

Title	レーザー核融合用ペレットの磁気懸架に関する研究
Author(s)	吉田, 弘樹
Citation	大阪大学, 1998, 博士論文
Version Type	VoR
URL	<a href="https://doi.org/10.11501/3144307">https://doi.org/10.11501/3144307</a>
rights	
Note	

*Osaka University Knowledge Archive : OUKA*

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

Osaka University

# レーザー核融合用ペレットの 磁気懸架に関する研究

平成10年4月

吉田弘樹

# 内容梗概

本論文は、非接触支持ペレットをレーザー核融合爆縮実験に供するために筆者が行ったペレットの磁気懸架の原理実証と爆縮実験への導入に関する成果をまとめたものである。

レーザー核融合では爆縮の均一性向上が重要なテーマとなっている。それを達成するために、レーザー装置とペレットの両側面から研究が行われている。レーザー装置では照射の均一性向上が行われている。その目標に向けて、大阪大学レーザー核融合研究センターでは、部分コヒーレント光の採用と 12 ビーム間のパワーバランスを行った新激光 XII 号が開発されている。また、米国ローレンス・リバモア研究所では 192 ビームレーザー NIF(National Ignition Facility)の建設が始まっている。一方、核融合実験用のペレットでは、真球性 99%以上、表面粗さ 10 nm 以下の大型ポリスチレンシェルが開発されている。しかし爆縮実験の際にはストークで支持されるため、最低次モードの不均一性発生の指摘がある。

そこで、ストークの影響を完全に除くためには、非接触支持ペレットを爆縮実験に供することが必要である。筆者が開発した磁気懸架装置では、磁性体をコートしたペレットを磁気力で懸架することで非接触支持を実現した。その磁気懸架装置の原理実証を行い、さらに激光 XII 号へ導入し非接触支持ペレットのレーザー照射に初めて成功した。この研究によって、非接触支持ペレットの基礎を築き、爆縮実験に導入するための技術を確立した。

本論文は全 7 章より構成されている。

**第 1 章**は緒論であり、レーザー核融合における爆縮均一性向上のためには燃料ペレットの非接触支持が重要であることを述べ、磁気懸架の特徴と課題をまとめ、本研究の目的と意義を明らかにした。

**第 2 章**では、磁気懸架の原理と安定な懸架を実現するための制御方法について述べた。磁性体コートペレットに垂直方向に働く重力と磁気力のつり合いは不安定であり、ペレットの位置と速度を検出して磁界発生用電磁石のコイル電流にフィードバックする制御を施すことで、安定に磁気懸架できることを示した。一方、水平方向の安定点は電磁石の軸上にあり、ペレットはその点で安定に磁気懸架される。しかし、圧力が低くなると雰囲気体による抗力が小さくなり、なんらかの外乱で振動した場合、振動の緩和時間が長くなってしまう。そこで、垂直方向と同一の制御方式を採用して半導体レーザー光による光作用力でペレットの水平振動緩和時間を短縮するアクティブダンパーを提案した。

**第 3 章**では、磁気懸架装置に要請される条件を明らかにし、それを満足するために開発した磁気懸架装置と制御のアルゴリズムについて述べた。Ni をコートし

たペレットの磁気懸架実験により過渡制御と定常制御の評価を行い、ペレットを安定に磁気懸架できることを確認した。さらに、開発した磁気懸架装置をレーザー爆縮実験装置に導入し、磁気懸架がペレットの非接触支持に有効であることを明らかにした。

**第 4 章**では、磁気懸架ペレットの水平方向の振動制御用に提案した光作用力の機構を解析し、ラジオメータ力が主に働いていることを明らかにした。さらに、光作用力を応用したアクティブダンパーを開発し、水平方向の振動の緩和に有効であることを示した。

**第 5 章**では、電界浮揚を用いた高精度な質量測定法と、分光光度分析による磁性体コート厚の測定法についてまとめた。これらの手法により、磁気懸架で重要なパラメータであるペレットに働く磁気力を高い精度で評価できることを示した。

**第 6 章**では、爆縮に際して、ペレットにコートした Ni から放射される X 線によるプレヒートの対策として、爆縮用メインレーザーに先だつてプリパルスレーザーを照射し、Ni コート膜を除去することを提案した。熱拡散モデルを用いて、ペレットに損傷を与えずに Ni コートを除去できるプリパルスレーザーの照射条件を解析し、モードロック YAG レーザーによる Ni コート膜除去の実験から解析結果の正当性を評価した。

**第 7 章**は結論であり、以上の結果を総括し、得られた知見について述べている。

# 目次

<b>第 1 章</b>	<b>緒論</b>	<b>1</b>
1.1	はじめに	1
1.2	ペレットの非接触支持とインジェクション	2
1.3	ペレットの非接触支持方法	3
1.4	磁気懸架の原理と課題	4
1.5	論文の構成	7
<b>第 2 章</b>	<b>磁気懸架の原理とペレットの制御</b>	<b>11</b>
2.1	はじめに	11
2.2	重力と磁気力のつり合い	11
2.3	垂直方向の運動とその制御	13
2.4	水平方向の運動とその制御	15
2.5	まとめ	17
<b>第 3 章</b>	<b>磁気懸架装置</b>	<b>19</b>
3.1	はじめに	19
3.2	磁気懸架装置への要請	19
3.3	磁気懸架装置	21
3.4	制御のアルゴリズム	26
3.5	磁気懸架実験	30
3.6	レーザー爆縮実験への導入	39
3.7	まとめ	48
<b>第 4 章</b>	<b>水平方向の振動制御用アクティブダンパー</b>	<b>51</b>
4.1	はじめに	51
4.2	光作用力	51
4.3	アクティブダンパー	59
4.4	まとめ	61

<b>第 5 章</b>	<b>磁性体コートペレットの質量測定と Ni コート厚測定</b>	<b>63</b>
5.1	はじめに	63
5.2	電界浮揚による磁性体コートペレットの質量測定	64
5.3	分光光度分析による Ni コート厚測定	69
5.4	まとめ	75
<b>第 6 章</b>	<b>均一爆縮にむけての Ni コート膜の除去</b>	<b>77</b>
6.1	はじめに	77
6.2	熱拡散モデルの理論	77
6.3	モードロック Nd:YAG レーザーによる Ni コート膜の除去	80
6.4	測定結果および考察	81
6.5	まとめ	83
<b>第 7 章</b>	<b>結論</b>	<b>87</b>
付録 I	磁性体球殻の磁気形状係数 $K_m$ の導出	89
付録 II	電荷重畳法による電位分布計算	95
<b>謝辞</b>		<b>101</b>
<b>業績目録</b>		<b>103</b>

# 用語と記号の定義

特に断りの無い限り、記号の定義は以下の通り、単位系は SI 単位系である。

## (1) ペレット (燃料を入れる球殻状の構造体の総称) に関連した用語

・ Ni

$\mu_m$	比透磁率
$K_m$	磁気形状係数 (比磁化率 $\chi$ )
$t_m$	コート厚
$V_m$	体積
$\rho_m$	密度
$n$	屈折率
$k$	入射光に対する Ni コート膜の減衰係数

・ GMB (Glass Micro-Balloon), PMB (Plastic Micro-Balloon)

$r_p$	外半径
$t_p$	壁厚
$\rho_p$	密度

・ 磁性体コートペレット、Ni-GMB (Ni-coated GMB), Ni-PMB (Ni-coated PMB)

$r_m$	外半径
$m$	質量
$R_m$	入射光に対する反射率
$A_m$	入射光に対する吸収率

## (2) 場に関連した用語

・ 磁界

$\alpha$	磁束密度分布の実験式の係数
$\beta$	〃
$\gamma$	〃
$\delta$	〃
$Z_1$	〃
$r_1$	〃
$I = I_0 + i$	コイル電流
$I_0$	〃 の標準の定常値
$i$	〃 の微小変化
$R_0$	コイルの抵抗
$L_0$	コイルのインダクタンス

・ 雰囲気体

$P$	雰囲気体の圧力
$F_d$	雰囲気体による抗力
$k_d$	抗力の係数
$K_n = \lambda / r_m$	クヌーセン数
$\lambda$	平均自由行程
$r_{air}$	空気分子の半径
$\eta$	雰囲気体の粘性流域における粘性係数

(3) 制御に関連した用語

・ PD 制御

$k_1, k_{1r}$	利得を与える係数
$k_2, k_{2r}$	ダンピングを与える係数
$k_3$	運動方程式の解の係数
$k_4$	運動方程式の解の係数
$k_5$	フォトセンサーの出力電圧 $e$ の $z$ に対する比例係数

・  $z$  方向の運動

$Z = Z_0 + z$	懸架距離(電磁石先端から磁気懸架ペレット中心までの距離)
$Z_0$	” の標準の定常値
$z$	” の微小変化、垂直方向の懸架精度
$\Delta z$	$z$ の初期値
$\tau_z$	$z$ 方向の振動振幅の減衰時定数
$\omega_z$	$z$ 方向の自然振動角周波数

・  $r$  方向の運動

$r$	$r$ 方向の微小変化、水平方向の懸架精度
$\Delta r$	$r$ の初期値
$\tau_{r0}, \tau_{ract}$	$r$ 方向の振動の減衰時定数
$\omega_r$	$r$ 方向の自然振動角周波数



#### (4) その他に関連した用語

##### ・ 半導体レーザー

$P_{LD}$  半導体レーザーのパワー

$I_{LD}$  半導体レーザーの強度

##### ・ 力

$F_g$  重力

$F_m$  磁気力

$F_{mz}$   $z$  方向の磁気力

$F_{mr}$   $r$  方向の磁気力

$F_o$  光作用力

$F_{\phi}, F_{\psi}, F_{\eta}$  ラジオメータ力

$F_p$  光力

$F_b$  浮力

##### ・ 代表的な添字

$\square_m$  磁界

$\square_p$  ペレット (GMB, PMB)

$\square_z$   $Z$  方向

$\square_r$   $r$  方向

# 第1章 緒論

## 1.1 はじめに

核融合に関する優れたレビューが発表されている[1,2]。まず、それらに基づき、核融合とりわけレーザー核融合について説明する。

重水素(D)と三重水素(T)を高速で衝突させると、核力により融合し、不安定な核が形成される。これがすぐ、ヘリウム(アルファ粒子)と中性子に分裂するとき、エネルギーが放出される。重水素・三重水素を超高温に加熱することにより、このような衝突を十分ひんぱんに起こすことができる。衝突の確率は密度が高いほど大きくなる。高密度状態( $10^{26}$  個/cc、固体密度の 1000 倍)を実現し、短時間(100 億分の 1 秒)に核融合反応を十分行う方式が慣性核融合であり、レーザーを用いた慣性核融合をレーザー核融合という。

レーザー核融合では DT 燃料を充填した微小球の燃料ペレットにレーザーを均一に当てる。すると表面でレーザーが吸収され、急速に高温 (2~3 千万度) に達し、表面が超高压 (数千万気圧) となる。この圧力でペレットは中心方向に加速される。加速された燃料が球中心で衝突すると圧縮と同時に加熱が起きる。充分球対称に圧縮されれば中心部は 1 億度程度にまで加熱され、核融合反応が開始する。核融合炉では初期半径 3mm 程度のペレットを 0.1mm 程度にまで爆発力で収縮 (爆縮) させることが必要である。このため高度のレーザー照射均一性やペレット自身の均一性が要求される。

充分球対称な爆縮が実現すれば、中心部には高温で比較的低密度の点火部が形成され、その回りには、低温で高密度の主燃料部が形成される。中心の点火部で核融合反応が開始し、高エネルギーのアルファ粒子と中性子が多量に発生する。アルファ粒子で加熱された主燃料部が核融合反応を開始する。

現在、直接照射方式ではレーザーエネルギー 300 kJ で点火[3]、間接照射方式では 1.8 MJ で出力 10-30 MJ[4]を目指した研究が進められている。臨界達成にこのように大きなレーザーエネルギーが必要なのは、Rayleigh-Taylor 不安定に代表される爆縮の流体力学的不安定性にある。レーザーの照射不均一や、ペレットの表面粗さ等、わずかの歪みが流体不安定の種となり、達成可能な爆縮密度を制限する。

上で述べた流体不安定を押さえるため、**図 1.1** に示すように、レーザー装置とペレットとの両側面から爆縮の均一性向上の研究が行われている。レーザー装置では照射の均一性向上が行われている。その目標に向けて、大阪大学レーザー核融合研究センターでは、部分コヒーレント光の採用と 12 ビーム間のパワーバランスを行った新激光 XII 号[5]が開発されている。また、米国ローレンス・リバモア

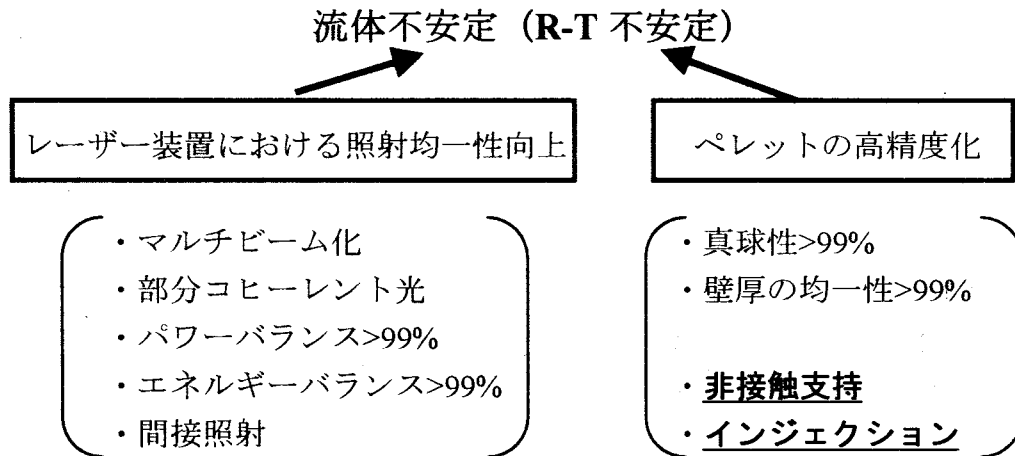


図 1.1 流体不安定の対策

研究所では 192 ビームレーザー NIF(National Ignition Facility)の建設が始まっている[4]。一方、核融合実験用のペレットでは、真球性 99%以上、表面粗さ 10 nm 以下の大型ポリスチレンシェルが開発されている[6]。

しかし、ペレットはストックで支持されているため、爆縮実験の際には最低次モードの不均一の発生を避け得ないと考えられる。そこで、ストックによる不均一の発生を完全に除くために、ペレットを非接触で供給する必要がある。

その供給方法は非接触支持とインジェクションに分類することができる。それには電磁力が最も適していると考えられる。その他の非接触力として、光圧、熱力、音圧が候補に上る。これらの力を用い、重力に抗して安定した制御を行わねばならない。これまで慣性核融合ペレットの非接触供給を目標にした研究は殆ど行なわれてこなかった。独マックスプランク研究所の Eidmann らが自由落下させたペレットへのレーザー照射を行い、非接触支持ペレットの有効性を示した[7]のが唯一のものである。

磁場核融合では、燃料の冷却固化・インジェクション装置が開発されている[8]。核融合科学研究所ではパイプガンの連続射出研究が行われている[9]。これらの研究では燃料の冷却固化とインジェクションが基本であり、レーザー核融合ほど高い位置精度は要求されない。

