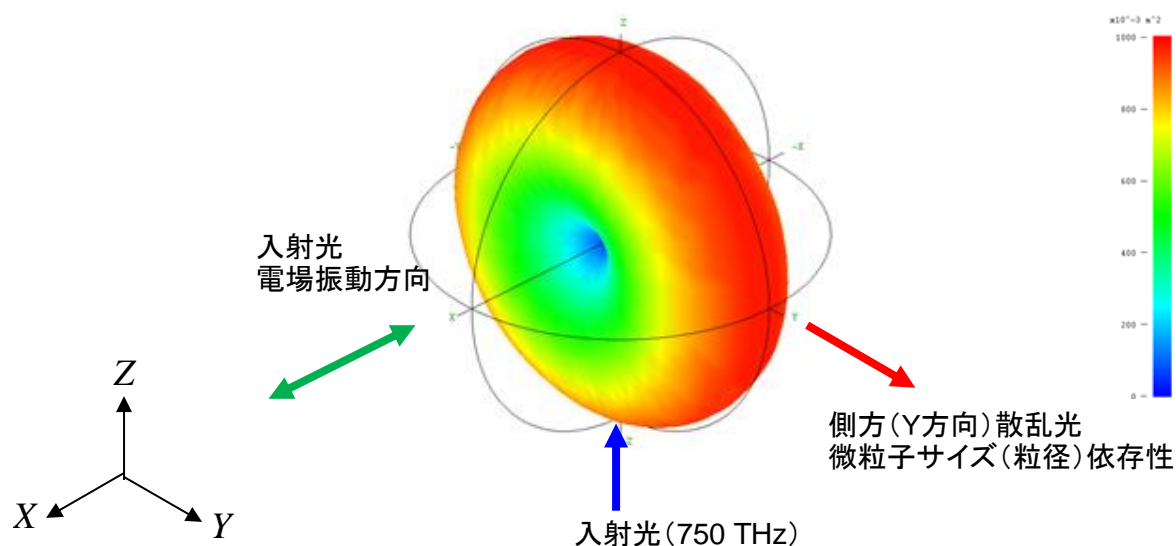


図 84 散乱断面積の角度依存性

図 84 に計算結果として得られた散乱断面積の角度依存性を示す。この図においても入射光の進行方向を Z 軸、電界振動方向を X 軸にとる。このとき FDTD で計算された散乱断面積は、入射光の電界振動方向（X 軸）を中心軸としたドーナツ状の形状をとり、側方（Y 軸）方向において散乱断面積は最大になる。

この散乱断面積の角度依存性は、X 軸方向に配置された電気双極子の散乱断面積と定性的に一致することがわかる。すなわち、ナノ微小球の散乱で発生する遠方場の振る舞いは電気双極子場として捉えればよいことがわかる。以下の議論では、図 84 の配置で計算された側方散乱場強度で議論を進める。

図 85 に Ag 微小球（20nmφ）の側方散乱断面積の入射光・波長依存性を示す。Ag の誘電率分散に関しては、Drude 分散式でよく近似されることが知られているため、400nm での値から、Drude 分散式から各波長の値を導出して計算した。表に計算に用いた Ag の複素誘電率を示す。

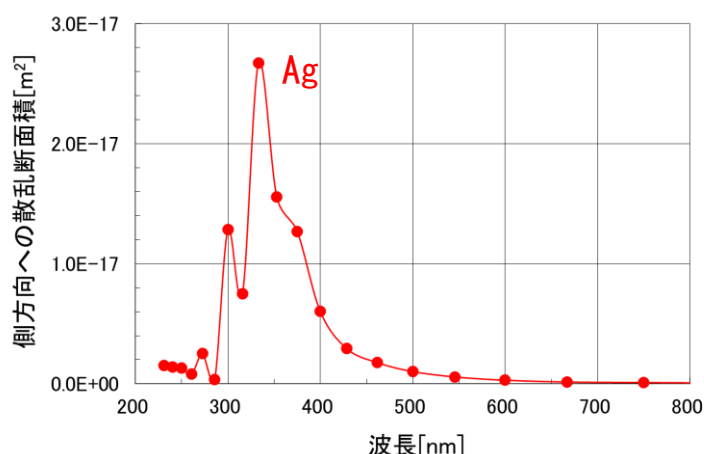


図 85 Ag 微小球（20nmφ）側方断面積の波長依存性

材料	複素屈折率・実数部 $n$	複素屈折率・虚数部 $k$	測定波長 [nm]
Ag	0.173	1.95	400

Ag 微小球は、波長 350nm 付近で鋭いピークを示し、この波長で局所プラズモン共鳴が生じていることを示しており、近接場強度の変化から求めたピーク波長と整合していることが確認できた。このことから、誘電率の分散が Drude 分散式に従う場合には、今回求めた計算ツールで求められる散乱断面積の入射光波長依存性からも、Ag 微小球における表面プラズモン共鳴に係る状況を把握できることがわかった。

### 5.1.3.2 二連球における散乱光特性

Ag 二連球の近接場光解析で述べたとおり、入射光電界により Ag 球内に形成される電気双極子は、2つの Ag 球の配列で大きく異なる。まず、Ag 二連球に対する散乱断面積の計算を行い、近接場光強度と、遠方場である散乱光との関係を調べた。図 86 に示した Ag 二連球配列に対し、散乱断面積の計算を行った。

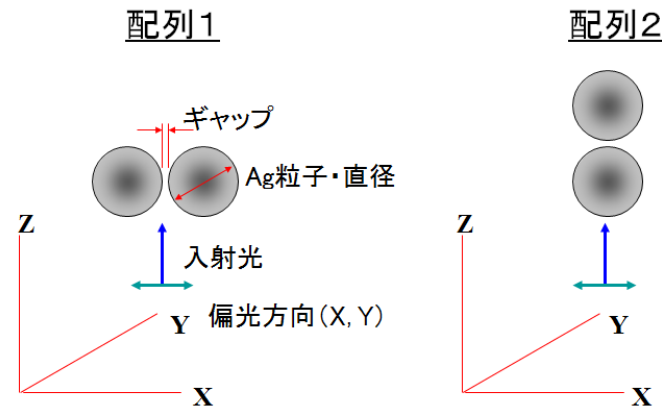


図 86 Ag 二連球・配置（再掲）

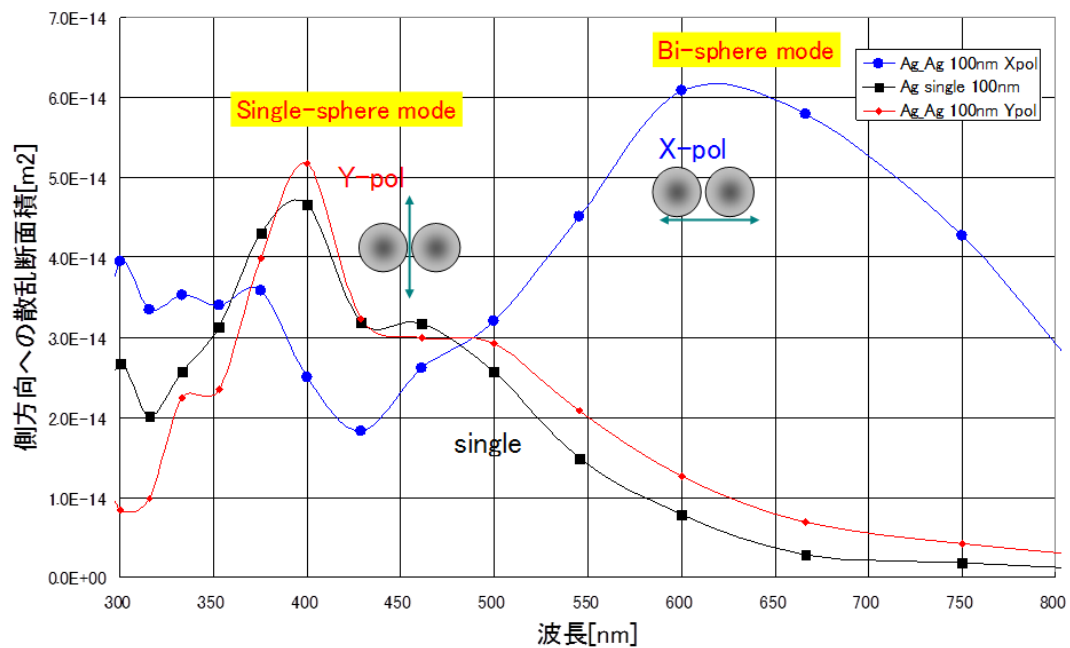


図 87 Ag 二連球 (100 nmφ)・配列 1 の散乱断面積；入射光の偏光依存性



図 87 に Ag 二連球の配列 1 での散乱断面積を示す。また、入射光の偏光（電界振動方向）に関しては、 $X$  偏光（球の配列方向）及び  $Y$  偏光（球の配列方向と直交）の 2 条件について調べた。その結果、 $Y$  偏光に関しては、共鳴波長、波長スペクトラム波形とも、単球のものと一致したのに対して、 $X$  偏光では共鳴波長の長波長化が明確に現れている。

これは Ag 二連球の近接場光強度（図 75、図 76）で見たように、 $Y$  偏光では、個々の Ag 微小球で生成される電気双極子が並列で並び、お互いに相互作用をほとんど及ぼさないのに対して、 $X$  偏光では、球内の電気双極子が直列に並び、双極子間相互作用により低エネルギー化（安定化）することによって、共鳴波長が長波長化したことと対応している。このように、近接場光強度と散乱光（遠方場）とは直接的な関係があることがわかった。

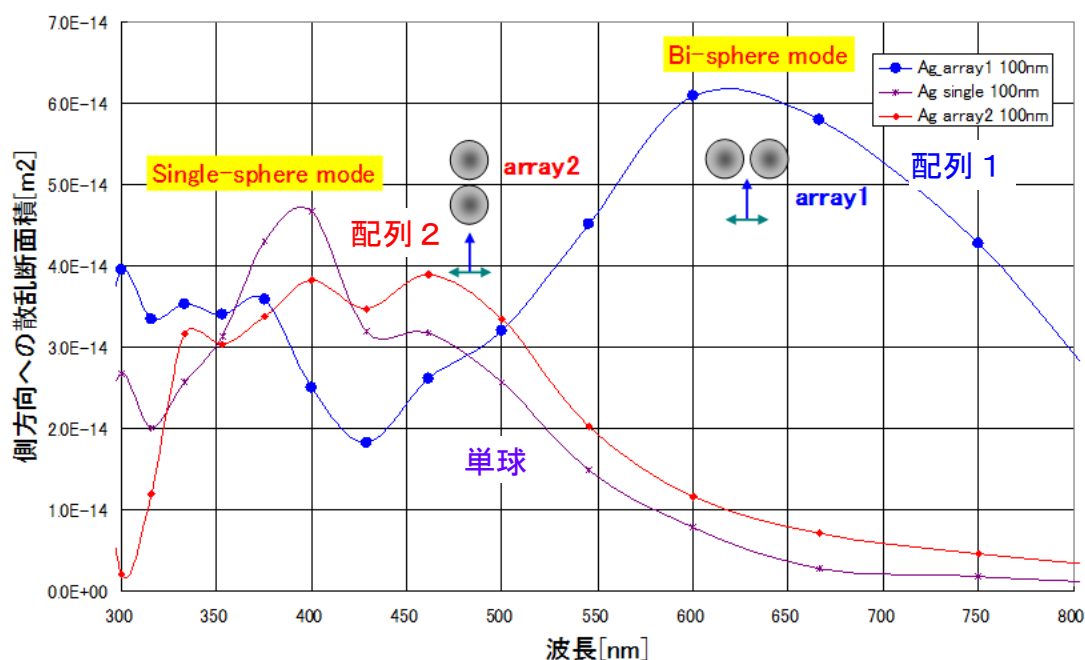


図 88 Ag 二連球・散乱断面積の配列による比較

図 88 に  $X$  偏光入射に対する Ag 二連球の散乱断面積と配列 1 / 配列 2 との関係を示す。単球（紫色）に対し、配列 1（青色）の共鳴波長は長波長化していたが、配列 2（赤）では、再び単球と波長プロファイルが類似のものとなる。ただ、共鳴波長ピークは単球のものほど明確には現れていない。これは配列 2 の近接場光強度が、単球のものと類似であったが、平行に並んだ電気双極子間に相互作用があり、入射側の電気双極子の方が大きくなっていることと対応していると思われる。

### 5.1.3.3 フレーリッヒ共鳴式に基づく LSPR に適した相変化材料の探索

ここで、相変化材料からなる微小球に対し、フレーリッヒの式（LSPR 共鳴条件）に基づいて、LSPR の起こりやすさについて考察した。一様電界／空気中の微小球の分極率 $\alpha(\omega)$ は、微小球の半径 $a \ll$  波長 $\lambda$ であるとき、微小球の複素誘電率を $\varepsilon(\omega)$ 、真空誘電率を $\varepsilon_0$ とすると式 52 のとおり表わされる。

$$\alpha(\omega) = 4\pi\varepsilon_0 \left( \frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{\varepsilon + 2\varepsilon_0} \right) a^3 \quad \text{式 52}$$

比誘電率 $\varepsilon_r$ は、複素屈折率 $n' + in''$ を用いて式 53 のように表わされる。

$$\begin{aligned} \varepsilon_r &= \varepsilon_r' + i \varepsilon_r'' = (n'^2 - n''^2) + 2in'n'', \\ \varepsilon_r' &= n'^2 - n''^2, \quad \varepsilon_r'' = 2n'n''. \end{aligned} \quad \text{式 53}$$

従って、 $\alpha(\omega)$  は複素屈折率を用いて式 54 のように表すことができる。

$$\alpha = 4\pi\varepsilon_0 \left( \frac{\varepsilon_r - 1}{\varepsilon_r + 2} \right) a^3 = 4\pi\varepsilon_0 \left( \frac{n'^2 - n''^2 - 1 + 2i \cdot n'n''}{n'^2 - n''^2 + 2 + 2i \cdot n'n''} \right) a^3 \quad \text{式 54}$$

上式から、微小球・分極率のうち、複素屈折率のみが寄与する項 $\alpha_0$ を式 55 のように定義する。

$$\alpha_0 \equiv \left| \frac{n'^2 - n''^2 - 1 + 2i \cdot n'n''}{n'^2 - n''^2 + 2 + 2i \cdot n'n''} \right| = \frac{(n'^2 - n''^2 - 1)^2 + 4n'^2 n''^2}{(n'^2 - n''^2 + 2)^2 + 4n'^2 n''^2} \quad \text{式 55}$$

式 55 を用いて、 $\alpha_0$  の複素屈折率 $n'$ 、 $n''$ 依存性計算し、3次元プロットしたグラフを図 89 に示す。まず、図 80a に、 $\alpha_0$  に関し対数プロットしたグラフを示す。 $n' = 0$ 、 $n'' = 2$  の場合は、前節で述べたフレーリッヒ条件であり、局所プラズモン共鳴励起に対応している。また、 $n' = 1$ 、 $n'' = 0$  の場合は、空気（真空）に対応し、 $\alpha_0 = 0$  となる。これら 2 つの特異点以外の領域では、 $\alpha_0 \sim 1$  程度の値を示す。また図中に銀（Ag）の $\alpha_0$  の波長依存性をプロットした。これから Ag は $\lambda = 364$  nm のときには極大値 $\alpha_0 = 37.0$  を示し、その起源として局所プラズモン共鳴であると考えられる。

また相変化材料として、 $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$  及び  $\text{Ag}_4\text{In}_{11}\text{Sb}_{57}\text{Te}_{28}$  を選び、結晶及びアモルファス相其々の $\alpha_0$  の波長依存性を図 80b に示した。一般的な傾向として、短波長側の方がより大きな $\alpha_0$  を示すことがわかる。このなかでは、 $\text{Ag}_4\text{In}_{11}\text{Sb}_{57}\text{Te}_{28}$  が波長 400nm の入射光に対して最も大きい値を示した。しかしながら、 $\alpha_0$  は高々 $\sim 1$  程度にすぎず、色々な相変化材料において検討する必要があると思われるが、概して相変化材料そのものの電界増強効果は期待できず、アンテナによる増強によってほぼ決まるものと考えてよいようである。

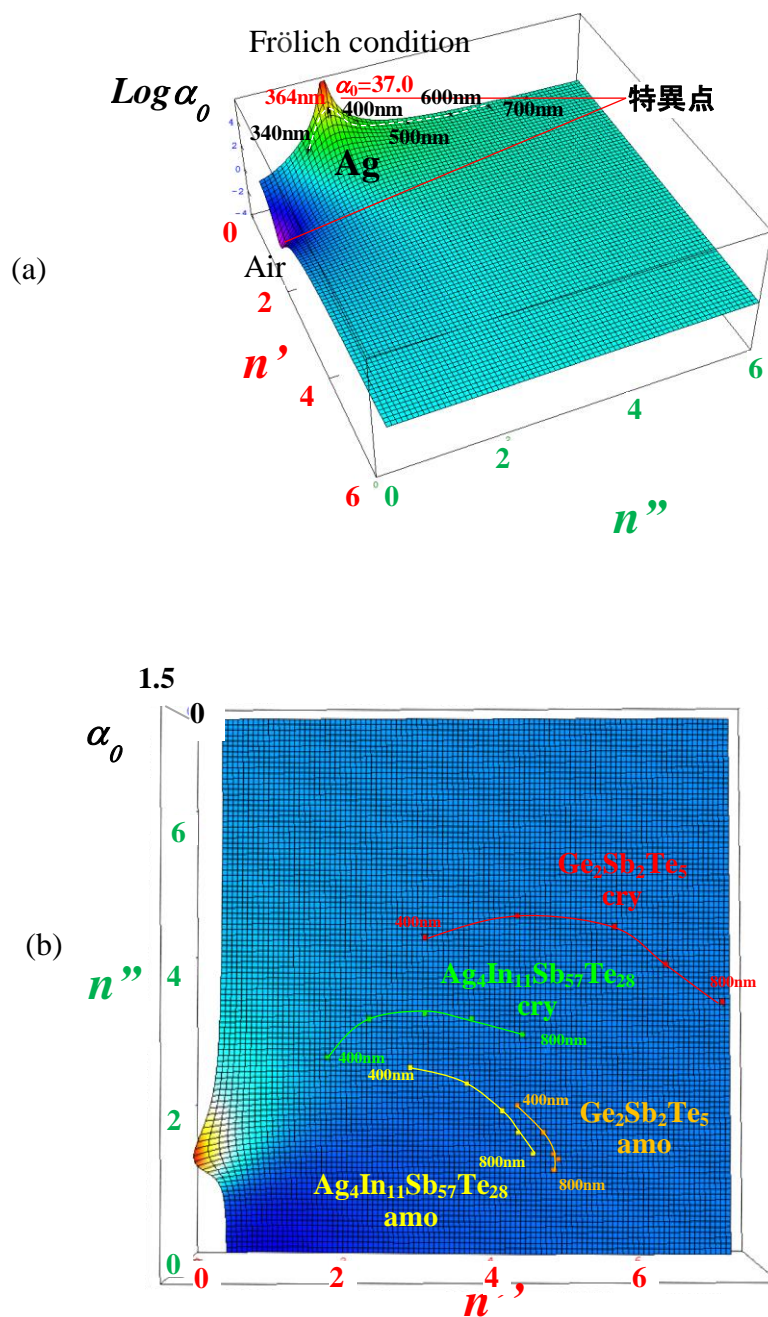


図 89 相変化微小球の電界増強効果

波長[nm]	$\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$		$\text{Ag}_4\text{In}_{11}\text{Sb}_{57}\text{Te}_{28}$	
	結晶 (cry)	アモルファス (amo)	結晶 (cry)	アモルファス (amo)
400	1.063	0.842	1.195	0.933
500	1.006	0.829	1.093	0.867
600	0.970	0.818	1.002	0.833
700	0.950	0.813	0.956	0.815
800	0.940	0.806	0.922	0.803

表 18 分極率・複素屈折率依存項  $\alpha_0$  の波長依存性

## 5.2 FDTD 法によるプラズモン・アンテナ（Bowtie 型、Triangle 型）の近接場光解析

### 5.2.1 概要

プラズモンアンテナで発生する近接場光が、パターンドメディアを構成する相変化ナノ微粒子とどのように近接場光相互作用するか、また相変化ナノ微粒子がどのように加熱されるかを調べるため、有限時間差分領域法（Finite Differential Time Domain method; FDTD）による電磁場・熱連成解析を行った。解析を行った系の概念図を図 90 に示す。金属で形成されたプラズモンアンテナ構造に、直線偏光を入射する。偏光方向の電界振動に伴い、プラズモンアンテナ構造において、表面プラズモン共鳴（SPR）、あるいは、局所表面プラズモン共鳴（LSPR）が生じ、アンテナ先鋭部において、避雷針効果により著しい電界集中が生じる。このうち局在波成分により、アンテナ先鋭部に局在光スポット（近接場光）が形成される。

一方、記録媒体の方は、通常の光ディスクとは異なり、相変化材料で形成された直径数 10nm のナノ微粒子が 2 次元規則配列構造をとっている（ナノ微粒子アレイ媒体）。アンテナの局在光スポット径が十分小さければ、媒体の相変化ナノ微粒子 1 個 1 個と近接場光相互作用を生じ、その結果、相変化ナノ微粒子の選択的加熱が生じることが考えられる。

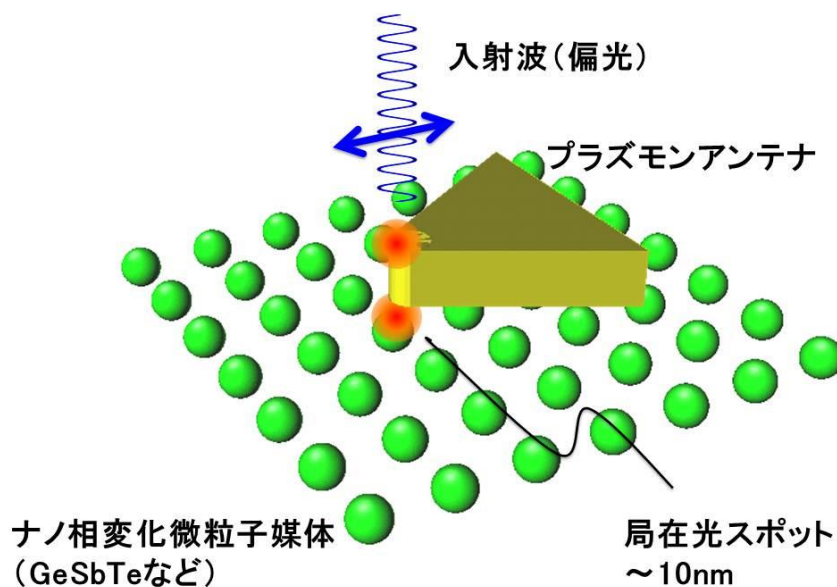


図 90 プラズモンアンテナ／相変化ナノ微粒子媒体構造

### 5.2.2 計算条件

プラズモンアンテナで生じる近接場光の諸特性について、FDTD 法を用いて解析を行った。解析に用いた FDTD ツールは、(株) 富士通の Poynting OPT [109] である。図 91 には、FDTD 法で用いた計算モデルの概要を示す。

ソルバー: 富士通(株)製 Poynting for Optics

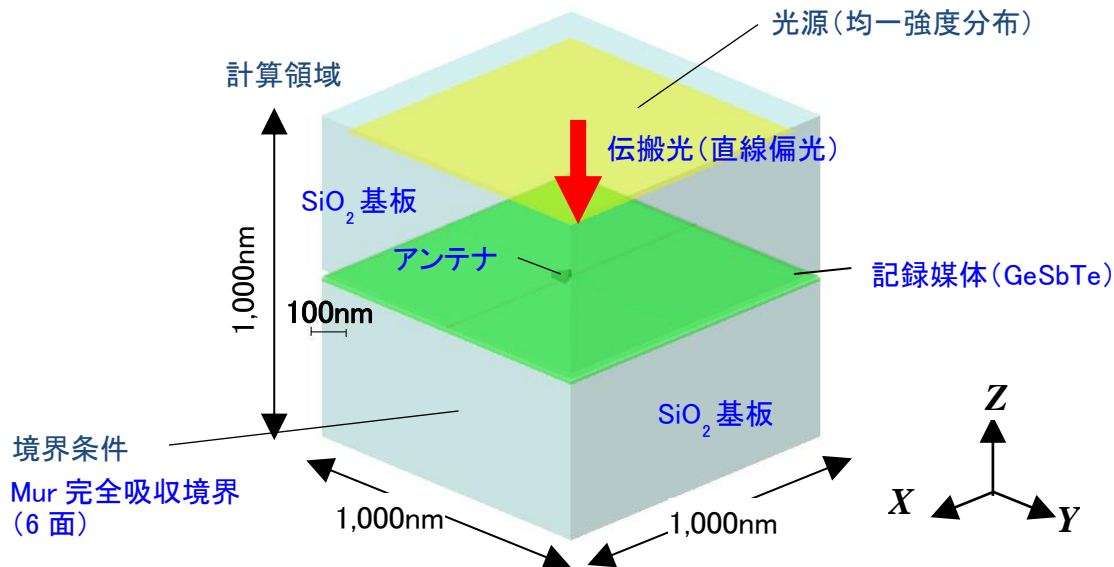


図 91 FDTD 法計算モデルの概念図

項目	値
入射光	波長 (λ)
	単一波長 (400nm~800nm)
	偏光
	直線偏光 (X 方向)
	電場強度
プラズモンアンテナ	強度分布
	均一強度分布
	光軸位置
	X=Y=0、Z 軸方向
	Triangle 型、Bowtie 型
Bowtie ギャップ	アンテナ材質
	Ag (アンテナ) / SiO <sub>2</sub> (基板)
	アンテナ長 (L)
	50 nm
	アンテナ厚 (t)
アンテナ／媒体間	20 nm
	先端曲率半径 (R)
相変化記録媒体	5 nm (nominal)
	先端角 (θ)
Bowtie ギャップ	60°
	ギャップ長 (g)
アンテナ／媒体間	5 nm
	スペーシング
相変化記録媒体	5 nm
	材質
	Ge <sub>2</sub> Sb <sub>2</sub> Te <sub>5</sub> (10nm 厚)

表 19 FDTD 法計算モデル諸元

ここでは、Triangle 型アンテナで図示している。また計算緒元を表 19 に示す。アンテナ長手方向を  $X$  軸、幅方向を  $Y$  軸、入射波の進行方向を  $Z$  軸ととっている。原点は、Bowtie 型アンテナのギャップ中心 (Triangle 型においては、先端から、2.5 nm のところに  $Z$  軸が位置している) にとっている。入射光光軸は、原点を通る  $Z$  軸と一致している。モデルの構成としては、入射光源が、 $Z=200$  nm のところに位置し、 $\text{SiO}_2$  基板／アンテナ (Ag 20 nm) ／空気 (5 nm) ／GeSbTe 層 (10 nm) ／ $\text{SiO}_2$  基板となっている。境界条件としては、1 次 Mur 吸収境界条件を計算領域 6 面に適応した。入射光は、単色 (波長  $\lambda$ ) の直線偏光であり、電界振動方向が、アンテナ長手方向になっている。

図 92 に示すとおり、Triangle 型、あるいは Bowtie アンテナ構造は、銀 (Ag) で構成された三角柱構造からなる。Bowtie 型においては、2 つの Triangle 型アンテナを、アンテナ長手方向 ( $X$  方向) にギャップを隔てて配置した構造になっている。アンテナ構造は、入射光側に配置された  $\text{SiO}_2$  基板 (図示されていない) 面に形成されている。アンテナの形状は、アンテナ長、アンテナ厚、先端角、先端曲率半径等が主なパラメーターとなる。アンテナ構造と、記録媒体表面とは、スペーシング (5 nm) を以て隔てられており、最初の計算では、相変化材料 ( $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ ) からなる均一膜構造媒体を想定した。計算精度を確保する上で、以下の項目に関し、適切な条件を求める検討を行った。

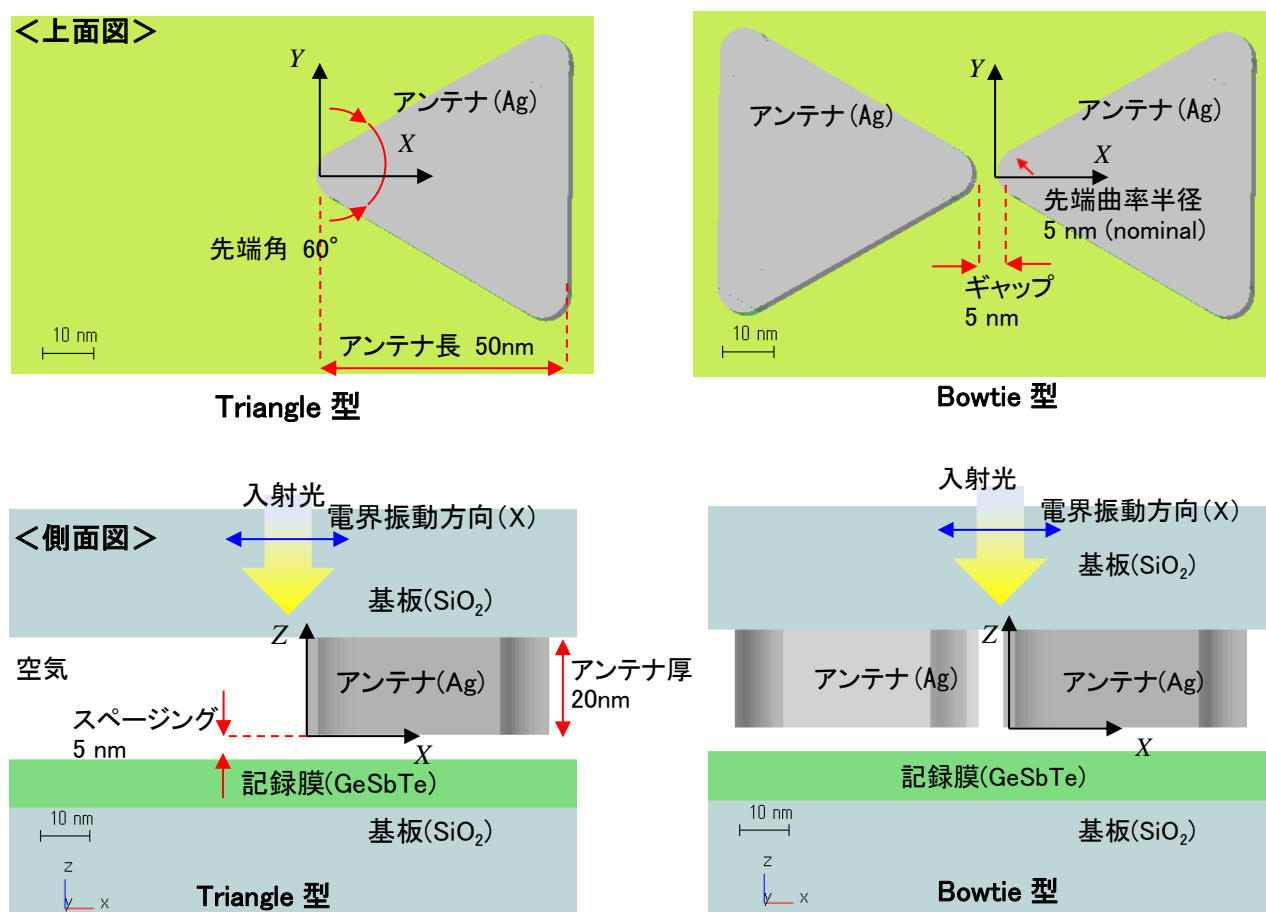


図 92 プラズモンアンテナ構造・模式図



### 5.2.2.1 計算用メッシュ（切り方、メッシュサイズ）及び収束時間

今回計算に用いた FDTD ソフトウェアでは、空間的メッシュサイズをユーザーが任意に設定できるようになっている。このため、計算対象近傍、近接場光増強が発生するであろうプラズモンアンテナ、及び相変化ナノドット近傍において、細かなメッシュを用いた。また、計算時の妥当なメッシュサイズを知るため、メッシュ分割数による計算値への影響に関して調べた。表 20 に示すように、アンテナ、ドット近傍、計算領域外周部其々メッシュサイズを変え、解の収束を確認した上で、アンテナ先端付近の電界パワー密度・X プロファイルを計算した。その結果、図 93 が示すように、一番精細メッシュ;モデル2に対し、モデル3ではプロファイルは、ほぼ一致しているもののパワーは 87.5 %程度となった。モデル2は、一番計算精度がよいものの、1条件での計算時間が3日程度かかってしまい、十分なパラメトリック解析を行うことが時間的に難しいことから、計算時間が約半分になるモデル3で検討を行うこととした。この結果、デフォルトのメッシュ分割としては、表 21 に示すメッシュ分割を採用した。一部計算では、計算の目的から若干簡素化等、修正を加えている。

#### オリジナルメッシュ

X		Y		Z	
Range [nm]	$\Delta X$ [nm]	Range [nm]	$\Delta Y$ [nm]	Range [nm]	$\Delta Z$ [nm]
-500 ~ -30	10	-500 ~ -30	10	-500 ~ -30	10
-30 ~ -10	2.5	-30 ~ -5	2.5	-30 ~ -20	2.5
-10 ~ +10	1.25	-5 ~ +5	1.25	-20 ~ +2.5	1.25
+10 ~ +60	2.5	+5 ~ +30	2.5	+5 ~ +25	2.5
+60 ~ +500	10	+30 ~ +500	10	+30 ~ +500	10
$N_x$	133	$N_y$	125	$N_z$	127