## 1.2 ペレットの非接触支持とインジェクション

ペレットの非接触支持とインジェクションの特徴を図 1.2 に示す。図(a)に示す非接触支持は、現状のレーザー装置による爆縮実験用であり、高い位置精度と、高い安定性が要求される。レーザー装置は数ショット/日程度であり、非接触支持の繰り返しは不要で単発動作で十分である。

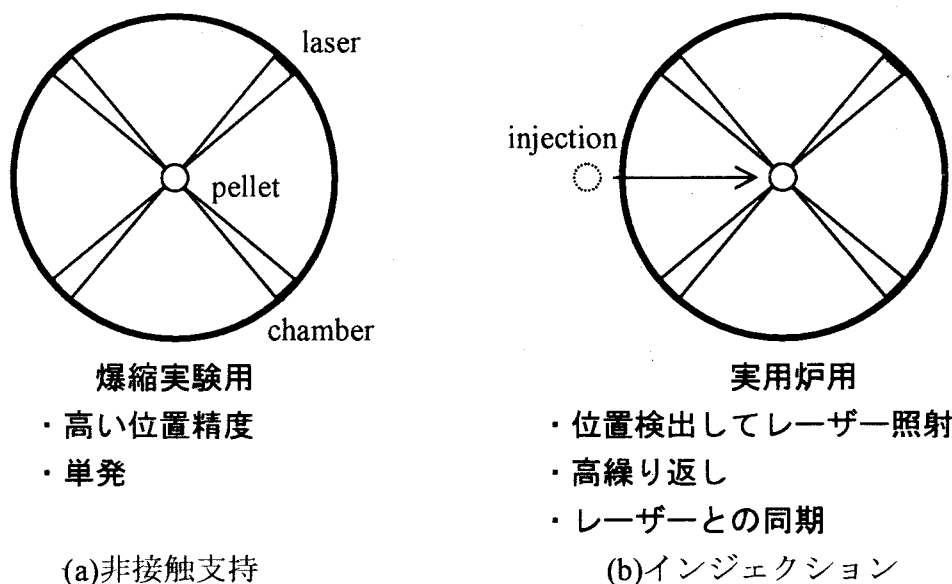


図 1.2 ペレットの非接触支持とインジェクション

図(b)に示すインジェクションは将来の実用炉用であり、位置精度は比較的緩く  $30\mu\text{m}$  程度で、レーザー装置にはポインティング精度と同期照射が要求される。インジェクション装置には、数 Hz の繰り返し動作、 $\sim 300\text{m/s}$  の射出速度、中性子被爆からの保護が要求される[10]。ロシアのレベデフ研究所でクライオペレットの自由落下の研究がされているが、そのポインティング精度は  $1.7\text{-}3\text{mrad}$  である[11]。大阪大学レーザー核融合研究センターのレーザー核融合炉「光陽」の概念設計[10]によれば、ポインティング精度  $2\mu\text{rad}$  が要求されている。

### 1.3 ペレットの非接触支持方法

電界・磁界のグレーディエント力を利用した物体の非接触支持方法の一覧表を表 1.1に示す。物体として帯電粒子、誘電体、導電物質、磁性体に分けて考える。

- 1) 帯電粒子の懸架および浮遊: 直流または交流不平等電界では、帯電粒子の位置を検出してフィードバック制御し動的安定化できる。畦地氏は、テトラヘドラル型の電極配置で直径  $2\text{mm}$  のペレットを浮遊し、3次元制御している[12]。
- 2) 誘電体の浮遊:  $\epsilon \ll 1$  の場合、粒子は反誘電体となり、電極からポンティア・モーティブ力と呼ばれる反発力を受ける。電界の極小点で粒子を浮遊させることができる。
- 3) 磁性体の懸架および浮遊: 直流または交流電磁石による強磁性体懸架では、平衡点からの微小な摂動が指数関数的に成長する。そこで位置検出してフィードバック制御して安定化を図る必要がある。
- 4) 金属および超伝導物質の浮遊: 金属の場合、交流磁界のもとで電磁誘導電流が作る磁気ダイポールは反磁性であり、不平等磁界のもとで反発力による浮遊が可能

能である。超伝導物質は $\sigma$ が無限大で完全反磁性を示し、直流磁界による反発力による浮遊が可能である。

その他、光の照射による、光圧、共鳴光圧、ラジオメータ力を用いた方法が考えられる。また、音圧や媒質の気流による浮遊も考えられる。

表 1.1 電界・磁界のグレーディエント力による物体の非接触支持方法

		$\nabla E$		$\nabla B$	
		DC	AC	DC	AC
1)帯電粒子	吸引力 反発力	$\times, \odot$ FB $\times$	$\times, \odot$ FB $\odot$		
2)誘電体 永久電気モーメント $\epsilon^* \gg 1$ $\epsilon^* \gtrsim 1$ $\epsilon^* \lesssim 1$	エレクトレット 強誘電体 常誘電体 反誘電体 }吸引力 反発力	$\times$ $\times$ $\times$ $\odot$	$\times$ $\times$ $\times$ $\circ$		
3)磁性体 永久磁気モーメント $\mu^* \gg 1$ $\mu^* \gtrsim 1$ $\mu^* \lesssim 1$	永久磁石 強磁性体 常磁性体 反磁性体 }吸引力 反発力			$\times$ $\times, \odot$ FB $\times$ $\circ$	$\times$ $\times, \odot$ FB $\times$ $\circ$
4)金属および超伝導物質 $\sigma \gg 1$ $\sigma = \infty$	金属 超伝導 }反発力			$\times$ $\odot$	$\odot$ $\circ$

注 1)  $\odot$  : 安定、応用例あり       $\circ$  : 安定       $\times$  : 不安定

FB : Feed Back で安定化が必要       $\odot$  : 本研究の磁気懸架方式

注 2) 反発力 : 以下の場合、浮遊に応用できる。

DC :  $\min E, \min H$  で安定

AC :  $\min E, \min H$  より広い範囲で安定

注 3) 吸引力 : 以下の安定の場合、懸架に応用できる。

DC : 不安定。ただし FB で安定化できる。

AC : 不安定。ただし FB で安定化できる。

注 4) 表の原著者との協議により一部修正してある[13]。

## 1.4 磁気懸架の原理と課題

### 1.4.1 磁気懸架方式の採用

前節で述べた電界あるいは磁界のグレーディエント力を利用する浮遊または懸架方法はレーザー核融合用ペレットの非接触支持に有望と考えられる。電界・磁界による利用可能な単位面積あたりの力は、マックスウェルの応力で与えられるが、各々

$$\cdot \text{静電応力 } \sigma_e = \frac{1}{2} \epsilon^* \epsilon_0 E^2 \quad (1.1)$$

ここで、 $E$  の上限は周囲の気体の破壊電界強度で制限され、仮に、常温常圧の空気中における平等電界の値  $E = 3 \times 10^6$  V/m を与えると、 $\sigma_e = 40$  N/m<sup>2</sup> となる。

$$\cdot \text{磁気応力 } \sigma_m = \frac{1}{2} \frac{1}{\mu^* \mu_0} B^2 \quad (1.2)$$

$B = 1$  T の時  $\sigma_m = 4 \times 10^5$  N/m<sup>2</sup> である。

したがって、磁気力は静電力に比べて容易に大きな力が得られる。

電界懸架ではペレットに電荷を与えるだけで懸架できるが、電極とペレットの距離を比較的近くする必要があり、その電極によってレーザー照射が可能な立体角を制限してしまう。一方、磁気懸架ではペレット表面に Ni のような磁性体をコートする必要があるが、単一の磁極で磁気懸架が可能であり、レーザー照射が可能な立体角の確保が容易である。

以上の2点の理由により、本研究では表 1.1 でハッチングで示してある強磁性体に働く吸引力を用いる磁気懸架方式を採用するに至った。

#### 1.4.2 磁気懸架の原理と課題

磁気懸架とは磁性体薄膜をコートしたペレットに磁気力（吸引力）を働かせ、重力と磁気力とのつり合いで、非接触にペレットを支持することである。本研究の目的はレーザー核融合用ペレットの磁気懸架の原理実証と爆縮実験装置への導入であり、以下の3つの研究課題を設定して磁気懸架装置を開発した。

- 1) 垂直方向に働く重力と磁気力のつり合いは制御装置無しでは非常に不安定である。そこで、図 1.4(a) に示すように、ペレットの位置を検出して電磁石のコイル電流にフィードバックする制御を施して、安定な磁気懸架を実現する。
- 2) 水平方向の平衡点は電磁石の軸上にあり、ペレットはその点で安定に磁気懸架される。しかし、圧力が低くなると雰囲気気体による抗力が小さくなり、なんらかの外乱で振動した場合、振動の緩和時間が長くなってしまふ。そこで、図 1.4(b) に示すように、垂直方向と同一の制御方式を採用して半導体レーザー光による光作用力でペレットの水平振動緩和時間を短縮するアクティブダンパーを開発する。
- 3) 微小なペレット(半径 $\sim 500\mu\text{m}$ 、質量 $\sim 10\mu\text{g}$ )は物体に付着し易く、一般にハンドリングは容易ではない。そこで図 1.4(c) に示すホッパーを用いた初期設定装置を開発し、ペレットを懸架位置へ確実に導入する。

さらに、磁気懸架装置の開発に際して、以下の4項目も重要と判断し、研究を行った。

- 4) 磁気懸架はペレットに働く重力と磁気力とのつり合いに基づいており、その2つの力を知る必要がある。そこで、ペレットの質量( $\sim 10\mu\text{g}$ )を高精度に測定

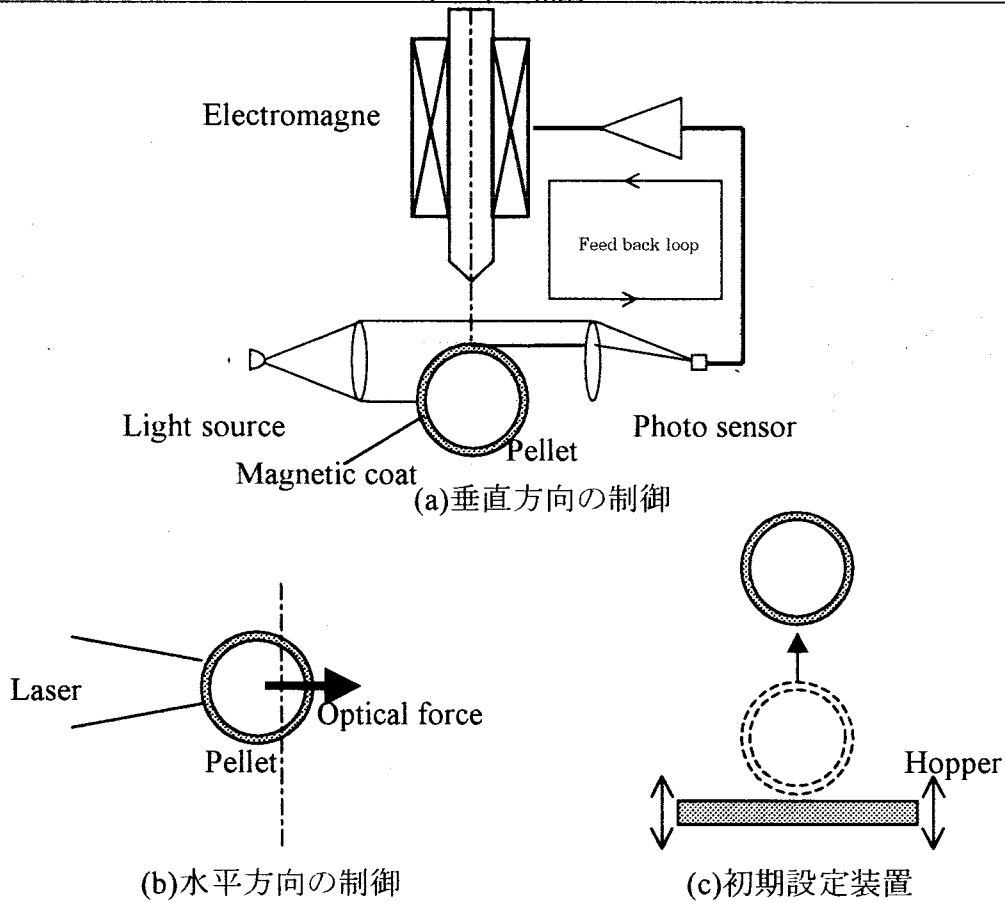
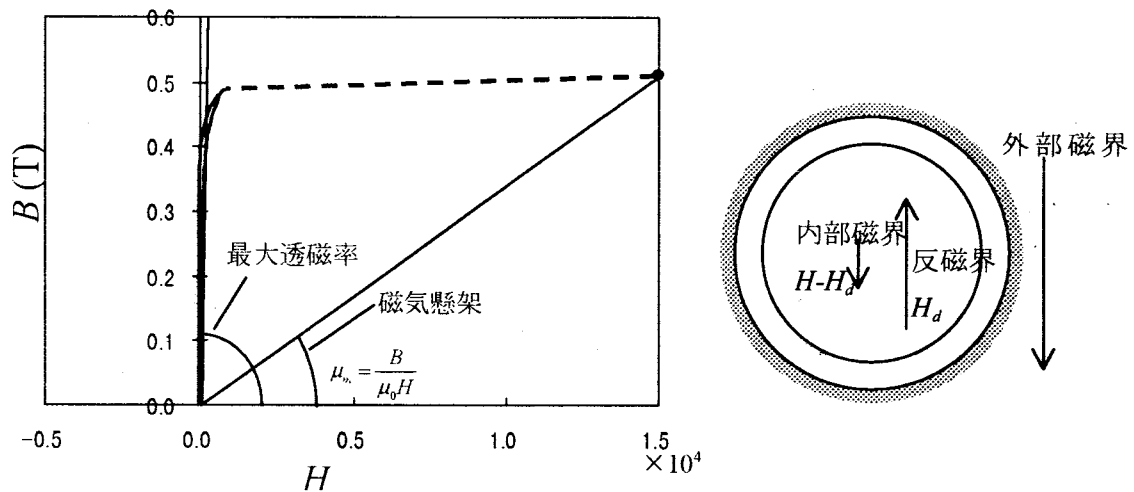


図 1.4 磁気懸架装置の原理図

する技術を開発する。

- 5) また、磁気力は磁性体コート の体積と比透磁率で決まる。そこで、まず、磁性体コート の体積 ( $\sim 1 \times 10^{-13} \text{ m}^3$ ) を測定する技術を開発する。
- 6) 次に、ペレット表面にコートされた磁性体の比透磁率は以下に述べる 4 つの理由により一般の物性表に記されている値と異なるため、実験的に求める。
  - ① 磁気懸架においては図 1.5(a) に破線で示すように磁性体は磁氣的に飽和した状態にあり、実効的な比透磁率は非常に小さい値である。
  - ② 磁性体の形状が球殻であるため同図(b) に示すように内部に反磁界  $H_d$  が発生して磁性体内部の磁界の強さは  $H - H_d$  となっている。それに対して物性表で与えられているのは、反磁界が発生しない環状の磁性体に対する比透磁率である。
  - ③ 厚さ  $\sim 100 \text{ nm}$  以下の磁性体薄膜では、磁化に関わる磁壁移動のエネルギーが異なる [15]。
  - ④ 磁性体薄膜の結晶性・不純物混入によって  $B-H$  特性が変化する [16]。
- 7) レーザー爆縮に際してペレット表面にコートされた磁性体から放射される X 線によりペレット内部の燃料がプリヒートされる可能性がある。爆縮用レーザーに先立つプリパルスによりペレットに損傷を与えることなく磁性体コートだけを除去する方法を開発する。