#### モデル1（外周部のメッシュサイズは、オリジナルと同一）

X		Y		Z	
Range [nm]	$\Delta X$ [nm]	Range [nm]	$\Delta Y$ [nm]	Range [nm]	$\Delta Z$ [nm]
-30 ~ -10	1.25	-30 ~ -5	1.25	-30 ~ -20	1.25
-10 ~ +10	1.25	-5 ~ +5	1.25	-20 ~ +2.5	1.25
+10 ~ +60	1.25	+5 ~ +30	1.25	+5 ~ +25	1.25
$N_x$	168	$N_y$	157	$N_z$	143

#### モデル2（外周部のメッシュサイズは、オリジナルと同一）

X		Y		Z	
Range [nm]	$\Delta X$ [nm]	Range [nm]	$\Delta Y$ [nm]	Range [nm]	$\Delta Z$ [nm]
-30 ~ -10	0.625	-30 ~ -5	0.625	-30 ~ -20	0.625
-10 ~ +10	0.625	-5 ~ +5	0.625	-20 ~ +2.5	0.625
+10 ~ +60	0.625	+5 ~ +30	0.625	+5 ~ +25	0.625
$N_x$	228	$N_y$	198	$N_z$	168

#### モデル3（モデル2の外周部メッシュサイズを粗くしたもの）

X		Y		Z	
Range [nm]	$\Delta X$ [nm]	Range [nm]	$\Delta Y$ [nm]	Range [nm]	$\Delta Z$ [nm]
-500 ~ -300	50	-500 ~ -300	50	-500 ~ -300	50
-300 ~ -100	20	-300 ~ -100	20	-300 ~ -100	20
-100 ~ -30	10	-100 ~ -30	10	-100 ~ -30	10
-30 ~ -10	0.625	-30 ~ -5	0.625	-30 ~ -20	0.625
-10 ~ +10	0.625	-5 ~ +5	0.625	-20 ~ +2.5	0.625
+10 ~ +60	0.625	+5 ~ +30	0.625	+5 ~ +25	0.625
+60 ~ +100	10	+30 ~ +500	10	+30 ~ +500	10
+100 ~ +300	20	+100 ~ +300	20	+100 ~ +300	20
+300 ~ +500	50	+300 ~ +500	50	+300 ~ +500	50
$N_x$	184	$N_y$	168	$N_z$	110

表 20 メッシュサイズ検討用モデル



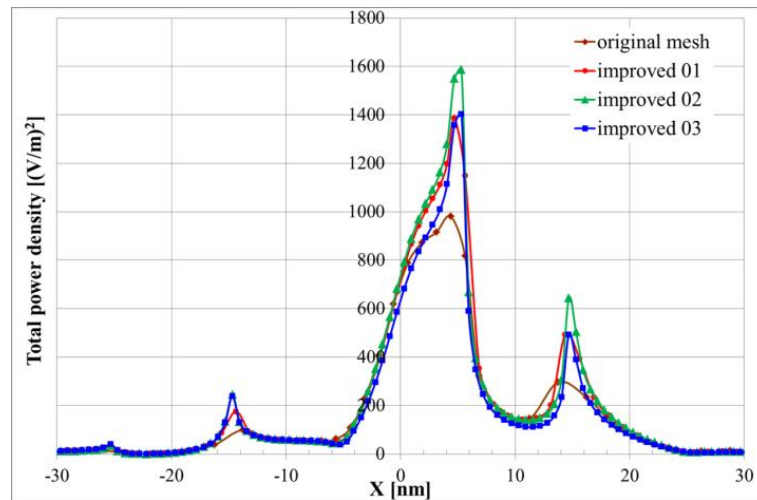


図 93 メッシュ分割による計算値の変化

X		Y		Z	
Range [nm]	$\Delta X$ [nm]	Range [nm]	$\Delta Y$ [nm]	Range [nm]	$\Delta Z$ [nm]
-500 ~ -300	50	-500 ~ -300	50	-500 ~ -300	50
-300 ~ -100	20	-300 ~ -100	20	-300 ~ -100	20
-100 ~ -30	10	-100 ~ -30	10	-100 ~ -30	10
-30 ~ -10	0.625	-30 ~ -5	0.625	-30 ~ -20	0.625
-10 ~ +10	0.625	-5 ~ +5	0.625	-20 ~ +2.5	0.625
+10 ~ +60	0.625	+5 ~ +30	0.625	+5 ~ +25	0.625
+60 ~ +100	10	+30 ~ +500	10	+30 ~ +500	10
+100 ~ +300	20	+100 ~ +300	20	+100 ~ +300	20
+300 ~ +500	50	+300 ~ +500	50	+300 ~ +500	50
$N_X$	184	$N_Y$	168	$N_Z$	110

表 21 本検討で用いたメッシュ分割（デフォルト値）

#### 5.2.2.2 解の収束性に関する検討

このメッシュ分割において、解が安定に収束するために必要な Courant–Friedrichs–Lewy (CFL) 条件 [115]で決まる時間ステップは、 $2.92 \times 10^{-19}$  sec (0.292 as)となり、デフォルトの時間ステップ値としては、この値を用いた。FDTD 法で静的な解を得るには、波源からの入射波と対象系からの反射波との干渉が定在波を作って平衡状態となるときの電磁界を求める必要がある。FDTD 法では、時間差分の累積により、時間経過を追うものであるため、平衡状態に達するまでに、ある程度時間がかかる。今回の典型的な計算モデルで解の収束性につき、検討、確認を行った。この条件の下、解の収束に関して調べたところ、図 94 に示すように、40 fs 以上の時間領域で解が 1%以内に収束することを確認した。このため、以下に示す計算において、計算時間 40 fs を設定した。

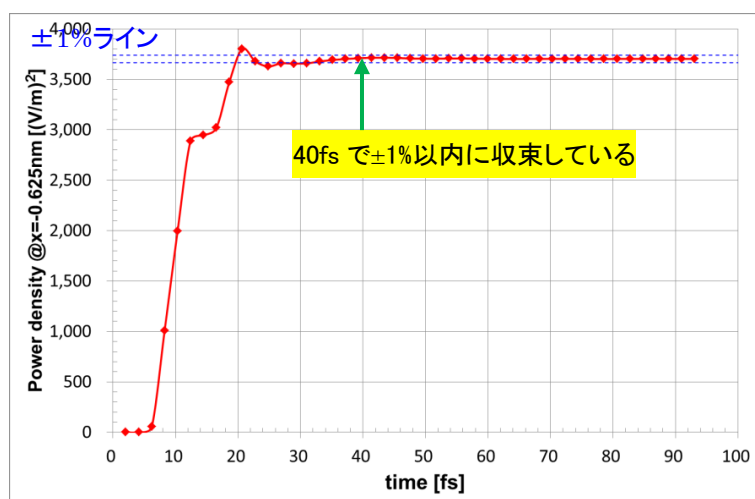
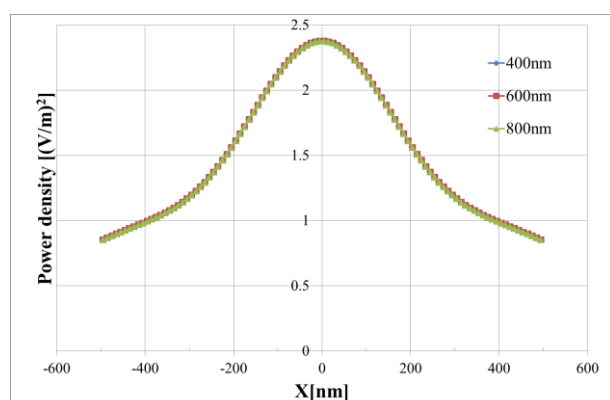


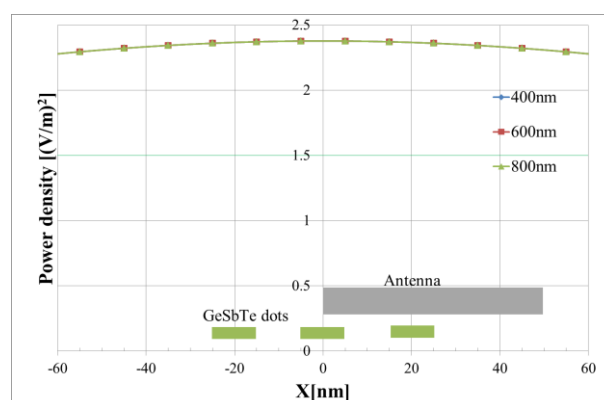
図 94 解の収束時間

### 5.2.2.3 入射光強度分布

入射光の強度分布として均一強度分布を用いた。その理由として、使用したソフトウェアにおいて、集束光源(focused beam)を用い、開口瞳孔径及び焦点距離により実効開口数(NA: Numerical Aperture)を定めようとしたが、スポットプロファイルの波長依存性が解析解と整合するか調べたところ、波長変化に伴う差違の発生、及び理論的なスポットプロファイルからの乖離が認められた。一方、均一強度分布に対し、波長依存性を調べたところ、図 95 に示すように、今回計算対象とする 400～800 nm の範囲で、同一の分布が得られることが確認できた。一方、計算領域境界で光エネルギーが大きく低下しており、計算領域、及び波源領域と吸収境界との距離等について最適化を図ったが、今のところ完全に平坦な分布にはなっていない。しかしながら、計算対象とするアンテナ及びドット近傍では、ほぼ均一の強度分布が得られていることから、均一強度分布光を用いることとした。図 95(a)は、計算領域全体、図 95(b)はアンテナ及びドット近傍での強度分布を示している。



(a)



(b)

図 95 入射光強度分布（均一強度分布）

#### 5.2.2.4 各材料の複素屈折率の分散関係

FDTD 法で電磁界解析を行う際、各材料の複素屈折率が必要となる。特に、可視光域において、金属や誘電体である GeSbTe も吸収項を持つことから、波長依存性を計算する際には、これらの分散関係を考慮する必要がある。今回、計算に用いた各材料・複素屈折率 ( $n, k$ ) の波長依存性を表 22 に示す。Ag の複素屈折率は Rakić 等の測定値 [116]、SiO<sub>2</sub> の複素屈折率は Malitson の測定値 [117]、GeSbTe の結晶／アモルファスの複素屈折率は、Dimitrov 等の測定結果 [118] を其々用いた。

波長[nm]	Ag		SiO2		GeSbTe Crystal		GeSbTe Amorphous	
	n	k	n	k	n	k	n	k
400	0.141	1.901	1.470	0.000	3.128	4.276	4.323	2.000
420	0.136	2.104	1.468	0.000	3.417	4.362	4.410	1.926
440	0.135	2.292	1.466	0.000	3.661	4.408	4.494	1.855
460	0.136	2.468	1.465	0.000	3.890	4.456	4.553	1.793
480	0.137	2.637	1.464	0.000	4.111	4.516	4.612	1.730
500	0.139	2.800	1.462	0.000	4.356	4.575	4.662	1.671
520	0.141	2.958	1.461	0.000	4.620	4.611	4.706	1.610
540	0.144	3.113	1.460	0.000	4.909	4.605	4.745	1.546
560	0.146	3.266	1.460	0.000	5.166	4.561	4.771	1.489
580	0.149	3.416	1.459	0.000	5.423	4.472	4.787	1.437
600	0.152	3.565	1.458	0.000	5.632	4.360	4.795	1.391
620	0.155	3.711	1.457	0.000	5.816	4.240	4.803	1.354
640	0.158	3.857	1.457	0.000	5.961	4.139	4.807	1.321
660	0.161	4.001	1.456	0.000	6.089	4.039	4.807	1.299
680	0.164	4.144	1.456	0.000	6.217	3.959	4.817	1.281
700	0.168	4.287	1.455	0.000	6.354	3.844	4.825	1.275
720	0.171	4.428	1.455	0.000	6.538	3.748	4.819	1.214
740	0.175	4.569	1.454	0.000	6.678	3.652	4.823	1.190
760	0.178	4.710	1.454	0.000	6.818	3.556	4.827	1.166
780	0.182	4.849	1.454	0.000	6.958	3.460	4.831	1.142
800	0.186	4.989	1.453	0.000	7.098	3.364	4.835	1.118

表 22 各材料・複素屈折率の波長依存性（分散関係）

#### 5.2.3 アンテナ形状依存性

アンテナ形状に関しては、既に様々な検討が行われており、本論文では新たな形状につき検討を行うものではない。しかしプラズモンアンテナと相変化媒体間の近接場相互作用について理解する上で、Bowtie 型、Triangle 型アンテナを例として、近接場増強が生じるメカニズムについて調べた。図 96 に Bowtie 型、Triangle 型アンテナに対して、電界パワー密度の波長依存性を計算で求めた。GeSbTe 連続膜媒体／SiO<sub>2</sub> 基板がある場合 (a) と媒体がない場合 (b) のグラフを示す。電界パワー密度の観測位置は、媒体面直上 ( $z=-4.5$  nm) とした。

まず媒体があるとき、電界パワー密度は、Triangle 型で 640 nm、Bowtie 型で 720 nm 付近で極大をとる。Triangle 型の共鳴波長は Bowtie 型よりは 80 nm 程度大きい、これは共鳴波長の長波長化 (red shift) を示すものである。Bowtie 型における共鳴波長の長波長化は、前節で示した銀微粒子・二連球の局所プラズモン共鳴 (LSPR) において、1 次非対称モードと対応しており、その長波長化と整合する結果であることがわかる。共鳴波長での電界パワー密度値は、Triangle 型の方が、Bowtie 型の約 2 倍程度大きい。

一方、媒体がない場合には、電界パワー密度は、Triangle 型で 620 nm、Bowtie 型で 700 nm

付近で極大をとる。媒体がない場合には、共鳴波長が 20 nm 程度、短波長化している。そして特徴的なのは、共鳴波長での Bowtie 型の電界パワー密度値が著しく増加していることである。媒体がある場合に比べ、4 倍近く増加している。この結果、媒体がない場合には、Bowtie 型の方が、Triangle 型よりも大きな電界パワー最大値を示す。

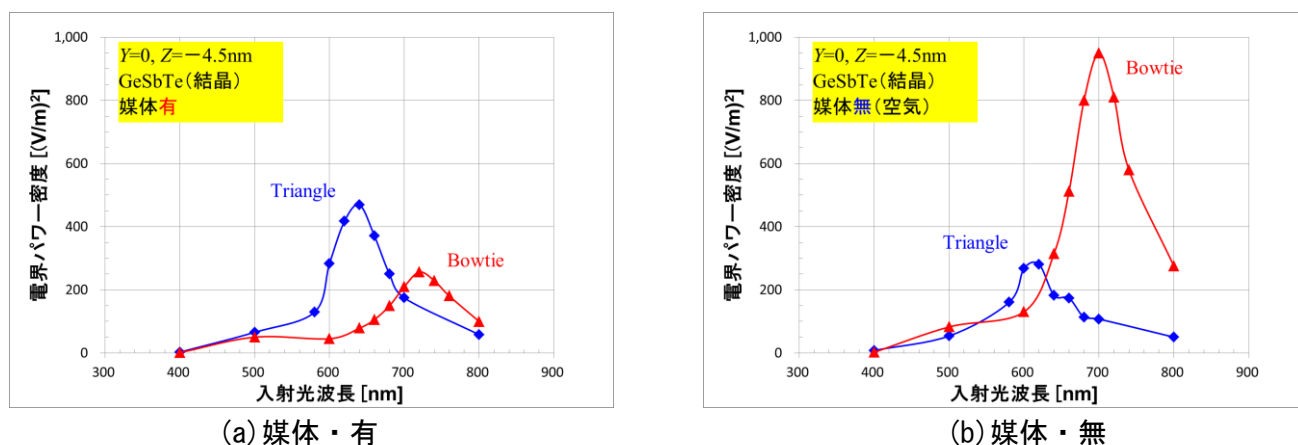


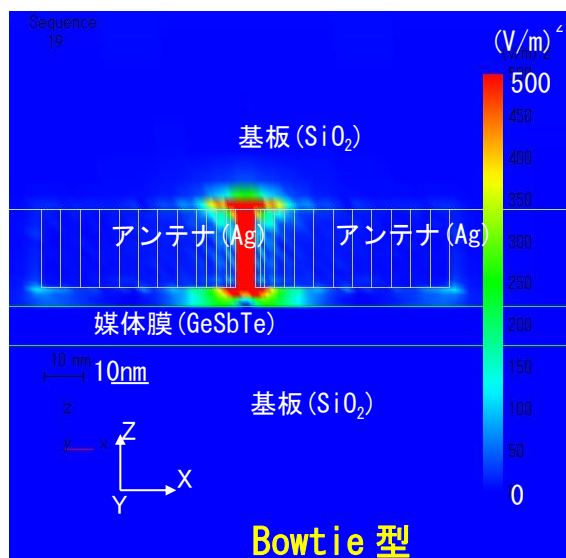
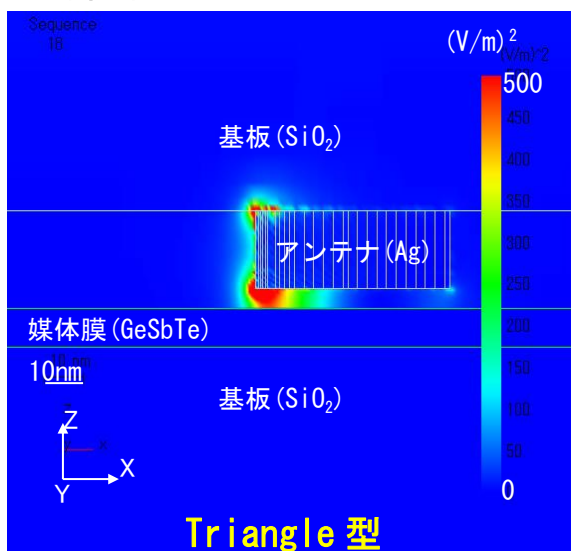
図 96 Triangle/Bowtie 型アンテナの近接場強度・波長依存性

2つのアンテナの近接場発生相違をさらに明らかにするため、媒体の有無による近接場光強度・空間分布の比較を行った。図 97 は、アンテナ中立面 ( $Y=0$  nm、 $XZ$  面) における電界パワー密度のコンター図を示している。図中で、電界パワー密度はカラーマップで表示されており、赤色は最大値  $500 (V/m)^2$ 、青色は最小値  $0 (V/m)^2$  を示している。入射光波長はそれぞれの共鳴波長、すなわち Triangle 型では 640 nm、Bowtie 型では 720 nm である。

まず媒体がある場合には、Triangle 型は、アンテナ先端部の三角部コーナーで著しい電界集中を示す。アンテナ／基板界面でも、弱い電界集中が認められる。Bowtie 型は、2つのアンテナ間のギャップで著しい電界集中を示す。しかしギャップの外側では、近接場強度は急速に低減していき、媒体表面では Triangle 型より小さな電界パワー密度を示す。これに対し媒体がない場合には、Triangle 型は、空気側よりも  $SiO_2$  基板側で強い電界集中を示すようになる。Bowtie 型は、ギャップの外側でも強い電界集中を示すようになる。

各アンテナにおいて、近接場増強が発生する箇所は、局所表面プラズモン共鳴が金属（アンテナ）／誘電体（空気、 $SiO_2$ ）界面で発生し、近接場増強効果を示すこと、また、アンテナの形状異方性で生じる避雷針効果により、アンテナ先端部コーナーに電荷集中することにより決まる。また、アンテナ厚を考えると、アンテナ（Ag）内部の電荷振動による局所プラズモン共鳴の寄与も考える必要がある。第 1 近似的には、Triangle 型では 1 個の電気双極子、Bowtie 型では、2 個の電気双極子が直列平行に並んでいる状態とみなせる。アンテナ下部に空気より誘電率が高い媒体を配置すると、Triangle 型では、媒体表面の分極が電気双極子が作る電気力線を増強する効果がある。一方 Bowtie 型では、媒体を通過するよりギャップ内に電気力線が集中した方が安定化するため、媒体の配置によりギャップ外の電界が弱まると考えられる。

### <媒体有>



### <媒体無>

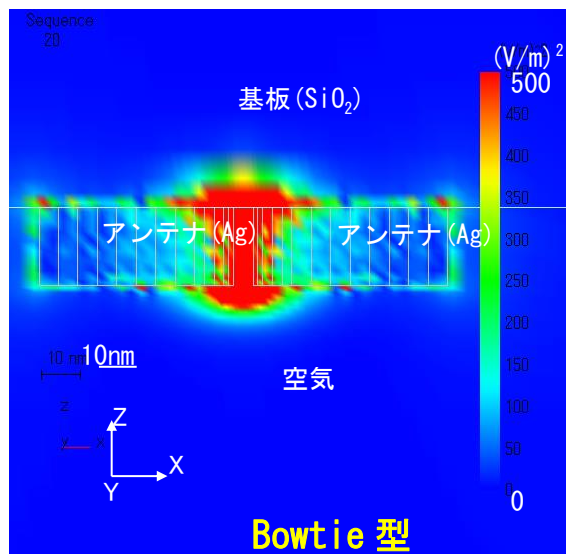
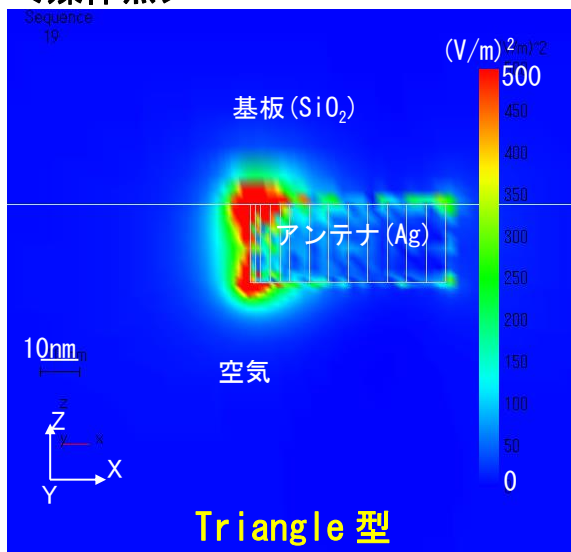


図 97 アンテナによる電界パワー密度分布の相違 (コンター図)

Triangle 型と Bowtie 型アンテナの電界分布の特徴を定量的に示すために、GeSbTe 連続膜媒体がある状態での電界パワー密度・1次元プロファイル（ $X$  方向及び  $Z$  方向）の比較を行った。入射光波長はそれぞれの共鳴波長、すなわち Triangle では 640 nm、Bowtie 型では 720 nm としている。また、電界パワー密度の観測位置は、媒体面直上（ $Z=-4.5$  nm）とした。

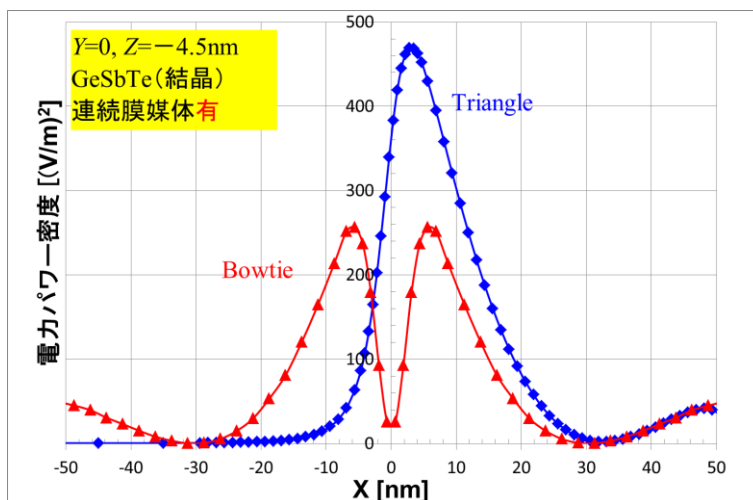


図 98 電界パワー密度の  $X$  方向プロファイルの比較

まず、図 98 にアンテナ中立面（ $XZ$  面、 $Y=0$ ）における電界パワーの  $X$  プロファイルを示す。アンテナ長手方向にみたとき、Triangle 型ではアンテナ先端直下に鋭いピークを示し、ピーク値は  $470 \text{ (V/m)}^2$  である。一方、Bowtie 型では、それぞれの三角柱先端直下にピークを示すツインピーク状のカーブを描いている。ピーク値は、 $250 \text{ (V/m)}^2$  と、Triangle 型の半分程度である。Bowtie において、媒体表面の電界はギャップ中電界で決まるのではなく、アンテナ先端の電界集中で決まることを示している。次に、アンテナ中立面（ $Y=0$ ）で、かつそれぞれのアンテナがピークを示す  $X$  位置（Triangle 型； $X=3$  nm、bowtie 型； $X=0$  nm）における電界パワーの  $Z$  方向依存性を図 99 に示す。

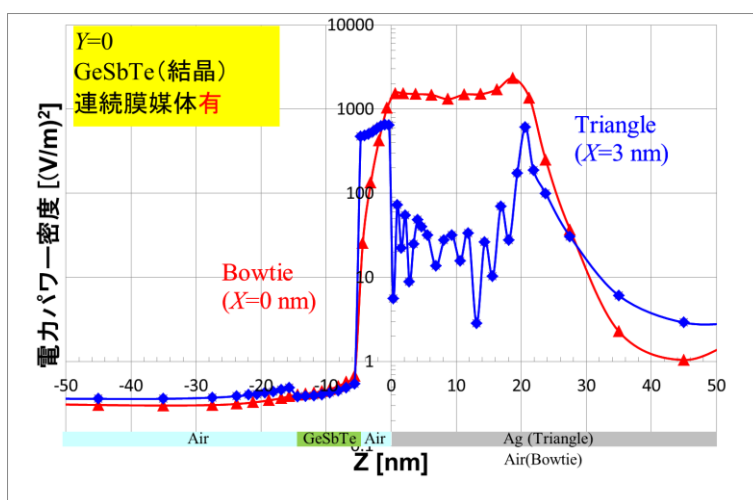


図 99 電界パワー密度の  $Z$  方向プロファイルの比較

グラフのZ軸に沿って、そのZ位置での材質をあわせて示した。このグラフにおいて、縦軸である電界パワーに関しては、対数目盛を用いた。Triangle型は、アンテナ内部で電界パワーの振動を示し、アンテナ(Ag)と空気の界面において鋭いピークを示す。空気中でエバネッセント減衰を示した後、GeSbTe媒体表面に達する。GeSbTe媒体内部では、空電界パワー密度は空気中と比べ、概ね2桁程度低下(電界強度では、数10分の1)する。一方、Bowtie型のギャップ中(空気)電界パワーは、 $1000\sim 2000\text{ (V/m)}^2$ であり、空気との界面においても、 $1500\text{ (V/m)}^2$ という値を示す。これは、Triangle型の界面での電界パワー $650\text{ (V/m)}^2$ の2.3倍程度であり、ギャップ周辺ではBowtie型の方がより大きな電界パワー密度を示す。しかし、空気中においては、Triangle型よりも遥かに急激な電界パワー減少を示す。これは、ギャップ中心においては、アンテナ(Ag)と媒体膜(GeSbTe)が直接相対しておらず、双極子相互作用が働いていないためと考えられる。

以上纏めると、Bowtie型ではギャップ間の電界集中は著しいものの、媒体面に及ぼす電界強度は、Triangle型の方が大きく、とくにアンテナ先端部直下での電界集中が、媒体表面への印加電界を決めていると考えられる。

その他に注目される点として、アンテナ(Ag)内部で、電界パワー密度の振動が見られることである。これは、アンテナにおいて、界面での表面プラズモン共鳴の他に、3次元的に局所プラズモン共鳴を起こしていることを示唆している。使用波長域でのAgのskin depth及びアンテナ膜厚(20 nm)から、アンテナ上下面の表面プラズモン共鳴が結合を起こし、体積的な局所プラズモン共鳴を起こす可能性は高いものと考えられる。



### 5.3 プラズモンアンテナとナノ相変化微粒子媒体との近接場光相互作用、及び離散的加熱効果について

5.2 節では、Bowtie 型、Triangle 型アンテナの近接場増強の特徴について調べた。本節では、アンテナは、Triangle 型に固定し、媒体を連続膜から、ナノドット媒体へと離散化することによる影響を調べた [119]。

#### 5.3.1 GST 連続膜と微粒子アレイの比較（離散化による電界集中効果）

まず、媒体形状として連続膜とし、媒体直上 ( $Z=-4.5$  nm) における、電界パワー密度の入射光波長依存性を調べた。結果を図 100 に示す。これから、極大を示す波長は、結晶、アモルファスともに 640 nm であった。また、極大より長波長域側では、アモルファスの電界パワー密度の方が若干大きい値を示すことがわかった。

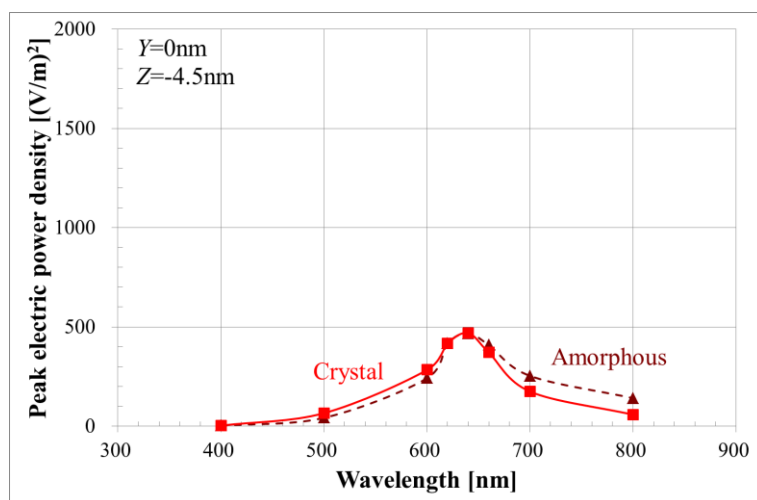


図 100 相変化・連続膜媒体におけるアンテナ先端部電界パワー密度波長依存性

一方、図 101 に示すように、円柱ドット及び球ドットで、結晶/アモルファス相で極大を示す波長を調べると、媒体直上 ( $Z=-4.5$  nm) では 600 nm であった。このように、連続膜、ドットとも、結晶/アモルファス相で同一の極大波長を示すことがわかった。連続膜とドットの比較により、媒体形状の離散化の影響をみることができる。連続膜に対し円柱/球ドットは、①共鳴波長の短波長化、②共鳴ピークの先鋭化、③共鳴時の増強度の増加（約 2.5 倍程度）という特徴を示す。これは主に、円柱/球ドットへの形状の離散化に伴い、円柱/球ドットで生じる先鋭部において、著しい電界集中が起きたことが理由と考えられる。GeSbTe 連続膜での表面電荷集中は 2 次元的であり、表面プラズモン・モードとして振る舞うのに対し、GeSbTe ドットにおいては、10 nm オーダーのドット内での電荷分布振動が現象を決めるという意味で、局所表面プラズモン・モードでの振る舞いが支配的になっていると考えられる。

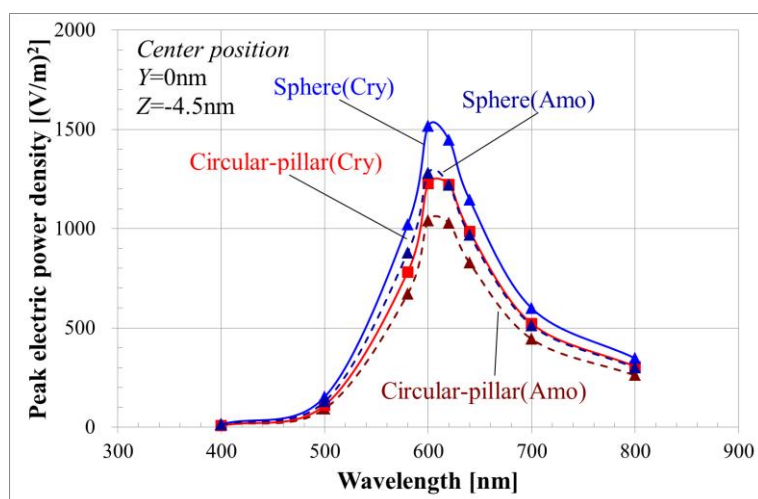
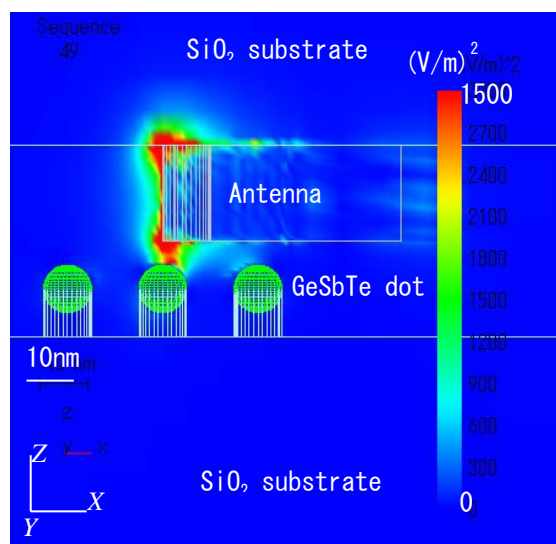
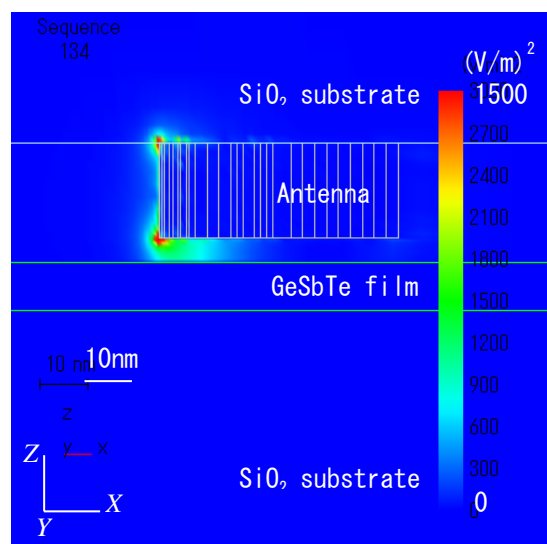