(a)Ni の磁気飽和[14]

(b)磁性体球殻における反磁界

図 1.5 磁性体コートの比透磁率

## 1.5 論文の構成

本論文は全 7 章より構成されている。

第 2 章では、磁気懸架の原理をまとめ重力と磁気力のつりあいからペレットの懸架距離と磁界発生用電磁石のコイル電流の関係を導出した。また磁気懸架されたペレットの垂直方向と水平方向の運動を解析し、安定な懸架を実現するために必要な制御方式について検討した。垂直方向の振動に関してはペレットの位置と速度を検出し、PD(Proportional differential)制御によりコイル電流にフィードバックすることにより、また水平方向の振動に関してはペレットに半導体レーザー光を照射して光作用力を与えることにより、安定な懸架が可能であることを示した。

第 3 章では、開発した磁気懸架装置の構成、その各部の詳細、制御のアルゴリズムについて述べた。Ni をコートしたペレットを用いて磁気懸架実験を行い、ペレットを高い位置精度で懸架できることを確認した。またこの実験から、ペレット上にコートした Ni 膜に対する比透磁率が得られることを示した。さらに、磁気懸架装置を大阪大学の激光 XII 号ガラスレーザー爆縮実験装置に導入し、磁気懸架したペレットによって世界初のレーザー爆縮実験に成功した。

第 4 章では、半導体レーザー光の照射によってペレットに働く光作用力の機構を解析し、実験により得られたペレットの安定点の移動距離から、光作用力としてはラジオメータ力が主要な力であることを示した。さらに、その光作用力を応用したアクティブダンパーを開発し、水平方向の振動の緩和に有効であることを示してある。

第 5 章では、まず、磁性体コートペレットの質量の高精度な測定法としての電界浮揚法について述べ、 $\pm 0.2\mu\text{g}$  の精度で非接触測定できることを示した。次に、



磁性体コートペレットに働く磁気力を知るために重要な磁性体コート厚を分光光度分析により測定する手法について述べた。これらにより、磁気懸架で重要なペレットの質量とコートした磁性体の体積を高精度に評価できるようになった。

第6章では、ペレット上にコートしたNi膜から放射されるX線が爆縮に先立って燃料をプリヒートしてしまうのを防ぐための対策として、爆縮用メインレーザーを照射する前にプリパルスレーザーを照射してNi膜を除去することを提案した。熱拡散モデルを用いて、ペレットに損傷を与えずにNi膜を除去できるレーザーの照射条件を解析し、モードロックYAGレーザーを用いてガラス基板上にコートしたNi膜除去の実験を行い、解析により得られたレーザー照射条件で基板に損傷を与えることなくNi膜のみを除去しうることを示した。

第7章は結論であり、以上の結果を総括し、得られた知見について述べている。

## 参考文献

- [1] 高部英明、三間圀興、核融合研究別冊 68, 13(1992).
- [2] 高部英明、プラズマ・核融合学会誌 73, 147(1997).
- [3] J. Nuckolls et al., *Nature* 239, 139(1972).
- [4] S. Nakai et al., IAEA technical committee meeting, IAEA-CN-56/B-1-2, Würtburg, 1992.
- [5] H. Azechi, M. Nakai, K. Shigemori, N. Miyanaga, H. Shiraga, H. Nishimura, M. Honda, R. Ishizaki, J. G. Wouchuk, H. Takabe, K. Nishihara, and K. Mima, *Phys. Plasmas* 4, 4079 (1997).
- [6] M. Takagi, T. Takagi, T. Norimatsu, Y. Izawa, T. Yamanaka, and K. Mima: Book of Viewgraphs for the Eleventh Target Fabrication Specialists' Meeting, Orcas Island Washington (Lawrence Livermore National Lab., 1996), Wp-10 (1997).
- [7] K. Eidmann, et al., *Appl. Phys. Lett.* 43, 440 (1983).
- [8] S. K. Combs, *Rev. Sci. Instrum.* 64, 1679 (1993).
- [9] 須藤滋、Viniar Igor、プラズマ・核融合学会誌 73、518 (1997).
- [10] レーザー核融合炉技術委員：レーザー核融合炉「光陽」概念設計、p.77 (1994) 大阪大学レーザー核融合研究センター。
- [11] E. R. Koresheva, I. E. Osipov, I. V. Aleksandrova, I. A. Nikitenko, S. M. Tolokonnikov, V. S. Bushuev, *Cryotarget group conference presentations 1992-1995*, 145 (1995), *Lebedev Phys. Inst.*
- [12] 小西正晃、泉信彦、畦地宏、乗松孝好：日本物理学会講演概要集 52、2、第4分冊、5p-YM-1(1997).
- [13] 阪上幸男：4-3 ペレットハンドリングの核融合への応用、ペレットターゲット開発現状報告書、大阪大学レーザー核融合研究センターペレットターゲット開発委員会 1、104 (1980).

- 
- [14] R. M. Bozorth, *Ferromagnetism*, p.273 (1951) IEEE Press.
- [15] 権田俊一、他：「薄膜の作成・評価とその応用技術ハンドブック」、p.110 (1986).  
フジ・テクノシステム.
- [16] R. M. Bozorth, *Ferromagnetism*, p.267 (1951) IEEE Press.

## 第2章 磁気懸架の原理とペレットの制御

### 2.1 はじめに

本章ではまずペレットに働く重力と磁気力のつりあいについて考え、懸架距離と磁界発生用電磁石のコイル電流の関係を導く。ついで垂直方向と水平方向のペレットの運動を解析し、安定な懸架を実現するための制御方式について検討する。垂直方向の重力と磁気力のつりあいは基本的に不安定であり、ペレットの位置と速度を検出して電磁石のコイル電流にフィードバックする。一方、水平方向にも電磁石の軸上に安定点が存在するが、雰囲気気体の圧力が低くなると安定点に制止するまでの振動緩和時間が長くなるため、光作用力を利用して緩和時間の短縮を図る。

### 2.2 重力と磁気力のつり合い

図 2.1 に示すように電磁石の軸を垂直方向に配置し、その先端を原点とし下方が正となるように Z 軸を取る。また、それと直交して半径方向  $r$  を取る。しかし、ここでは  $r=0$  とし、まず Z 軸方向のつりあいについて考える。なお本論文では断りの無い限り SI 単位系で表記する。

ペレットの外半径  $r_p$ 、壁厚  $t_p$ 、密度  $\rho_p$ 、磁性体の膜厚  $t_m$ 、密度  $\rho_m$ 、雰囲気気体の密度  $\rho_g$  とする。磁性体コートペレットの質量を  $m$ 、浮力を考慮した質量を  $m'$  とすると、ペレットに働く Z 方向の力  $F_g$  は次式で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} F_g &= m'g \\ m' &= m - \frac{4\pi r_m^3 \rho_g}{3g} \\ m &= 4\pi r_m^2 (t_p \rho_p + t_m \rho_m) \\ r_m &= r_p + t_m \end{aligned} \right\} (2.1)$$

ここで、 $r_m$  は磁性体コートペレットの外半径で、 $r_p$  と  $t_m$  との和である。コートした磁性体の体積を  $V_m$ 、懸架位置における磁束密度を  $B$  とすると、磁性体コートペレットに働く磁気力  $F_{mz}$  は次式で与えられる。

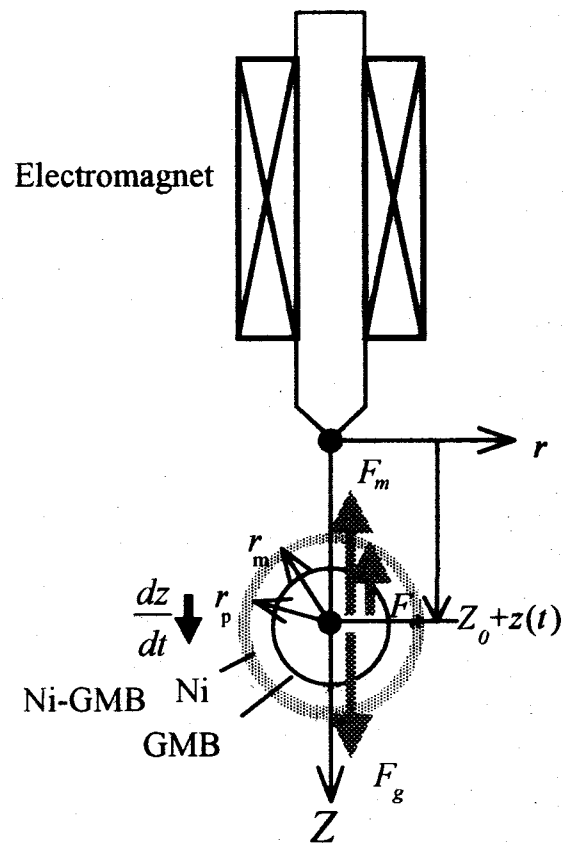


図 2.1 磁性体コートペレットと電磁石

$$\left. \begin{aligned} F_{mz} &= \frac{V_m}{2\mu_0} K_m \nabla_z B^2 \\ V_m &= 4\pi r_m^2 t_m \\ B^2 &= B_z^2 + B_r^2 \end{aligned} \right\} \quad (2.2)$$

ここで  $K_m$  は磁性体の比磁化率  $\chi_m$  と同一のものであるが、磁性体の透磁率と形状に依存することを意識してここでは磁気形状係数と呼ぶことにする。磁気形状係数  $K_m$  は中実球の磁性体については良く知られている。しかし、磁性体コートペレットのように球殻形状をした磁性体については報告例が無いようである。そこで、解析的に求めた結果から次のように示すことができる。

$$K_m = \frac{3(2\mu_m + 1)(\mu_m - 1)}{(2\mu_m + 1)(\mu_m + 2) - 2\frac{r_p^3}{r_m^3}(\mu_m - 1)^2} \quad (2.3)$$

ここで、 $\mu_m$  は磁性体の比透磁率である。式(2.3)の導出方法については付録 I にまとめた。後述の 2.3 節では実験結果から電磁石の磁束密度の実験式を得た。それはコイル電流を  $I$  として次式で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} B(r, Z, I) &= \frac{I}{\alpha I + \beta} \frac{1}{Z^\gamma \left\{ 1 + \left( \frac{r}{r_1} \right)^2 \right\}}, \quad 3\text{mm} \leq Z \leq 6\text{mm} \\ r_1 &= \left( \frac{Z}{Z_1} \right)^\delta, \quad Z_1 = 0.116, \quad \alpha = 1.94 \times 10^4, \quad \beta = 5.57 \times 10^3, \quad \gamma = 1.29, \quad \delta = 1.36 \end{aligned} \right\} \quad (2.4)$$

これを式(2.2)に与え、磁気力  $F_{mz}$  を得る。

$$F_{mz} = -\frac{\mathcal{W}_m K_m}{\mu_0} \left( \frac{I}{\alpha I + \beta} \right)^2 Z^{-2\gamma-1}, \quad r = 0 \quad (2.5)$$

磁性体コートペレットが懸架距離  $Z=Z_0$ 、コイル電流  $I=I_0$  で磁気懸架されている時、重力  $F_g$  とこの磁気力  $F_{mz}$  が釣り合っている。

$$F_g + F_{mz} = 0 \quad (2.6)$$

この式に式(2.1)、(2.5)を与えて得られるコイル電流  $I_0$ —懸架距離  $Z_0$  特性を次式に示す。

$$I_0 = \frac{\beta \sqrt{\mu_0 m' g Z_0^{2\gamma+1}}}{\sqrt{\gamma K_m V_m - \alpha \sqrt{\mu_0 m' g Z_0^{2\gamma+1}}}} \quad (2.7)$$

ペレットの質量  $m$  とコートした磁性体の体積  $V_m$  を与えれば、懸架距離  $Z_0$  で磁気懸架するのに必要なコイル電流  $I_0$  が決定できる。本研究では磁性体として Ni を、またペレットとしてガラス中空球(Glass microballoon: GMB)あるいはプラスチック中空球(Plastic microballoon: PMB)を用いた。Ni コートしたペレットを以下では Ni-GMB あるいは Ni-PMB と呼ぶことにする。

$I_0$ - $Z_0$  特性の例を図 2.2 に示す。実線は代表的な Ni-GMB の例として  $r_p=325\mu\text{m}$ 、 $t_p=2.3\mu\text{m}$ 、 $t_m=70\text{nm}$ 、 $\rho_g=2.5\times 10^3\text{kg/m}^3$ 、 $\rho_m=8.85\times 10^3\text{kg/m}^3$ 、 $K_m=10$  を式(2.7)に与えて得たプロットである。式(2.2)に示したように磁気力は  $K_m V_m$  で決まる。そこでその Ni-GMB に対して  $K_m V_m$  のみを 1/2 倍にした場合を破線で、2 倍にした場合を点線で示す。これら 3 本の線から、本研究で用いる Ni-GMB の場合、 $K_m V_m$  を小さくすると、およそそれに反比例して  $I_0$  を増大させる必要があることがわかる。

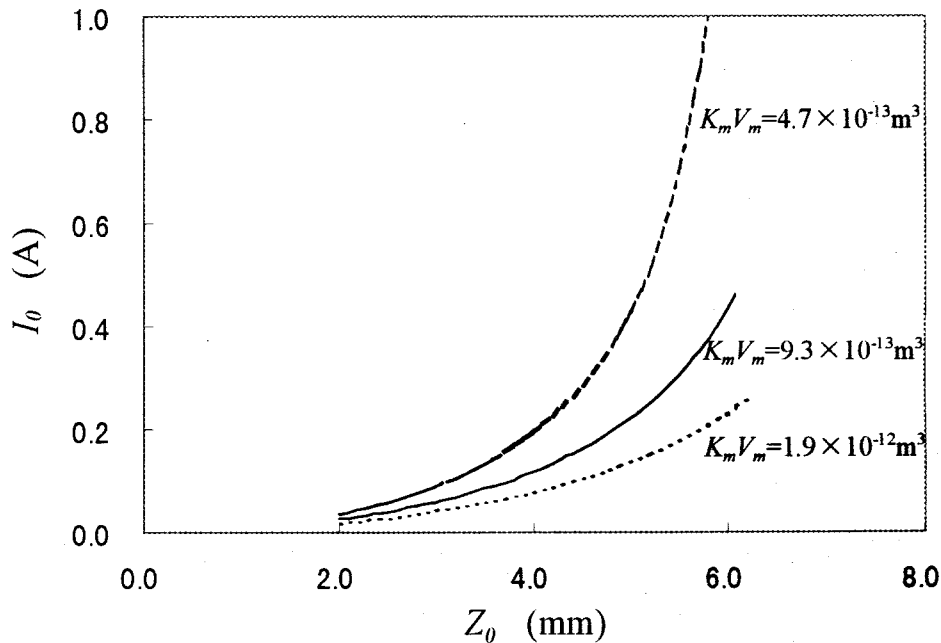


図 2.2  $K_m V_m$  をパラメータとした  $I_0$ - $Z_0$  特性の例

### 2.3 垂直方向の運動とその制御

磁気懸架された Ni-GMB の垂直方向の運動について考える。すでに述べたように電磁石の軸を  $Z$  軸方向に配置する。電磁石先端を原点とし Ni-GMB の中心までの懸架距離を  $Z$  とする。ここでは、Ni-GMB の半径方向の位置  $r=0$  とする。