図 101 相変化・ナノドット媒体におけるアンテナ先端部電界パワー密度波長依存性  
(円柱ドット及び球ドット)

媒体の離散化に伴う、相変化ナノドット周辺の電界集中（電界の空間分布）を示すために、図 102 に、球ドット及び連続膜媒体における電界パワー密度のコンター図を示す。入射光波長は、球ドットに対しては 600 nm、連続膜に対しては 640 nm としている。図において、カラーバーは、電界パワー密度の大きさを示しており、赤色が電界パワー密度の最大値である、 $1500 \text{ (V/m)}^2$ を、青色が、電界パワー密度の最小値である、 $0 \text{ (V/m)}^2$ を示している。連続膜においては、GeSbTe 媒体表面に緩やかに電界強度が強い領域が分布するのに対して、ドットアレイでは、アンテナ先端直下のドットに著しく強い電界集中領域が発生していることがわかる。



a) GeSbTe 球状ドット媒体



b) GeSbTe 連続膜媒体

図 102 媒体形状による電界空間分布の比較

図 103 に、アンテナ先端付近 ( $X=2.5$  nm) での、球状ドット及び連続膜に対する電界パワー密度の  $Y$  方向プロファイルを示す。球状ドットにおいて、アンテナ直下での著しい電界増強が起きていることがわかる。電界パワー密度プロファイルの半値幅を比較すると、球状ドットで 5.8 nm、連続膜で 13.0 nm である。

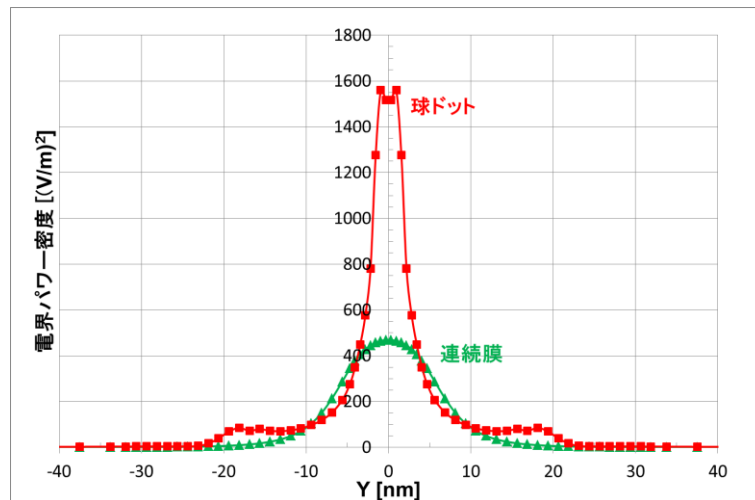
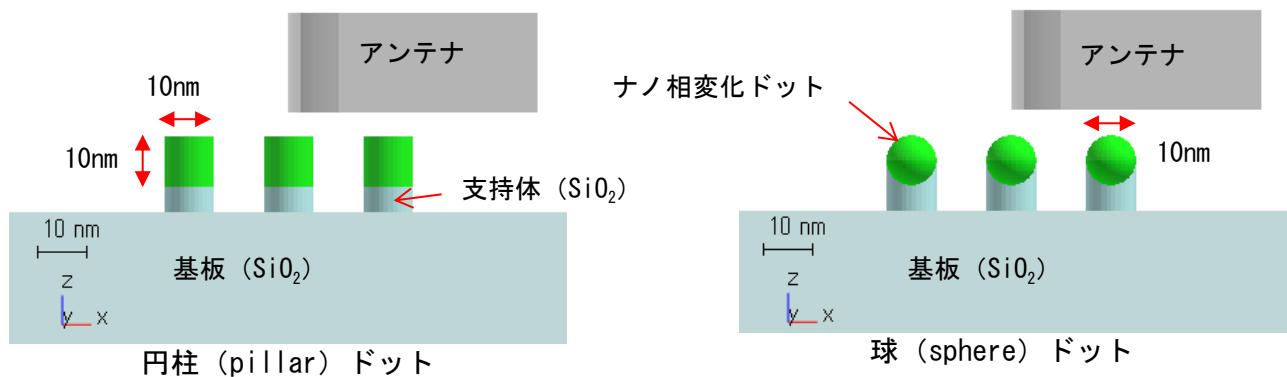


図 103 GeSbTe 球ドット／連続膜媒体上のスポット・プロファイルの比較

### 5.3.2 微粒子アレイ媒体におけるドット形状依存性

前節でみたように、連続膜に対し、ナノドット化（媒体の離散化）を行うと、媒体の各所に突起が現れ、局所的な電界集中が生じ、その結果、近接場増強もより発生しやすくなると考えられる。一方、局所的な電界集中の起こり方は、ナノドット形状、特にコーナー部の有無、コーナー部の曲率半径などに依存することが考えられる。そこで、GeSbTe ナノドット形状による近接場光増強への影響を FDTD 法により調べることにした。

<側面図>



<上面図>

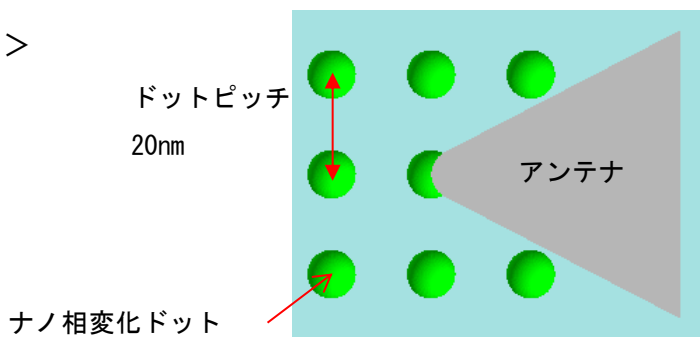


図 104 ドット媒体形状模式図

図 104 にドット媒体の形状模式図を示した。ドットピッチは 20 nm とし、アンテナ直下のドットを中心に全部で 9 個のドットを配置したモデルとした。1 個の相変化ドットの形状としては、直径 10 nm の球、あるいは、面内の長さ、幅が 10 nm、高さ 10 nm の柱状ドットを考えた。表 19 に示したとおり、アンテナと直下のドットのスペーシングは 5 nm としている。参照とした連続膜モデルも、アンテナとの距離 5 nm に配置した GeSbTe 連続膜としてモデル化を行った。また、ナノ相変化ドットが、結晶状態、及びアモルファス状態の 2 つの場合に関して電磁場解析を行った。

### 5.3.2.1 ドット立体形状の影響

媒体材料を GeSbTe 結晶相に固定し、媒体形状及び媒体ドット・アンテナ相対位置による影響を調べた。表 23 にナノ相変化ドット媒体の主な諸元を示す。媒体ドット・アンテナ相対位置に関しては、図 105 に示すように、アンテナ先端 ( $x=0$ ) がドット中心直上に位置する (center) 場合と、ドット端直上に位置 (offset) 場合の 2 とおりを考えた。

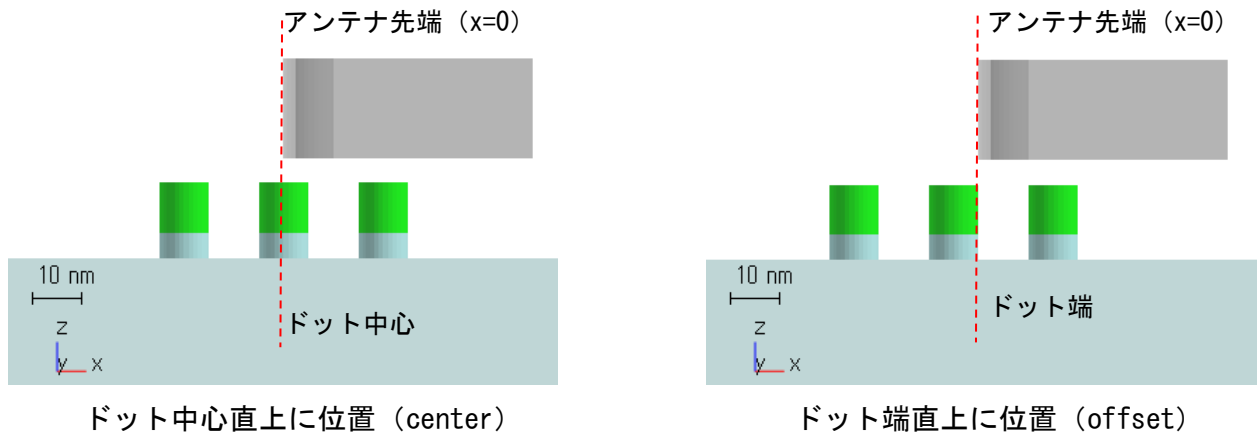


図 105 ナノ相変化ドットとアンテナ先端の相対位置

ドット形状	円柱 (pillar)	球 (sphere)
ドットピッチ	20nm	20nm
ドット材料	Ge <sub>2</sub> Sb <sub>2</sub> Te <sub>5</sub> アモルファス・結晶	Ge <sub>2</sub> Sb <sub>2</sub> Te <sub>5</sub> アモルファス・結晶
ドット幅 (トラック幅方向)	10nm (直径)	10nm (直径)
ドット長 (トラック長方向)	10nm (直径)	10nm (直径)
ドット高	10nm	10nm (直径)

表 23 ナノ相変化ドット媒体 諸元

図 106 に、媒体直上 ( $z=-4.5$  nm) における、電界パワー密度・波長依存性に対する媒体形状の影響に関する計算結果を示す。全て結晶相 (Crystal) であるとしている。まず、連続膜 (plane) に対し、円柱、球ドットとも、2～3 倍程度大きい電界パワー密度を示し、媒体の離散化により、媒体表面での近接場増強が生じていることがわかる。さらにピーク波長に関してみると、連続膜では 640 nm であったが、円柱、球ドットは、いずれの場合も 600 nm というピーク波長を持つことがわかった。

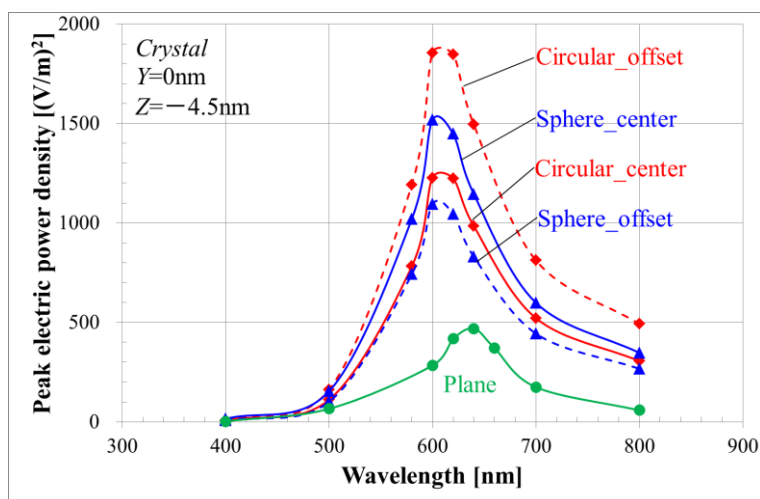
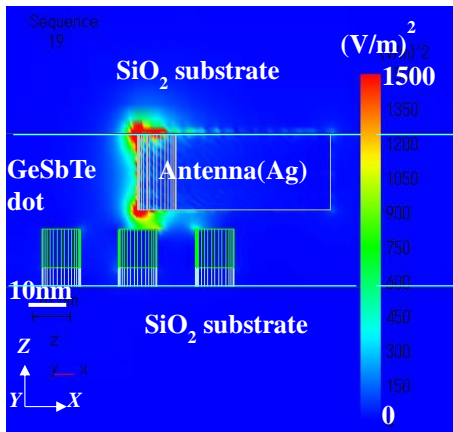


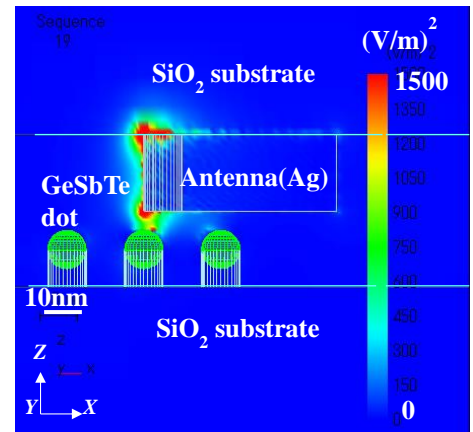
図 106 電界パワー密度・波長依存性に対する媒体形状の影響（結晶）

アンテナとドットの相対位置に関しては、円柱と球で一種の逆転現象が生じている。すなわち、アンテナ先端がドット中心軸の直上に位置している場合（center）には、ピーク波長 600 nm でのパワー密度に関して、球の方が円柱よりも大きな値を示す。一方、アンテナ先端がドット外縁エッジの直上に位置している場合（offset）には、円柱の方が球よりも大きな値を示す。さらに全ての条件の中で、円柱ドットの外縁エッジに位置する場合が、最大の電界パワー密度を示すことがわかる。

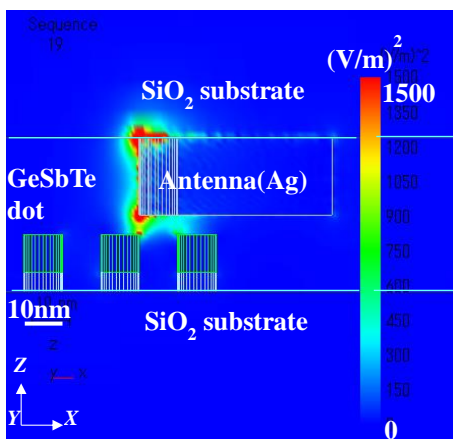
このような現象が生じた理由を明らかにするため、入射光波長を 600 nm に固定して、円柱、球ドット（結晶相）に対し、アンテナ／ドット周辺の電界パワーの空間分布について調べた。結果を図 107 に示す。図 107 は、アンテナ中立面（ $Y=0$ ,  $XZ$  面）におけるアンテナ／ドット近傍の全電界パワー密度分布を 2 次元コンター図として示したものである。電界パワー密度の大きさは、色で表わされており、赤色は、最大電界パワー密度  $1500 \text{ (V/m)}^2$ 、青色は、最小電界パワー密度  $0 \text{ (V/m)}^2$  を示している。アンテナ先端とドットの相対位置に関して、アンテナ先端がドット中心軸の直上に位置する場合（円柱ドット(a)、球ドット(b)）と、アンテナ先端がドット外縁エッジの直上に位置する場合（円柱ドット(c)、球ドット(d)）について、それぞれ図示している。



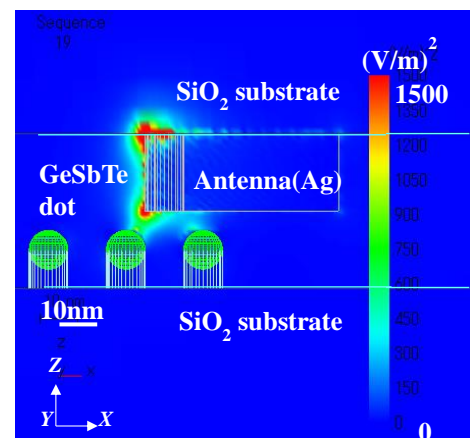
(a)



(b)



(c)



(d)

図 107 アンテナ／ドット周辺の電界パワーの空間分布（コンター図）

この図から、円柱ドットにおいて媒体直上 ( $Z=4.5$  nm) で大きな電界パワー密度増強がみられるのは、アンテナ先端がドット端直上に位置 (offset) する場合であることがわかった。このとき、アンテナ先端と円柱上面端部との間で大きな電界集中が起こっている。円柱ドットにおいては、アンテナ先端がドット中心直上に位置する (center) 場合でも、円柱上面端部での電界集中が支配的であることがわかる。一方、球ドットにおいては、アンテナ先端がドット端直上に位置 (offset) する場合には電界集中はほぼ認められず、アンテナ先端がドット中心直上に位置する (center) 場合に、球頂点付近でやや電界集中が起きている。

これらの現象を理解するうえで、アンテナ中立面 ( $XZ$  面) における、円柱、球ドットの断面形状に着目する必要がある。円柱ドットの断面形状は、一辺 10 nm の正方形であり、ドット端において直角のコーナーを持つ。一方、球ドットの断面形状は、直径 10 nm の円であり、その中心軸上に極を持つ。今回の計算では、アンテナの断面形状は、20 nm  $\times$  50 nm の長方形であり、入射光軸のコーナーは直角をなし、ドットに対向することになる。

それを考慮して考えると、アンテナ先端がドット中心軸直上に位置する場合、アンテナのコーナーは、円柱ドットの場合、上面 (曲率半径  $\infty$ ) に対向するのに対して、球ドットの場合には、極 (曲率半径 5 nm) が対向することになる。一方、アンテナ先端がドット外縁端直上に位置す



る場合には、アンテナのコーナーが対向するのは、円柱ドットの直角コーナーと、球ドットの緩やかなスロープとなる。アンテナ及びドットの断面形状と近接場増強の関係をみると、ドット側の曲率半径が小さいほど、増強の程度も大きくなることが示唆される。これは、次節の、柱状ドットにおける上面コーナーの曲率半径と近接場増強との関係を定量的に調べることでさらに明らかにする。

### 5.3.2.2 ドットピッチの影響

図 107 において、アンテナ先端直下のドットだけではなく、隣接するドットにおいても、比較的強度が小さい近接場増強が起きていることがわかる。アンテナ直下のドットのみ選択的に照射、加熱することは、記録・再生時の隣接ドットへのクロストークを抑制するうえで重要である。隣接ドットでの近接場増強を抑制するために、まず、ドットピッチによる影響を調べた。

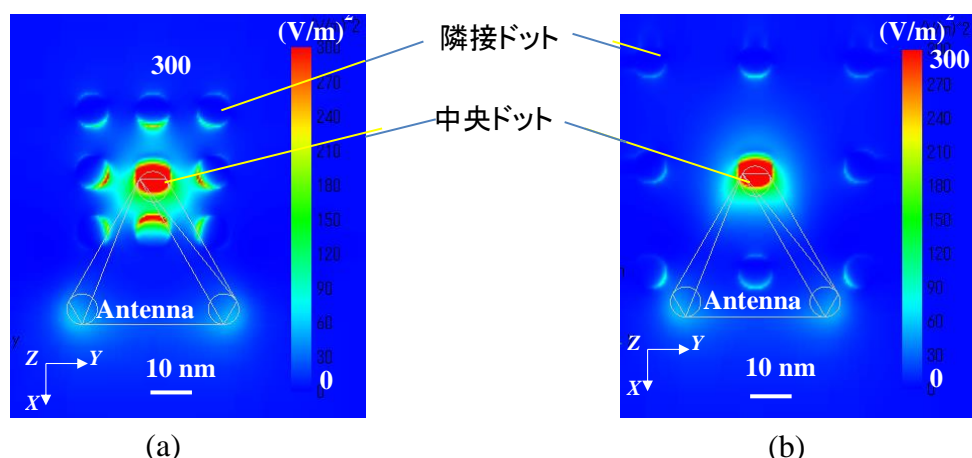
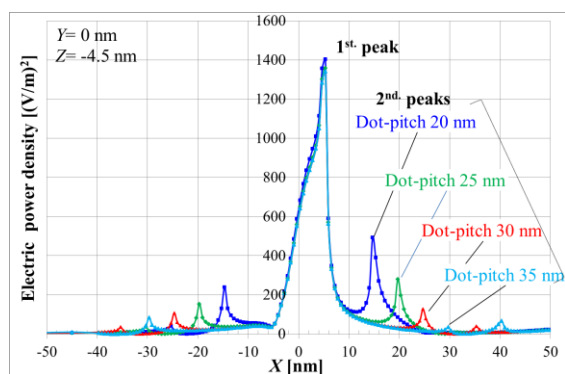
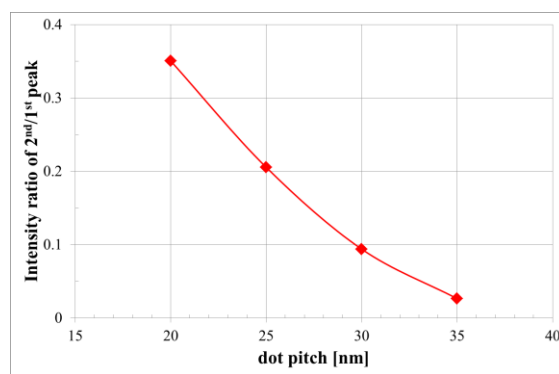


図 108 電界パワー密度分布のドットピッチ依存性 (XY 面)

図 108 に、円柱ドットアレイに対し、ドットピッチが 20 nm 及び 35 nm のときのドット直上 ( $Z=-4.5$  nm, XY 面) での電界パワー密度分布を示す。アンテナ先端 ( $X=0$  nm) は、中央ドットの中心軸上に位置している。また、隣接ドットでの近接場増強を強調して示すため、最大値を  $300 (\text{V/m})^2$  としている。この図から、ドットピッチが 20 nm のときには、隣接ドット、特にアンテナ先端に対向する面において、近接場増強が生じていることがわかる。特に、アンテナ下流側において、隣接ドットでの近接場増強が大きい。これに対し、ドットピッチを 35 nm と大きくした場合には、隣接ドットでの近接場増強が著しく抑制されていることがわかる。



(a)



(b)

図 109 2 次ピーク強度比とドットピッチの関係

ドットピッチの影響を定量的に評価するため、図 109(a)に示すように、ドットピッチをパラメーターとし、アンテナ中立面 ( $Y=0$  nm) における電界パワー密度・ $X$  プロファイルをプロットした。アンテナ先端 ( $X=0$  nm) に対して、中央ドット・エッジ ( $X \sim 5$  nm) で、主ピーク (1st. peak) が発生する。主ピーク強度は、ドットピッチを変えてもほぼ同一であり、中央ドットとアンテナの近接場相互作用でその強度が決まっているものと考えられる。一方、主ピークの両側には、2 次ピーク (2nd. peak) が生じている。ドットピッチの増加に伴い、2 次ピークの波高値が低減し、ピークの  $X$  座標が増加していることがわかる。 $X$  座標の値から、2 次ピークは、隣接ドットの、中央ドットよりのエッジで発生していることがわかる。

ドットピッチに対し、2 次ピーク波高値をプロットしたグラフを図 109(b)に示す。2 次ピーク波高値は、各ドットピッチの主ピーク波高値で規格化した。このグラフから、2 次ピーク波高比は、ドットピッチ 20 nm、35 nm に対し、0.35、0.026 となり、ドットピッチ増加に伴い、2 次ピーク波高比が急減することがわかった。隣接ドットでの 2 次ピークの発生は、アンテナ先端で発生する近接場が数 10 nm 程度の広がりを持つことに起因すると考えられる。ドットピッチは達成しようとする面記録密度から必要値が決まるため、アンテナ先端の近接場をより局所化し、隣接ドットへ及ぶ近接場を低減してやる必要がある。

### 5.3.2.3 アンテナ先端・曲率半径の影響

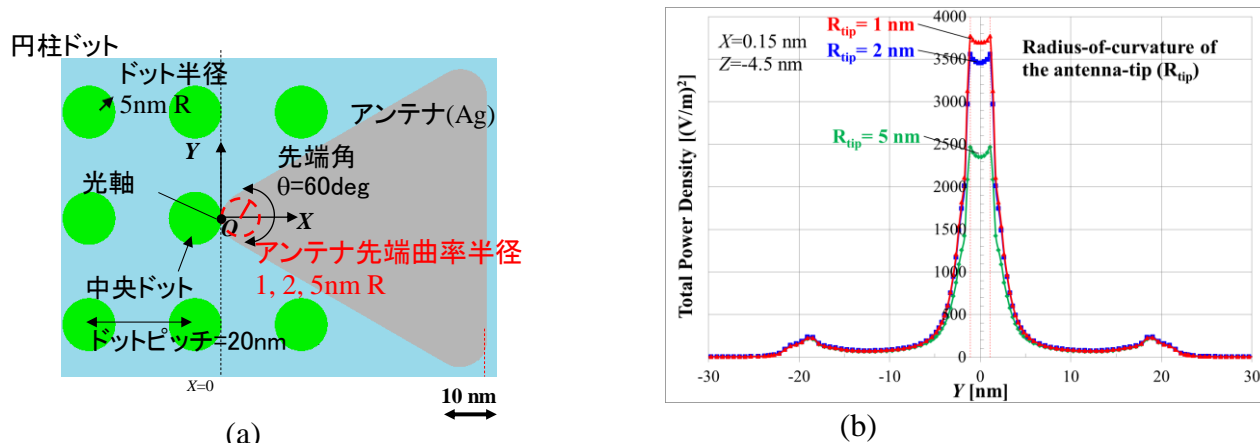


図 110 アンテナ先端・曲率半径の影響

アンテナ先端で発生する近接場の局所化を強めるため、アンテナ先端の曲率半径による近接場発生への影響を調べた。図 110(a)に示すように、直径 10 nm、ドットピッチ 20 nm の円柱ドット・アレイに対し、アンテナ先端の曲率半径を 1 nm、2 nm、5 nm（現行）と変えた場合の電界パワー密度の Y プロファイル（ $X=0.15\text{ nm}$ 、 $Z=-4.5\text{ nm}$ ）を図 110(b)に示す。この図から、アンテナ先端の曲率半径を小さくすると、中央ドットにおける主ピーク波高値は増加するものの、主ピーク幅、及び 2 次ピーク波形、波高値は同一であることがわかった。アンテナ先端の曲率半径を小さくすることにより、先端部での電界勾配はより急峻になるが、先端での近接場が局在する範囲には大きな差が見られなかった。このためには、アンテナ先端角など、他の設計パラメータの最適化を試みる必要があることを示している。

### 5.3.2.4 ドット平面形状の影響（円柱、四角柱ドットの比較）

前節では、円柱ドットと球ドットとの比較により、主に断面方向の形状効果をみたが、面内形状においても、先鋭部における電界集中効果が見込まれる。そこで、柱状ドットの上面形状に着目し、発生する近接場光に対する影響を解析した。図 111 に示すような形状モデルを考え、柱状ドットの上面形状依存性、特にアンテナ先端に対向するコーナー部の曲率半径と、ドットで発生する近接場光強度増強との関係を調べた。これら柱状ドットにおいて、電界振動方向（X）及び直交方向（Y）の長さを 10 nm としている。これは、電界発生が極大になる波長が概ね電界振動方向のドット長さによるものと考えられるためである。また、トラック幅を同一にするという観点で直交方向の長さも 10 nm に統一した。また、どのドットの場合も、アンテナ先端がドット端直上に位置する（ドット中心の X 座標が -5 nm）場合で計算を行った。これは、円柱において、上面の端部で電界集中が見られたためである。

図 111(a)、111(b)に示すダイヤモンド形状においては、上面の形状は正方形であり、コーナー部がアンテナ先端に対向するように配置されている。コーナー部の曲率半径を、図 111(a)においては、1 nm、図 111(b)においては、3 nm とした。図 111(c)に示した円柱は、半径 5 nm を持ち、

これがアンテナ先端に対向する曲率半径とみなすことができる。図 111 (d) に示した正方形柱は、アンテナ先端に対しては、その辺が対向していることから、アンテナ先端に対向する曲率半径としては $\infty$ であるとみなすことができる。正方形柱に対しては、各コーナー部の曲率半径を 1 nm とした。また、コーナー部での電界集中効果の影響を調べるため、Y 方向の長さを 200 nm とした長方形柱も参照として計算を行った。

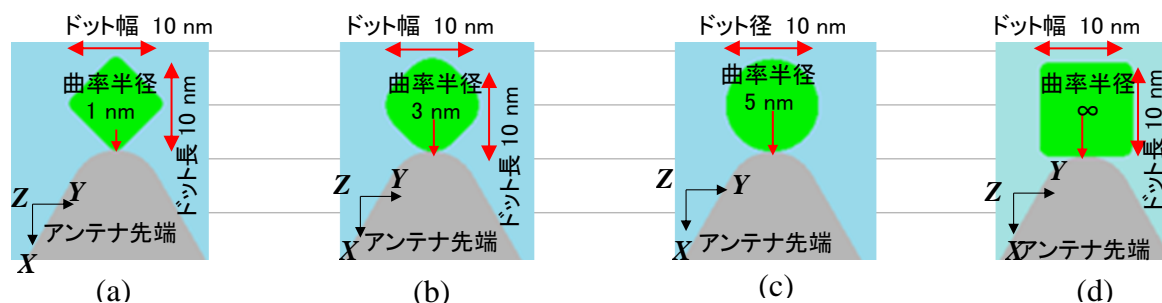


図 111 柱状ドットモデル（上面図）

初めに、各形状に対して、電界パワー密度・波長依存性を計算した。図 112 に結果を示す。その結果、媒体直上 ( $Z=-4.5$  nm) においては、各ドットの増強度が極大になる波長に関しては、概ね 600 nm 付近の波長で極大をとることがわかった。

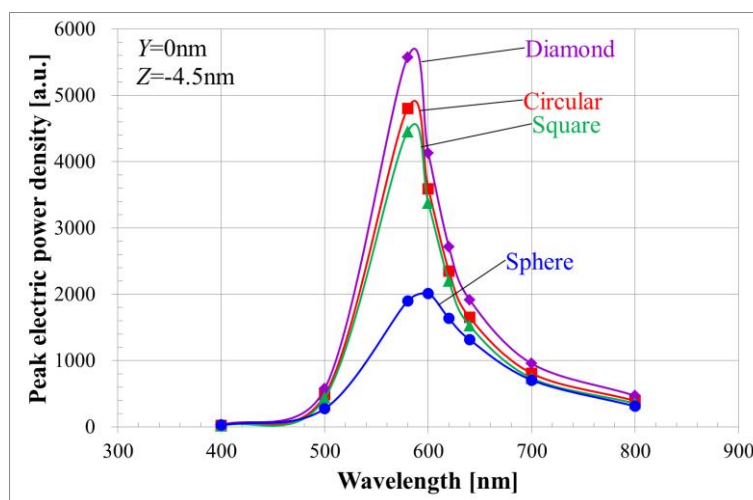


図 112 各柱状ドットの電界パワー密度・波長依存性

次に、これら柱状ドットにおいて、電界集中発生個所と上面コーナー部との関係調べるため、媒体直上 ( $Z = -4.5 \text{ nm}$ ) における  $XY$  面での電界パワー密度分布 (コンター図) を計算で求めた (図 113)。

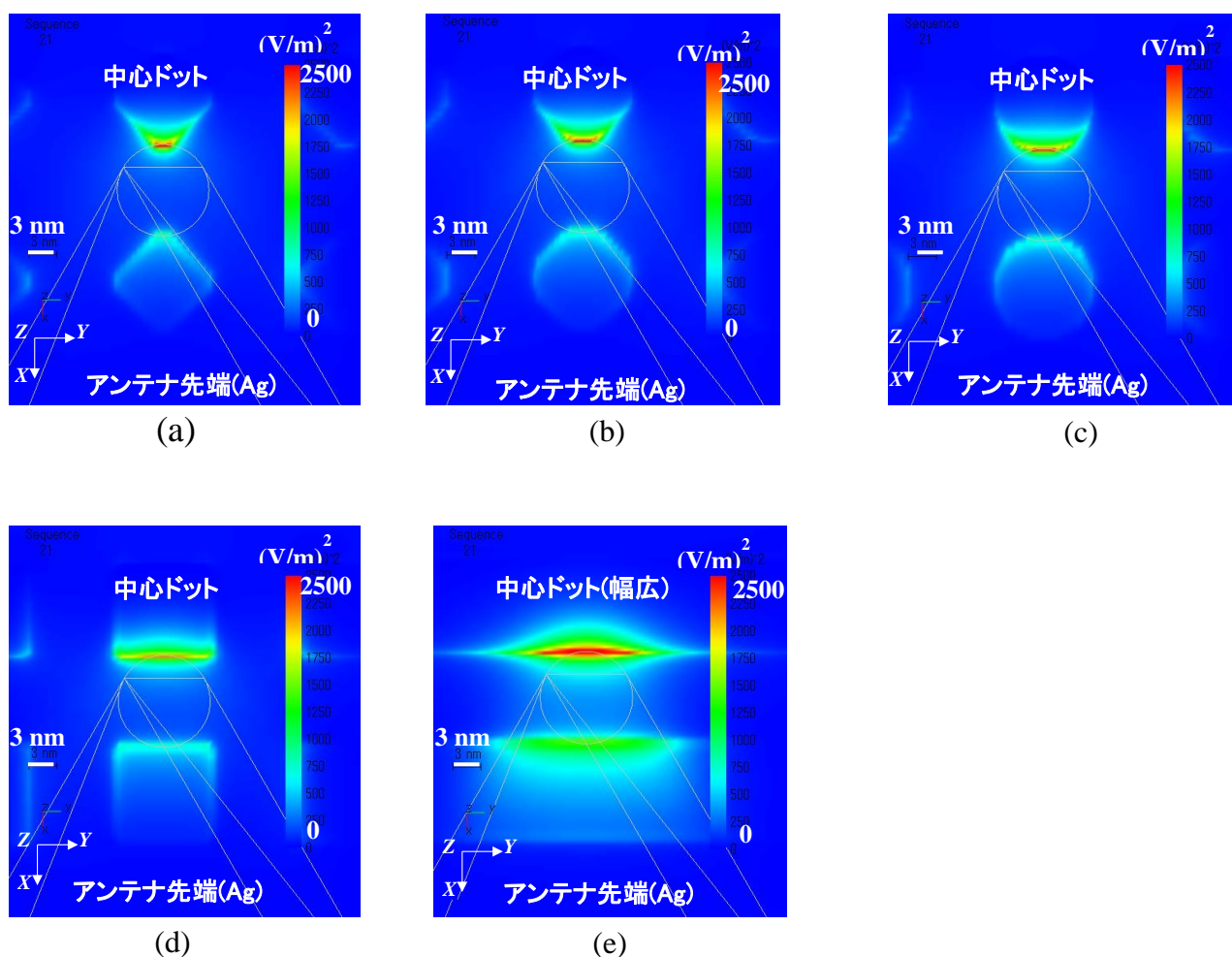


図 113 各柱状ドットにおける電界パワー密度分布の相違

これらの図から、ドットの平面形状によって電界パワー密度分布が大きく変わることがわかる。正方形柱ドットでは、アンテナ先端に対し一辺が対向するため、辺に沿って線状に電界パワー密度が高い。円柱ドットになるとアンテナ先端には円の頂点が対向するので、頂点付近に電界パワー密度が高い領域が局所的に現れる。ダイヤモンド型柱ドットでは、頂点での電界パワー密度の集中の度合いが著しくなり、極めて局所的に電界集中が起きていることがみてとれる。

アンテナ先端部におけるアンテナ幅方向（ $Y$ ）の電界  $Z$  成分  $E_Z$  を定量的に把握するため、図 114 に電界  $Z$  成分  $E_Z$  の  $Y$  方向プロファイル求めた。このグラフで円柱は比較的なだらかな釣鐘状の分布をとり、円の頂点付近で極大をとるのに対して、ダイヤモンド柱では極めて著しい電界パワー密度の増強が起きている。円柱の示す電界パワー密度の 4 倍強の増強を示している。ピーク幅に関していえば、円柱の示すピークの半値幅が約 10 nm なのに対して、ダイヤモンド柱の半値幅は、3 nm 弱と極めて鋭いピークになっている。正方形柱のプロファイルは特異的で、大まかにはほぼ台形状である。台形の幅はおよそ 10 nm 程度である。この内側では緩やかな極大を示す。テラス部では円柱の示す電界パワー密度の 3 倍程度なので、正方形柱は、ある程度広い（ $\sim 10$  nm）範囲を比較的均一に照射している。

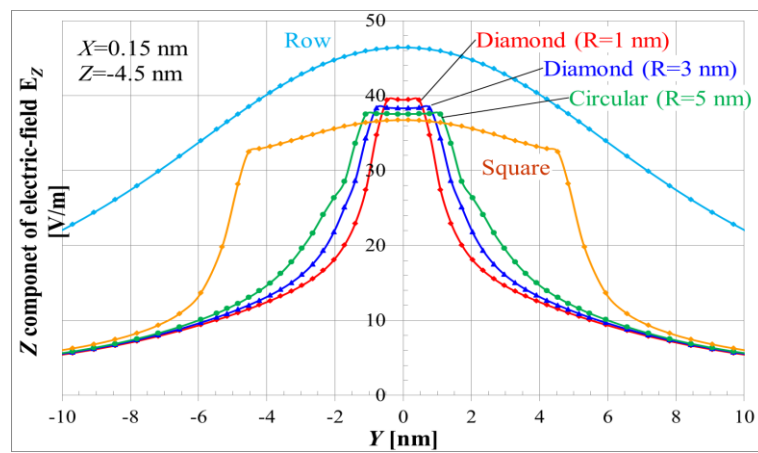


図 114 電界  $Z$  成分  $E_Z$  の  $Y$  方向プロファイル（媒体直上）



### 5.3.2.5 ドット・コーナー部の曲率半径の影響

これまで述べてきたように、GeSbTe 柱状ドットの上面形状、特に対向点付近でのコーナーの曲率半径と、ドットにおける電界集中との間に相関があると考えられる。そこで、図 114 で示した、ドット近傍の電界  $Z$  成分  $E_z$  の  $Y$  プロファイルにおいて、ピークを示す空間的幅（プラトー幅）、及び、ドット内部／外部の電界  $Z$  成分と、対向点付近でのコーナーの曲率半径との相関を図 115 にまとめた。

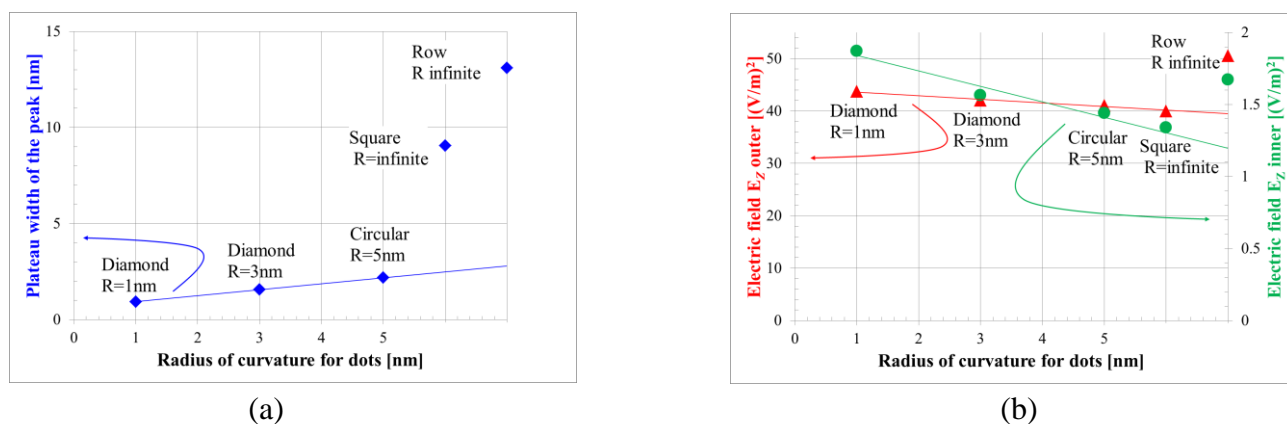


図 115 柱状ドットにおけるコーナー部・曲率半径の影響

まず、電界が集中するプラトー幅とドットの曲率半径との関係については調べた。ダイヤモンド（曲率半径  $R=1\text{ nm}$ 、 $3\text{ nm}$ ）及び円（ $R=5\text{ nm}$ ）に関しては、連続的に曲率半径が変化している。この3条件でみると、曲率半径の増加とともに、プラトー幅も線形に増加する。一方、正方形柱では、領域幅は、ドット幅とほぼ等しい  $10\text{ nm}$  程度になっている。このことは、先にみた、正方形柱においては、1点への電界集中が生じていないことと対応している。

次にドット内部／外部のピーク電界  $Z$  成分とドットの曲率半径との関係について調べた。まず、ドット外側の電界強度が曲率半径との相関が弱いのにに対し、ドット内部の電界強度は、比較的強い相関を示す。これは、ドット外部では、アンテナと中央ドット以外に、周辺ドットとの相互作用で生じる電界が発生し擾乱を受けるのに対し、ドット内部の電界は、ドット内の分極電荷の分布で概ね決まるためと考えられる。ドット内の最大電界強度に注目すると、曲率半径の増加とともに、やはり線形に減少を示すことがわかる。

上記でみてきた、GeSbTe ドットの電荷集積、あるいは電界集中効果は、避雷針効果で説明できると考えられる。避雷針効果とは、導体でできた等電位の球を考えたとき、その表面電位が曲率半径に反比例することから導かれる。すなわち等電位球では、曲率半径が小さいほど表面電位が高くなる。ガウスの法則から、表面電位と表面電荷密度は比例するから、これは曲率半径の小さい球の方が、より高い表面電荷密度を示すことになる。GeSbTe ドットにおいて、コーナー部の曲率半径を小さくするような形状的特徴を導入すると、この避雷針効果により表面電荷集積、あるいは、電界集中が発生し、その結果、局所的な近接場増強を産み出すと考えることができる。



### 5.3.3 相変化（結晶／アモルファス間）による近接場光への影響

結晶／アモルファス間の相変化に伴い、近接場強度も変化する。図 116 に柱状ドット（ダイヤモンド柱、円柱）の電界パワー密度・波長依存性を示す。ダイヤモンド柱、円柱とも相変化によらず、同一のピーク波長 600 nm を示す。また、ダイヤモンド柱、円柱とも結晶の方が、アモルファスよりも強い電界パワー密度を示している。ダイヤモンド柱は円柱よりも、より強い近接場増強を示すことから、GeSbTe ドットにおける近接場増強と、相変化に伴う近接場強度差との間に相関があることが推察される。

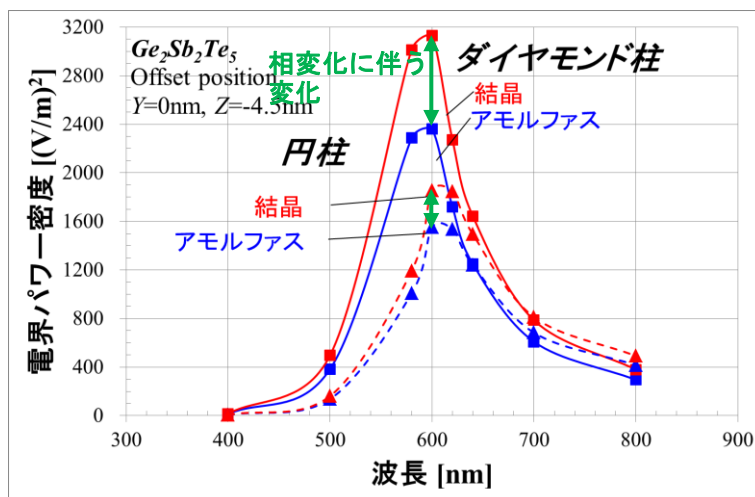


図 116 GeSbTe 相変化に伴う近接場強度波長依存性の変化

相変化に伴う近接場変化についてさらに詳しく述べるにあたり、式 56 に示す相対的差信号を定義する。

$$\Delta I \equiv \frac{I_{cry} - I_{amo}}{(I_{cry} + I_{amo})/2} \quad \text{式 56}$$

ここで、 $I_{cry}$ 、 $I_{amo}$  は、それぞれピーク波長 600 nm における結晶、アモルファスの電界パワー密度である。式 56 は、結晶／アモルファス間の電界パワー密度差を両者の平均値で割り、規格化したものである。ドット形状として、円柱、ダイヤモンド柱、球をとり、それぞれ、アンテナ先端位置が中央ドット中心軸直上 (center)、ドット端 (offset) に位置している場合について、 $\Delta I$  を計算し、図 117(a) に纏めた。この図から、全ての条件の中で、offset 位置にあるダイヤモンド柱が、 $\Delta I = 28\%$  と最大値を示している。また、円柱、ダイヤモンド柱では、center 位置よりも offset 位置の方が大きな  $\Delta I$  を示すのに対し、球では、center 位置の方が、大きな  $\Delta I$  を示す。この傾向は、5.3.2.1 節、及び 5.3.2.2 節で示したドット立体、平面形状及び相対位置による近接場増強への影響とよく一致している。このことから、近接場増強が強くなる条件では、相変化に伴う差信号も増加することが推測される。

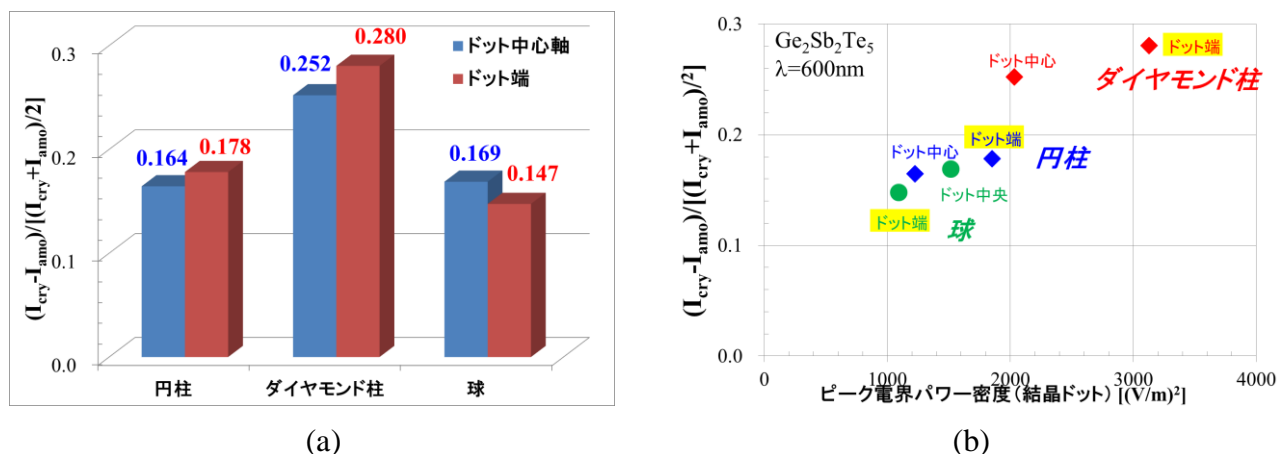


図 117 相変化に伴う近接場強度（電界パワー密度）の相違

このことをより明確に示すために、 $\text{GeSbTe}$  各ドットが発生するピーク電界パワー密度を横軸にとり、 $\Delta I$  との相関を調べた。図 117(b)にその結果を示す。このグラフから、ピーク電界パワー密度と  $\Delta I$  との間には、明確な正の相関が認められる。

$\text{GeSbTe}$  相変化に伴う差信号、すなわち  $\Delta I$  とドットで発生する近接場との関係を議論するために、 $\text{GeSbTe}$  ドットを均一電場内にある微小誘電体球（球半径  $a \ll \text{波長} \lambda$ ）として近似し、近接場強度の材料依存性について考察する。微小誘電体球の分極率は、5.1.3.3 節で示した式 41 で与えられる  $\text{GeSbTe}$  の複素屈折率の寄与項  $\alpha_0$  と球半径  $a$  で表わされる。そこで、ピーク波長 600 nm における、 $\text{GeSbTe}$  結晶／アモルファスの  $\alpha_0$  を、それぞれの複素屈折率  $n' + i n''$  に対しプロットした（図 118）

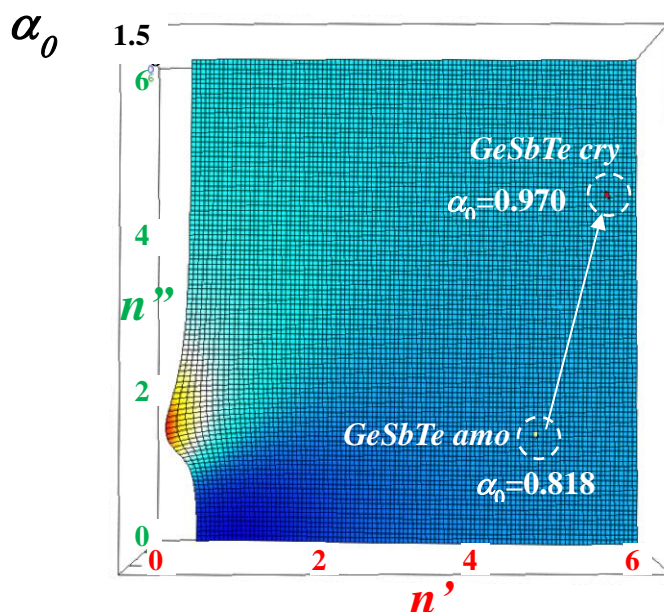


図 118  $\text{GeSbTe}$  相変化に伴う分極率・屈折率依存項  $\alpha_0$  の変化

このグラフから、結晶では、 $\alpha_0 = 0.970$ 、アモルファスでは、 $\alpha_0 = 0.818$  という値を示し、結晶はアモルファスよりも約 19% 大きな  $\alpha_0$  を示すことがわかる。実際の  $\text{GeSbTe}$  ドットでは、ドット形状、

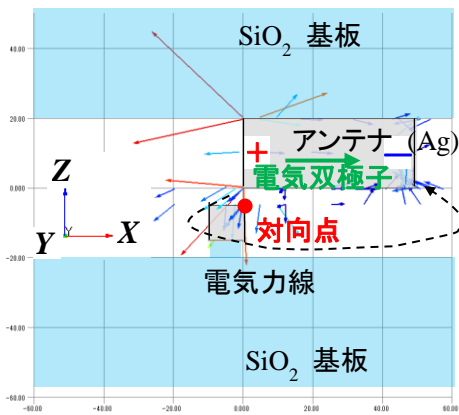
アンテナとの相対位置に伴うアンテナから印加される近接場強度分布変化などの影響を受けるが、これらと材料依存性とは独立なものである。また、ダイヤモンド柱が 28 %程度の $\Delta I$ を示したことは、ドット内電界の増強により相変化に伴う差信号が増強されることを示している。さらに、この近接場強度変化は、反射率変化という形で、ファーフールド光での差信号として、読出し可能な信号差を実現できる可能性を示している。

#### 5.3.4 アンテナによる近接場の発生メカニズム

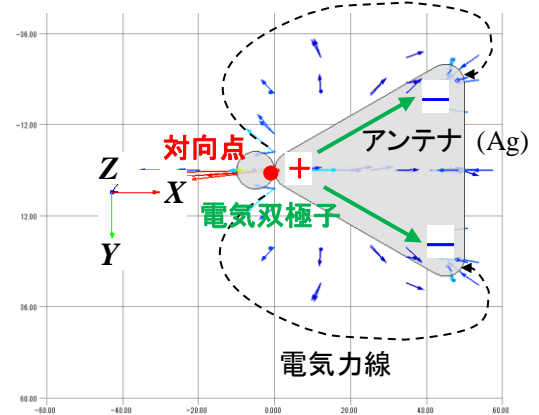
プラズモン・アンテナと相変化ナノドットとの近接場相互作用のメカニズムを以下に考える。入射光の偏光 ( $X$  方向電界振動) により、プラズモン・アンテナの表面電荷密度分布も振動が生じる。アンテナの分極電荷振動は電磁波を発生し、入射光の電磁場と相互作用を持つ。この入射電磁場とアンテナ表面の電荷密度分布振動は、相互に影響を及ぼし、結合を示す。さらに銀 (Ag) の局所表面プラズモン共鳴により、電磁場／電荷分布の結合振動は著しく増強を受けることになる。その結果、アンテナ内部に電気双極子が発生し、周辺に強い近接場を及ぼすことが考えられる。

このプラズモン・アンテナにより発生する近接場をさらに詳細に調べるため、アンテナ及び相変化ナノドット周辺の 3 次元電界ベクトル図を計算結果から求め、図 119 に示した。この図において、色付きの矢印は、各点における電界ベクトルが示す電界強度と向きを示している。電界強度は、赤が最大値 80 V/m を示しており、青が最小値 0 V/m を示している。また、電界ベクトルの向きに関しては、入射波に対する各点での  $X, Y, Z$  成分の位相遅れから算出し、3 次元的に図示した。さらに、各電界ベクトルの接線として、電気力線を推定、図中に黒の破線で示してある。電界ベクトルの集中の度合い、及びその向きから、概ね推定できる電荷の位置を「+」、「-」で示し、それらを極とする電気双極子を図中に緑色の矢印で図示した。また、アンテナ先端に最近接するドット上の点を対向点として赤丸で図示した。

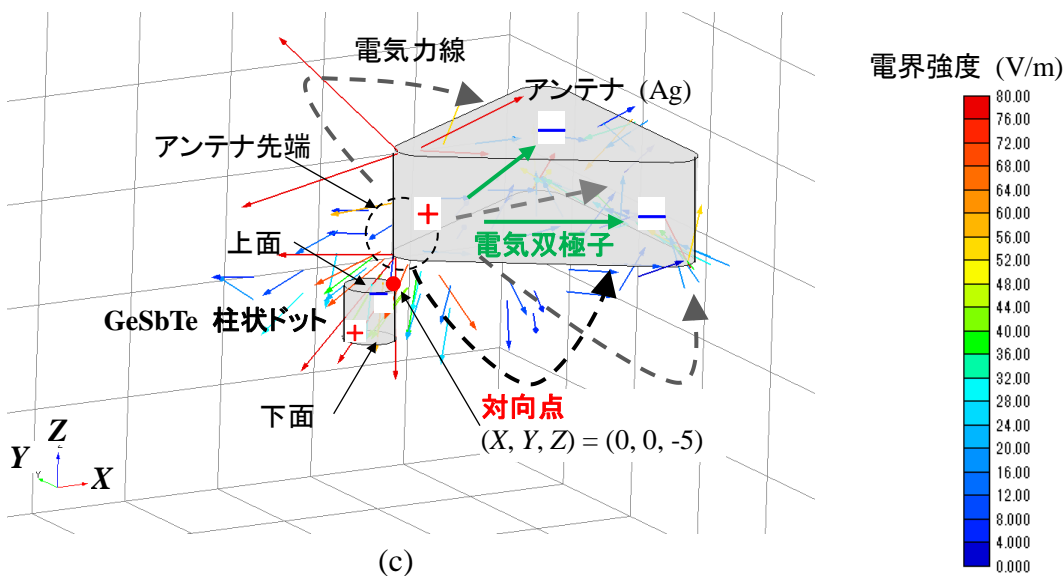
この図から、まずアンテナ先端から、電界ベクトルが集中的に出射していること、アンテナ後端にある 2 つのコーナーには、それぞれ電界ベクトルが集中的に入射していることが認められる。このことから、アンテナ先端に正電荷「+」があると想定すると、アンテナ後端の 2 つのコーナーには、負電荷「-」があると考えることができる。また、 $XZ$  面内、 $XY$  面内とも、正電荷から出射した電界ベクトルが負電荷に向かって連なっている電気力線を描くことができる。このことは、アンテナ先端の正電荷を極とし、アンテナ後端の負電荷を逆相の極とする、2 つの電気双極子がある状態と整合している。



(a)



(b)



(c)

図 119 アンテナ・相変化ドット近傍の 3 次元電界ベクトル図

アンテナ近傍の電磁場は、このアンテナ内の 2 つの電気双極子が作る双極子場として考えることができる。アンテナ先端で発生する近接場は、アンテナ先端角に依存すると考えられるが、その起源としてアンテナ内の電気双極子がなす角度による双極子場の変化として考えることができる。

アンテナ先端の増強された近接場は、GeSbTe 柱状ドットの上面に表面電荷を誘起する。そして誘起されたドット表面電荷は、アンテナ先端の電荷との間に強い電気双極子を作り、その双極子場はアンテナ先端の近接場と相互作用を起こし増強する。このようにドット表面電荷分布と近接場の結合は、アンテナ／ドット近傍の近接場の増強を引き起こす。その結果、対向点付近に、表面電荷／電界集中が生じ、ドット内部への電界印加が生じる。

図 120 に、GeSbTe 柱状ドット内部の電界分布を、3 次元ベクトル図として示す。柱状ドットの上面形状としては、ダイヤモンド（コーナー部の曲率半径 1 nm）、円（半径 5 nm）、正方形をとり、上面から見た電界分布を、ダイヤモンド a)、円柱 b)、正方形 c)、側面から見た電界分布を、ダイヤモンド d)、円柱 e)、正方形 f) として示した。また、図 119 に示した、対向点を同図でも示

し、アンテナの相対位置を示している。電界強度は、赤が最大値 0.8 V/m を示しており、青が最小値 0 V/m を示している。

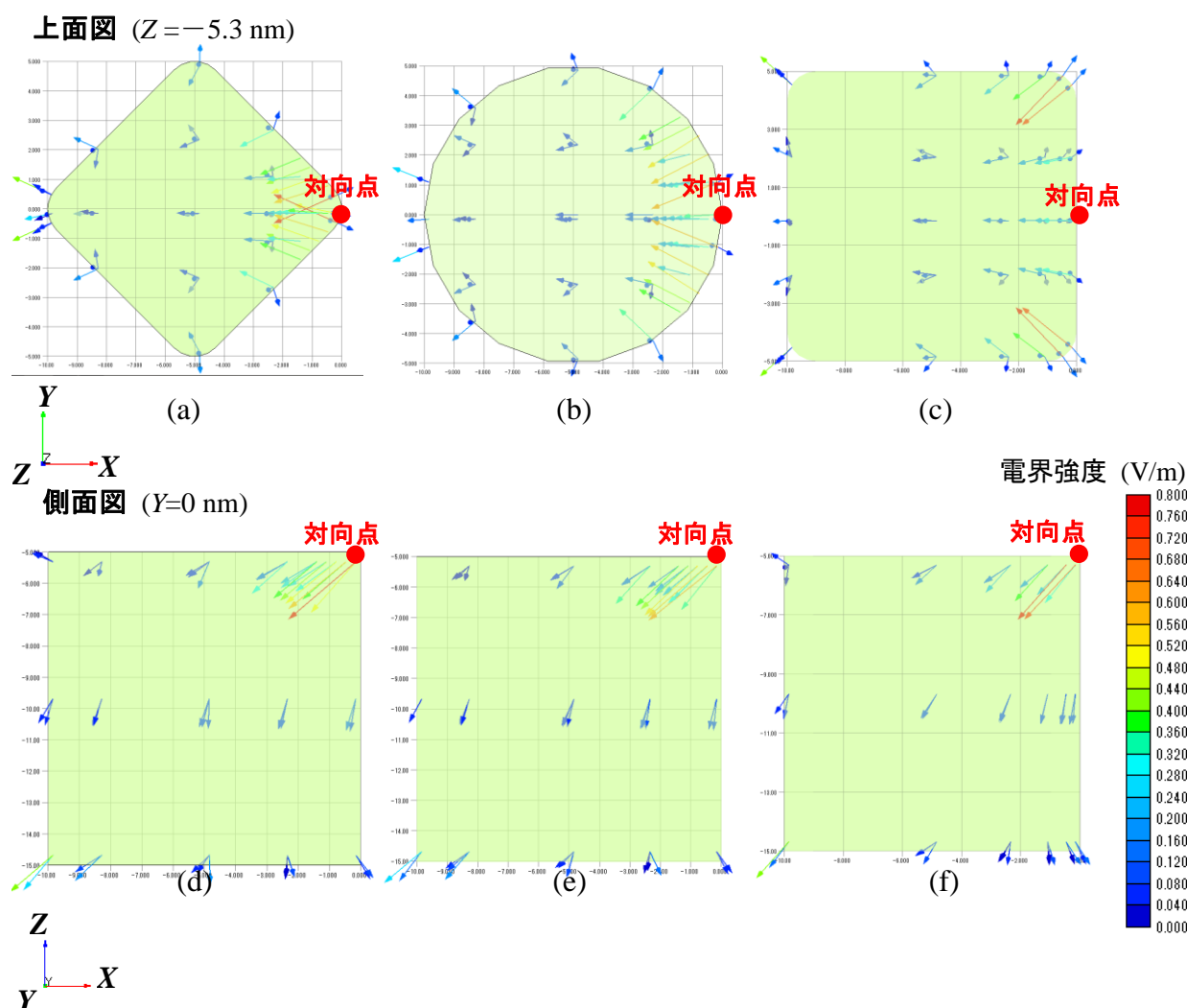


図 120 GeSbTe 柱状ドット内の電界ベクトル図

まず、ダイヤモンド柱に関してみると、アンテナ先端に対向する対向点を起点に、 $X$ 、 $Z$  方向とも負方向（アンテナから離れる方向）で電界ベクトルが分布していることがわかる。これは、図 119 に示した、アンテナ先端で発生する近接場の電界分布に従うものである。その中でも、特に、対向点付近での電界ベクトル強度が著しく強く、かつ、面内における電界ベクトルの向きも大きく内側に向かって指向する傾向がみられる。この結果、コーナー付近に電界ベクトルが集中している領域が認められる。電界ベクトル強度は、対向点から離れるにつれ、低減していく傾向を示すが、一方、対向点と対角線上に位置するコーナーで、電界ベクトル強度が増加している領域が認められる。このことは、対向点付近で発生した分極電荷と逆符号の分極電荷が、対角線上のコーナーに発生していることを示していると思われる。すなわち、アンテナによる近接場相互作用の結果、第 1 次近似的には、ドットの中に、対向点とその対角線上のコーナーを極とする電気双極子が発生するとみなすことができる。

円柱に関しては、全体的な電界ベクトルの分布の仕方は、ダイヤモンド柱と同様の振る舞いを示している。やはり対向点付近で電界ベクトル強度が大きいことが認められる。その一方で、対向点付近での電界ベクトルの向きは、ダイヤモンド柱ほどは指向性がなく、その結果、電界ベクトルの集中の度合いは、ダイヤモンド柱に比べると小さい。これは、対向点付近のコーナーの曲率半径に依存しているように見受けられる。

正方形柱では、ダイヤモンド、円柱とは、電界ベクトルの分布の仕方が大きく異なる。対向点付近では、電界ベクトルは、ほぼ平行に配列しており、その大きさも小さく、集中する傾向が認められない。一方、辺の両側に位置するコーナーでは、ドット内側を向き、強度の電界ベクトルが存在する。正方形では、対向点付近には、辺が位置しており、この付近の曲率半径は、 $\infty$ とみなせる。このように、対向点付近でのコーナーの曲率半径とドット内の電界ベクトル分布とは強い相関があると考えられる。

ナノ相変化微粒子の光スポットによる記録動作（アモルファスの結晶化）において、ナノ相変化微粒子の昇温・降温プロファイルの制御が必要になるが、上記で述べた近接場印加と加熱には密接な関係がある。これについて、次節で述べる。

#### 5.4 プラズモン・アンテナとナノ相変化微粒子媒体との近接場光相互作用、及び昇温・冷却プロセスの時間依存性について

前節で述べたように、プラズモンアンテナ先端の近接場光を用いて、相変化ナノドット・アレイ媒体の個々のドットに対し選択的に電界を集中させることが可能である。次に議論すべきなのは、ナノドットへの選択的な電界集中により、個々のナノドットへの加熱プロセスにも選択性を持たせることができるかどうかである。連続膜媒体に比べ、温度分布の離散化がどの程度進むか、またその結果、昇温・冷却特性速度が連続に比べ、どのように変化するかが重要なポイントとなる。

相変化記録再生においては、記録膜をアモルファス相にすることで初期化状態とし、レーザースポットにより局所的にある程度高温まで昇温、徐冷することで結晶相にすることで記録動作を行う。可視光域では、一般にアモルファス相に対し結晶相は高い反射率を示すので、スポットの部分だけ、ビットの書き込みが行われる。一方、同じようにレーザースポットにより局所的に昇温させるが、結晶化させるときより低めの温度まで昇温、急冷することで、アモルファス相化することで消去動作を行う。これは、主に記録動作により結晶相にしたビットを再度アモルファス相化することである。結晶化させるには、スポット照射部をキュリー温度 ( $T_c$ ) 付近まで、十分に昇温し、完全に溶融化（液体状態）を行い、きれいな結晶構造を形成させるのに、一定の時間（結晶化時間）を要する。これに対し、アモルファス相にするには、必ずしも溶融化させる必要もなく、相変化材料を構成する原子間の相対位置を急冷によりランダム化することにより実現することができる。このため、アモルファス化時間に比べ、結晶化時間の方が大きいため、相変化記録動作の高速化には、結晶化時間の低減が必要となる。

以下の検討では、ナノドット化することで、個々の相変化ドットの選択的加熱が可能か、また連続膜と比較したときに、昇温・冷却速度がどのように変化するかに注目して、ナノドットに対する熱応答特性をシミュレーションにより解析した。



## 5.4.1 静的熱応答による媒体温度分布解析

### 5.4.1.1 シミュレーション条件

主にアンテナにより発生した近接場が相変化ナノドットを照射している状況を考える。波数  $k = k' + k''$  を持つ電磁界が相変化ナノドットに進入した場合、内部でのポインティングベクトル  $S$ （電磁界エネルギー）は電場の 2 乗に比例するので、

$$|S| \propto |E|^2 = |E_0 \exp[i(k' - \omega t)] \exp[-k''r]| = E_0^2 \exp[-2k''r] \quad \text{式 57}$$

波数  $k$  は複素屈折率  $n = n' + in''$  を使って、 $n = k(c/\omega)$  と表わすことができる。今、光の進行方向を  $z$  として、1 次元的な光強度変化を考えると

$$|S| \propto I(z) = I(0) \exp[-\alpha z], \quad \alpha = 2k'' = 2\omega n''/c \quad \text{式 58}$$