この Ni-GMB に働く力は重力  $F_g$ 、磁気力  $F_{mz}$ 、雰囲気体の抗力  $F_d$ 、である。Ni-GMB の垂直方向の運動方程式は

$$m \frac{d^2 Z}{dt^2} = F_g + F_{mz} + F_d \tag{2.8}$$

となる。大気圧における空気の粘性係数を  $\eta$  とすると、雰囲気体による抗力  $F_d$  は

次式で与えられる。

$$F_d = -k_d \frac{dZ}{dt}, k_d = 6\pi\eta r_m \quad (2.9)$$

懸架距離  $Z=Z_0$  からの微小変化を  $z$ 、コイル電流  $I=I_0$  からの微小変化を  $i$  として式(2.8)に式(2.1)(2.5)(2.9)を与えて線形化し、整理して次式を得る。

$$\left. \begin{aligned} \frac{d^2 z}{dt^2} + \frac{k_d}{m} \frac{dz}{dt} + \frac{\gamma V_m K_m}{\mu_0 m} \left\{ \frac{2\beta I_0}{(\alpha I_0 + \beta)^3} Z_0^{-2\gamma-1} i - \left( \frac{I_0}{\alpha I_0 + \beta} \right)^2 (2\gamma+1) Z_0^{-2\gamma-2} z \right\} = 0 \\ Z = Z_0 + z, I = I_0 + i \quad (z \ll Z_0, i \ll I_0) \end{aligned} \right\} \quad (2.10)$$

制御しないで  $i=0$  とすると、 $z$  の解は正の実根を持ち  $t$  と共に指数関数的に増大してしまふ。そこで、下記で述べるように  $i$  を  $z$  と  $dz/dt$  の関数としてフィードバック制御することで Ni-GMB の安定な懸架が可能となる。

式(2.10)に示すように磁気懸架における Ni-GMB の運動方程式は2階の微分方程式で表される。その定常制御に適したフィードバック制御として PD(Proportional Differential)制御を採用する。この PD 制御で、 $z$  に比例したコイル電流成分を与えて Ni-GMB に復元力を与え、 $dz/dt$  に比例したコイル電流成分を与えてダンピング力を与える。この  $i$  は次式の関数で与えることができる。

$$i(t) = k_1 \left( z + k_2 \frac{dz}{dt} \right) \quad (2.11)$$

ここで、 $k_1$  は  $z$  に対する  $i$  の利得、 $k_2$  はダンピングを決める係数であり、減衰振動解が速やかに最終値に近づくように定める。この式を式(2.10)に与えて定常制御された Ni-GMB の垂直方向の振動に対する基本方程式を得る。

$$\left. \begin{aligned} \frac{d^2 z}{dt^2} + \frac{k_3 V_m K_m + k_d}{m} \frac{dz}{dt} + \frac{k_4 V_m K_m}{m} z = 0 \\ k_3 = \frac{\gamma}{\mu_0} \frac{2\beta I_0 Z_0^{-2\gamma-1}}{(\alpha I_0 + \beta)^3} k_1 k_2, \\ k_4 = \frac{\gamma}{\mu_0} \left\{ \frac{2\beta I_0 Z_0^{-2\gamma-1}}{(\alpha I_0 + \beta)^3} k_1 - \left( \frac{I_0}{\alpha I_0 + \beta} \right)^2 (2\gamma+1) Z_0^{-2\gamma-2} \right\} > 0 \end{aligned} \right\} \quad (2.12)$$

これに、初期条件

$$z(0) = \Delta z, \left. \frac{dz}{dt} \right|_{t=0} = 0 \quad (2.13)$$

を与え、式(2.12)の微分方程式を解いて以下の解を得る。

$$\left. \begin{aligned} z(t) &= \Delta z e^{-\frac{t}{\tau_z}} \left( \cos \omega_z t + \frac{1}{\omega_z \tau_z} \sin \omega_z t \right) \\ \frac{1}{\tau_z} &= \frac{k_3 V_m K_m + k_d}{2m}, \quad \omega_z = \sqrt{\frac{k_4 V_m K_m}{m} - \frac{1}{\tau_z^2}} \approx \sqrt{\frac{k_4 V_m K_m}{m}} \end{aligned} \right\} \quad (2.14)$$

ここで、 $\tau_z$ は振動振幅の緩和時定数、 $\omega_z$ は自然振動角周波数である。こうして、 $z(t)$ を0に収束させることで、垂直方向の安定な定常制御を実現する。前節で与えた代表的な Ni-GMB( $r_p=325\mu\text{m}$ 、 $t_p=2.3\mu\text{m}$ 、 $t_m=70\text{nm}$ )の場合  $m=8.5 \times 10^{-9}\text{kg}$  であり  $Z_0=4\text{mm}$ 、 $I_0=0.12\text{A}$ 、 $K_m=10$ 、 $k_1=1.4 \times 10^2$ 、 $k_2=1.1 \times 10^3$  とすると  $\tau_z=64\text{ms}$  となり速やかに緩和できることがわかる。

## 2.4 水平方向の運動とその制御

安定に磁気懸架されて安定位置にある Ni-GMB に、デルタ関数で表される水平方向の外乱の力  $\delta$  を与える。Ni-GMB に働く水平方向の力は、磁気力  $F_{mr}$ 、雰囲気体の抗力  $F_d$  であるから、Ni-GMB の水平方向の運動方程式は次式で与えられる。

$$\frac{d^2 r}{dt^2} + \frac{k_d}{m} \frac{dr}{dt} + \frac{k_{mr}}{m} r - \frac{\delta}{m} = 0 \quad (2.15)$$

磁気力  $F_{mr}$  は式(2.4)の  $B$  を用いて次式で与えられる。

$$F_{mr} = \frac{V_m}{2\mu_0} K_m \nabla_r B^2 \cong -\frac{2V_m K_m}{\mu_0} \left( \frac{bI}{r_1 z} \right)^2 r = -k_{mr} r \quad (r \ll r_1) \quad (2.16)$$

雰囲気体の温度を  $T_g$ 、圧力を  $P$ 、粘性係数を  $\eta$  とする。雰囲気体分子の半径を  $r_{air}$ 、ボルツマン定数を  $k$  とすると、抗力は次式で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} F_d &= -k_d \frac{dr}{dt} \\ k_d &= \frac{4\pi^2}{3} (8 + \pi f) \frac{\eta r_{air}^2 r_m^2}{k T_g} P \quad (\text{自由分子流域}) [1] \\ k_d &= 6\pi \eta r_m \quad (\text{粘性流域}) \end{aligned} \right\} \quad (2.17)$$

ここで、 $f$  は雰囲気体分子が物体と衝突するとき運動量変化に関わる適応係数であり、多くの物体に対してその値は 0.9 である。自由分子流域とは雰囲気体の平均自由行程  $\lambda$  と  $r_p$  の比であるクヌーセン数  $\lambda/r_p \gg 1$  の圧力領域を言い、自由分子流域とは  $\lambda/r_p \ll 1$  の圧力領域を言い、それぞれ抗力を与える機構が異なる。

式(2.15)の解は減衰振動解を持ち、その水平振動緩和時定数  $\tau_{r0}$  は

$$\tau_{r0} = \frac{2m}{k_d} \quad (2.18)$$

となる。式(2.17)より  $k_d$  が  $P$  に比例するので、 $\tau_{r0}$  は高真空で大きな値を持つ。2.2

節で与えた代表的な Ni-GMB の質量  $m=8.5 \times 10^{-9}$  kg と、 $\eta=1.82 \times 10^{-5}$  Pa·s、 $r_{air}=2.3 \times 10^{-10}$  m、 $T_g=298$  K を式(2.17)(2.18)に与えると、自由分子流域である  $P=10^{-3}$  Pa で  $\tau_0=4700$  s となる。

この長い減衰の緩和時間を短縮するため、本研究ではペレットに半導体レーザー光を照射し、光作用力によって緩和時間の短縮を図ることとする。これをアクティブダンパーと呼ぶ。垂直方向の制御と同様に PD 制御を採用し、ペレットの位置と速度を検出して半導体レーザーの駆動電流  $I_{LD}$  を制御すると光作用力  $F_0$  は

$$F_0 = -k_{1r} I_{LD}, \quad (2.19)$$

$$I_{LD}(t) = k_{2r}(r(t) + T_{dr} \frac{dr}{dt}) \geq 0, \quad (2.20)$$

と書ける。ここで、 $k_{1r}$  は光作用力の半導体レーザー駆動電流  $I_{LD}$  に対する係数、 $k_{2r}$  は  $r$  に対する係数、 $T_{dr}$  は  $dr/dt$  に対する係数である。半導体レーザーの駆動電流は順方向にしか流さないのので、 $I_{LD}$  は正の値のみをとる。光作用力  $F_0$  を付加した場合の水平方向の運動方程式は式(2.19)を式(2.15)に加えて

$$\frac{d^2 r}{dt^2} + \frac{k_d}{m} \frac{dr}{dt} + \frac{k_{mr}}{m} r + \frac{F_0}{m} - \frac{\delta}{m} = 0 \quad (2.21)$$

光作用力の半導体レーザー駆動電流  $I_{LD}$  に対する係数を  $k_{1r}$  とするとである。垂直方向の制御と同じく PD 制御を採用して、 $I_{LD}$  は  $r$  に対する係数を  $k_{2r}$ 、 $dr/dt$  に対する係数を  $T_{dr}$  として与える。また、半導体レーザーは順方向にしか駆動電流を流せないのので、 $I_{LD}$  は正の値のみである。式(2.16)、(2.17)、(2.19)、(2.20)を式(2.21)に与えて

$$\frac{d^2 r}{dt^2} + \frac{k_{1r} k_{2r} T_{dr} + k_d}{m} \frac{dr}{dt} + \frac{k_{1r} k_{2r} + k_{mr}}{m} r - \frac{\delta}{m} = 0. \quad (2.22)$$

を得る。この解からアクティブダンパーを使用した場合の水平振動緩和時定数  $\tau_{ract}$  は次式で与えられる。

$$\tau_{ract} = \frac{2m}{k_{1r} k_{2r} T_{dr} + k_d}. \quad (2.23)$$

$k_{1r}$ 、 $k_{2r}$  と  $T_{dr}$  を適切に設定することにより、 $\tau_{ract}$  を  $\tau_0$  より小さい値にすることが可能となる。すなわち、水平方向の振動の緩和ができる。これがアクティブダンパーの原理である。

アクティブダンパーの有効性を確認するために Ni-GMB の軌道計算を行った。結果の一例を図 2.3 に示す。初期条件は  $\delta = 0.2$  nN ( $0 \leq t \leq 0.01$  s)、 $x(0) = 0$   $\mu$ m、 $y(0) = 10$   $\mu$ m. とした。図中の実線はアクティブダンパーを使用しない場合の Ni-GMB の軌跡であり、式(2.15)を数値積分して得た。破線はアクティブダンパーを使用する場合の軌跡であり、式(2.19)、(2.22) を数値積分して得た。ここで式(2.21)が非線形なため数値積分を行った。アクティブダンパーを使用しない場合は解析的に解けるが、同様に数値積分を行った。アクティブダンパーによって、Ni-GMB



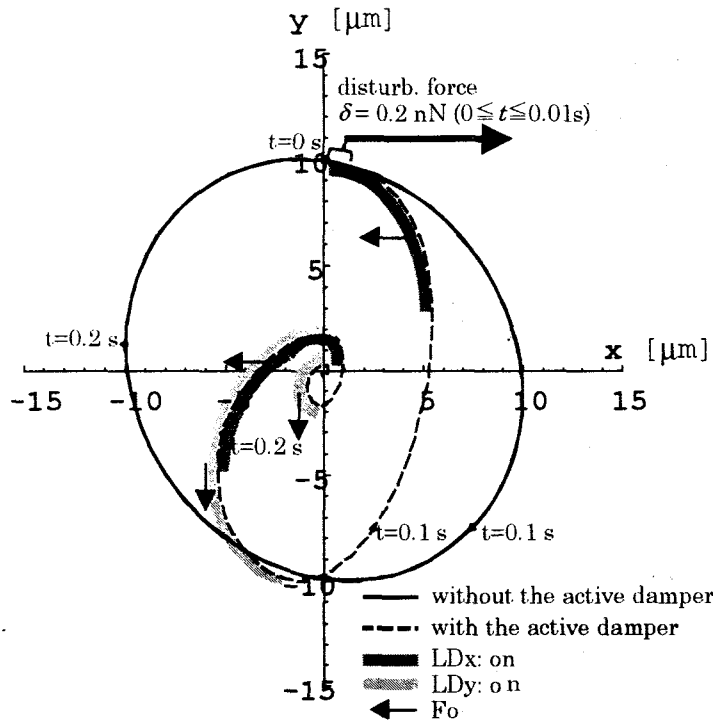


図 2.3 Ni-GMB の軌道計算例

$$\left( \begin{array}{l} m = 8.3 \times 10^{-9}, k_{mr} = 4.8 \times 10^{-6}, f = 0.9, \eta = 1.8 \times 10^{-5}, \\ r_g = 2.3 \times 10^{-10}, T_g = 298, P = 10^{-3}, r_m = 3.25 \times 10^{-4}, \\ k_{lr} = 2.0 \times 10^{-10}, k_{2r} = 500, T_{dr} = 2, P = 10^{-3} \end{array} \right)$$

の振動が有効に緩和され、軌跡が原点に収束していることが示されている。この時、 $P=10^{-3}\text{Pa}$  で水平振動緩和時定数  $\tau_{\text{rati}}=0.2\text{s}$  に短縮される。

## 2.5 まとめ

磁気懸架の原理について述べ、ペレットに働く重力と磁気力のつりあいから懸架距離と磁界発生用電磁石のコイル電流の関係を明らかにした。これにより磁性体コートペレットのパラメータから懸架に必要なコイル電流が得られるようになった。

垂直方向の重力と磁気力のつりあいは基本的に不安定であり、ペレットの位置と速度を検出して PD 制御によりコイル電流にフィードバックをかけることで安定な磁気懸架が可能となることを示した。水平方向の振動に対して安定点が存在するが低圧下では雰囲気気体の抗力によるダンピングが小さく、振動緩和時間は長くなる。このためペレットに半導体レーザー光を照射し、光作用力を利用したアクティブダンパーを提案し、垂直方向と同様の PD 制御して振動緩和時間を有効に短縮しうる可能性があることを明らかにした。

## 参考文献

- [1] B. E. Dahneke, Slip Correction Factors for Nonspherical Bodies – II Free molecule Flow, *Aerosol Sci.* 4, 147 (1973).