すなわち、相変化ナノドットが吸収する電磁場エネルギーは、GeSbTe の複素屈折率の虚数部を用いて求めることができる。今回の計算では、吸収された電磁場エネルギーが全て熱エネルギーになったと仮定する。その結果、対象とする相変化ナノドットに於ける発熱量及び単位体積当たりの発熱量  $\dot{q}$  を求めることができる。また、電界強度  $|E_0|$  [V/m] と光パワー  $I$  [W] の間には式 59 が成り立つ。ただし、 $A$  は光照射面積とする。

$$I = (\epsilon_0 c / 2) \cdot |E_0|^2 \cdot A \quad \text{式 59}$$

今回の計算では、均一強度分布を持つ入射光を用い、 $|E_0| = 1$  [V/m] としているので、逆に計算された電界強度から、光パワーを算出するには、電界強度の 2 乗値に下記  $c_{power}$  を掛け算してやればよい。

$$c_{power} = 2I / (\epsilon_0 c A) \quad \text{式 60}$$

次に電磁界計算から求めた発熱量から、系の熱解析を行う。一般に、単位体積当たりの発熱量  $\dot{q}$  を持つ熱源がある系において、式 61 に示す熱伝導方程式が成り立つ [120]。

$$\rho c_v \frac{\partial T}{\partial \tau} = \frac{\partial}{\partial x} \left( k_{th} \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( k_{th} \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( k_{th} \frac{\partial T}{\partial z} \right) + \dot{q} \quad \text{式 61}$$

ここで、時間  $\tau$  における温度  $T$  は、空間座標  $(x, y, z)$  の関数であると考え。また  $\rho$  は質量密度 [ $\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$ ]、 $c_v$  は比熱 [ $\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ ]、 $k_{th}$  は熱伝導率 [ $\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$ ] である。これらは、材料毎に異なる値を持つが、同一の材料では完全な等方性、均一性を示すものとする。

上記で述べたように、まず FDTD 法でアンテナ／相変化ナノドット系の電磁場解析を行い、ナノドット付近での電界強度を求め、さらにナノドットが吸収するエネルギーからナノドットで発生する熱量を計算し、それを熱伝導方程式に代入することで、ナノドットを含む系の温度変化（時間依存性）を求めることができる。具体的な計算方法としては、電磁界解析で用いた、Poynting for Optics に対し、熱伝導モジュール（HTS モジュール）を加えることで、電磁場／熱連成解析を行うことができる。表 24 に主に熱伝導解析に関する諸元を示す。

前節で求めたアンテナと相変化ナノドット・アレイとの近接場光分布に対し、一定時間、入射光照射が行われた後の相変化ナノドットの温度分布がどのようなになるか解析を行った。ここでは、アンテナと媒体は静止（相対速度 0）している場合を考える。ナノドットとしては、電磁場解析と同じ 9 個ドットアレイ構造、すなわち、アンテナ直下に中央ドット、8 個の隣接ドットを、20 nm

ドットピッチとする正方格子状に並べた配置に対して解析を行った。中央ドットの中心軸上に、アンテナ先端が位置している。比較のためにドット高さと同じ膜厚を持つ連続膜における温度変化も計算した。

また、今回の熱解析では、相変化媒体 (GeSbTe) は全てアモルファス相にあるものとした。その理由として、相変化記録においては、一般的にアモルファスの結晶化が鍵であり、冷却速度の抑制が課題となるためである。連続膜に対して、ナノドットの冷却速度が減少する可能性が考えられ、その度合いを計算で求めることを図った。具体的な条件を表 25 に示す。また、熱伝導解析においては、各部材の単位重さ当たりの熱伝導率、比熱、質量密度が必要となる。これらを表 26 に示す。

解法	陰解法
計算領域	1000nm 立方（電界計算と同一）
境界条件	温度規定（境界面温度 20°C 固定）
時間ステップ	1000 fs
ステップ数	2000
総計算時間	200,000 fs (200 ps)
電界パワー係数 $\beta$	$753.4606268 \times I [W] / S [m^3]$

表 24 熱伝導解析諸元

項目	値
入射光	波長 ( $\lambda$ )
	600nm
	偏光
	直線偏光 (X 方向)
	電場強度
	1 V/m
	強度分布
プラズモンアンテナ	均一強度分布
	空間パワー密度 I/S
	10 mW / $\mu m^2$
	照射時間
	200 ps
	Triangle 型
	材質
Bowtie ギャップ	Ag (アンテナ) / SiO <sub>2</sub> (基板)
	アンテナ長 (L)
	50 nm
	アンテナ厚 (t)
	20 nm
	先端曲率半径 (R)
	5 nm
相変化ナノドット	先端角 ( $\theta$ )
	60°
	ギャップ長 (g)
	5 nm
	材質
	Ge <sub>2</sub> Sb <sub>2</sub> Te <sub>5</sub> (アモルファス相)
	形状
相変化ナノドット	円柱、2 次元正方格子アレイ
	円柱直径
	10 nm $\phi$
	円柱高さ
	10 nm
相変化ナノドット	ドットピッチ
	20 nm
	アンテナとの相対速度
相変化ナノドット	0 m/s (静止状態)

表 25 熱解析シミュレーション条件

	熱伝導率 J $\cdot$ kg <sup>-1</sup> $\cdot$ K <sup>-1</sup>	比熱 W $\cdot$ m <sup>-1</sup> $\cdot$ K <sup>-1</sup>	密度 Kg $\cdot$ m <sup>-3</sup>
Crystal SiO <sub>2</sub>	730	11.43 [121]	2210
Ag	234	429	10490
Ge <sub>2</sub> Sb <sub>2</sub> Te <sub>5</sub> (amo)	212	0.2 [122]	5900

表 26 計算に用いた熱物性値

#### 5.4.1.2 計算結果

図 121 に、照射時間 200 ps 後の、アンテナ／媒体近傍の温度分布を示す。この図では、アンテナ中立面 ( $Y=0$  nm) での温度をコンター図として示している。図中赤色は、最大温度 320 °C 以上の領域を示しており、青色は、最小温度 20 °C 以下の領域を示している。連続膜では、最大温度が 200 °C 程度と低く、アンテナの長手方向に沿って温度が高い領域が広がっている。一方、円柱ドットアレイにおいては、中央ドットのみで局所的な温度上昇がみられ、最高温度は 400 °C 以上にまで達している。この結果から、連続膜に対し、ドットアレイではアンテナ直下のドットが選択的に加熱されていると考えられる。

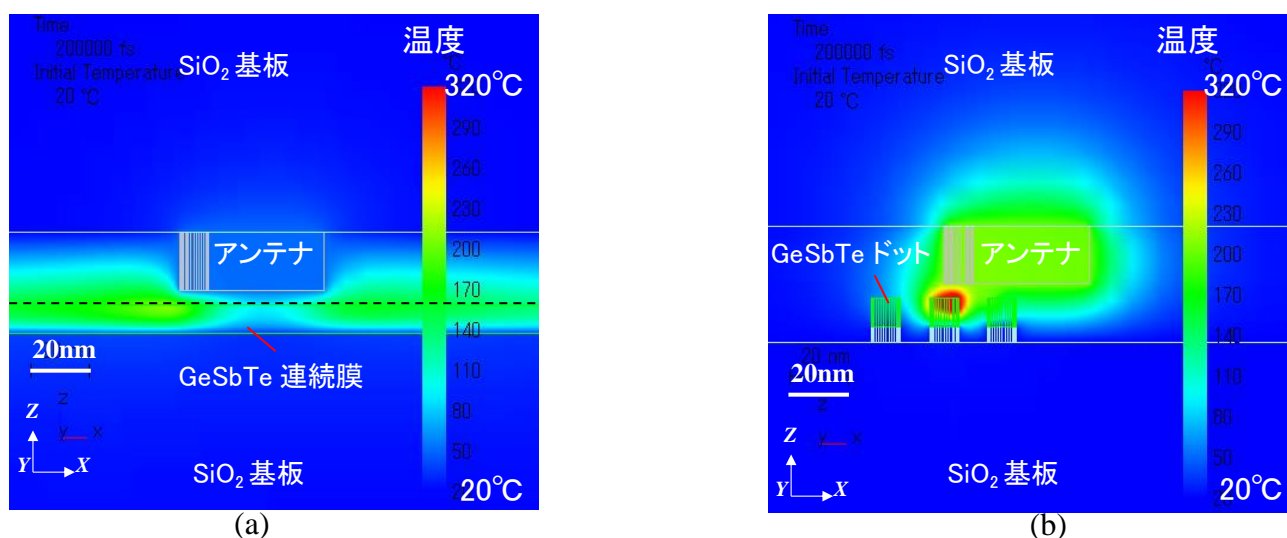
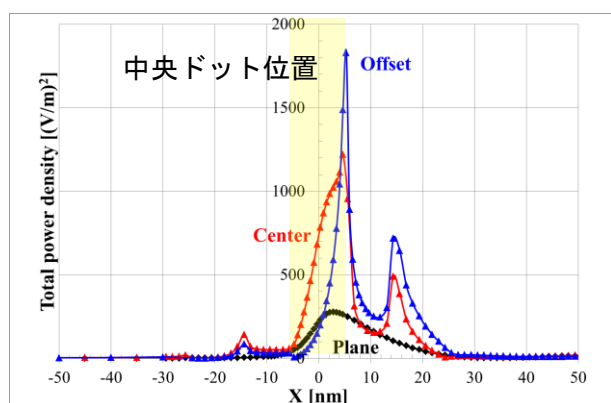
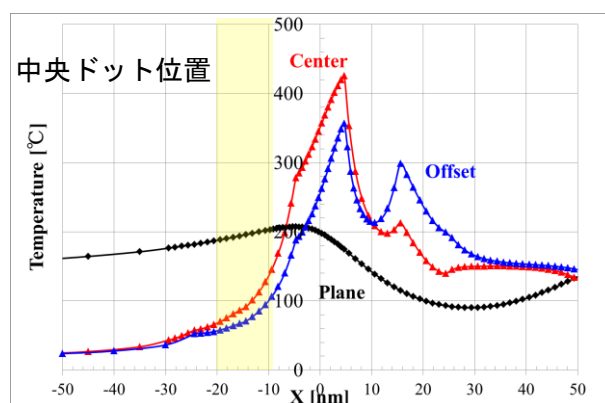


図 121 静止状態、照射時間 200 ps 後のアンテナ／媒体近傍の温度分布

媒体をドット化することにより、離散的、選択的な加熱が可能であることを示唆する結果が得られたが、柱状ドットにおいては、アンテナと中央ドットの相対位置、及び柱状ドット上面の平面形状により、近接場増強に大きな違いが見られた。そこで、柱状ドットにおいて、近接場増強とドット加熱との相関について定量的に調べた。まず、円柱ドットについて、アンテナ先端 ( $X=0$  nm) が中央ドット中心軸直上に位置する場合 (center ; ドット中心  $X$  座標 = 0 nm) と、中央ドット外縁部エッジ直上に位置する場合 (offset ; ドット中心  $X$  座標 = -5 nm) について、アンテナ中立面 ( $Y=0$  nm)、媒体表面直上 ( $Z= -4.5$  nm) における電界パワー密度及び温度の  $X$  プロファイルを図 122 に示す。電界パワー分布に着目すると、アンテナ先端が中央ドット外縁エッジ直上に位置する場合 (offset) の方が、エッジにおいて鋭く高いピークを示すものの、アンテナが中央ドット中心軸上に位置する (center) 方が、平均的に高い電界パワーを示すことがわかる。その結果、アンテナが中央ドット中心軸上に位置する (center) 方が、中央ドット内の温度も約 40 °C ほど高い値を示すことがわかった。



(a)電界パワー密度



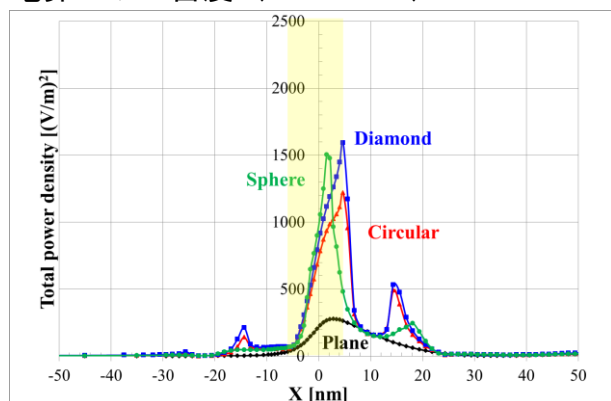
(b)媒体表面温度

図 122 アンテナ／ドット相対位置による電界パワー(a)、媒体表面温度分布(b)の相違（円柱ドット）

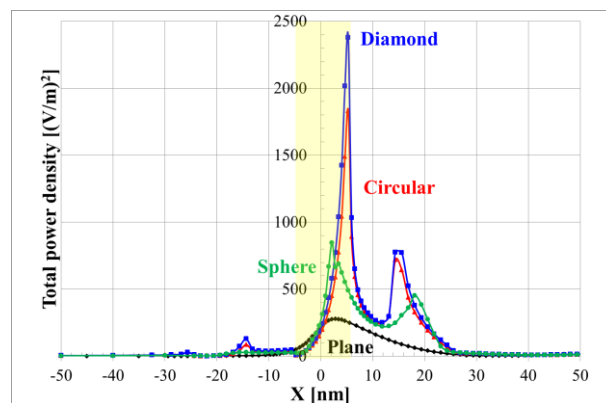
次に、柱状ドットにおいて、上面の平面形状によるドット上面直上の電界パワー密度、及び媒体表面温度分布への影響を調べた。アンテナ／ドットの相対位置の影響も考慮した。計算結果を図 123 に示す。この図から、アンテナ先端がドット中心軸直上に位置する場合の方が、平均的な電界パワーが大きい傾向は、円柱ドットと同様の傾向である。この結果、媒体表面温度の上昇も、アンテナ先端がドット中心軸直上に位置する場合の方が大きい。

平面形状による違いを見てみると、柱状構造同士では、コーナーの曲率半径  $R$  が小さいダイヤモンド型 ( $R=1$  nm) の方が円柱 ( $R=5$  nm) よりも、電界パワー及び温度上昇も大きい。アンテナ先端がドット中心軸直上に位置する場合、ダイヤモンド／円柱の昇温度差は、 $120$  °C～ $200$  °C である。また、柱状ドットに比べると、球状ドットの方が、平均的な電界パワーも小さく、その結果、温度上昇も約  $100$  °C 程度小さい。これらの結果から、柱状ドット・上面のコーナーによる電界集中を利用し、アンテナ先端との相対位置が変わっても、比較的大きな電界パワーを示すダイヤモンド型柱状ドットにおいて、もっとも効率のよいドット昇温が実現されていることがわかった。

電界パワー密度 ( $Z=-4.5\text{ nm}$ )

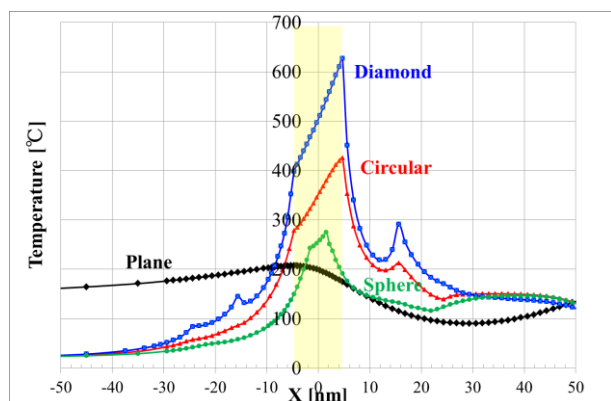


(a) center

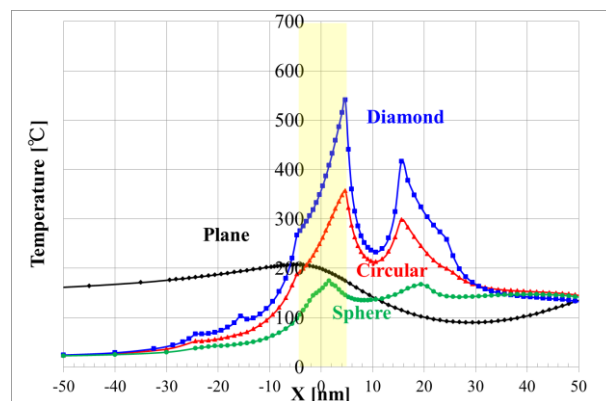


(b) offset

ドット表面温度 ( $Z=-5.3\text{ nm}$ )



(c) center



(d) offset

図 123 柱状ドット・平面形状による電界パワー、媒体表面温度分布への影響

### 5.4.2 熱過渡応答特性

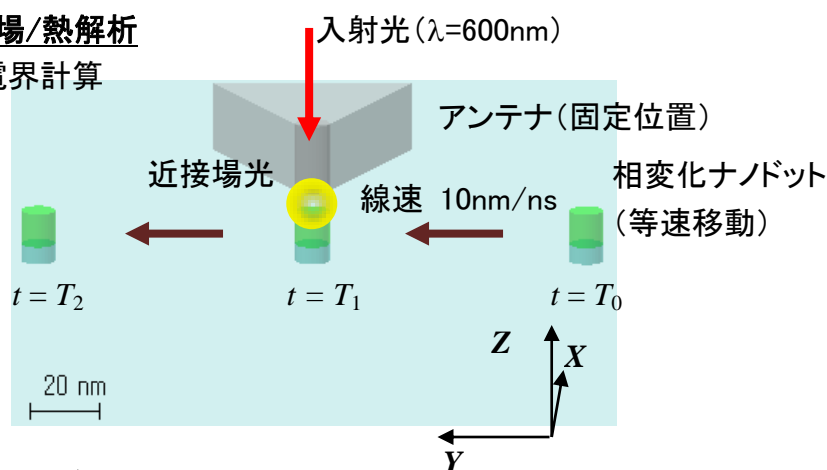
本構造を、光ディスク・ストレージに応用した場合、基板 ( $\text{SiO}_2$ ) に実装されたプラズモン・アンテナ (Ag) に対し、記録媒体上の相変化ナノ微粒子は、ある一定の相対速度を持って移動する。アンテナと相変化ナノドットの相対位置の変化に伴い、その間の近接場光相互作用の強さも時間的に変化していくことが考えられる。その結果、相変化ナノドットは、近接場相互作用が及ぶ範囲に入ってから、徐々に、近接場光エネルギーを吸収して加熱され、アンテナと最近接する辺りで加熱も最大となり、その後遠ざかるにつれ、加熱量も下がるため、徐々に冷却することが予想される。今回、時間依存性を考慮した電磁場/熱連成解析を行い、相変化ナノドットの加熱冷却過程につき調べた。

#### 5.4.2.1 シミュレーション条件

解析に用いたモデル模式図を図 124 に示した。この図においてアンテナ長軸方向 ( $X$ ) は、記録トラック方向 ( $Y$ ) と直交するように配置されている。また、アンテナと、記録媒体となる相変化ナノ粒子は、空気からなる 5nm のギャップをもって、 $Z$  方向に隔てられている。

##### ① 各ドット位置で電磁場/熱解析

$\Delta t = 0.2 \text{ ns}$  おきに電界計算



##### ② 時間依存性を持つ熱源データの作成

$\Delta t = 0.2 \text{ ns}$  おきに吸熱エネルギー計算

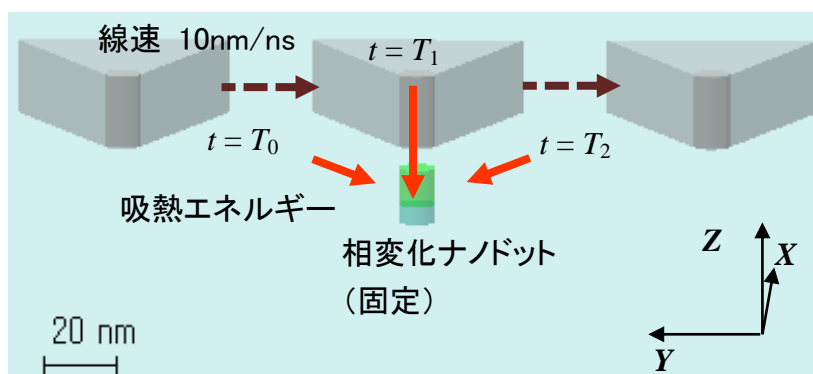


図 124 移動するナノ相変化ドットの熱過渡応答計算



移動する熱源による相変化ナノドット温度の時間変化を計算するために、以下に示す手順を踏んで行った。まず、アンテナ及び入射光光軸の位置を固定し、相変化ナノドットが等速(10 nm/ns)で移動したとし、各ドット位置での近接場・電界強度計算を行った。その際、時間ステップとしては0.2 ns とし、ドット中心が  $Y = -80$  nm から  $Y = +80$  nm まで移動した場合を考えた。移動開始時刻を  $t = T_0 = 0$  ns とすると、 $t = T_1 = 8$  ns のときに、ドットはアンテナ先端直下 ( $Y = 0$  nm) に位置する。移動終了時刻は、 $t = T_2 = 16$  ns である。

各ドット位置における電界強度から、GeSbTe の吸収係数を考慮し、相変化ナノドットの吸熱エネルギーが全て温度上昇に寄与すると仮定する(熱散逸は考慮しない)。この結果、時間ステップ0.2 ns ごとに、ドットに与えられる熱エネルギーが算出される。このようにして、相変化ナノ微粒子／ピラー構造の総移動時間16 ns の間の動的な熱源分布が求まるので、構造各部の比熱、及び熱伝導率を与え、熱伝導方程式を解くことで、系全体の温度分布変化を求めることができる。時間過渡応答解析においては、図 125 に示すとおり、電磁界解析と熱解析では、計算領域の大きさ、並びに、最低メッシュ長さ及びメッシュ数を変えている。ただし、熱解析モデルでも、プラズモン・アンテナ及びドット近傍では、電磁界解析モデルと同一のメッシュ分割を行っている。

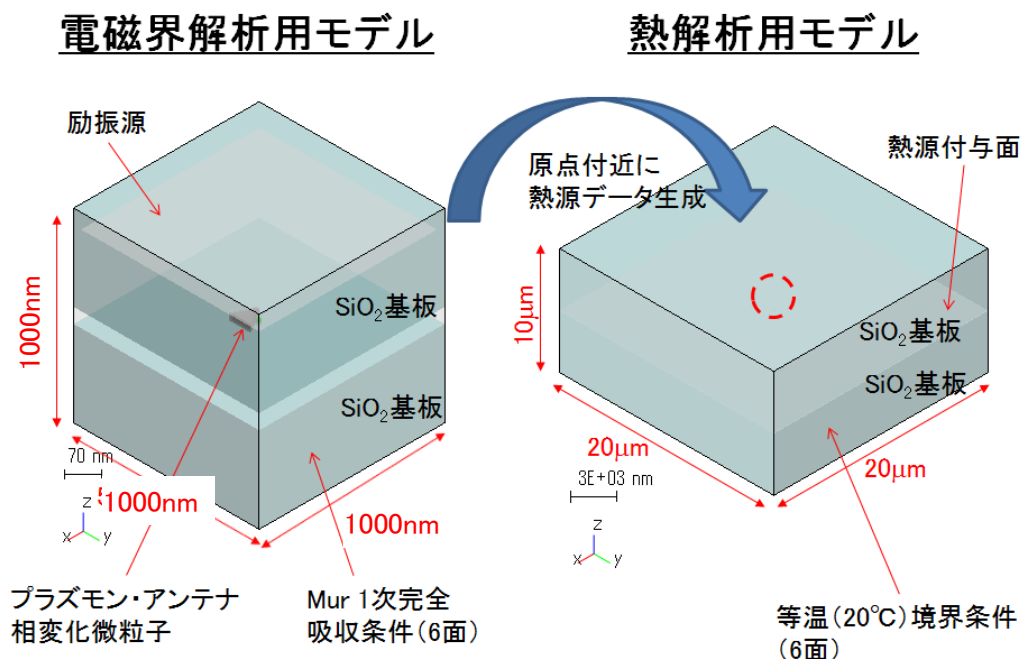


図 125 電磁界解析及び熱解析の計算領域

電磁界解析モデルのメッシュが微細なのは、電磁界分布を決めるプラズモン・アンテナやナノ微粒子、あるいは、ギャップのサイズが nm オーダーと極めて小さく、解析をするうえでメッシュを見合った大きさまで微細化する必要があるからである。一方、熱解析においては、プラズモン・アンテナ及び微粒子近傍を除き、熱伝導等の現象は、電磁場よりも1桁以上大きな分布領域の大きさを持っているため、メッシュもサブミクロン程度まで大きくとっても解析上問題ないことが確かめられている。電磁界／熱解析に用いたメッシュ分割数について、表 27 にまとめた。また、熱過渡応答における熱伝導解析の具体的な諸条件を表 28 に示す。

X		Y		Z	
Range [nm]	$\Delta X$ [nm]	Range [nm]	$\Delta Y$ [nm]	Range [nm]	$\Delta Z$ [nm]
-500~-300	50	-500~-300	50	-500~-300	50
-300~-100	20	-300~-100	20	-300~-100	20
-100 ~ -30	10	-100 ~ -30	10	-100 ~ -30	10
-30 ~ -10	0.625	-30 ~ -5	0.625	-30 ~ -20	0.625
-10 ~ +10	0.625	-5 ~ +5	0.625	-20 ~ +2.5	0.625
+10 ~ +60	0.625	+5 ~ +30	0.625	+5 ~ +25	0.625
+60 ~ +100	10	+30 ~ +500	10	+30 ~ +500	10
+100~+300	20	+100~+300	20	+100~+300	20
+300~+500	50	+300~+500	50	+300~+500	50

(a) 電磁界解析用メッシュ（表 21 を再掲）

X		Y		Z	
Range [nm]	$\Delta X$ [nm]	Range [nm]	$\Delta Y$ [nm]	Range [nm]	$\Delta Z$ [nm]
-10000~-600	200	-10000~-600	200	-5000~-600	200
-500~-+500	電磁界と同一	-500~-+500	電磁界と同一	-500~-+500	電磁界と同一
+600~+10000	200	+600~+10000	200	+600~+5000	200

(b) 熱伝導解析用メッシュ

表 27 熱過渡応答解析・メッシュ分割一覧表

熱源生成	媒体移動速度（線速）	10 nm / ns
	解析対象時間	16 ns
	時間ステップ	0.2 ns
	入射光パワー	10 mW/ $\mu\text{m}^2$
	電界パワー変換係数 $\beta$	$7.53460 \times 10^{12}$
熱伝導計算	熱伝導解析・時間ステップ $\Delta t$	500 fs
	熱物性値	表 26 に準じる

表 28 熱過渡応答における熱伝導解析諸条件

熱伝導解析に関する差分方程式を解くにあたり、その時間ステップの設定に関して適切な条件を調べた。熱伝導解析時の時間ステップの値を、10 ps（グラフには図示していない）、1 ps（1000 fs）、800 fs、500 fs、200 fs と変えた場合、熱過渡応答の時間プロファイルを図 126 に示す。その結果、時間ステップを 1 ps（1000 fs）以上にとると、解は安定に収束せず、発散してしまうことがわかった。800 fs 以下の時間ステップに関しては、同一の計算値に収束している。以下の解析では、時間ステップを 500 fs としている。

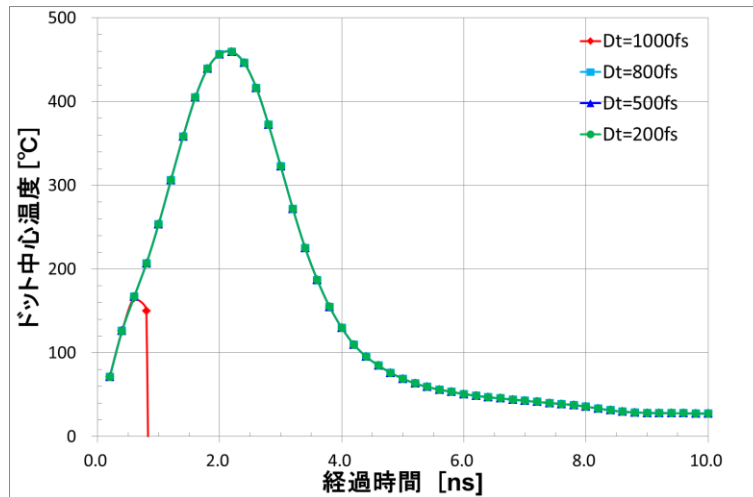


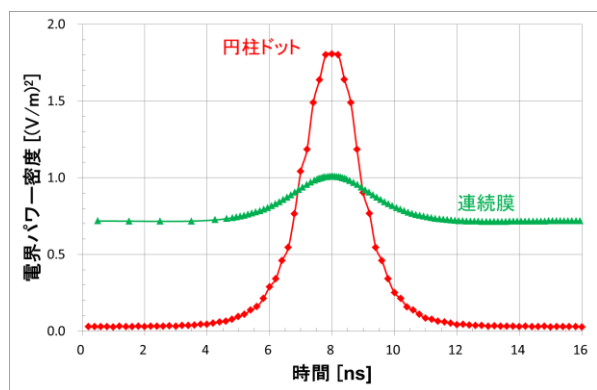
図 126 熱過渡応答・時間プロファイルの時間ステップ依存性

#### 5.4.2.2 計算結果

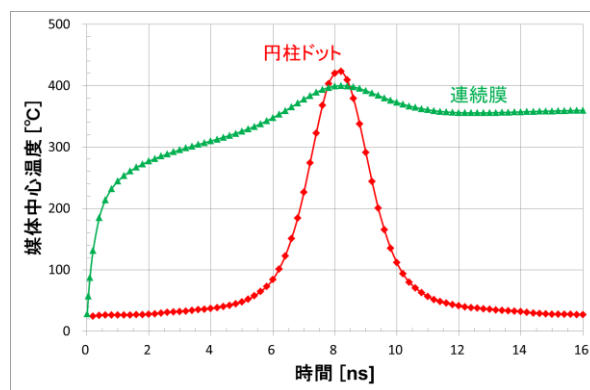
図 127 に、媒体移動条件において、孤立円柱ドットに印加される電界パワー密度及びドット中心温度の時間推移を示す。両者の観測位置は、円柱のほぼ中心 ( $X=0.6 \text{ nm}$ ,  $Y=0 \text{ nm}$ ,  $Z=-9.4 \text{ nm}$ ) とし、連続膜媒体に対しても対応する点 ( $X=0.6 \text{ nm}$ ,  $Y=0 \text{ nm}$ ,  $Z=-9.4 \text{ nm}$ ) とした。また、時間軸に関しては、 $t=0 \text{ ns}$  のときに、円柱ドットがアンテナから  $Y=-80 \text{ nm}$  オフセットしたところから計算を開始し、 $t=8 \text{ ns}$  のときに、アンテナ先端直下に円柱ドット中心が位置 ( $Y=0 \text{ nm}$ )、 $t=16 \text{ ns}$  でドットが  $Y=+80 \text{ nm}$  オフセットしたところで計算を終了している。

まず、媒体に印加された電界パワー密度の時間推移を見てみると、円柱ドットが、 $t=8 \pm 1 \text{ ns}$  という限られた時間範囲で単峰ピークを示すのに対し、連続膜では、最初から一定の電界パワーが印加されており、 $t=8 \pm 1 \text{ ns}$  という範囲で、40%程度パワー密度の増加を示す。これらの振舞いは、前節でみたドットによる近接場分布の離散化と対応している。円柱ドットでは、アンテナ先端とドットが近接した状態でのみ近接場増強が起こり、電界パワー密度の増加はピークを示す。連続膜については、入射光の強度分布が均一分布であることから、媒体への一定の電界パワー印加は常時行われ、アンテナ先端の近傍では、ドットに比べて弱いながらも近接場増強が起きるため、小さなピークが付加されたと考えることができる。

次に媒体温度変化の時間推移を見てみると、円柱ドットでは、電界パワーが印加されている時間領域とほぼ同じ範囲で加熱・冷却が起こっているのに対し、連続膜では、最初の  $1 \text{ ns}$  程度で急速に媒体温度が上昇した後、緩やかな昇温に転じ、電界パワーのピーク付近で、温度プロファイルも小さなピークを示している。これらの時間推移は、円柱ドットの時間的に離散的な電界印加、連続膜での時間的に連続的な電界印加と整合するものであり、その相違の根本原因は、円柱ドットにおける空間的に離散的な近接場増強の発生によるものと考えられる。



(a) 電界パワー密度



(b) 媒体温度

図 127 媒体移動時の電界パワー及び媒体温度時間推移（円柱ドットと連続膜の比較）

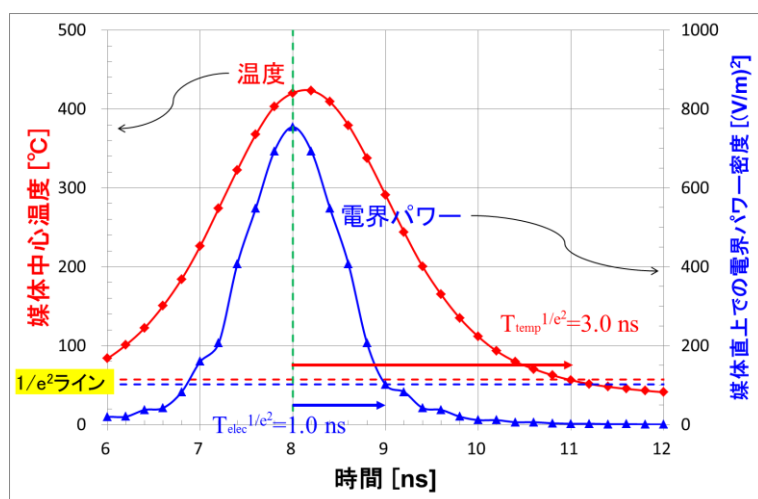


図 128 円柱ドットにおける電界パワー密度／媒体温度時間推移

円柱ドットに関し、図 128 に示したように、ピーク ( $t = 8$  ns) 近傍の電界パワー／媒体温度の時間プロファイルを詳しく調べた。電界パワーに関しては極大値をとる時刻を明確にするため、より大きな値を示す媒体面直上 ( $Z = -4.7$  nm) での値を示した。

グラフから電界パワー密度は、アンテナ先端がドット中心直上に位置する時、すなわち、 $t = 8$  ns において極大を取り、その後急速に減衰する。印加電界パワー密度が最高値の  $1/e^2$  まで低下する時間は 1.0 ns である。これに対し、ドット中心における温度は、 $t = 8.2$  ns で極大をとる。電界パワー密度極大との時間ズレ 0.2 ns は、ドット内の熱伝導等による温度変化に伴うものと推測される。ドット中心温度が最高値の  $1/e^2$  まで低下する時間は 3.0 ns と、電界パワー密度の低減時間 1.0 ns の 3 倍の値を示している。さらに温度低下の裾引きが長く、室温 20 °C まで低減するまでには、ある程度の時間がかかるものと思われる。

またドット ( $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ ) 内で起きている温度低下、すなわち冷却速度は  $t = 9.2$  ns で最大となり、 $-226.8$  deg/ns であることがわかった。グラフから、冷却時間としては約 3~4 ns であることが読み取れる。一方、報告されている  $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$  の結晶化に必要な冷却時間は、20 ns 以上である [123] [124]。このことは、微粒子で起きている冷却は、結晶化を生じさせるには、1 桁程度

早いことを示している。

そこで、冷却速度を低減するために、GeSbTe ドットを支持している  $\text{SiO}_2$  ピラー及び媒体基板について、その熱伝導率による影響を調べた。石英 ( $\text{SiO}_2$ ) の熱伝導率は、結晶／アモルファスで大きく異なる。文献 [125] によれば、結晶石英の熱伝導率が、 $11.43 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$  であるのに対し、石英ガラス（アモルファス）の熱伝導率は、 $1.4 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$  と 1 桁程度小さな値を示す。これまで、アンテナの放熱効果を考慮し、結晶石英の熱伝導率を用いた計算結果を示してきたが、ピラー及び媒体基板の材質を石英ガラスと想定し、熱伝導率の低減に伴い、相変化ドットの熱過渡応答特性がどのように変化するか、解析を行った。結果を図 129 に示す。グラフから、基板材の熱伝導率低減に伴い、最大温度の増加、及び温度保持時間（例えば、 $400^\circ\text{C}$  以上の温度を維持する時間）の増加は明らかに認められた。

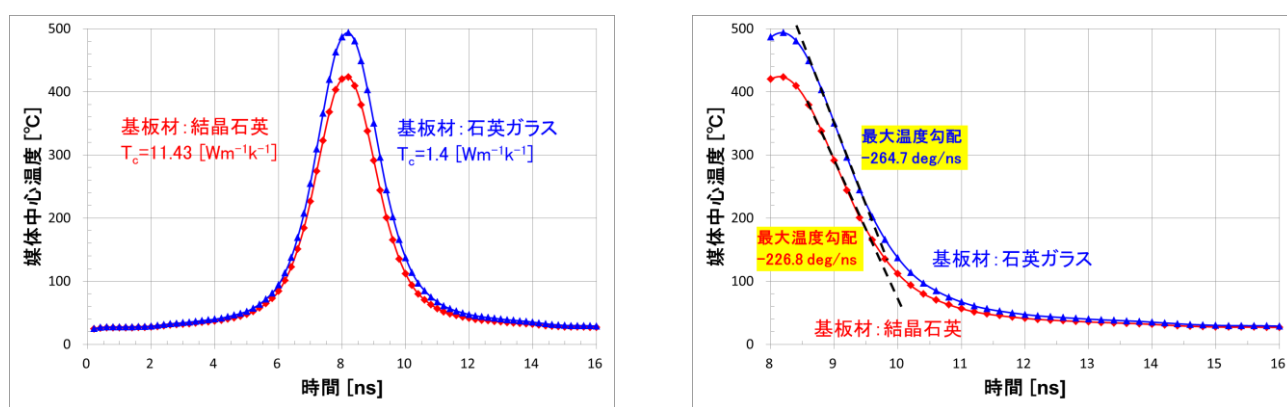


図 129 媒体基板材・熱伝導率による相変化ドット中心温度・時間変化への影響

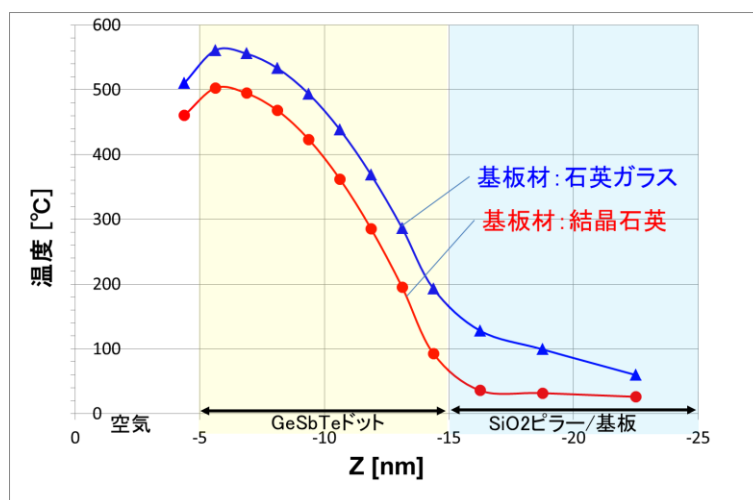


図 130 最高温度到達時の GeSbTe ドット内・温度分布

さらに、図 130 に示すように、最高温度到達時 ( $t = 8.2 \text{ ns}$ ) でのドット内の温度分布を見てみると、基板材：石英ガラスのときの方が、GeSbTe ドットから、 $\text{SiO}_2$  ピラーへの熱の逃げが小さいこと

がわかる。しかしながら、図 129 から、基板材の熱伝導率を小さくしてもドット中心での冷却速度は、温度が高い分だけ大きくなってしまいうことも示されている。その原因としては、GeSbTe ドットからの熱の逃げは、ピラーを介して石英基板に逃げるだけでなく、ドットを取り囲む空気へ熱伝導で逃げる部分があることが考えられる。図 131 に示すように、最高温度到達時 ( $t = 8.2$  ns) では、 $Y$  方向には温度勾配が認められないのに対し、冷却時 ( $t = 8.6$  ns) では、アンテナに対し下流側のドット側面での冷却が認められる。

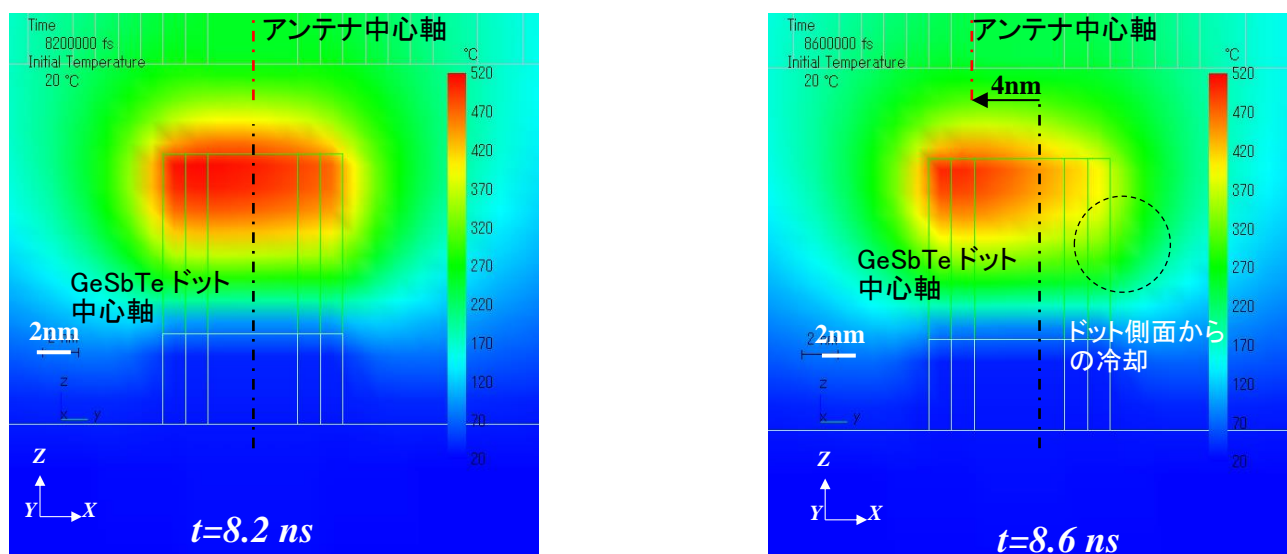


図 131 GeSbTe ドット内温度分布の時間変化

このように、相変化ナノドットの冷却時間を増加させるためには、基板のみならず、ドット上面あるいは側面を、熱伝導率が低い材料で出来た薄膜等で被覆し、熱の逃げを抑制する必要があると考えられる。今回の計算事例では、相変化ナノドットが直接空気に露出している形態で解析を行ったが、光ディスクで相変化記録膜を用いる場合には、反射率を増強するために、相変化膜を誘電体膜で被覆することが通常行われている。より実用的な解析を行うためには、光ディスクを参照して、光学的積層構造において解析を行うことが必要であると考えられる。

さらに、相変化ナノ微粒子媒体で相変化材料の結晶化（記録動作）を実現するには、媒体構造の熱設計により微粒子からの放熱を抑制する以外に、相変化材料検討により、数 ns 程度で結晶化を起こす相変化現象を探索することも考えられる。これに関しては、フェムト秒レーザーによる結晶化速度の高速化が研究されている。次節において、筆者らも関わったこれらの研究成果について述べる。



#### 5.4 アンテナ／ナノドット媒体における Write-Once 型光記録再生の可能性

前節で述べた、相変化の起こりやすさの非対称性（結晶→アモルファスは起こりやすいが、アモルファス→結晶は難しい）を考慮したうえで、アンテナとナノドット媒体の組み合わせで、いかに示す、Write-Once 記録再生方式の実現が可能である。

図 132 に示すように、媒体基板上に GeSbTe ナノドットを形成した場合、ナノドットは成膜時（As depo）の状態、すなわちアモルファス相にある。これは通常の光ディスク製造工程では相変化薄膜成膜はスパッタリング法が用いられるが、一般にスパッタリング法での薄膜ではスパッタリングされたクラスターが基板で十分に構造整合を起こす間もなく付着していきアモルファス相になるためである。そこで As depo 状態にある GeSbTe ナノドット全体をレーザーアニール法、あるいは加熱炉で熔融状態になるまで加熱、結晶化速度以下の冷却速度で徐冷することで、GeSbTe ナノドット媒体を結晶相にする。このプロセスを初期化という。

初期化された GeSbTe ナノドット媒体に対し、1 情報ビットの記録を行うには、対象とするナノドット直上にアンテナ先端を配置し、記録光を照射することで、GeSbTe ナノドットの熔融点まで加熱、その後冷却することで、結晶相からアモルファス相に変える。信号の読み出し、すなわち再生プロセスは記録ドット（アモルファス相）の直上にアンテナ先端を配置し、再生光を照射する。5.3.3 節で述べたように、アモルファス/結晶ドットの近接場光は 20%程度変化し、散乱光の検出によりファーフィールド光信号を生成する。再生時には、ドットの相変化が起きない程度に、再生光強度を抑える必要がある。

前節で述べたように、10 nm サイズの GeSbTe ナノドットの冷却時間は数 ns 程度で、結晶化時間（～20 ns）より著しく小さい。このため、結晶ドットのアモルファス化は容易に実現できるが、アモルファスドットの結晶化は、本研究で検討した条件では困難である。この点を考えると、各ドットに対し、1 情報ビットの記録は一度はできるが消去はできない、すなわち非可逆な記録過程を示す Write-Once 記録再生方式を実現できることがわかる。アーカイブストレージとしては、Write-Once 記録再生方式は適しており、記録した相変化の緩和を抑制することが重要である。

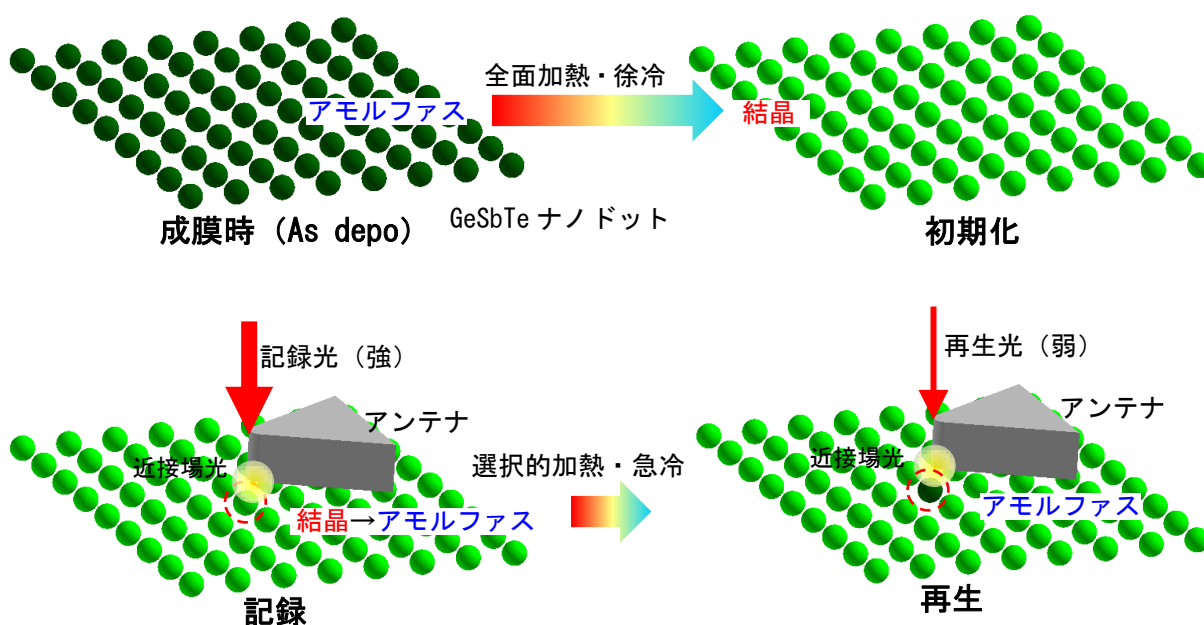


図 132 Write-Once 光記録再生方式



## 5.5 相変化媒体のナノ微粒子化の影響

前節にのべたように、相変化の非可逆性を利用して、Write-Once 記録再生方式を用いることもできるが、消去が可能であり、重ね書きが可能な Writable 媒体が実現できることは、応用面で大きな意味がある。その点から考えると、超短パルスレーザーによる高速相変化はナノ相変化微粒子を媒体として用いる上でとても意義深い。Ge<sub>2</sub>Sb<sub>2</sub>Te<sub>5</sub> において、アモルファス相で 4 員環、6 員環の存在が、結晶速度の高速化に寄与しているという報告がある [126] [127]。

科学技術振興機構・CREST の研究課題「反応現象の X 線ピンポイント構造計測」（研究代表者：高田 昌樹、研究期間 平成 16 年 10 月～平成 22 年 3 月）において、筆者も含むソニーの研究チームが、ナノ相変化微粒子の相変化について共同研究に加わった。ここでは、相変化媒体のナノ微粒子化の影響につき、同課題・研究成果から引用する形で報告する。

Spring-8 の放射光を利用した時間分解 X 線回折測定法により、2 つの相変化材料 Ge<sub>2</sub>Sb<sub>2</sub>Te<sub>5</sub> 及び Ag<sub>3.5</sub>In<sub>3.8</sub>Sb<sub>75.0</sub>Te<sub>17.7</sub> に対し、光励起に伴うピコ秒時間分解能での X 線構造解析について報告された [128] [129]。どちらも相変化材料の中では、結晶化速度が高速の材料として知られている。同法による実験及び大規模第一原理 MD (DFT/MD) 法、逆モンテカルロ (RMC) 法による計算構造解析の結果、共通的な特徴としては、Ge-Te、Sb-Te 結合からなる 4 員環、6 員環が結晶／アモルファス相の双方ともに存在し、相変化の際の原子移動を相対的に小さくしていることが高速化のひとつの要因であると述べている。

GeSbTe 系の特徴としては、X 線回折で見られるブラッグピーク幅の時間変化の振る舞いから、GeSbTe 系では光照射直後から、NaCl 結晶構造を持つクラスターなどが結晶核となり、10 数 ns で微結晶がモザイク状に集積した構造を形成することで結晶化が進むと考えられる。一方、AgInSbTe 系では、Sb 原子を中心とし、近くに 3 原子、遠くに 3 原子が配置された、3+3 配位構造を形成しており、中心原子 Sb 及び 3 つの最近接原子がなす配位構造の向きがランダム（アモルファス）から同一方向に揃う（結晶）過程と考えられる。そして、この構造変化は、1 配位体構造につき 1 個のボンドの交換だけで生じるので原子移動も小さく、高速に進行する。ブラッグピーク幅の時間変化から、AgInSbTe 系では、極小さい微結晶が生じ、お互いに融合・成長しながら、結晶化が進行していくと考えられている。

平成 21 年度からソニーも同研究課題に参加し、ナノ相変化微粒子の相変化現象の検討を行った。担当したのはピンポイント相変化構造計測用の微細加工テンプレートの開発であり、筆者も電子線ビーム・リソグラフィ法を用いた Si ナノピラー形成加工条件の確立の部分に携わった [130]。

その後、同研究課題の成果として、Ge<sub>10</sub>Sb<sub>90</sub> のアモルファス相変化ナノドット（直径 50nmφ）媒体を用いて、300 ps パルスレーザー照射時の結晶化について時間分解 X 線回折測定法による解析が行われた。[131]。なお同論文のナノドット SEM 像写真は、“Advanced Optical Materials” 誌の掲載号の表紙を飾っている。

同論文のアモルファス相変化ナノドット媒体として 2 種類用意された。1 つは、ガラス基板上に、ナノインプリント法により紫外線硬化樹脂で形成された突起（直径 50 nmφ、ピッチ 100 nm）の 2 次元周期配列構造を形成し、その突起上に誘電体膜に挟まれた Ge<sub>10</sub>Sb<sub>90</sub> 膜の積層構造を形成したものである。最初にこのサンプルを用いて、励起光（波長 800 nm、パルス幅 300 ps）、検出光（波長 633 nm、He-Ne）を用い、光学的反射率に対する過渡応答特性の測定が行われた。その結果、結

晶化を促進する Sb 下地膜がある場合、①初期結晶化（～15 ns）→②溶融／融化（70 ns 付近）→③再結晶化（～150 ns）という過程をとっていると考えられるが、連続膜構造では、②のステップで反射率の低下がみられない。このことは  $\text{Ge}_{10}\text{Sb}_{90}$  膜からの放熱が大きいため、②において溶融に至らず、アモルファス化も生じなかったためと考えられた。

また同一サンプルに対し検出光として放射光を用い、X 線回折（時間分解能 16 ns）を行い、(012) ピーク回折光強度の時間変化を測定したところ、励起後、70～100 ns で結晶化が進むこと、また連続膜に比べナノドットの方がより小さい励起光エネルギーで結晶化が開始されることが見出された。2 番目にテストされたナノドット構造においては、熱伝導率が小さい NiCr 膜を下地膜に用いられた。その結果、 $\text{Ge}_{10}\text{Sb}_{90}$  ナノドット構造において、再結晶化開始時間が 15～20 ns にまで低減されることがわかった。

ナノドット構造の効果としては、連続膜に比べ熱的な分離を実現できる結果、小さい励起光エネルギーで結晶化が開始されることである。またドット当りの結晶化エネルギーを実験結果から求めると、およそ 2 桁小さいエネルギーで結晶化が可能であることがわかった。超短パルスレーザーによる高速相変化は、励起された電子がフォノン励起及び GeSb 結合の交換を引き起こすことにより引き起こされると考えられている [132]。そして NiCr の熱伝達抑制効果も併せると、ナノドット媒体により、高速かつ低エネルギーの記録動作が可能となりうると結論している。

今後の課題としては、サイズ効果があるとしたら、相変化記録ドットとして、粒径をどこまで低減できるかにより、この方式での記録密度の上限を見つめることが出来る。また、結晶化速度に対してもサイズ効果があるとしたら、記録条件に対して、サイズ効果由来の制約がかかることも十分留意すべき点となる。

## 5.6 第5章のまとめ

現在、ハードディスクでも目指している、1テラビット／平方インチ以上の高面記録密度を光ディスクでも実現するために、サイズ10 nm程度のビットの光記録再生手法を検討した。具体的には、表面プラズモン共鳴を応用したプラズモン・アンテナと相変化ナノドット媒体との組み合わせを考え、プラズモン・アンテナ先端で発生する近接場と相変化ナノドットとの近接場相互作用を、有限時間差分領域法(FDTD)による数値計算で解析した。その結果、パラメーターの最適化により、個々の相変化ナノドットに選択的に近接場増強を発生させ、加熱することが可能であることを明らかにした。さらに、アンテナと相変化ナノドットの組み合わせにおいて、Write-Once型光記録方式を可能にする、記録及び再生過程が成り立ちうるということが明らかになった。

1. ナノ金属球における表面／局所プラズモン共鳴に関する解析解、FDTD計算により、プラズモン・アンテナの動作原理につき、電気双極子モデルで定性的に理解できることがわかった。特に、二連球モデルから、Triangle型とBowtie型アンテナの動作モードの相違を説明できる。さらに、金属球粒径増加に伴う共鳴波長の長波長化、複素誘電率の粒径依存性（粒径低減に伴い、吸収係数が急増）は、アンテナのサイズを低減する上で設計上留意が必要な点である。
2. Triangle型、Bowtie型アンテナを比較した場合、Bowtie型の共鳴波長は長波長化する。さらにスペーシング5nmのGeSbTe媒体表面での電界強度を比較した場合、Triangle型の方が、2倍程度大きい。これは、Bowtie型では、媒体を配置した場合、ギャップ間への電界集中が強まり、ギャップ外への電界の漏れが減少することによる。媒体表面での電界強度の強さ、分布幅の狭さの点で、Triangle型の方が有利である。
3. 膜厚10nmのGeSbTe連続膜媒体と、直径10nmのGeSbTe球ドット媒体に対し、Triangle型アンテナによる近接場光を印加した場合、球ドット媒体では、アンテナ先端直下のドットのみが近接場増強を示す。一方、連続膜媒体では、球ドットの2倍以上の範囲で近接場増強が生じ、かつ電界パワー密度が1/4程度と増強の度合いも小さい。このことは、媒体の離散化によって個々のドットに対し選択的に電界印加が可能であることを示唆している。
4. 相変化ナノドットへの電界集中の強さ、空間分布は、ドット形状に強く依存する。特に、ドットの断面／面内形状において、アンテナ先端と対向する部分の曲率半径が支配的なパラメーターになる。ドット近傍の近接場が集中する領域幅は曲率半径に比例する。一方、その近接場強度は、曲率半径に反比例する。
5. 結晶・アモルファス間の相変化に伴う近接場強度変化は、①材料依存性（複素屈折率で決まる分極率変化）と②ドット近傍・近接場増強度依存性（形状、アンテナ・ドット相対位置）の2つの要因から決まる。コーナーの曲率半径が1nmのダイヤモンド柱は、相変化に伴い、最大28%の差信号を生じることがわかった。
6. 電界ベクトルの3次元分布から、アンテナ・相変化ナノドット間の近接場相互作用が、電気双極子間の相互作用で説明できることがわかった。Triangle型アンテナの内部には、アンテナ先端を極とする2つの双極子が発生しており、その双極子場がアンテナ外部の電界分布を決める。相変化ナノドットには、アンテナ先端側のコーナーを起点に内部に双極子場が作られる。内部双極子場は、アンテナに対向する部分の曲率半径が小さいほど、局所的な増強が一層強くなる。

7. 連続膜媒体と比較した場合、GeSbTe ナノドット媒体の温度上昇も、アンテナ先端直下のドットのみが選択的に加熱される。均一強度分布、パワー密度  $10 \text{ mW}/\mu\text{m}^2$  を持つ入射光に対し、直径  $10 \text{ nm}$  の円柱ドットを  $200 \text{ ps}$  照射した場合、ドットの温度上昇は  $400^\circ\text{C}$  程度である。
8. 光ディスクへの応用を想定し、線速  $10\text{m/s}$  でドットが等速移動する場合のドットの温度変化を解析した。均一強度分布、パワー密度  $10 \text{ mW}/\mu\text{m}^2$  を持つ入射光に対し、連続膜では  $10\text{ns}$  経過しても温度低下が認められなかったのに対し、直径  $10 \text{ nm}$  の円柱ドットは、最高温度  $420^\circ\text{C}$  から、 $3\text{ns}$  で  $60^\circ\text{C}$  以下に温度低下した。報告されている GeSbTe の結晶化に必要な冷却時間は  $20\text{ns}$  以上であるから、ドットで起きている冷却は、結晶化を生じさせるには、1 桁程度早い。
9. 相変化ナノドット媒体で記録（結晶化）を可能にするには、基板／積層構造の熱伝導率の低減により、記録部からの熱の逃げを抑制することが必要と考えられる。別の手法としては、非熱過程で相変化を生じる材料あるいはプロセス（例えばフェムト秒レーザー照射による非熱的相変化の可能性）等を検討することが考えられる。
10. 以上の結果から、①初期化（レーザーアニール、あるいは加熱炉によるディスク全面の結晶化）、②記録（結晶ドットにレーザー照射、加熱、急冷によりアモルファス化）、③再生（記録ドット（結晶）と未記録ドット（アモルファス）との近接場光強度の相違から反射光強度変化として再生信号を作成）の各プロセスからなる、Write-Once 型記録方式の実現が可能と見込まれる。

## 第6章 結語

### 6.1 本研究の成果のまとめ

第2章では、市販ハードディスクドライブで要求される仕様を総合的に満足するために、浮上量 50 nm を安定に実現する新規・浮上スライダー構造（パピオン型）を提案した。パピオン構造は、自由形状・空気潤滑面及び負圧溝を持つことを特徴としている。空気流として分子運動論的に扱う必要がある中間遷移流れ領域（浮上量 30~100 nm）において、静的・動的浮上特性を解析するソフトウェアとして、自由形状・空気潤滑面の取り扱いも可能な修正レイノルズ方程式に基づく有限要素法プログラムを構築した。このプログラムを用い、パピオン構造の静的浮上特性（線速、スキュー角依存性）へのパラメータ解析を行い、静的浮上特性の設計手法を明らかにした。その結果、市販 3.5 インチ・ドライブ条件で、一定浮上量化、高ピッチ、ロールフリーな特性を示す設計パラメータを求め、試作評価により良好な特性が得られることを実証した。また、計算により求めたスライダーで発生する空気膜剛性と、実測した動的浮上特性（外乱に対する浮上追随性、変動）及び信頼性（離陸速度）が強い関係性があることを実験的に確かめた。計算による解析から、空気膜剛性増強を可能にする空気潤滑面の設計指針を明らかにし、計算上効果を確認した。パピオン型では、ピッチ方向の空気膜剛性増強の結果、離陸速度の低減に成功しているため、長期的な摩擦摩耗特性に関しても、実用的な耐久性を実現することに成功した。

第3章では、光の回折限界を越えた超解像記録再生を可能にする、ソリッドイマージョンレンズ（SIL）を浮上スライダーに搭載した新規光ヘッド構造を提案した。SIL などの光学部品の搭載により生じるスライダー質量の増加、重心位置の上昇は、動的な浮上安定性を劣化させる。この課題を解決するために、スライダーで発生する空気膜剛性の増加により、ディスク面振れ等の外部振動、ディスクうねり等の外乱への追随性の改善効果がどの程度あるのか、数値計算により解析した。その結果、従来のテーパフラット型に比べ、トライパッド型負圧スライダーは、ヴァーティカル、ピッチ、ロール全方向の空気膜剛性が 2~4 倍程度増加し、外乱への追随ゲインも 20dB 程度低減されることがわかった。その結果、トライパッド型において、許容加速度を 1 桁向上できることを明らかにした。この結果に基づき、トライパッド型浮上スライダー上に SIL を搭載する光浮上ヘッドの具体的構造を考案した。さらに、浮上溝を形成するリソグラフィ・プロセスと SIL 光学組立プロセスを両立させるために、半球レンズを 2 次元格子状に周期配列した、半球レンズ埋め込み基板構造を新たに提案し実作した。その結果、試作に成功した光浮上ヘッドは、安定に浮上量 50nm を実現し、実効開口数 1.24 を持つ SIL によって、相変化記録媒体上で、使用波長の回折限界以下のマーク長 0.2 $\mu$ m から、ジッター、CN 比とも実用範囲の信号品質が得られることを実証した。

第4章では、散乱型近接場光顕微鏡の一種である SIAM 法を検出方式とし、近接場光プローブを SIL の半球レンズに埋め込んだ新規・光超解像再生素子構造を提案した。新規素子は、光ディスクで用いられている光ピックアップに搭載可能であるため、高速回転する光ディスク上で使用することができる。これは、オリジナルの SIAM 法で用いられた AFM カンチレバー方式では極めて実現困難である。RCWA 法に基づくシミュレーションから、Si プローブと Gr 媒体間からの位相差信号が 4%程度と十分再生可能であり、ヘッド／記録媒体のスペーシングを使用波長の 1/10 以下に低減することを明らかにした。これに基づき、Si プローブを SIL の半球レンズに埋め込む具体的な素

子構造及びその作製工程を構築した。特に電子線ビーム描画リソグラフィーによる 100 nm 以下の微細幅プローブ形成、真球度、表面粗度を $\lambda/20$  以下に抑える高精度ボールレンズ加工プロセスの確立が素子形成を可能にした。高精度位相検波を行うためのヘテロダイン光学系、4 本の静電容量センサーを用いた静定精度 $\pm 2$  nm のギャップサーボ機構の導入により、本素子を用いた再生評価系を構築した。ランド・グループ幅 100~500 nm を形成し、15 nm 厚の Cr 膜を成膜した ROM メディアを用いて、本素子の再生実験を行ったところ、使用波長 635 nm に対する光学的解像限界 160 nm 以下のランドからの再生信号を得た。また、再生信号のスペーシング依存性がエバネッセント的であることも実験により確認した。本研究により、SIL を用いた SIAM 方式により、回折限界を越えた光超解像再生を可能であることが実証された。

第 5 章では、プラズモン・アンテナと、ビットパターンドメディア (BPM) 構造の導入により、1 テラビット/平方インチ以上の面密度を想定した光記録再生の可能性につき検討を行った。具体的には、銀 (Ag) を材料としたプラズモンアンテナと GeSbTe ナノドットアレイ媒体との間の近接場相互作用について、FDTD 法を用いた電磁界解析を行った。本研究により、トライアングル型アンテナにおいてスポット径 10 nm が可能であり、アンテナ先端で発生する近接場はアンテナ直下の GeSbTe ナノドットにおいて選択的に増強されることが示された。ドットでの近接場増強は、ドット形状、特に、アンテナ先端に対向するドット・コーナーの曲率半径の低減とともに、リニアに増強され、その結果、結晶/アモルファス間の相変化に伴う近接場強度変化も増加することが示された。10 nm サイズのダイヤモンド柱は、相変化に伴い、25—28% の近接場強度変化を示し、ドットの反射光強度変化として、ファーフールド光再生信号が得られると考えられる。

これらの近接場光解析の結果を用い、GeSbTe ナノドットアレイ媒体の熱応答解析を行った。本研究により、ドットへの選択的電界集中により、ドットの選択的加熱が可能であり、中心ドットが 400 °C 以上に昇温し、かつ隣接ドット温度を 100 °C 未満に抑制可能であることがわかった。さらに、線速 10 m/s で記録粒子が移動する場合の GeSbTe ナノドット温度の時間過渡応答 (加熱・冷却) 特性を計算上明らかにした。その結果、連続媒体の冷却時間が ns 以上であるのに対し、GeSbTe ナノドットの冷却時間は、~3 ns 程度であることが示された。この冷却速度は、今回用いた  $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$  の結晶化時間より 1 桁程度短い。

以上の結果から、1 テラビット/平方インチ以上の面密度を想定した GeSbTe ナノドットに対し、初期化 (全面結晶化)、記録 (記録ドットのアモルファス化) 及び再生 (結晶/アモルファスドットの近接場強度変化の検出) に基づいた Write-Once 型光記録再生が可能であることが示された。一方、Re-writable 記録再生を可能にするには、アモルファス GeSbTe ナノドットの高速結晶化を可能にするために、媒体構造による冷却効果の抑制、あるいは、より結晶化時間の短い相変化材料の探求、あるいは、相変化プロセスの探求が必要である。

## 6.2 本研究の成果の意義

第 1 章で述べた超高速・大容量を持つアーカイブ・ストレージとして、光ディスク・ストレージはより一層の高性能化が必要とされるものと考えられる。アーカイブとしての光ディスク・ストレージにおいてもハードディスクからのデータの転送・保存を行う上で、次世代ハードディスクと同等の数テラビット/平方インチという面記録密度、数ギガビット/秒という高データ転送速

度を実現することが望ましい。本研究では、このような要求を満足する次世代アーカイブ・ストレージとしての光ディスク・ストレージの高機能化を実現するための要素技術について、以下の点につき知見を得ることができた。