## 第3章 磁気懸架装置

### 3.1 はじめに

前章で述べた磁気懸架を実現するため、まず磁気懸架装置への要請をまとめる。次に装置の構成、その各部の詳細、定常制御のアルゴリズムについて述べる。

そして、磁性体としてNiをコートしたペレットの磁気懸架実験を行った結果と、大阪大学の激光 XII 号ガラスレーザー装置を用いたレーザー爆縮実験についてまとめる。

### 3.2 磁気懸架装置への要請

磁気懸架ペレットをレーザー爆縮実験に導入するために磁気懸架装置に要求される条件は

- 1)レーザー照射の一様性を損なわないよう、懸架精度が高いこと。
- 2)レーザー照射が可能な立体角を確保できること。
- 3)ペレットを懸架位置へ確実に導入できること。  
が上げられる。さらに、爆縮実験を考慮すると、
- 4)磁性体コートからのプリヒートが少ないこと。  
が加えられる。

垂直方向の懸架精度 $z$ と水平方向の懸架精度 $r$ は、爆縮実験用レーザーのポインティング精度と、ペレットの真球性で決まる要求を共に満足させる必要がある。ポインティング精度 $\Delta\theta_z$ とは各ビームの光軸の集光位置に対するずれを角度で表したものである。真球性とはペレット外半径 $r_p$ 、その誤差 $\Delta r_p$ として $(r_p - \Delta r_p)/r_p$ である。激光XII号の場合、 $\Delta\theta_z < 10 \mu\text{rad}$ [1]、集光レンズの焦点距離 $f_L = 1000 \text{ mm}$ として $\Delta\theta_z \cdot f_L = 10 \mu\text{m}$ となる。ペレットの真球性 $> 99\%$ [2]であるから、半径 $r_p \sim 500 \mu\text{m}$ として、 $\Delta r_p < 0.01 \times r_p \sim 5 \mu\text{m}$ となる。これらの数値を共に満足させるために、垂直方向は制御しているので懸架精度の目標値を $z < 2 \mu\text{m}$ と設定し、水平方向は $r < 5 \mu\text{m}$ と設定する。これらの目標値は激光XII号のターゲット導入装置の精度 $5 \mu\text{m}$ [1]を満足する。

激光XII号爆縮実験装置においてレーザー光を遮らずに電磁石が配置できる空間は、レーザーの集光位置から見てハーフコーン角度が $20^\circ$ 以内の鉛直上方に広がる円錐状空間である。電磁石先端からペレット中心までの懸架距離 $Z_0 \geq 4 \text{ mm}$ で、その円錐状空間に電磁石が収まるように設計する。

ペレットを懸架位置へ導入するための初期設定装置を開発し、その設定確率が1となる条件を定める。

ペレットにコートする磁性体のコート厚  $t_m$  の薄膜化をはかり、磁性体から放射されるX線量を抑える。また、爆縮用レーザーに先立つプリパルスによりペレットに損傷を与えることなく磁性体だけを除去する方法を提案する。

以上で述べた  $z$ 、 $r$ 、 $Z_0$ 、 $t_m$  に対する目標値と本研究における代表値を表 3.1 のハッチング部に示す。また、表中にはその他の重要なパラメータも記してあり、それらを図 3.1 に示す。以下のその他のパラメータについて説明する。

制御の条件における懸架時間  $t_{sus}$  はレーザーの運転間隔より十分長い必要がある。

ペレットの条件では、実測値で比透磁率  $\mu_m=15$  の磁性体(Ni)コートを採用した。外半径  $r_p \leq 500\mu\text{m}$  を対象とし、代表値で  $r_p=325\mu\text{m}$ 、壁厚  $t_p=2.3\mu\text{m}$  の GMB を使用した。

場の条件では、代表値でコイル電流  $I_0=0.12\text{A}$ 、その時の懸架位置における磁束密度  $B=0.02\text{T}$  であり、技術的に十分余裕がある。雰囲気圧力  $P$  はレーザー照射が可能な圧力範囲として  $P \leq 10^{-2}\text{Pa}$  と設定した。

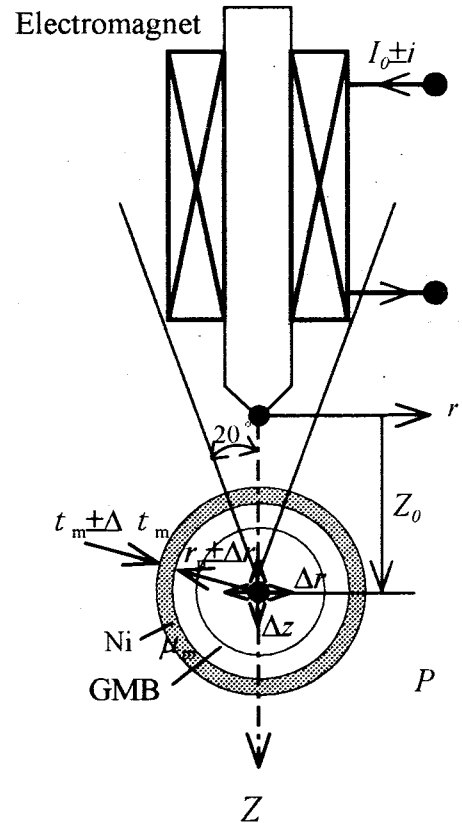


図 3.1 磁気懸架における重要なパラメータ

表 3.1 磁気懸架の目標値と代表値

条件	項目	記号	目標値	代表値	単位	
制御	定常制御	1)懸架精度垂直方向	$z$	2	1.2 $\mu\text{m}$	
		1)懸架精度水平方向	$r$	5	5 $\mu\text{m}$	
	2)懸架距離	$Z_0$	$\geq 4.0$ 注1)	4.0	mm	
	懸架時間	$t_{sus}$	$\infty$	$\infty$	h	
過渡制御	3)初期設定確率	$p_{int}$	1	1		
ペレット	磁性体	4)コート厚	$t_m$	70	70 nm	
		〃 の一様性	$\Delta t_m / t_m$	1	%	
		比透磁率	$\mu_m$	15	15	
	GMB 注2)	外半径	$r_p$		325	$\mu\text{m}$
		〃 の一様性	$\Delta r_p / r_p$		0.1	%
		壁厚	$t_p$		2.3	$\mu\text{m}$
〃 の一様性	$\Delta t_p / t_p$		1	%		
場	磁界	コイル電流	$I$		0.12 A	
		〃 の微小変化	$i$		170 $\mu\text{A}$	
		磁束密度	$B$		0.02 T	
	雰囲気	圧力	$P$	$\leq 10^{-2}$	$10^{-2}$	Pa

実験条件：小型真空チャンバー(70×70×70mm)、油回転ポンプ、拡散ポンプを使用

注 1) ハーフコーンアングル 18° < 激光 XII 号照射ハーフコーンアングル 20°

注 2) PMB を用いる場合には電子ビーム加熱式真空蒸着または無電解めっきで Ni コートを行う。

### 3.3 磁気懸架装置

#### 3.3.1 磁気懸架装置の構成

磁気懸架装置の構成を図 3.2 に示す。装置は図の下から、過渡制御部、位置検出部、定常制御部の 3 つの部分で構成されている。過渡制御部では、Ni-GMB を懸架位置へ導入する。検出部では Ni-GMB の懸架距離を検出する。定常制御部は検出部から出力される懸架距離の信号に従って磁気力を制御して、磁性体コートペレットを所定の位置に安定に懸架する。

この節では、磁気懸架装置の 3 つの部分の詳細を述べる。

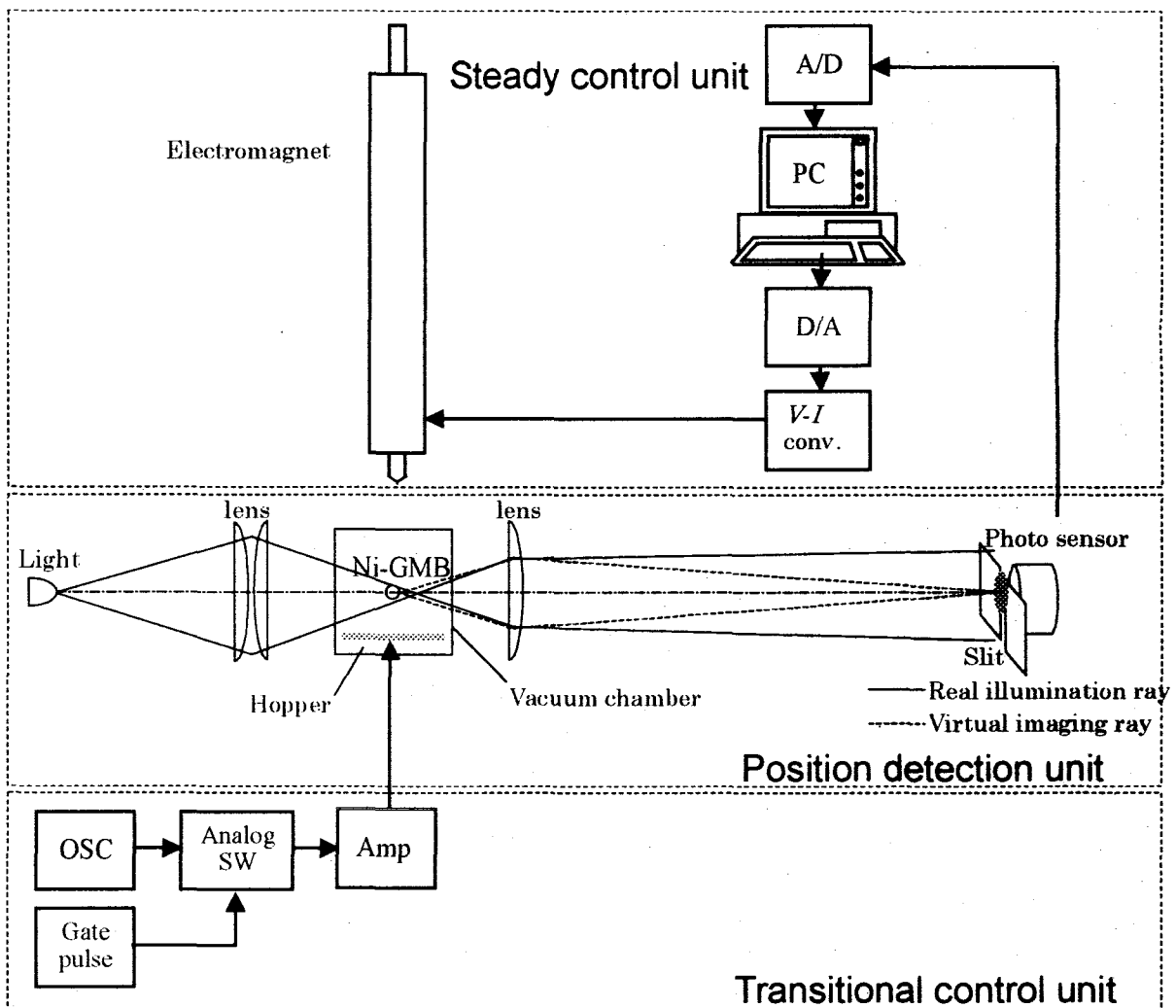


図 3.2 磁気懸架装置の構成

## 3.3.2 磁場

磁気懸架実験に用いる電磁石を図 3.3 に示す。これは直径 6mm、長さ 140mm の軟鉄心に、直径 0.3mm のエナメル線を 13 層、4600 回巻いたものであり、抵抗  $R_0=74 \Omega$ 、インダクタンス  $L_0=18 \text{ mH}$  である。軟鉄心の先端の形状で  $B$  の空間分布が決まる。そこで懸架距離 4mm の位置で  $Z$  軸方向と  $r$  方向の  $B^2$  の勾配が共に大きくなる形状として、実験的に先端のハーフコーンアングルを  $60^\circ$  と定めた。3 軸ホールテスラメータ (METOROLAB、THM-7025) で測定した磁束密度  $B$  の空間分布を図 3.4 (a) に示す。また、コイル電流  $I$  に対する  $B-I$  特性を同図 (b) に示す。懸架距離  $Z=2\sim 6\text{mm}$  において、測定した  $B$  の空間分布と  $B-I$  特性を満足するようにして得た  $B$  の実験式を以下に示す。

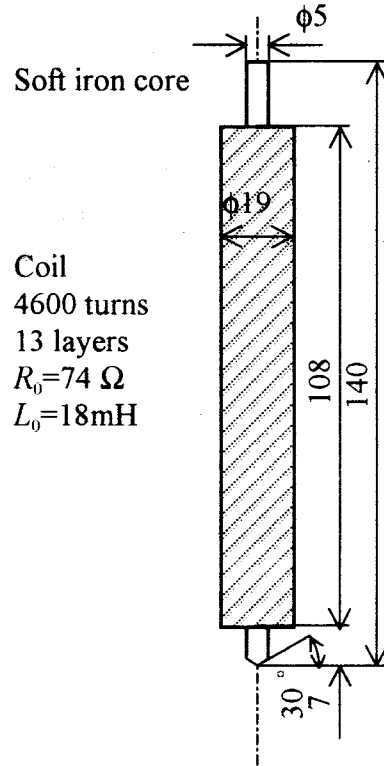
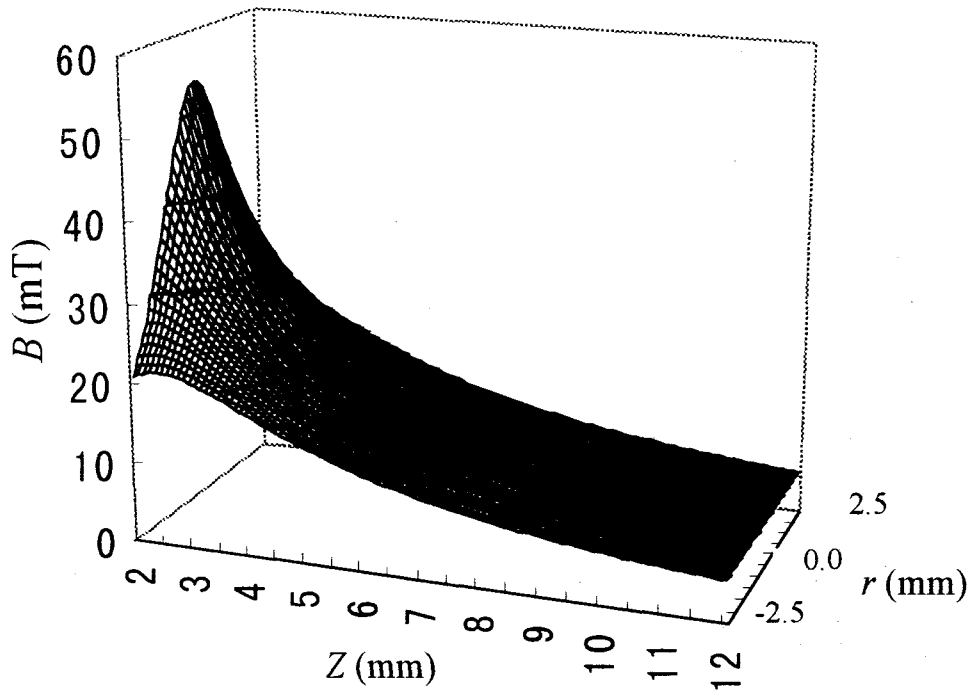


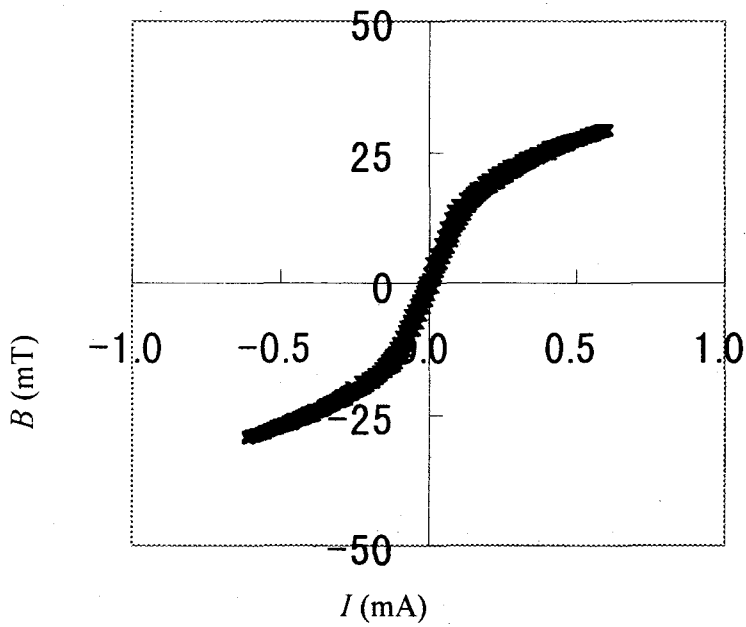
図 3.3 磁気懸架実験に用いる電磁石

$$B(r, Z, I) = \frac{I}{\alpha I + \beta} \frac{1}{Z^\gamma \left\{ 1 + \left( \frac{r}{r_1} \right)^2 \right\}}, \quad 3\text{mm} \leq Z \leq 6\text{mm} \quad (3.1)$$

$$r_1 = \left( \frac{Z}{Z_1} \right)^\delta, \quad Z_1 = 0.116, \quad \alpha = 1.94 \times 10^4, \quad \beta = 5.57 \times 10^3, \quad \gamma = 1.29, \quad \delta = 1.36$$