まず、本研究により、浮上スライダー上にソリッドイマージョンレンズ（SIL）等の近接場光素子を搭載する具体的な光ヘッド構造の提案を行った。光ヘッドを安定に浮上させる上で、光学部品搭載に伴うスライダー質量増加、重心位置の上昇が課題であることを明確にし、スライダーで発生する空気膜剛性を増強させることが動的浮上安定性を改善する手法となり得ることを数値計算及び実験で示した。本研究では、さらに、ハードディスクで必要とされた静的／動的浮上特性、信頼性の設計指針を明らかにした。これは、光ヘッドでも製品レベルで必要とされることである。

一方、本研究では、ナノ金属構造で発生する近接場増強により、光の回折限界を越えた光超解像再生が可能であることを、実験及び計算から明らかにした。面記録密度 1 テラビット／平方インチを越える光記録再生を可能にするには、スポット径 $\sim 10\text{nm}$ の実現が必要となる。プラズモン・アンテナ、及び相変化ナノドット媒体との近接場相互作用を解析した結果から、ドット径 10nm、ドットピッチ 20nm 程度の相変化ナノドット媒体で、個々のドットを選択的電界印加／加熱することが可能であることを計算上示し、面記録密度 1 テラビット／平方インチの光記録再生の可能性を示した。しかしながら現行の相変化材料では、10nm 径ドットの冷却速度が結晶化時間の 1/10 程度と小さいという課題があり、非熱的相変化過程の利用も含め、相変化材料・プロセスの検討が必要と考えられる。

プラズモン・アンテナを利用するに際して、レーザーダイオードのような光源からアンテナまでの光伝達効率を十分に確保することが、光源パワー低減、発熱抑制などの点で重要である。光アシスト磁気記録用素子検討においては、薄膜導光路の利用が、薄膜磁気ヘッドとの複合構造化の上で実用的であり、主に検討されている。しかしながら、薄膜導光路においては、クラッド層の厚さを十分にとらないと、導光途中でのリークパワーが大きくなってしまい、光源の光利用効率を実用的なレベルまで増加させることが課題になり得る。この点、ソリッドイマージョンレンズでは、薄膜導光路に比べ、光利用効率を大きくすることが比較的容易である。本研究により、ソリッドイマージョンレンズと近接光プローブの組み合わせが、光超解像再生を実現する具体的な素子構造となりうることを実証したといえる。

本研究において、プラズモンアンテナと 10nm $\phi$ サイズの相変化ナノドット媒体で、Write-Once 型光記録再生の可能性を示し、面記録密度・数テラビット／平方インチ相当の光ディスク・ストレージを実現できる可能性を示した。



### 6.3 今後の展望に関して

光コンピューター (optical computer) についての研究が最近盛んに行われつつある。全体構想としては、まだまだアーキテクチャから始まり、演算論理も光に適したものはなにか、議論されている状態である。また、光子 (フォトン) は、量子計算・情報処理、量子通信では、具体的にインプリメントする際の有力な候補であり、フォトンベースによる量子計算・通信の基礎研究、光量子コンピューターの研究開発が活発に行われている。2007 年には、フォトンを用いた量子コンピューターにより素因数分解計算の動作が実証されている [133]。さらに光集積回路 (シリコンフォトニクス) による量子計算の実験実証も行われている<sup>8</sup> [134]。

量子コンピューターの具現化にはほかにも、核磁気共鳴、量子ドット、超伝導素子、イオントラップ方式などいくつかの方式が提案されているが、光における量子もつれ (Entanglement) の実現が光の偏光状態等で比較的容易に実現され、基礎的な実験は光学ベンチで実施できるなどの点から、原理検討は光子 (フォトン) ベースのものが一番進んでいると考えられる。また、以下に述べるように、シリコンフォトニクスを用いた光集積回路という形での具体的なデバイス化も大きな可能性を持っている。

現在、光エレクトロニクス領域では、「シリコンフォトニクス」に関する研究が盛んにおこなわれている [135]。シリコンは可視光に対しては不透明だが、光通信で使われる近赤外光には透明であり、この波長域での光導光路として使用することができる。半導体における微細加工技術の精度が飛躍的に向上したために、ミクロな光導光路形状・寸法を高精度で制御可能となったため、導光路で問題となるリーク損失にも見込みが立ってきている。

さらにシリコン・ベースで、高速な光変調器、光検出器など演算装置に必要な光素子が揃ってきたため、中央演算素子 (CPU) 等を光回路で構成したチップ化を図るという研究も盛んになってきている。また、電子や正孔をキャリアにした電子回路技術においては、素子あるいはデータ転送線の微細化に伴い、キャリア散乱による転送速度の高速化に限界が見え始めてきており、光転送技術の応用検討も活発に行われている。

これに対して、東大・荒川を中心研究者とした「フォトン／エレクトロニクス融合」研究プロジェクトが進められており [136] [137]、新たな光デバイス (光素子、光配線) の開発を行い、低消費電力型の光エレクトロニクス実装基盤技術と、それらの要素技術を統合したシステム化、現在のサーバーラックをボードサイズまで小型化、大幅な消費電力削減 (グリーン・デバイス化) の実現を図ろうとしている。

現在のノイマン型コンピューターに即したシリコンフォトニクスでは、シリコン・ベースで光源が用意できるかが課題であり、光源の部分だけ、Ge あるいは化合物半導体ベースの光源のハイブリッド構造化が考えられている。一方、量子計算・情報処理においては、単一光子 (フォトン) 光源の実現が必要とされている。これに対し、シリコン基板上に InAs 量子ドットレーザーを直接融着して波長  $1.3\mu\text{m}$  の室温発振が成功している [138]。また量子通信を目的として半導体量子ドットによる単一光子発生素子の作成及単一光子生成の確認がなされている [139]。シリコン上に単一光子発生源を実装することにより、量子計算・量子情報処理を行う光チップの実現も可能性がうまれ、光量子コンピューターというものをより具体的に考えることができる。

このように、量子演算を前提にした光コンピューターの実現を考えたときに、光ディスク＝フォトンを用いた演算系のセカンダリー・ストレージとしての可能性を考えることが

できる。すなわち、主演算装置でオール・フォトンで演算が実施されているのであれば、セカンダリー・ストレージ、あるいはアーカイブ・ストレージにおいても光で記録すれば、電気信号に変換するというプロセスを省くことができ、効率的なシステム構築が出来ると考えられる。これは、光コンピュータという情報処理系において、演算素子から記憶素子までフォトンで一気通貫するという世界である。量子演算もフォトン以外の量子を使うことも十分あり得るが、一方フォトンも有力な候補であり、その演算系をすべてフォトンベースで構築することは極めて理にかなっているように思われる。

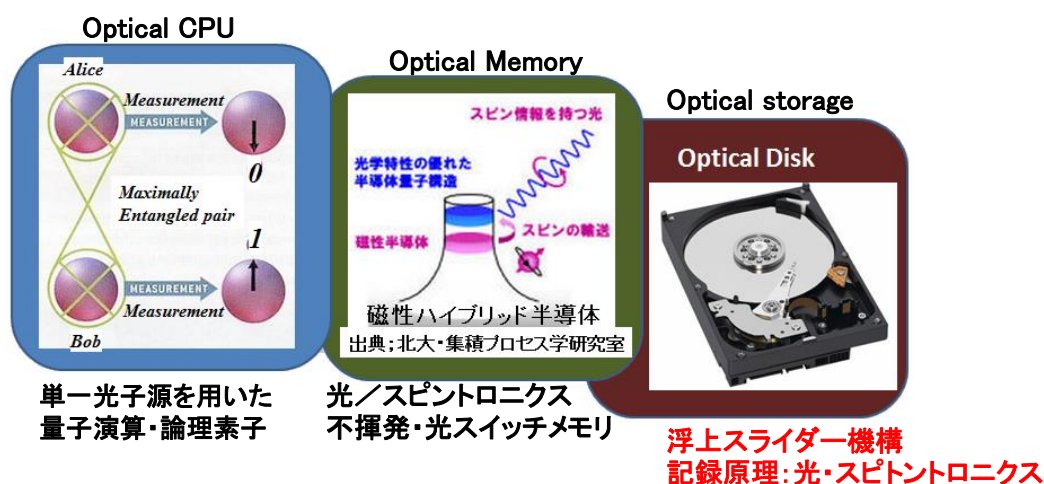


図 133 光コンピュータにおける光ストレージの位置付け

このような光コンピュータにおいて、光ディスクは、主にデータレートの点から演算におけるセカンダリー・ストレージ、あるいはデータの長期保存を行うためのアーカイブ・ストレージという位置付けになるだろう。その位置付けであれば、光ディスクの存在意義づけをできる可能性はあるように思われる。そのとき光ディスクに求められるのは、大容量、データ長期保存性等であるが、扱うデータがそれなりに大きいだけに、やはりデータ転送レートは高い方が望ましい。

光を用いた記録再生プロセス (Write/Read mechanism) において、上記の要望を満たすためには、用いる光スポットの極微小化が必要であると同時に、超高速な物理現象に基づく光記録再生プロセスを考える必要がある。本文では、フェムト秒レーザーパルスによる非熱的相変化現象を上げたが、このように従来光ディスクで用いてきた熱的プロセスではなく、非熱的プロセスの利用は十分検討に値すると思われる。

局所プラズモン共鳴を用いた近接場光は空間的に光エネルギーを集中させるものであるし、フェムト、アト秒レーザー (極短パルスレーザー) は時間的に光エネルギーを集中させるものである。空間、あるいは時間的に光エネルギーを集中させることでナノメートルオーダーの範囲に、極めて強い電界集中及び急峻な電界勾配を発生させ、非熱的な新しい光化学反応を生じさせる試みが行われている。光ディスクで用いられてきた GeSbTe 系などのいわゆる「相変化材料」に限らず、上記目的に適した新しい材料系を探索する価値はありうるのではないかと考える。

候補となる一つの物理メカニズムとして、筆者は、強相関電子系物性を上げたい。金属、半導体中の電子伝導 (自由電子モデルが適応可能) とは異なり、結晶中原子に束縛されている電子間では、クーロン、スピン、交換相互作用などの相互作用が強く働き、非常にドラスティックな相

変化（例えていうならば、ドミノ倒しの如く）が生じる。強磁性、超伝導などは、強相関電子系物性の発露であるが、近年研究が進んでいる光誘起相変化現象は極めて興味深い。1光子（フォトン）あたりの反応効率が極めて高く、かつ反応速度が高い（非熱的）。光磁気半導体など、スピントロニクスにおける光誘起相変化現象も研究されていることから、スピンを単位とした、超高密度光記録再生の可能性がとても興味深く思われる。

このように、光コンピューター及びそのセカンダリー・ストレージとしての光ディスク応用に対し、近接場光を利用するにあたって、浮上スライダ方式は最適と考えられる。なぜなら、シンプルなメカ構造で、ナノスペーシングを超高精度で制御可能であり、スライダ、サスペンション、駆動機構部品の小型軽量化を進めることで、外乱振動に対するロバストネス等高信頼性の確保を行うことにも見通しを持てる。特に、高トラック密度化に対応するには、スライダを支持するサスペンション構造において、浮上量・ピッチ方向の支持バネ剛性を十分小さく維持した上で、トラック幅方向支持バネを高剛性化することが求められる。筆者らは、同要求を満足する光ヘッド用の新規サスペンション構造を提案し、設計、試作、評価により、トラックサーボ制御上要求される仕様、すなわちサスペンションのトラック幅方向・構造共振周波数を実用上十分高周波数化（ $> 20$  kHz）ことを確認した [140]。

近接場光を浮上スライダで用いるために、新しい光浮上ヘッドの構造を考える必要があると考えられる。本研究で検討したように、浮上スライダに、光学部品、あるいは MEMS アクチュエーターを搭載した一体型ヘッド構造につき、さまざまな研究がなされている。Terris らによる SIL レンズ系の搭載 [14]、ピラミッド型 Si 微小開口光学系を搭載した浮上スライダ構造 [141] [142] [143]、2次元 VCSEL アレイ+微小開口構造の浮上スライダ搭載 [144] 等が試みられている。一方、超常磁性限界を迎えつつある磁気記録（ハードディスク）において、光アシスト磁気記録（HAMR）が導入されつつある。HAMR 方式においても、薄膜光導波路とナノ開口構造等を浮上スライダに搭載した光浮上ヘッド構造が提案され、実用化に向けた研究が活発に行われている [145] [146]。しかしながら、HAMR 方式において形成される微小スポットはあくまで記録時の微小熱源として用いられるものであるのに対し、本研究のナノ光スポットによる光記録再生では、近接場相互作用により発生する再生信号を効率よく検出しなければならない。一般的に薄膜導波路の光利用効率は小さく、SIL レンズ系など光利用効率の高い光導波を行うことがナノ光スポットによる光記録再生では重要である。

従って、ナノ光スポットによる光記録再生を実現するためには、SIL レンズ系を搭載した光浮上ヘッド構造を実現することが重要である。しかしながら、従来からある、モールドで作製したバルク状の対物レンズ、集光系レンズ、サーボトラッキング精度を向上させるための MEMS ベースのアクチュエーター（マイクロミラー等）を浮上スライダにそのまま搭載しようとする、現状では、スライダ質量の増加や高重心位置は、浮上動特性の不安定性を著しく損ねてしまう恐れがある。

この課題を解決するには、図 134 に示すような、光源、集光系（対物レンズ、コリメーターなど）をできるだけ薄膜デバイス化し、スライダー上に一体的に形成することがひとつのやり方と考えられる。

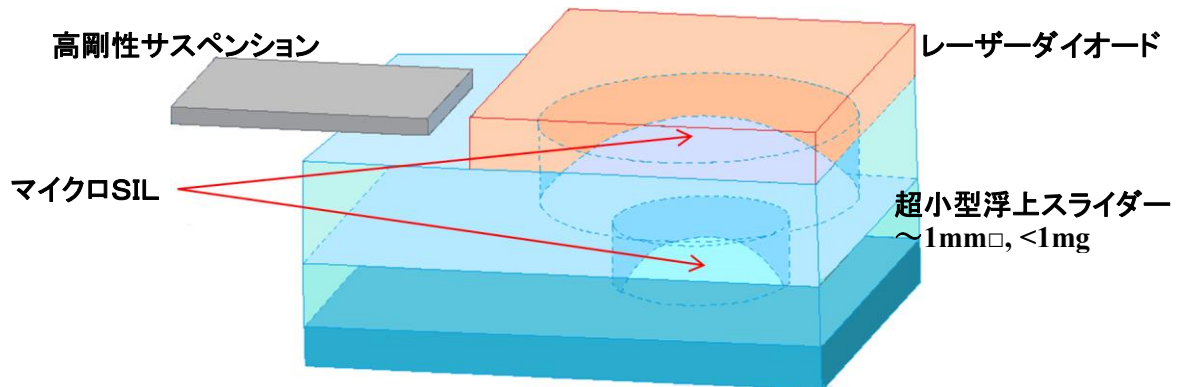


図 134 超小型マイクロレンズ・発光素子一体化光浮上ヘッド構造

個々の機能部に関しても、薄膜／リソグラフィー技術を用いた小型・軽量化の手法が提案されている。レーザー光源でいえば、面発光レーザー（VCSEL） [147], [148] の利用が光源の小型化に有効と思われる。さらに、グレースケールリソグラフィー技術を用いた SIL レンズ系（対物レンズ、半球レンズ）の薄膜レンズ化も集光光学系の小型化に有効であると思われる。リソグラフィによるマイクロレンズ形成は、平面ディスプレイ用微小光学系を想定した研究 [149] から端を発し、CMOS イメージセンサーの微小集光レンズ [150] として広く用いられている。これらのマイクロレンズ形成においては、レンズ口径部に円柱状のレジストパターンを形成した後、レジストの軟化温度以上に加熱、液状化したレジストが表面張力により球面とし、リアクティブ・イオン・エッチング（RIE）法等により、球面形状を光学基板材料に転写することで形成している。しかし、SIL 光学系で所定の集光特性を得るには、対物／半球レンズの形状制御、特に対物レンズの高次非球面係数を制御することが必要である [83]。通常、微小レジストに対する RIE 加工での形状転写において、レジスト表面での電界強度分布の影響により、各部のエッチングレートが異なってくる。このエッチングレートの不均一性を予めレジスト膜厚に反映させるために、レジスト各部への露光強度に階調を付け、各部のレジスト膜厚を階調を持って制御するグレースケールリソグラフィー技術 [151] [152] が提案されている。同手法による非球面係数の制御も試みられており [153]、今後の研究の進展が期待される。

ディスク記録方式において、狭トラックピッチ化に伴い、トラッキングサーボ制御帯域の高域化が必要となる。ハードディスクに於いても、浮上スライダー上にマイクロアクチュエーターを搭載した 2 段サーボ方式 [154] [155] [156] が提案されている。これはヘッド素子部を PZT 素子 [157]、あるいは MEMS 構造とすることにより、トラッキング方向の外乱高周波成分に追従させるもので、様々な方式が提案されている。光ディスクにおいては、記録生素子を物理的に移動させるのではなく、マイクロミラー等で、光ビームの光路を制御することにより、トラッキングサーボ制御帯域の高域化が図られている。これらのマイクロミラーとして、Si-MEMS 技術に基づいて研究が行われている。Sampseli、Hornbeck らによる Digital Micromirror Device (DMD) [158] [159] は、

1 辺 15  $\mu\text{m}$  程度の Si マイクロミラーを 2 次元的にアレイ化した構造をしており、プロジェクターでの空間変調器として実用化されている。マイクロミラーによる光ディスクのトラッキングサーボ制御帯域の高域化に関しても研究が進められている [160] [161] [162]。数テラビット/平方インチに対応するビットパターンドメディア (BPM) においては、トラックピッチも 10nm 程度になると考えられるので、マイクロミラーによるトラッキングサーボ制御帯域の高域化の必要性も高まるものと考えられる。

以上で述べたように、光浮上ヘッドの実用的な構造を考えるうえで、薄膜マイクロレンズ技術による SIL 光学系の小型化、マイクロミラー等光 MEMS によるトラッキングサーボ制御帯域の高域化を行うためにも、MEMS 技術の有効的な応用の在り方を視野に入れて、望ましい光ヘッド構造を作り出すことが大切である。これらにより、近接場光記録再生に必要な nm オーダーのスペーシングを静的・動的に維持し、十分な信頼性を実現する光ヘッド構造の実現が可能となる。そしてその光ヘッド構造は、光コンピューターのセカンダリー・ストレージとしての光ディスクを支える要素技術となると考えられる。

## 引用文献

- [1] “Fablab Japan,” [オンライン]. Available: <http://fablabjapan.org/about/>. [アクセス日: 24 04 2014].
- [2] N. Gershenfeld, “FAB”:The Coming Revolution on Your Desktop-From Personal Computers to Personal Fabrication, Basic Books, 2005.
- [3] “Cisco Visual Networking Index (VNI) 2011~2016,” Cisco, 2012.
- [4] 総務省, “「デジタルアーカイブ」の普及促進:「東日本大震災アーカイブ」基盤構築プロジェクト,” 総務省ホームページ  
[http://www.soumu.go.jp/menu\\_seisaku/ictseisaku/ictriyu/02ryutsu02\\_03000092.html](http://www.soumu.go.jp/menu_seisaku/ictseisaku/ictriyu/02ryutsu02_03000092.html), 平成 24 年 10 月.
- [5] 国立国会図書館, “NDL デジタルアーカイブシステム,”  
<http://www.ndl.go.jp/jp/aboutus/ndl-da.html>, 平成 21 年.
- [6] “Control, Memory, and I/O Subsystem Basics,” VirSoC -project at Tampere University of Technology, 20 3 2007. [オンライン]. Available: [http://edu.cs.tut.fi/SA2007/EPs\\_cmio.html](http://edu.cs.tut.fi/SA2007/EPs_cmio.html). [アクセス日: 21 4 2014].
- [7] (独) 新エネルギー・産業技術総合開発機構 (NEDO), “電子・情報技術分野の技術ロードマップ改訂に係る調査 (平成 21 年度調査報告書),” 平成 21 年度.
- [8] R. Fontana, G. Decad, S. Hetzler, “Technology Roadmap Comparisons for TAPE, HDD and NAND Flash: Implications for Data Storage Applications,” IBM Corporation, 2012.
- [9] (独) 科学技術振興機構 研究開発戦略センター (CRDS), “戦略プロポーザル「デジタルデータの長期安定保存のための新規メモリ・システムの開発」,” 16 11 2012. [オンライン]. Available: <http://www.jst.go.jp/crds/pdf/2012/SP/CRDS-FY2012-SP-07.pdf>. [アクセス日: 31 12 2014].
- [10] S. M. Mansfield and G. S. Kino, “Solid immersion microscope,” Appl. Phys. Lett. 57.
- [11] M. Mansfield, G. S. Kino, K. Osato, “High-numerical-aperture,” Opt. Lett. 18 (1993) 305, 1993.
- [12] B. D. Terris, H. J. Marmin, D. Rugar, W. R. Studdenmund, G. S. Kino, “Near-field optical data storage using a solid immersion lens,” Appl. Phys. Lett. 65, pp388, 1994.
- [13] M. Shinosa, K. Saito, T. Ishimoto, T. Kondo, A. Nakaoki, M. Furuki, M. Takeda, Y. Akiyama, T. Shimouma, M. Yamamoto, “High density near field optical recording using phase change media and polycarbonate substrate,” Proc. SPIE, vol. 5380, 2004, pp224-232, 2004.
- [14] B. D. Terris, H. J. Mamin, D. Rugar, “Near-field optical data storage,” Appl. Phys. Lett. 68(2), pp141-143, 1996, 1996.
- [15] S. H. Charap, P.-L. Lu, Y. He, “Thermal stability of recorded information at high densities,” IEEE Trans. Magn. 33, 978, 1997.
- [16] J.-U. Thiele, S. Maat, E. E. Fullerton, “FeRh/FePt exchange spring films for thermally assisted

- magnetic recording media,” *Appl. Phys. Lett.* vol. 89, 2859, 2003.
- [17] R. E. Rottmayer, S. Batra, D. Buechel, W. A. Challener, J. Hohlfield, Y. Kubota, L. Li, L. Bin, C. Mihalcea, K. Mountfield, K. Pelhos, C. Peng, T. Rausch, M. A. Seigler, D. Weller, X. Yang, “Heat-Assisted Magnetic Recording,” *IEEE Trans. Mag.* vol. 42, 2417, 2006.
  - [18] M. H. Kryder, “Heat assisted magnetic recording,” *Proc. IEEE* 96, 1810-1835 (2008).
  - [19] M. A. Seigler, W. A. Challener, E. Gage, N. Gokemeijer, Gangping Ju, Bin Lu, K. Pelhos, C. Peng, R. E. Rottmayer, X. Yang, H. Zhou, T. Rausch, “Integrated Heat Assisted Magnetic Recording Head: Design and Recording Demonstration,” *IEEE Trans. Mag.* vol. 44, 119, 2008.
  - [20] B. R. Knight, J. A. Bain, T. E. Schlesinger, “Magnetic Decay at Elevated Temperature Relevant to Heat-Assisted Magnetic Recording,” *IEEE Trans. Magn.* vol. 45, 883, 2009.
  - [21] W. A. Challener, “Heat-assisted magnetic recording by a near-field transducer with efficient optical energy transfer,” *Nature Photonics* Vol. 3, April, 2009.
  - [22] H. A. Bethe, “Theory of Diffraction by Small Holes,” *Phys. Rev.* vol. 66, 163, 1944.
  - [23] M. Ohtsu, H. Hori, *Near-Field Nano-Optics*, New York: Kluwer, 129, 1999.
  - [24] A. Otto, “Excitation of nonradiative surface plasma waves in silver by the method of frustrated total reflection,” *Zeitschrift für Physik*, vol. 216, 398, 1968.
  - [25] U. Kreibig, M. Vollmer, “Optical properties of metal clusters,” *Springer-Verlag: Heidelberg, Germany* Vol. 25, 1, 1995.
  - [26] E. Hutter, J. H. Fendler, “Exploitation of Localized Surface Plasmon Resonance,” *Adv. Mater.* Vol. 16, No. 19, 1685, 2004.
  - [27] R. Wannemacher, “Plasmon supported transmission of light through nanometric holes in metallic thin films,” *Opt. Commun.* vol. 195, 107, 2001.
  - [28] X. Shi, R. L. Thornton, L. Hesselink, “Nano-aperture with 1000x power throughput enhancement for very small aperture laser system (VSAL),” *Proc. SPIE 4342, Optical Data Storage 2001*, 320, 2002.
  - [29] X. Shi, L. Hesselink, “Ultrahigh light transmission through a C-shaped nanoaperture,” *Optics Letters*, Vol. 28, Issue 15, pp. 1320-1322 (2003).
  - [30] H. J. Lezec, A. Degiron, E. Devaux, R. A. Linke, L. Martin-Moreno, F. J. Garcia-Vidal, T. W. Ebbesen, “Beaming Light from a Subwavelength Aperture,” *Science* Vol. 297, 820, 2002.
  - [31] R. D. Grober, R. J. Schoelkopf, D. E. Prober, “Optical antenna: Towards a unity efficiency near-field optical probe,” *Appl. Phys. Lett.* 70 (11), 17 March 1997.
  - [32] T. Matsumoto, “Highly efficient probe with a wedge-shaped metallic plate for high density near-field optical recording,” *J. Appl. Phys.*, vol. 95, pp. 3901-3906, 2004.
  - [33] W. A. Challener, E. Gage, A. Itagi, C. Peng, “Optical Transducers for Near Field Recording,” *Jpn. J. Appl. Phys.* Vol. 45, 6632, 2006.
  - [34] W. A. Challener, C. Peng, A. V. Itagi, D. Karns, W. Peng, Y. Peng, X. Yang, X. Zhu, N. J.



- Gokemeijer, Y. -T. Hsia, G. Ju, R. E. Rottmayer, M. A. Seigler, E. C. Gage, "Heat-assisted magnetic recording by a near-field transducer with efficient optical energy transfer," *Nature Photonics* Vol. 3, 220, 2009.
- [35] C. A. Ross, "Patterned magnetic recording media," *Annual Review of Materials Science*, 2001.
- [36] B. C. Stipe, T. C. Strand, C. C. Poon, H. Balamane, T. D. Boone, "Magnetic recording at 1.5 Pb m<sup>-2</sup> using an integrated plasmonic antenna," *Nature Photonics* 4, 484-488, 2010.
- [37] Piraux, et al., "Periodic arrays of magnetic nanostructures by depositing Co/Pt multilayers on the barrier layer of ordered anodic alumina templates," *Appl. Phys. Lett.* 101, 013110 (2012).
- [38] A. Kikitsu, "Prospects for bit patterned media for high-density magnetic recording," *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 321, 526, 2009.
- [39] B. Xu, J. Yang, H. Yuan, J. Zhang, Q. Zhang, T. C. Chong, "Thermal Effects in Heat Assisted Bit Patterned Media Recording," *IEEE Trans. Magn.* vol. 45, 2292, 2009.
- [40] A. Sommerfeld, ".Uber die Ausbreitung der wellen in der drahtlosen telegraphic," *Ann. D. phys.* vol. 28, 665, 1909.
- [41] 永島圭介, "表面プラズモンの基礎と応用," *J. Plasma Fusion Rev.* vol. 84, 10, 2008.
- [42] 鶴田匡夫, 応用光学 I, 東京: 培風館, 1990.
- [43] K. L. Kelly, E. Coronado, L. L. Zhao, G. C. Scatz, "The Optical Properties of Metal Nanoparticles: The influence of Size, Shape, and Dielectric Enviroment," *J. Phys. Chem. B*, vol. 107, 668, 2003.
- [44] 福井萬壽夫, 大津元一, 光ナノテクノロジーの基礎, オーム社.
- [45] B. Bhushan, *Tribology and Mechanics of Magnetic Storage Devices*, Springer New York, 1996.
- [46] Y. Mitsuya and S. Takanami, "Technology for High Recording Density in Large-Capacity Fast-Acess Magnetic Disk Storage," *IEEE Trans. of Magnetism*, MAG 23-5 (1987-9), pp2674-2679, 1987.
- [47] D. Dowson, "A generalized Reynolds equation for fluid-film lubrication," *Int. J. Mech. Sci.*, vol. 4, 159, 1962.
- [48] 林 武文, "高クヌッセン数における浮上ヘッドスライダの動的浮上特性に関する研究 (学位論文)," 平成 4 年.
- [49] 三矢 保永, "スライダ気体軸受における分子平均自由行程の影響 (有限要素法による解法)," 日本機械学会論文集, 44-386, (昭 53-10), pp3593-3602, 昭和 53 年.
- [50] 崔 淳豪, "分子動力学法による薄膜の熱伝導に関する研究 (学位論文)," 平成 15 年.
- [51] S. Fukui, R. Kaneko, "Analysis of Ultra-Thin Gas Film Lubrication Based on Linearized Boltzmann Equation: First Report-Derivation of a Generalized Lubrication Equation Including Thermal Creep Flow," *J. Tribol.* 110(2), 253, 1988.
- [52] A. Burgdorfer, "The Influence of the Molecular Mean Free Path on the Performance of Hydrodynamic Gas-Lubricated Bearings," *Trans. ASME, Ser. D* 81-1 (1959-3), pp.94-100, 1959.

- [53] Y. Hsia and G. A. Domoto, "An Experimental Investigation of Molecular Rarefaction Effects in Gas Lubricated Bearings at Ultra-Low Clearances," Trans. ASME, J. Lub. Technol. 105-1 (1983-1), pp.120-130, 1983.
- [54] M. Kubo, Y. Ohtsubo, N. Kawashima and H. Marumo, "Finite Element Solution for the Rarefied Gas Lubrication Problem," Trans. ASME, J. Tribol., 110-2 (1988-4), pp.335-341, 1988.
- [55] S. Fukui and R. Kaneko, "Analysis of Ultra-Thin Gas Film Lubrication Based on The Linearized Boltzmann Equation : First-Report-Derivation of a Generalized Lubrication Equation Including Thermal Creep Flow," Trans. ASME, J. Tribol., 110-2(1988-4), pp253-262, 1988.
- [56] S. Fukui and R. Kaneko, "Analysis of Ultra-Thin Gas Film Lubricant Based on The Linearized Boltzmann Equation (Influence of Accomodation coefficient)," JSME Int. J., 30-276(1987), pp1660-1666, 1987.
- [57] W. Huang, D. B. Bogy , A. Garcia, "Three-dimensional direct simulation Monte Carlo method for sliderair bearings," Phys. Fluids 9 (6), 1764, 1997.
- [58] M. F. Garnier, "Magnetic head slider assembly," US patent 4218715 A, 1980.
- [59] D. Erpelding, D. D. Palmer and R. K. Wilmer, "Laminated suspension for a negative pressure slider in a data recording disk file". United State of America Patent USP 4,996,623, 16 2 1991.
- [60] A. Grill, W. Plains, C. T. Horng, B. S. Meyerson, V. V. Patel and M. A. Russak, "Magnetic head slider having a protective coating thereon". United States of America Patent USP 5,159,508, 27 10 1992.
- [61] N. Kojima, K. Okada, H. Ouchi, M. Yotsuya , K. Kawazoe, "Flying characteristics of a novel negative pressure slider Papillon," J. Appl. Phys. Vol.81, No.8, 15, 5399, 1997.
- [62] C. Lacey , E. W. Ross, "Method and apparatus to calibrate intensity and determine fringe order for interferometric measurement of small spacings" . 特許番号: US patent 5457534 A, 10 10 1995.
- [63] C. Hardie, A. Menon, P. Crane , D. Egbert, "Analysis and performance characteristics of the Seagate advanced air bearing slider," IEEE Trans. Mag., vol. 30, issue 2, pp424-432, 1994.
- [64] Z.-E. Boutaghou, "AAB having cavities for increasing contact stiffness and controlling suction center movement" . United States 特許番号: US20020030938 A1, 14 3 2002.
- [65] T. Witelski, "Stability of Gas Dynamics of air bearing sliders," Phys. Fluids vol. 10, 698 , 1998.
- [66] Polytec, "Basic Principles of Vibrometry," [オンライン]. Available: <http://www.polytec.com/us/solutions/vibration-measurement/basic-principles-of-vibrometry/>. [アクセス日: 31 12 2014].
- [67] T. Shiramatsu, T. Atsumi, M. Kurita, Y. Shimizu , H. Tanaka, "Dynamically Controlled Thermal Flying-Height Control Slider," IEEE Trans. Magn. vol. 44, 3695, 2008.
- [68] B. Bhushan, Tribology and Mechanics of Magnetic Storage Devices, New York: Springer-Velag , 1990.