(a)  $B(r, Z)$  ( $I=0.15$  A)



(b)  $B-I$  ( $Z=4.6$  mm,  $r=0.0$  mm)

図 3.4 磁束密度の空間分布  $B(r, Z)$  とコイル電流に対する  $B-I$  特性

## 3.3.3 ペレット初期設定装置

定常制御の前段階として、Ni-GMB を懸架する位置へ導入しなければならない。これを行うのが図 3.5 に示す過渡制御部のペレット導入装置である。磁気懸架では、垂直方向の安定点に対して安定領域が存在する。安定領域とはその安定点からある一定の領域の範囲内では Ni-GMB の摂動に対して回復力を持ち、磁気懸架の定常状態から外れることなく安定に懸架し続ける領域である。その領域内に Ni-GMB をホップすることで確実に定常制御へ移行できる。

過渡制御部は電歪振動子または薄型マグネティックスピーカーを用いたホッパーと電源回路からなっている。まず、ホッパーの上に Ni-GMB 1 個を置き、電磁石に電流を流して、Ni-GMB をホッパー中心に設定する。その電流値は 2.2 節で示す磁気懸架時の値よりわずかに小さい値とする。次に、ホッパーをバースト波で振動させて、Ni-GMB を安定領域へホップさせる。バースト波の周波数に対する Ni-GMB のホップする高さを CCD カメラで測定し、最も良くホップする周波数を実験的に決定する。バースト波の長さは経験的に 24ms としている。図中のダイナミックマイクロフォンは音圧を測定するためのものである。空気の擾乱をさけるために用いた円筒形の風防の高さは 143mm で、その基本共振周波数  $f_{reso}$  は 560Hz であり、共振周波数は  $f_{resn}$  その奇数倍となる。確実に安定領域にホップさせるための、ホッパーの駆動周波数と電圧を実験的に得る。

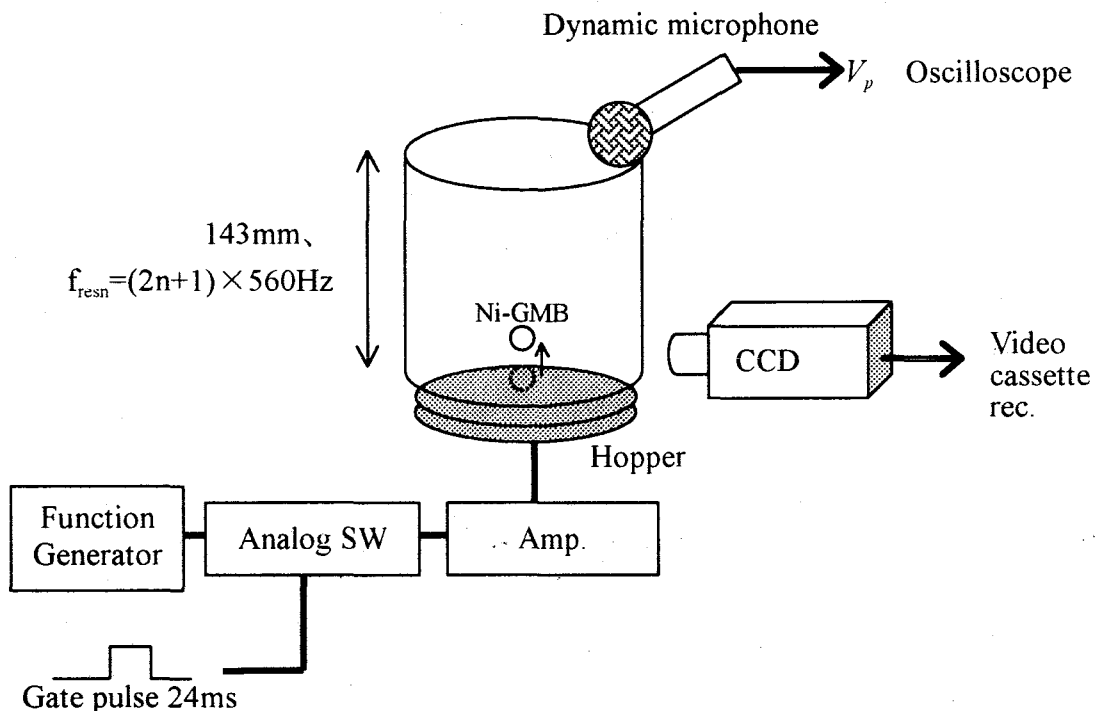


図 3.5 過渡制御部のペレット導入装置



### 3.3.4 位置検出部

位置検出部は光学系とフォトセンサーで構成される。それぞれについて以下に記す。

#### 1) 光学系

図 3.6 に示す光学系は以下の3点を満足するように設計してある。

- (1)ペレットの像を拡大投影できること。
- (2)フォトセンサ上の照明光の照度を高めること。
- (3)ペレットとレンズとの距離を長く配置できること。

(1)はレンズの組み合わせによって、容易に実現できる。(2)を満足するためにペレットの直前に照明光を絞り込む方法をとる。(3)を満足するためにレンズの構成をテレフォト系とし、その後段に顕微鏡系を配置する。

光源の He-Ne レーザー(1mW)から見て、 $f=200\text{mm}$  のレンズが照明光の絞り込みを行う。もし、絞り込みを行わないと、照明光の結像位置はレンズの焦点となるため、フォトセンサ上の位置では照明光が大きく広がってしまう。このため、フォトセンサ上の照度が低くなる。照明光を絞り込むと、結像位置は絞り込まないときより後方(フォトセンサ側)へ移動する。これにより、フォトセンサ上の位置における照明光の広がり小さくなり、照度が高くなる。

$f=120\text{mm}$  と  $f=-95\text{mm}$  のレンズがテレフォト系をなしている。この組み合わせレンズはレンズ系の長さより長い焦点距離を持つ1枚のレンズと等価となる。すなわち、同じ焦点距離をもつ1枚のレンズより短いレンズ配置が可能となる。さら

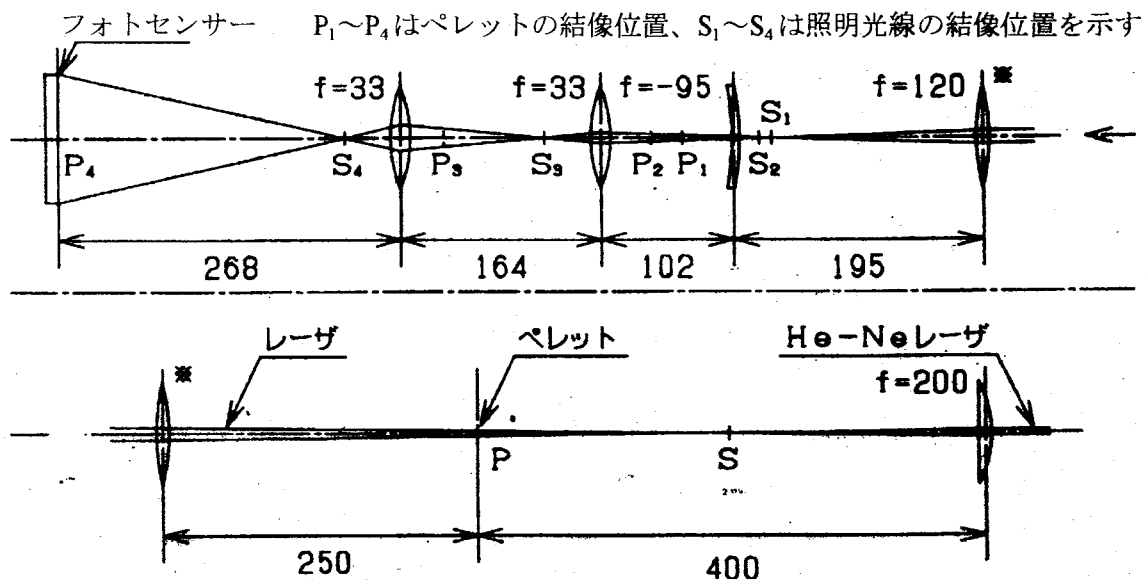


図 3.6 光学系

に  $f=33\text{mm}$  のレンズとで顕微鏡系を成しており、この場合の横倍率は 30 倍である。

## 2) フォトセンサー

図 3.7 に示すフォトセンサー(太陽電池、 $\phi 43\text{mm}$ 、 $L=41\text{mm}$ )には、その前面に、幅  $4.5\text{mm}$  の方形マスクを取り付けてある。磁気懸架された Ni-GMB によって照明光の一部が遮られ、その影の像がフォトセンサー上に結像される。横倍率が 30 倍であるから  $z'=30z$  であり、フォトセンサー上の照度を均一にすることにより、 $L-z'$  すなわち  $z$  に比例した出力信号  $V$  を得る。半径  $r_m=325\mu\text{m}$  の Ni-GMB の場合像の直径は  $19.5\text{mm}$  であり、それに対してマスクの幅はやや広めに設定してある。Ni-GMB が大きく水平方向に振動( $r>10\mu\text{m}$ )する場合には  $V$  に誤差を含むのでマスクの幅を小さく設定する。 $V$  から PD 制御に必要な  $z$  および  $dz/dt$  を得る方法は 3.4 節で述べる。

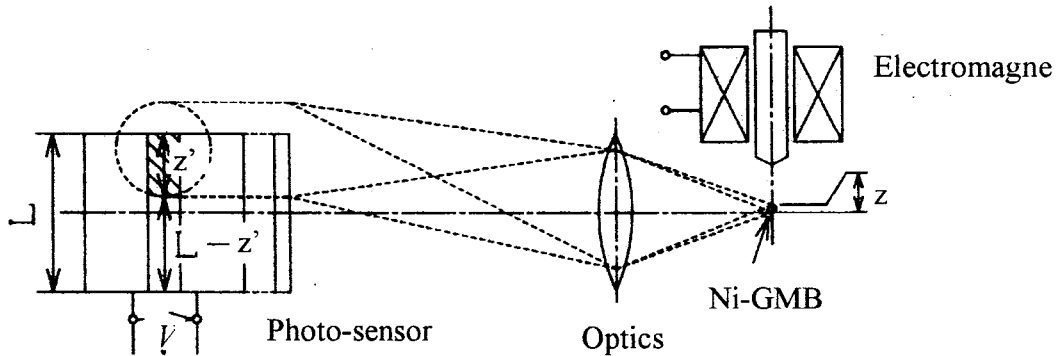


図 3.7 Ni-GMB の影の像とフォトセンサー

### 3.3.5 制御部

定常制御部は、検出部から出力されるフォトセンサーの出力信号  $V$  を A/D 変換 (12bit) してパーソナルコンピュータ(PC)に取り込む。PC で PD 制御の演算をし、D/A(12bit)変換してアナログ電圧を出力する。これを V-I 変換して電磁石のコイル電流を得る。PD 制御のアルゴリズムについては次節で述べる。

## 3.4 制御のアルゴリズム

磁気懸架装置では、フォトセンサーの出力電圧  $V(t)$  とコイル電流  $I(t)$  のそれぞれの過去と現在の値から、未来に出力すべき  $I(t)$  を近似計算で予測している。以下に、まず  $dz/dt$  の近似計算法、次に  $I(t)$  の近似計算法を述べる。

図 3.8 に示すように、磁気懸架装置ではフォトセンサーの出力電圧  $V(t)$  を A/D 変換器でサンプリングして、定常制御用の PC に取り込んでいる。予め、 $z=0$  の時の  $V(z=0)$  と、 $z$  に対する  $V$  の比例計数  $k_s$  を求めておくことで、PC のソフトウェアで  $V(z=0)$  からのオフセット  $e(t)$  と  $z$  を計算している。さらにこの時間軸上の 3 点の

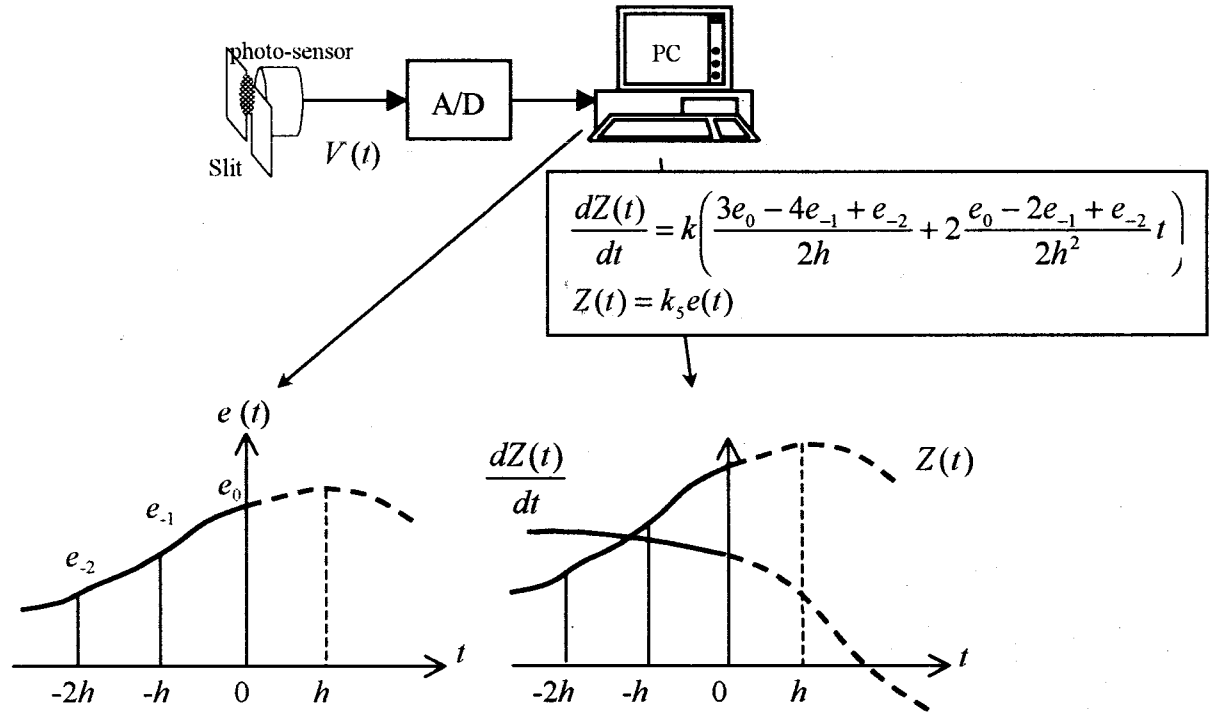


図 3.8 フォトセンサーの出力電圧と  $dz/dt$  の近似計算

サンプリング値から  $dz/dt$  の近似値を計算している[3]。

$e(t)$  を  $t=0$  の近傍で  $t$  に対して二次の項まで近似して、

$$e(t) = A + Bt + Ct^2 \tag{3.2}$$

とする。これを時間微分して

$$\frac{de}{dt} = B + 2Ct \tag{3.3}$$

となる。ここで A/D 変換器のサンプリング間隔  $h$  を用いると  $t=-h, -2h$  における  $e(t)$  はそれぞれ

$$\left. \begin{aligned} e_0 &= e(0) = B \\ e_{-1} &= e(-h) = A - Bh + Ch^2 \\ e_{-2} &= e(-2h) = A - 2Bh + 4Ch^2 \end{aligned} \right\} \tag{3.4}$$