- [69] S. Chandrasekar , B. Bhushan, “Friction and Wear of Ceramics for Magnetic Recording Applications,” J. Tribol. Vol. 112(1), 1, 1990.
- [70] H. Tsai , D. B. Bogy, “Characterization of diamondlike carbon films and their application as overcoats on thin - film media for magnetic recording,” J. Vac. Sci. Technol. vol. A 5, 3287, 1987.
- [71] M. Ruths , S. Granick, “Tribology of Confined Fomblin-Z Perfluoropolyalkyl Ethers: Role of Chain-End Chemical Functionality,” J. Phys. Chem. B, vol. 103, 8711, 1999.
- [72] A. K. Menon , B. K. Gupta, “NANOTECHNOLOGY: A DATA STORAGE PERSPECTIVE,” Nanostructured Materials Vol. 11, 965, 1999.
- [73] Y. Kawakubo, H. Ishihara, Y. Seo , Y. Hirano, “Head crash process of magnetic coated disk during contact start/stop operations,” IEEE Trans. Magn. Vol. 20, 933, 1984.
- [74] S. Suzuki, I. Hayashi , K. Matsushita, “An Experimental Study of the Parameters that Determine Take-Off Velocity and CSS Performance of Thin Film Disks,” Tribol. Trans. Vol. 36, 411, 1993.
- [75] T. Kita , et al., Tribol. and Mech. of Magnetic Storage System I, ASME SP-16, 1984.
- [76] S. Ganapathi , et al., Journal of Tribology, vol. 115, p387, 1983.
- [77] S. M. Mansfield , G. S. Kino, “Solid immersion microscope,” Appl. Phys. Lett. vol. 57, 2615, 1990.
- [78] T. D. Milster, J. S. Jo , K. Hirota, “Roles of propagating and evanescent waves in solid immersion lens systems,” Appl. Opt., vol. 38, issue 23, pp. 5046-5057, 1999.
- [79] N. Kojima, T. Mizuno, T. Hitosugi, A. Kawashima , K. Watanabe, “A practical fabrication of an optical flying head for a near-field recording system,” Proc. SPIE, vol.4342, 268, 2002.
- [80] R. Kaneko, Y. Mitsuya, K. Kogure , T. Kita, “Flying heads with sub-micron spacing for magnetic recording discs,” Tribology intl. 14(5), pp293-300, 1981.
- [81] T. Yamashita, Y. Yokoo , S. Hayashi, “Positioning method of optical element, positioning member of optical element and optical unit, and manufacturing method thereof” . 特許番号: US Patent 200200 15239 A1, 7 2 2002.
- [82] T. Yamashita, Y. Yokoo , S. Hayashi, “Positioning method of optical element, positioning member of optical element and optical unit, and manufacturing method thereof” . 特許番号: US Patent 6507446 B2, 14 1 2003.
- [83] T. Mizuno, T. Hitosugi, N. Kojima, S. Yamazaki, K. Sako , K. Watanabe, “Optical flying head for a near-field recording system,” Proc. SPIE 4342, Optical Data Storage 2001, 260 (January 15, 2002), 2002.
- [84] T. Mizuno, N. Kojima, T. Hitosugi, K. Sako , K. Watanabe, “An Optical Configuration Based on Flying Head Structure for Near-Field Recording,” Jpn. J. Appl. Phys. 43 1403, 2004.
- [85] E. H. Synge, “A suggested method for extending the microscopic resolution into the ultramicroscopic region,” Phil. Mag. 6: 356, 1928.

- [86] D. W. Pohl, W. Denk, M. Lanz, "Optical stethoscopy: Image recording with resolution  $\lambda/20$ ," Appl. Phys. Lett. vol. 44, 651, 1984.
- [87] E. Betzig, J. K. Trautman, T. D. Harris, J. S. Weiner, R. L. Kostek, "Breaking the Diffraction Barrier: Optical Microscopy on a Nanometric Scale," Science vol. 251, 1468, 1991.
- [88] E. Betzig, J. K. Trautman, R. Wolfe, E. M. Gyorgy, P. N. Finn, M. H. Kryder, C. Chang, "Near-field magneto-optics and high density data storage," Appl. Phys. Lett. vol. 61, 142, 1992.
- [89] S. Mononobe, M. Ohtsu, "Fabrication of a pencil-shaped fiber probe for near-field optics by selective chemical etching," J. Lightwave Technology, vol. 14, 2231, 1996.
- [90] Y. Inoue, S. Kawata, "Near-field optical microscope with a metallic probe tip," Opt. Lett. 19(3), 1994, 1994.
- [91] M. B. Raschke, C. Lienau, "Apertureless near-field optical microscopy: Tip-sample coupling in elastic light scattering," Appl. Phys. Lett. vol. 83, 5089, 2003.
- [92] 大津元一, 小林潔, 近接場光の基礎 —ナノテクノロジーのための新光学—, オーム社, 平成15年.
- [93] 高橋 秀俊, 物理学選書3 電磁気学 第23版, 裳華房, 1980.
- [94] F. Zenhausern, M. P. O'Boyle, H. K. Wickramasinghe, "Apertureless near-field optical microscope," Appl. Phys. Lett. 65(13), 1994, 1994.
- [95] H. K. Wickramasinghe, "Differential Laser Heterodyne Micrometrology," Opt. Eng. vol. 24(6), 246926, 1985.
- [96] C. Schoenenberger, S. F. Alvarado, "A differential interferometer for force microscopy," Rev. Sci. Instrum. vol. 60, 3131, 1989.
- [97] J. S. Batchelder and M. A. Taubenblatt, "Interferometric detection of forward scattered light from small particles," Appl. Phys. Lett. 55(3), 1989, 1989.
- [98] M. G. Moharam, T. K. Gaylord, J. Opt. Soc. Am. vol. 71, No. 7 p811, 1981.
- [99] M. G. Moharam, E. B. Grann, D. A. Pommet, J. Opt. Soc. Am. A vol. 12, No. 5, p1068, 1995.
- [100] K. Kodate, Laser Review vol. 36, No. 10, p635, 2008.
- [101] K. Saito, A. Nakaoki, M. Kaneko, "A simulation of magneto-optical signals in near-field recording," Jpn. J Appl. Phys. 38, 1999, 1999.
- [102] N. Kojima, A. Mishima, K. Watanabe, "High resolution readout using a near-field optical probe embedded in a condensed lens," Jpn. J. Appl. Phys. Vol.43, No.7B, 4925, 2004.
- [103] G. Mie, "Contributions to the optics of turbid media, particularly of colloidal metal solutions," Ann. Phys. (Leipzig), v. 25, no. 3, 377, 1908.
- [104] 福井 万寿夫, 大津 元一, 光ナノテクノロジーの基礎, オーム社, 2003.
- [105] H. Tamaru, "Development of Finite-Difference Time-Domain Method for Plasma Resonance in Metallic nanostructures," doctoral thesis, 2005.
- [106] K. S. Yee, "Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations

- in isotropic media,” IEEE Trans. Antenn. Propag. AP-14, 302, 1966.
- [107] D. M. Sullivan, “Frequency-dependent FDTD methods using Z transforms,” IEEE Trans. Antenn. Propag. vol. 40, 1223, 1992.
- [108] O. P. Gandhi, B.-Q. Gao, J.-Y. Chen, “A frequency-dependent finite-difference time-domain formulation for general dispersive media,” IEEE Trans. Microwave theory and techniques, vol. 41, 685, 1993.
- [109] 富士通株式会社, “Poynting for Optics 製品概要,” [オンライン]. Available: <http://jp.fujitsu.com/solutions/hpc/app/poynting/summary/index02.html>. [アクセス日: 3 1 2015].
- [110] M. Meier, A. Wokaun, “Enhanced fields on large metal particles: dynamic depolarization,” Opt. Lett. 8, 581-583 (1983).
- [111] C. Kittel, Introduction to solid state physics, Wiley, New York 5th. ed., Chap. 11, 1976.
- [112] T. Okamoto, M. Haraguchi, M. Fukui, “Light Intensity Enhancement and Optical Nonlinear Response due to Localized Surface Plasmons in Nanosize Ag Sphere,” Japanese Journal of Applied Physics 43 (2004) pp. 6507-6512.
- [113] L. M. Schmeits, L. Dambly, “Fast electron scattering by bispherical surface-plasmon modes,” Phys. Rev. B 44, 12706-12711 (1991).
- [114] O. M. Ramahi, “Near- and Far-Field Calculations in FDTD simulations Using Kirchhoff Surface Integral Representation,” IEEE Trans. Antenn. Propag. vol. 45, 753, 1997.
- [115] M. Moghaddam, W. C. Chew, B. Anderson, E. Yannakakis, Q. H. Liu, “Computation of transient electromagnetic waves in inhomogeneous media,” Radio Science, vol. 26, 265, 1991.
- [116] A. D. Rakić, A. B. Djurišić, J. M. Elazar, M. L. Majewski, Appl. Opt. 37, 5271-5283, 1998.
- [117] I. H. Malitson, J. Opt. Soc. Am. 55, 1205-1208, 1965.
- [118] D. Z. DIMITROV, Y.-H. LU, M.-R. TSENG, W.-C. HSU, H.-P. D. SHIEH, “Oxygen and Nitrogen Co-Doped GeSbTe Thin Films for Phase-Change Optical Recording,” Jpn. J. Appl. Phys. Vol. 41 (2002) pp. 1656-1659, 2002.
- [119] N. Kojima, N. Ota, K. Asakawa, K. Shiraishi, K. Yamada, “Shape effects of GeSbTe nanodots on the near-field interaction with a silver triangle antenna,” Jpn. J. Appl. Phys., 2015 (to be published).
- [120] 矢川元基, 流れと熱伝導の有限要素法入門, 培風館, 1983.
- [121] C. Clauser, E. Huenges, “Thermal Conductivity of Rocks and Minerals,” Rock Physics and Phase Relations, American Geophysical Union, 1995.
- [122] J. P. Reifenberg, M. A. Panzer, S. Kim, A. M. Gibby, Y. Zhang, S. Wong, H.-S. P. Wong, E. Pop, K. E. Goodson, “Thickness and stoichiometry dependence of the thermal conductivity of GeSbTe films,” Appl. Phys. Lett. vol. 91, 111904, 2007.
- [123] N. Yamada, E. Ohno, N. Akihara, K. Nishiuchi, K. Nagata, M. Takao, “High Speed Overwritable Phase

- Change Disk Materials,” Japanese Journal of Applied Physics, Vol. 26(1987) Supplement 26-4.
- [124] K. Nishiuchi, N. Yamada, N. Akahira, M. Takenaga, R. Akutagawa, “Laser diode beam exposure instrument for rapid quenching of thinfilm materials,” Rev. Sci. Instrum. 63, 3425 (1992).
- [125] C. Clauser, E. Huenges, Thermal conductivity of rocks and minerals, Rock Physics and Phase Relations, A Handbook of Physical Constants, AGU Reference Shelf 3, American Geophysical Union, 1995.
- [126] “DVD-RAM の記録速度を支配する構造の謎を解明 – さらなる記録速度向上への材料設計の指針を提示 –,” 戦略的創造研究推進事業 CREST タイプ 反応現象の X 線ピンポイント構造計測 プレスリリース, 2006 年.
- [127] S. Kohara, K. Kato, S. Kimura, H. Tanaka, T. Usuki, K. Suzuya, H. Tanaka, Y. Morimoto, T. Matsunaga, N. Yamada, Y. Tanaka, H. Suematsu, M. Takata, “Structural basis for the fast phase change of Ge<sub>2</sub>Sb<sub>2</sub>Te<sub>5</sub>: Ring statistics analogy between the crystal and amorphous states,” 2006.
- [128] Y. Fukuyama, N. Yasuda, J. Kim, H. Murayama, Y. Tanaka, S. Kimura, K. Kato, S. Kohara, Y. Morimoto, T. Matsunaga, R. Kojima, N. Yamada, H. Tanaka, T. Ohshima, M. Takata, “Time-Resolved Investigation of Nanosecond Crystal Growth in Rapid-Phase-Change Materials: Correlation with the Recording Speed of Digital Versatile Disc Media,” Appl. Phys. Express 1 (2008) 045001, 2008.
- [129] 松永利之, 児島理恵, 山田昇, ジャーコ・アコラ, ロバート・ジョーンズ, 小原真司, 池永英司, 小林啓介, 本間徹生, 高田昌樹, “ここまでわかった高速相変化のメカニズム – 実用相変化記録材料 –,” SPring-8 Information/Vol.16 No.2 MAY 2011, 2011.
- [130] 研究代表者: 高田 昌樹, “戦略的創造研究推進事業 CREST 研究領域「物質現象の解明と応用に資する新しい計測・分析基盤技術」 研究課題「反応現象の X 線ピンポイント構造計測」 研究終了報告書,” 科学技術振興機構, 研究期間 平成 16 年 10 月~平成 22 年 3 月.
- [131] N. Yamada, R. Kojima, K. Hisada, T. Mihara, A. Tsuchino, N. Fujinori, M. Birukawa, T. Matsunaga, N. Yasuda, Y. Fukuyama, K. Ito, Y. Tanaka, S. Kimura, M. Takata, “Phase-Change Nanodot Material for an Optical memory,” Adv. Optical. Mater. 2013, 1, 820-826, 2013.
- [132] T. Matsunaga, J. Akola, S. Kohara, T. Honma, K. Kobayashi, E. Ikenaga, R. O. Jones, N. Yamada, M. Takata and R. Kojima, “From local structure to nanosecond recrystallization dynamics in AgInSbTe phase-change materials,” Nature Mater. 2011, 10, 29, 2011.
- [133] C. Y. Lu, D. E. Browne, T. Yang, J. W. Pan, “Demonstration of Shor’s quantum factoring algorithm using photonic qubits,” Phys. Rev. Lett. 99, 250504 (2007), 2007.
- [134] A. Politi, J. C. F. Matthews, J. L. O’Brien, “Shor’s Quantum Factoring Algorithm on a Photonic Chip,” Science Vol. 325 no. 5945 p. 1221, 2009.
- [135] 馬場俊彦, “シリコンフォトニクスによる新世代光集積とインタコネクション,” 電子情報通信学会誌 Vol. 94, No. 12, 2011, 2011.
- [136] フォトニクス・エレクトロニクス融合システム基盤技術開発機構, “内閣府・最先端研究支援プログ

- ラム「フォトニクス・エレクトロニクス融合システム基盤技術開発」, ” [オンライン]. Available: <http://www.pecst.org/>. [アクセス日: 28 04 2014].
- [137] “超低消費電力型光エレクトロニクス実装システム技術開発,” 新エネルギー・総合技術開発機構 (NEDO)、経済産業省、P E T R A, 28 11 2012. [オンライン]. Available: [http://www.petra-jp.org/pj\\_pecjs/index.html](http://www.petra-jp.org/pj_pecjs/index.html). [アクセス日: 28 4 2014].
- [138] K. Tanabe, K. Watanabe, Y. Arakawa, “III-V/Si hybrid photonic devices by direct fusion bonding,” Scientific Reports Vol.2, 349, 2012.
- [139] T. Miyazawa, K. Takemoto, Y. Sakuma, S. Hirose, T. Usuki, N. Yokoyama, M. Takatsu, Y. Arakawa, “Single-Photon Generation in the 1.55- $\mu$ m Optical-Fiber Band from an InAs/InP Quantum Dot,” Jpn. J. Appl. Phys. 44 L620, 2005.
- [140] K. Ishioka, N. Kojima, K. Takahashi, K. Watanabe, “Novel suspension structure for near-field optical recording system,” IEE Proc.-Sci. Meas. Technol. Vol.150, No.5, 198, 2003.
- [141] T. Yatsui, M. Korogi, K. Tsutsui, M. Ohtsu, J. Takahashi, “High-density speed optical near-field recording reading with a pyramidal silicon probe on a contact slider,” Opt. Lett. vol. 25, 1279, 2000.
- [142] K. Kato, S. Ichimura, M. Oumi, H. Maeda, T. Niwa, Y. Mitsuoka, K. Nakajima, T. Ohkubo, K. Itao, “Signal Readout Using Small Near-Field Optical Head with Horizontal Light Introduction Through Optical Fiber,” Jpn. J. Appl. Phys. 42 5102, 2003.
- [143] M. Hirata, M. Oumi, K. Nakajima, T. Ohkubo, “Near-Field Optical Flying Head with Protruding Aperture and Its Fabrication,” Jpn. J. Appl. Phys. 44 3519, 2005.
- [144] K. Goto, “Proposal of Ultrahigh Density Optical Disk System Using a Vertical Cavity Surface Emitting Laser Array,” Jpn. J. Appl. Phys. vol. 37, 2274, 1998.
- [145] T. Rausch, C. Mihalcea, K. Pelhos, D. Karns, K. Mountfield, Y. A. Kubota, X. Wu, G. Ju, W. A. Challener, C. Peng, L. Li, Y.-T. Hsia, E. C. Gage, “Near Field Heat Assisted Magnetic Recording with a Planar Solid Immersion Lens,” Jpn. J. Appl. Phys. 45 1314, 2006.
- [146] M. A. Seigler, W. A. Challener, E. Gage, N. Gokemeijer, J. Ganping, L. Bin, K. Pelhos, C. Peng, R. E. Rottmayer, X. Yang, H. Zhou, T. Rausch, “Integrated Heat Assisted Magnetic Recording Head: Design and Recording Demonstration,” IEEE Trans. Magn. vol. 44, 119, 2008.
- [147] K. Iga, “Surface emitting lasers and parallel operating devices” Fundamentals and prospects,” IEICE Trans. Fundamentals, vol. E75-A, 12, 1992.
- [148] Y. Hayashi, T. Mukaiyara, N. Hatori, N. Ohnoki, A. Matsutani, F. Koyama, K. Iga, “Lasing characteristics of low-threshold oxide confinement InGaAs-GaAlAs vertical-cavity surface-emitting lasers,” IEEE Photo. Tech. Lett. Vol. 7, Issue: 11, 1234, 1995.
- [149] R. Völkel, H. P. Herzig, P. Nussbaum, R. Dändliker, W. B. Hügler, “Microlens array imaging system for photolithography,” Opt. Eng. 35(11), 3323, 1996.
- [150] D. A. Baillie, J. E. Gendler, “Zero-space microlenses for CMOS image sensors: optical modeling



- and lithographic process development,” Proc. SPIE 5377, Optical Microlithography XVII, 953, 2004.
- [151] A. H. Kärkkäinen, J. T. Rantala, M. R. Descour, “Fabrication of micro-optical structures by applying negative-tone hybrid glass materials and grayscale lithography,” Electron. Lett. 38 (1), 23, 2002.
- [152] W. Yu, X.-G. Yuan, “UV induced controllable volume growth in hybrid sol-gel glass for fabrication of a refractive microlens by use of a grayscale mask,” Opt. Exp. vol. 11, 2253, 2003.
- [153] J.-S. Sohn, M.-B. Lee, W.-C. Kim, E.-H. Cho, T.-W. Kim, C.-Y. Yoon, N.-C. Park, Y.-P. Park, “Design and fabrication of diffractive optical elements by use of gray-scale photolithography,” Appl. Opt. vol. 44, 506, 2005.
- [154] S. Koganezawa, Y. Uematsu, T. Yamada, H. Nakano, J. Inoue, T. Suzuki, “Dual-stage actuator system for magnetic disk drives using a shear mode piezoelectric microactuator,” IEEE Trans. Magn. vol. 35, 988, 2002.
- [155] Y. Li, R. Horowitz, “Mechatronics of Electrostatic Microactuators for Computer Disk Drive Dual-Stage Servo Systems,” IEEE/ASME Trans. Mechatronics vol. 6, 111, 2001.
- [156] T. Hirano, M. White, H. Yang, K. Scott, S. Pattanaik, S. Arya, F.-Y. Huang, “A moving-slider MEMS actuator for high-bandwidth HDD tracking,” IEEE Trans. Magn. vol. 40, 3171, 2004.
- [157] N. Tagawa, K.-I. Kitamura, A. Mori, “Design and fabrication of MEMS-based active slider using double-layered composite PZT thin film in hard disk drives,” IEEE Trans. Magn. vol. 39, 926, 2003.
- [158] J. B. Sampsel, “Digital micromirror device and its application to projection displays,” J. Vac. Sci. Technol. B 12, 3242, 1994.
- [159] L. J. Hornbeck, “Digital Light Processing and MEMS: Timely Convergence for a Bright Future,” Proceedings SPIE, Vol. 2639, p. 2, Micromachining and Microfabrication Process Technology, 1995.
- [160] I. Watanabe, Y. Ikai, T. Kawabe, H. Kobayashi, S. Ueda, J. Ichihara, “Precise track-following control using a MEMS tracking mirror in high-density optical disk drives,” Proc. ISOM, 2002.
- [161] Y. Yee, H.-J. Nam, S.-H. Lee, J. U. Bu, Y.-S. Jeon, S.-M. Cho, “PZT actuated micromirror for nano-tracking of laser beam for high-density optical data storage,” Proc. MEMS2000, 435, 2000.
- [162] 藤田博之, 年吉洋, “マイクロメカニカル光デバイス,” 応用物理 第69巻, 2000.

## 図表一覧

図 1	Fablab のアクティビティ (Fablab Japan ホームページから転載)	5
図 2	世界の月間 IP トラフィック量の推移予測 (文献[3]から引用)	6
図 3	総務省における「東日本大震災アーカイブ」基盤構築プロジェクト	6
図 4	コンピューターシステムの中のメモリ階層 (文献[6]から引用)	7
図 5	ソリッドイマージョンレンズ (SIL) 構造	9
図 6	光ディスクストレージの記録密度動向	11
図 7	近接場光の分類	12
図 8	双極子電界強度の距離依存性	13
図 9	導波路コアからのしみ出し光 (エバネッセント波)	13
図 10	媒質境界への平面波入射	14
図 11	表面プラズモン共鳴 (Surface Plasmon Resonance; SPR)	15
図 12	金属/空気界面近傍のプラズモン共鳴・分散関係	17
図 13	局所表面プラズモン共鳴 (Local Surface Plasmon Resonance; LSPR)	18
図 14	磁気/光ディスクのスペーシング制御機構の比較	22
図 15	浮上スライダーの力学系	23
図 16	テーパフラット型スライダー	25
図 17	負圧スライダーの動作原理	26
図 18	パピオン型負圧浮上スライダー構造	27
図 19	パピオン型スライダー浮上量・線速依存性への負圧溝深さの影響	27
図 20	パピオン型スライダー浮上量・スキュー角依存性への屈曲角の影響	28
図 21	浮上特性に対するサイドウォールの影響	29
図 22	3.5 インチドライブにおけるヘッド位置	30
図 23	3.5 インチ・ドライブ条件下の浮上特性・実測値	32
図 24	パピオンスライダー浮上特性・計算値/実験値の比較	33
図 25	AAB (Advanced Air Bearing) スライダー	34
図 26	浮上動特性 (バンプ乗越え特性) の実験的評価	35
図 27	スキュードバンプ通過時のロール変動模式図	37
図 28	スキュード・バンプによるロール変動測定	37
図 29	シーク加速度によるロール変動測定	39
図 30	パピオンと AAB の圧力分布の比較	42
図 31	パピオン・空気膜剛性検討用形状	44
図 32	ピッチ検討形状の ABS 面圧力分布 (計算)	45
図 33	ロール検討形状の ABS 面圧力分布 (計算)	47
図 34	離陸速度測定サイクル	49
図 35	1 サイクル間の摩擦力波形の比較 (AAB/パピオン)	50
図 36	20 サイクル間の離陸速度の推移	50
図 37	摩擦摩耗 (CSS) 特性・測定サイクル	51
図 38	CSS 試験における摩擦係数の推移 (100K)	53

図 39	CSS 10 万回後の ABS 表面（光学顕微鏡・写真）	54
図 40	ソリッドイマージョンレンズ（SIL）の動作原理	57
図 41	光浮上ヘッド用空気潤滑面構造（トライパッド型負圧）及び ABS 上の圧力分布（計算）	59
図 42	SIL 光ヘッド用浮上スライダーの浮上設計（計算）	59
図 43	スライダー浮上・動的変動モード	60
図 44	外乱加振に対する浮上追随性（計算）	61
図 45	光浮上ヘッド構造・模式図	63
図 46	SIL 搭載光浮上ヘッド・形成プロセス	64
図 47	半球レンズ埋め込み基板	65
図 48	光浮上ヘッド・試作サンプル外観	65
図 49	SIL 底面での集光スポット像（文献 [83] から引用）	66
図 50	記録再生評価系構成（文献 [83] から引用）	66
図 51	記録再生特性・評価結果（文献 [83] から引用）	68
図 52	微小開口型近接場顕微鏡の原理	70
図 53	散乱型近接場顕微鏡の動作原理	71
図 54	SIAM（Scanning Interferometric Apertureless Microscope）方式	73
図 55	RCWA 法による SIAM 信号計算例（ビット長依存性）	75
図 56	SIL-SIAM 素子・構造模式図	76
図 57	SIL-SIAM 素子形成プロセス	77
図 58	SIL-SIAM 素子底面・センターパッド部	78
図 59	SIL-SIAM 素子・再生信号検出系の構成図	79
図 60	ナノスペーシング制御・ギャップサーボ機構部	80
図 61	SIL-SIAM 素子・信号再生検出系外観	81
図 62	ギャップサーボ信号波形	81
図 63	SIL-SIAM 素子・再生実験方法	82
図 64	SIL-SIAM 素子・再生信号波形（ランド長、グルーブ長 100nm）	83
図 65	SIL-SIAM 再生信号強度のランド長依存性（実測値と計算値の比較）	83
図 66	SIL-SIAM 再生信号強度のスペーシング依存性	84
図 67	金属微粒子球における局所表面プラズモン共鳴の発生機構	86
図 68	フレイリッヒの式による銀・微粒子の局所プラズモン共鳴	87
図 69	FDTD 法による銀微粒子（60nmφ）の局所プラズモン共鳴状態・計算結果	88
図 70	Ag 複素誘電率の波長依存性	89
図 71	Ag 微小球・LSPR 共鳴周波数の粒子サイズ依存性（FDTD 計算結果）	90
図 72	Ag 微小球の複素誘電率・波長依存性	91
図 73	Ag 微小球における LSPR の粒子径依存性	91
図 74	銀・二連球の配置	92
図 75	銀・二連球（配列 1）の近接場光強度	92
図 76	銀・二連球（配列 2）の近接場光強度	93

図 77	二連球の近接場光相互作用の解析モデル	93
図 78	二連球での共鳴モード（解析解、文献[53]から引用）	94
図 79	近接光強度の比較； Ag 及び GST 微小球（20nmφ）	95
図 80	Ag、GeSbTe 微粒子（20nmφ）近傍の近接場光分布	95
図 81	GeSbTe 微粒子（20nmφ）・相変化に伴う近接場光強度の比較	96
図 82	ナノ微粒子からの散乱光・計算モデル	97
図 83	励振波波形・スペクトラム	98
図 84	散乱断面積の角度依存性	98
図 85	Ag 微小球（20nmφ）側方断面積の波長依存性	99
図 86	Ag 二連球・配置（再掲）	100
図 87	Ag 二連球（100 nmφ）・配列 1 の散乱断面積；入射光の偏光依存性	100
図 88	Ag 二連球・散乱断面積の配列による比較	101
図 89	相変化微小球の電界増強効果	103
図 90	プラズモンアンテナ／相変化ナノ微粒子媒体構造	104
図 91	FDTD 法計算モデルの概念図	105
図 92	プラズモンアンテナ構造・模式図	106
図 93	メッシュ分割による計算値の変化	108
図 94	解の収束時間	109
図 95	入射光強度分布（均一強度分布）	109
図 96	Triangle/Bowtie 型アンテナの近接場強度・波長依存性	111
図 97	アンテナによる電界パワー密度分布の相違（コンター図）	112
図 98	電界パワー密度の X 方向プロファイルの比較	113
図 99	電界パワー密度の Z 方向プロファイルの比較	113
図 100	相変化・連続膜媒体におけるアンテナ先端部電界パワー密度波長依存性	115
図 101	相変化・ナノドット媒体におけるアンテナ先端部電界パワー密度波長依存性	116
図 102	媒体形状による電界空間分布の比較	116
図 103	GeSbTe 球ドット／連続膜媒体上のスポット・プロファイルの比較	117
図 104	ドット媒体形状模式図	118
図 105	ナノ相変化ドットとアンテナ先端の相対位置	119
図 106	電界パワー密度・波長依存性に対する媒体形状の影響（結晶）	120
図 107	アンテナ／ドット周辺の電界パワーの空間分布（コンター図）	121
図 108	電界パワー密度分布のドットピッチ依存性（XY 面）	122
図 109	2 次ピーク強度比とドットピッチの関係	123
図 110	アンテナ先端・曲率半径の影響	124
図 111	柱状ドットモデル（上面図）	125
図 112	各柱状ドットの電界パワー密度・波長依存性	125
図 113	各柱状ドットにおける電界パワー密度分布の相違	126
図 114	電界 Z 成分 $E_z$ の Y 方向プロファイル（媒体直上）	127
図 115	柱状ドットにおけるコーナー部・曲率半径の影響	128

図 116	GeSbTe 相変化に伴う近接場強度波長依存性の変化.....	129
図 117	相変化に伴う近接場強度（電界パワー密度）の相違.....	130
図 118	GeSbTe 相変化に伴う分極率・屈折率依存項 $\alpha_0$ の変化.....	130
図 119	アンテナ・相変化ドット近傍の 3 次元電界ベクトル図.....	132
図 120	GeSbTe 柱状ドット内の電界ベクトル図.....	133
図 121	静止状態、照射時間 200 ps 後のアンテナ／媒体近傍の温度分布.....	139
図 122	アンテナ／ドット相対位置による電界パワー(a)、媒体表面温度分布(b)の相違（円柱ドット）.....	140
図 123	柱状ドット・平面形状による電界パワー、媒体表面温度分布への影響.....	141
図 124	移動するナノ相変化ドットの熱過渡応答計算.....	142
図 125	電磁界解析及び熱解析の計算領域.....	143
図 126	熱過渡応答・時間プロファイルの時間ステップ依存性.....	145
図 127	媒体移動時の電界パワー及び媒体温度時間推移（円柱ドットと連続膜の比較）..	146
図 128	円柱ドットにおける電界パワー密度／媒体温度時間推移.....	146
図 129	媒体基板材・熱伝導率による相変化ドット中心温度・時間変化への影響.....	147
図 130	最高温度到達時の GeSbTe ドット内・温度分布.....	147
図 131	GeSbTe ドット内温度分布の時間変化.....	148
図 132	Write-Once 光記録再生方式.....	149
図 133	光コンピューターにおける光ストレージの位置付け.....	158
図 134	超小型マイクロレンズ・発光素子一体化光浮上ヘッド構造.....	160

## 謝辞

本論文をまとめるに当たり、終始懇切な御指導と御教示を賜りました、筑波大学大学院ナノサイエンス・ナノテクノロジー専攻、山田啓作 教授に厚く感謝申し上げます。また、有益な御討議、御教示を頂いた、都倉康弘 教授、大野裕三 教授、太田憲雄 教授、浅川潔 教授に謹んで感謝の意を表します。そして、様々な御教示を頂いた、名古屋大学大学院計算理工学専攻、白石賢二 教授に厚く御礼申し上げます。

本研究はソニー株式会社において行われたものであり、本研究を進める機会を与えて下さった、(旧) 総合研究所・磁気記録研究部の関谷哲夫 部長、(旧) ギガバイト研究所・HDラボラトリー開発部の渡邊健次郎 部長、(旧) 先端マテリアル研究所・光メディア研究所の川久保伸 部長、デバイス&マテリアル研究開発本部・次世代光ストレージ開発部の中沖有克 部長、(旧) 中央研究所の金子正彦 氏に心から感謝申し上げます。さらに本研究を取り纏めるにあたり御支援を頂きました、研究開発企画部門の海老澤観 部門長、同部門・研究開発推進室の玉田仁志 部長に厚く御礼申し上げます。

ハードディスク用浮上スライダーの研究に当たり、御指導、御協力を頂くとともに、御討議頂きました、九州大学マス・フォア・インダストリ研究所の岡田勘三 教授(元ソニー(株) 総合研究所・磁気記録研究部)、及び四谷道夫 氏(元ソニー(株) 総合研究所・磁気記録研究部)に深く感謝致します。

SIL 搭載光浮上ヘッドの研究に当たり、様々な御指摘、御討議を頂きました、デバイス&マテリアル研究開発本部・CLEED開発部の水野剛 氏(元ギガバイト研究所・HDラボラトリー開発部)に深く感謝申し上げます。研究グループの一員として様々な御協力、御討議を頂きました、元ギガバイト研究所・HDラボラトリー開発部の研究グループメンバーであった、東北大学・原子分子材料高等研究機構の一杉太郎 准教授、ソニー(株) 酒匂 景康 氏、山崎 茂 氏に深く感謝致します。

プラズモンアンテナ・ビットパターンドメディアの研究に当たり、様々な御協力、御討議を頂きました、デバイス&マテリアル研究開発本部・次世代光ストレージ開発部の関口浩司 氏、藤家和彦 氏、京都大学大学院材料工学専攻、山田昇 教授(元パナソニック(株))、尾留川正博 氏(元パナソニック(株))に深く感謝申し上げます。プラズモニクスの理論およびFDTD解析に関し、御教示、御討議を頂いた、東京大学・光量子科学研究センターの田丸博晴 特別講師に厚く御礼申し上げます。

また、本研究における各デバイス試作、評価装置構築に当たり、ソニー株式会社の(旧) 磁気製品事業本部、(旧) 総合研究所、(旧) ギガバイト研究所、(旧) 生産技術開発部門、デバイス&マテリアル研究開発本部・次世代光ストレージ開発部、(旧) ソニーマグネプロダクト株式会

社の関係各位様には、多大なる御協力と御支援を頂きました。ここに厚く御礼申し上げます。とりわけ、(旧)総合研究所の河副一重 氏、大内宏伸 氏、(旧)ギガバイト研究所の三島彰生 氏、(旧)生産技術開発部門の高木勝治 氏、(旧)先端マテリアル研究所・光メディア研究所の齊藤公博 氏、石本努 氏、近藤高男 氏に深く感謝致します。評価用ディスクの作成に関しては、デバイス&マテリアル研究開発本部・次世代光ストレージ開発部の中野淳 部長、三木剛 課長、黒川光太郎 氏に厚く御礼申し上げます。

最後に、これまで暖かく見守ってくれた筆者の父 孝嘉、母 万里子、そして日々の支えとなってくれた妻 美和に心より感謝します。