となる。これより

$$\left. \begin{aligned} A &= e_0 \\ B &= \frac{3e_0 - 4e_{-1} + e_{-2}}{2\Delta t} \\ C &= \frac{e_0 - 2e_{-1} + e_{-2}}{2h^2} \end{aligned} \right\} \tag{3.5}$$

が得られる。

$$Z(t) = k_s e(t) \tag{3.6}$$

式(3.3) (3.4)とこの  $k$  を用いて時刻  $t$  における

$$\begin{aligned} \frac{dz(t)}{dt} &= k_s \frac{de(t)}{dt} \\ &= k_s \left( \frac{3e_0 - 4e_{-1} + e_{-2}}{2h} + 2 \frac{e_0 - 2e_{-1} + e_{-2}}{2h^2} t \right) \end{aligned} \tag{3.7}$$

を得る。

図 3.9 に、 $I(t)$  の近似計算法を示す。PD 制御では式  $z$  と  $dz/dt$  を電流にフィードバックする。しかし、 $dz/dt$  の項は周波数の高い信号に対して感度が高くなる。そこで実際の磁気懸架システムでは、周波数の高いノイズに対する感度を抑えるため式(2.11)に位相補償[3]を採用する。それを伝達関数で表すと次式で与えられる。

$$G(s) = \frac{1 + sT_1}{1 + sT_2}, \quad (T_1 > T_2) \tag{3.8}$$

これは  $T_1$  を微分時間、 $T_2$  を積分時間とび、分母がローパスフィルタとして働く。

位置検出器の出力電圧を  $E(s)$  とし、コイル電流を  $I(s)$  とすると、

$$I(s) = G(s)E(s) \tag{3.9}$$

である。これを実空間に書き改めて

$$I(t) + T_2 \dot{I}(t) = e(t) + T_1 \dot{e}(t) \tag{3.10}$$

となる。ここで  $I(t)$  はコイル電流、 $e(t)$  は位置検出器の出力電圧である。 $h$  はサンプリングタイムである。 $\xi h$  は現在から  $I_1$  の予想点までの時間である。

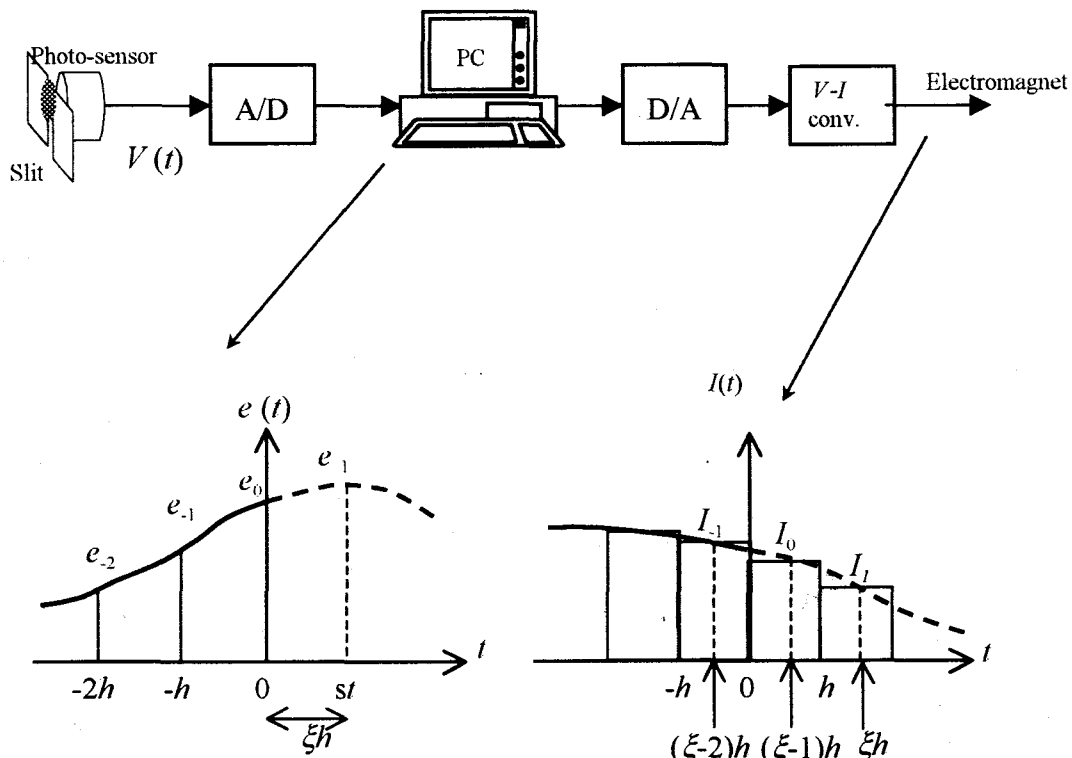


図 3.9 コイル電流  $I(t)$  の近似計算法

ここで、 $t=0$  の近傍で  $t$  に対して二次の項まで近似して

$$I(t) = A + B't + C't^2 \quad (3.11)$$

とする。これを時間微分して

$$\frac{dI}{dt} = B' + 2C't \quad (3.12)$$

となる。これを式(3.11)に代入し、 $t$  に以下の値を与えて

$$\left. \begin{aligned} I_1 &= I(t = \xi h) = A + B'\xi h + C'\xi^2 h^2 \\ I_0 &= I(t = \xi h - h) = A + B'(\xi h - h) + C'(\xi h - h)^2 \\ I_{-1} &= I(t = \xi h - 2h) = A + B'(\xi h - 2h) + C'(\xi h - 2h)^2 \end{aligned} \right\} \quad (3.13)$$

これらを得る。 $A', B', C'$  について解いて

$$\left. \begin{aligned} A' &= I_1 \left( 1 - \frac{3}{2}\xi + \frac{\xi^2}{2} \right) + I_0 (2\xi - \xi^2) + I_{-1} \left( \frac{\xi^2}{2} - \frac{\xi}{2} \right) \\ B' &= \frac{1}{h} \{ I_1 (3 - \xi) + 2I_0 (\xi - 1) + I_{-1} (1 - \xi) \} \\ C' &= \frac{I_1 - 2I_0 + I_{-1}}{2h^2} \end{aligned} \right\} \quad (3.14)$$

を得る。式(3.10)に式(3.2),(3.3),(3.11),(3.12)を与え、 $I_1$  を出力する時間  $t = \xi h$  として、

$$A + B'\xi h + C'\xi^2 h^2 + T_2(B' + 2C'\xi h) = A + B\xi h + C\xi^2 h^2 + T_1(B + 2C\xi h) \quad (3.15)$$

を得る。これに式(3.5), (3.14)を与えて整理する。求めるべき  $I_1$  は  $e_{-2}$ ,  $e_{-1}$ ,  $e_0$ ,  $I_{-1}$ ,  $I_0$  の線形結合となり、次式で表される。

$$I_1 = a_0 e_0 + a_{-1} e_{-1} + a_{-2} e_{-2} + b_0 I_0 + b_{-1} I_{-1} \quad (3.16)$$

ここで、

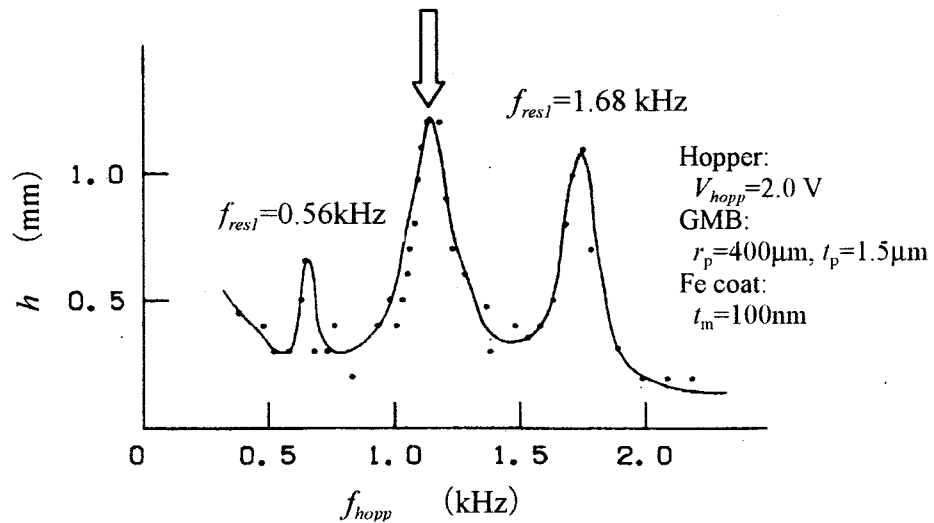
$$\left. \begin{aligned} a_0 &= \frac{1}{c} \left( 1 + \frac{3}{2}\xi + \frac{\xi^2}{2} + \frac{3T_1}{2h} + \frac{T_2\xi}{h} \right) \\ a_{-1} &= \frac{1}{c} \left( -2\xi - \xi^2 - \frac{2T_1}{h} - \frac{2T_1\xi}{h} \right) \\ a_{-2} &= \frac{1}{c} \left( \frac{\xi}{2} + \frac{\xi^2}{2} + \frac{T_1}{2h} + \frac{T_1\xi}{h} \right) \\ b_0 &= \frac{1}{c} \left( \frac{2T_2}{h} \right), \quad b_{-1} = \frac{1}{c} \left( -\frac{T_2}{2h} \right) \\ c &= 1 + \frac{3T_2}{2h} \end{aligned} \right\} \quad (3.17)$$

式(3.16) (3.17)に、入力現在の値  $e_0$  と過去の値  $e_{-2}$ ,  $e_{-1}$ 、出力現在の値  $I_0$ 、過去の値  $I_{-1}$  を与えて、 $t = \xi h$  に出力すべき  $I_1$  を得ることができる。

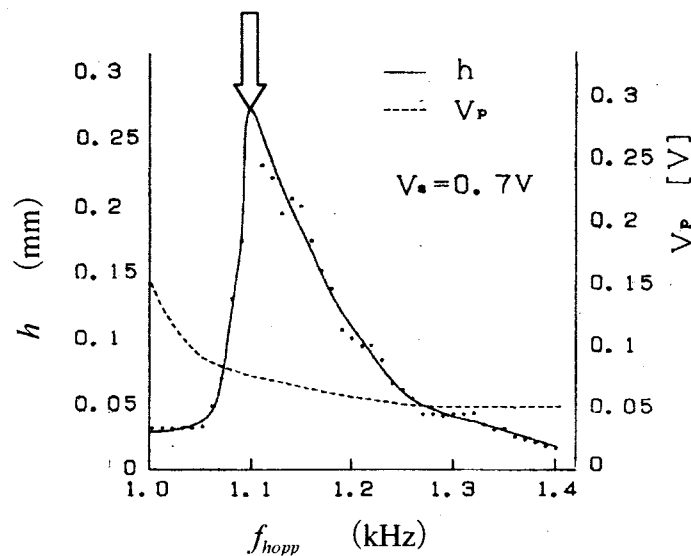
## 3.5 磁気懸架実験

### 3.5.1 過渡制御

図 3.10 にホッパーの駆動周波数  $f_{hopp}$  に対するペレットがホップする高さ  $h$  を示す。ペレットにはこの場合  $r_p=400\mu\text{m}$ 、 $t_p=1.5\mu\text{m}$  の GMB に Fe を  $t_m=100\text{nm}$  真空蒸着したものを用いた。ホッパーの駆動電圧は  $V_{hopp}=2.0\text{V}$  一定とした。図(a)は  $f=0.3\sim 2.2\text{kHz}$  のレンジにおける測定結果である。これより、駆動周波数の最適値を  $1.1\text{kHz}$  とする。図(b)には  $1.1\text{kHz}$  近傍の  $h$  のピークの拡大と共に音圧を示してある。 $f=1.1\text{kHz}$  において音圧  $V_p$  は平坦であり、この周波数は前述の風防の共振周波数  $f_{resn}$  とも異なっている。図中の矢印は磁気懸架装置の設定値である。



(a)  $f_{hopp}=0.3\sim 2.2\text{kHz}$



(b)  $f_{hopp}\sim 1.1\text{kHz}$

図 3.10 ホッパーの駆動周波数  $f_{hopp}$  に対するペレットがホップする高さ  $h$

図 3.11 にホッパーの駆動電圧  $V_{hopp}$  とペレットの飛ぶ高さ  $h$  の分布確率  $p$  を示す。駆動周波数  $f_{hopp}$  はこの場合にペレットが最も良く飛び上がる周波数である前述の 1.1kHz とした。ある駆動電圧に対して、ペレットの飛ぶ高さ  $h$  を 30 回計測し、その  $h$  の分布を百分率で表してある。c 点における  $h$  のばらつきは  $\pm 0.15\text{mm}$  である。

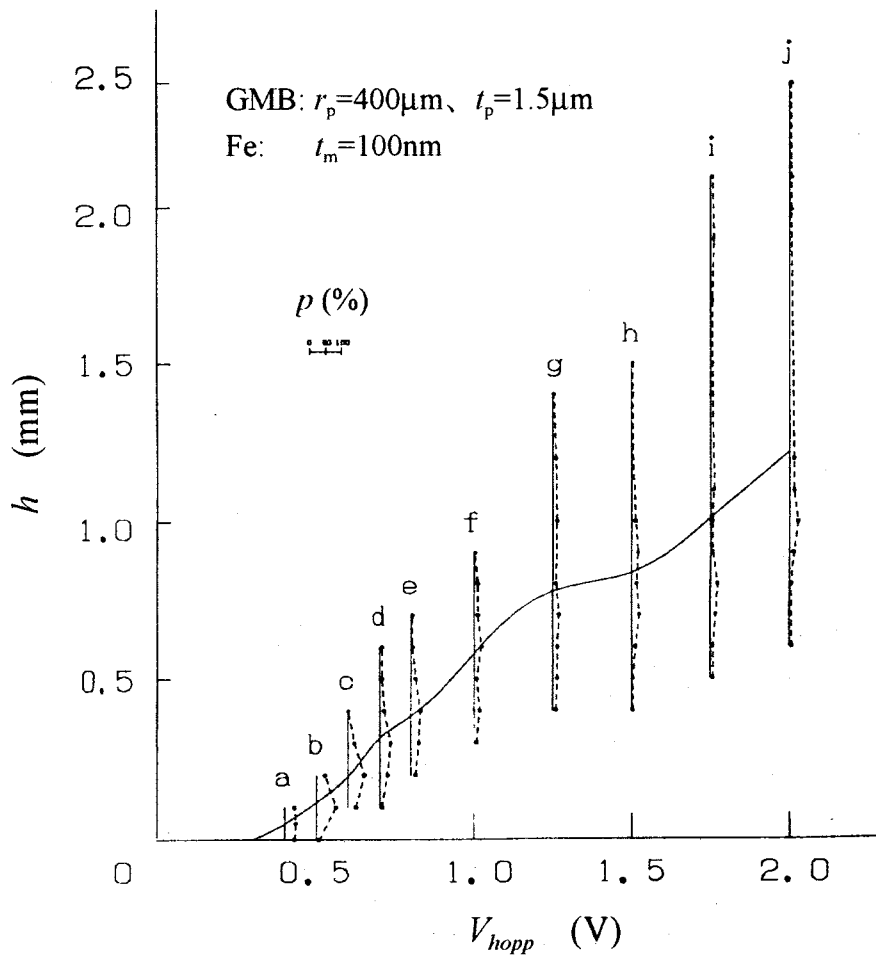


図 3.11 ホッパーの駆動電圧  $V_{hopp}$  とペレットの飛ぶ高さ  $h$  の分布確率  $p$

図 3.12 にコイル電流と安定領域の関係を示す。前述のペレットを大気中で磁気懸架し、定常状態にあるときにそのペレットに摂動を与え、定常状態に戻った場合の安定点からの距離を測定したものである。この時ポンプをペレットに近づけその吸引力で  $Z$  方向に摂動を与えた。●は定常懸架の安定点、○は鉛直上方に最大に摂動した点、□は鉛直下方に最大に摂動した点を表してある。

ここで、安定領域の範囲は、前述の飛ぶ高さの分布の範囲に対して大きいことが条件となる。図に示してある  $Z_0=4.6\text{mm}$  の場合、安定領域は  $\pm 0.16\text{mm}$  である。したがって、前述の  $c$  点と安定点が一致するように初期設定装置を配置することにより、確実に過渡制御から定常制御へ移行できる。

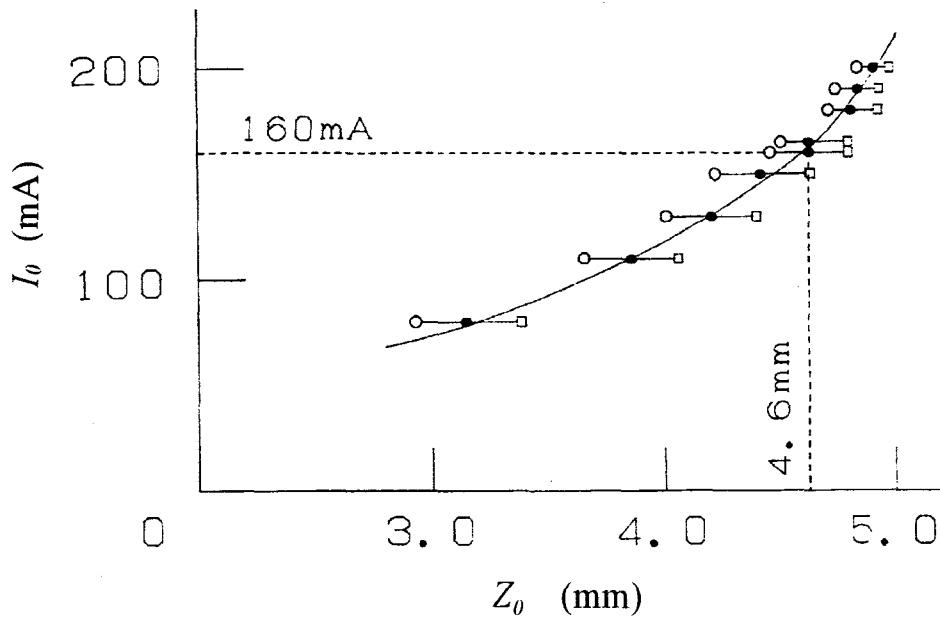


図 3.12 コイル電流と安定領域



### 3.5.2 定常制御

#### 1) 重力と磁気力のつり合い

すでに述べた代表的な Ni-GMB は、光学顕微鏡で測定して  $r_p=325\mu\text{m}$ 、干渉顕微鏡で測定して  $t_p=2.3\mu\text{m}$  であった。また、Ni コート厚は第 5 章で述べる分光光度計を応用した方法で、 $t_m=70\text{nm}$  であった。これらの数値とガラスの密度  $\rho_p=2.5\times 10^3\text{ kg/m}^3$ 、Ni の密度  $\rho_m=8.85\times 10^3\text{ kg/m}^3$  より  $m=8.5\times 10^{-9}\text{ kg}$ 、 $V_m=9.3\times 10^{-14}\text{ m}^3$  と定めた。

大気圧  $P=1.01\times 10^5\text{ Pa}$  で磁気懸架し、懸架位置  $Z_0=4.0\text{mm}$  のときのコイル電流  $I_0=0.12\text{A}$  であった。磁気懸架した Ni-GMB の写真を図 3.13 に示す。

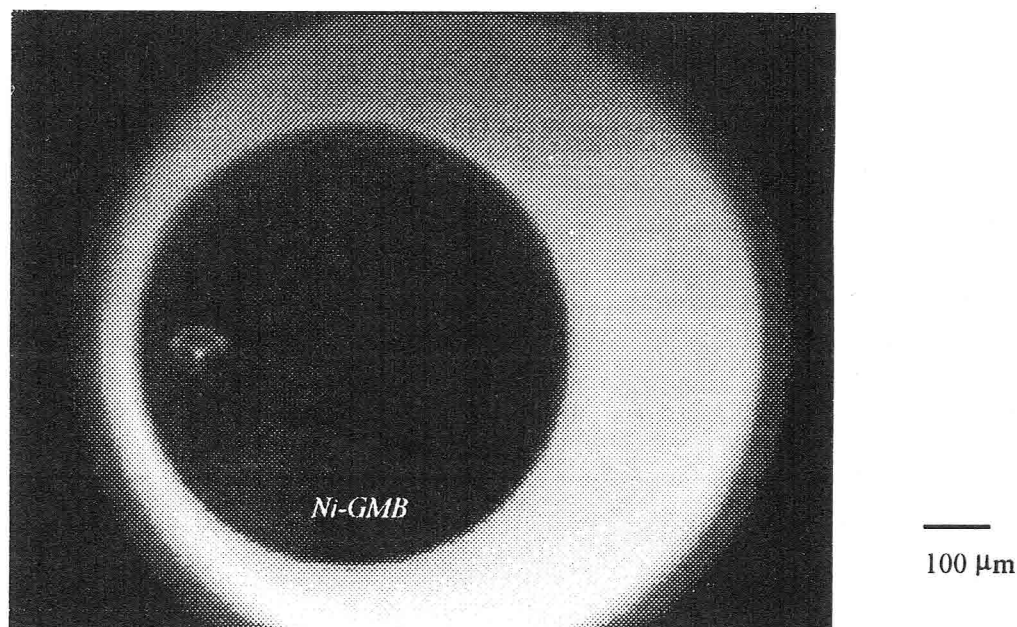


図 3.13 磁気懸架した Ni-GMB の写真 ( $P=1.013\times 10^5\text{ Pa}$ )

その Ni-GMB を大気中で磁気懸架したまま、 $Z_0$  を 2mm~6mm の範囲で変えて  $I_0$  を計測して得た  $I_0-Z_0$  特性を図 3.14 に示す。図中の曲線は式(2.3)(2.7)において、パラメータとして  $m$ 、 $V_m$  と  $\mu_m=10,15,20$  を与えて得たものである。同図において実験値と曲線を比較して、物性表から得られなかった Ni 膜の比透磁率が  $\mu_m=15$  であることがわかる。このとき磁気形状係数は  $K_m=10$  となる。

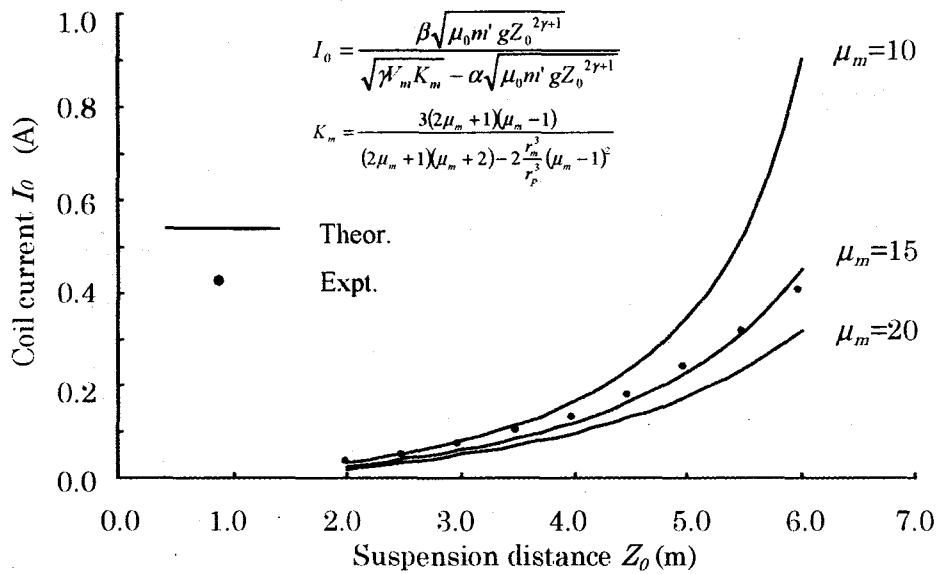


図 3.14 コイル電流  $I_0$  - 懸架距離  $Z_0$  特性測定結果  
 ( $m = 8.5 \times 10^{-9}$  kg,  $V_m = 9.3 \times 10^{-14}$  m<sup>3</sup>)

## 2)PD 制御

PD 制御のパラメータの中で  $T_1=1/60\text{s}$  に固定する。その他のパラメータを変化させて懸架距離の微小変化  $z$  とその振動の緩和時間に与える影響を測定し、それらの最適値を実験的に決定する。その他のパラメータとは、周波数の高いノイズに対する感度を抑えるための  $T_2$  の逆数である補償周波数  $f_2$ 、A/D 変換器のサンプリングタイム  $h$  の逆数であるサンプリング周波数  $f_s$ 、PD 制御したコイル電流を出力するタイミングを決めるストライクタイム  $\xi h$  である。

図 3.15 にサンプリング周波数  $f_s$  が  $z$  に与える影響を測定した結果を示す。 $f_s$  が高くなり過ぎると  $z$  が大きくなってしまふので、 $z$  を最小にできる最適値として設定した  $f_s=1\text{kHz}$  を図中の矢印で示す。

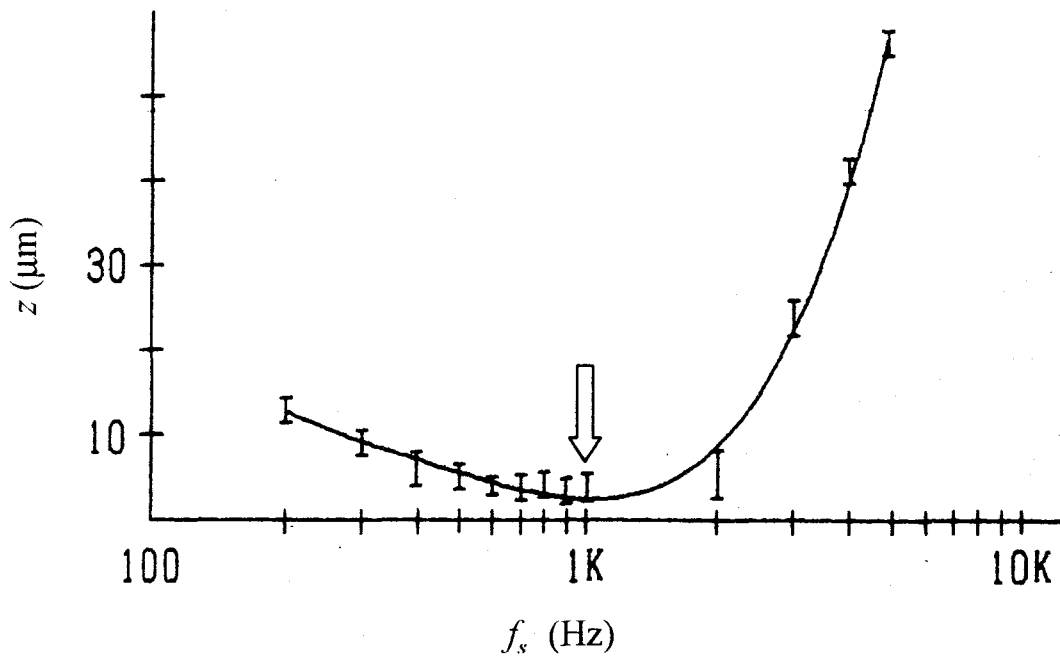


図 3.15 サンプリング周波数  $f_s$  と懸架距離の微小変化  $z$

図 3.16 に補償周波数  $1/T_2$  が  $z$  とその緩和時間  $\tau_z$  に与える影響を測定した結果を示す。 $1/T_2$  は抑えるべきノイズの周波数を定めるパラメータであり、低いと  $z$  と  $\tau_z$  を大きくしてしまい、高いとノイズの影響を受けやすくなる。そこで、 $z$  と  $\tau_z$  を同時に小さくできる最適値として設定した値  $1/T_2=600$  を図中の矢印で示す。

図 3.17 にストライクタイム  $\xi h$  が  $z$  と  $\tau_z$  に与える影響を測定した結果を示す。 $z$  を最小にできる最適値として設定した  $\xi h=0.5$  を図中の矢印で示す。

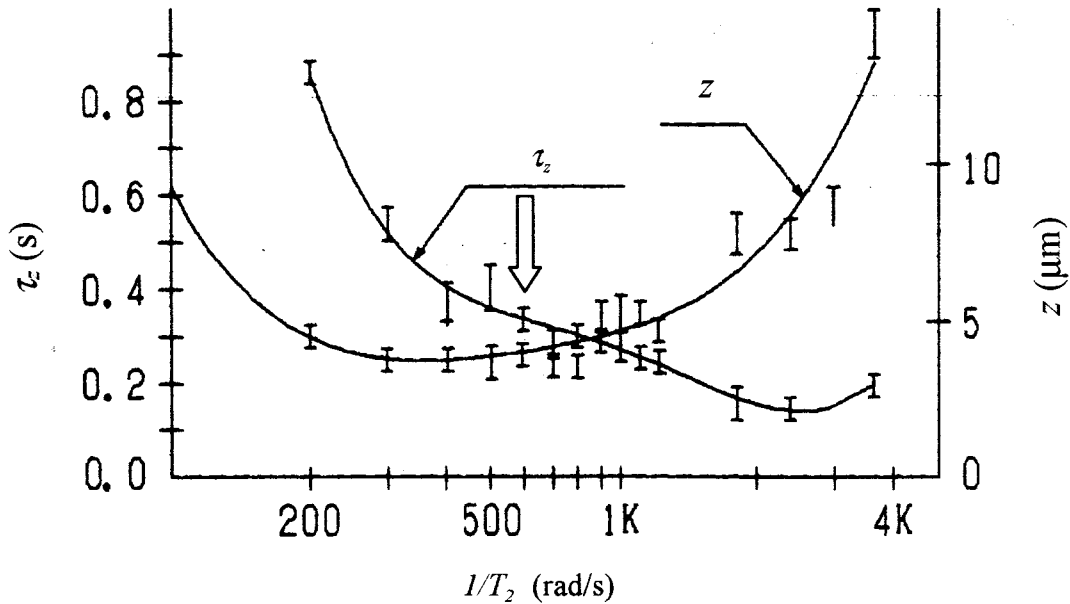


図 3.16 補償周波数  $1/T_2$  が懸架距離の微小変化  $z$  と緩和時間  $\tau_z$  に与える影響

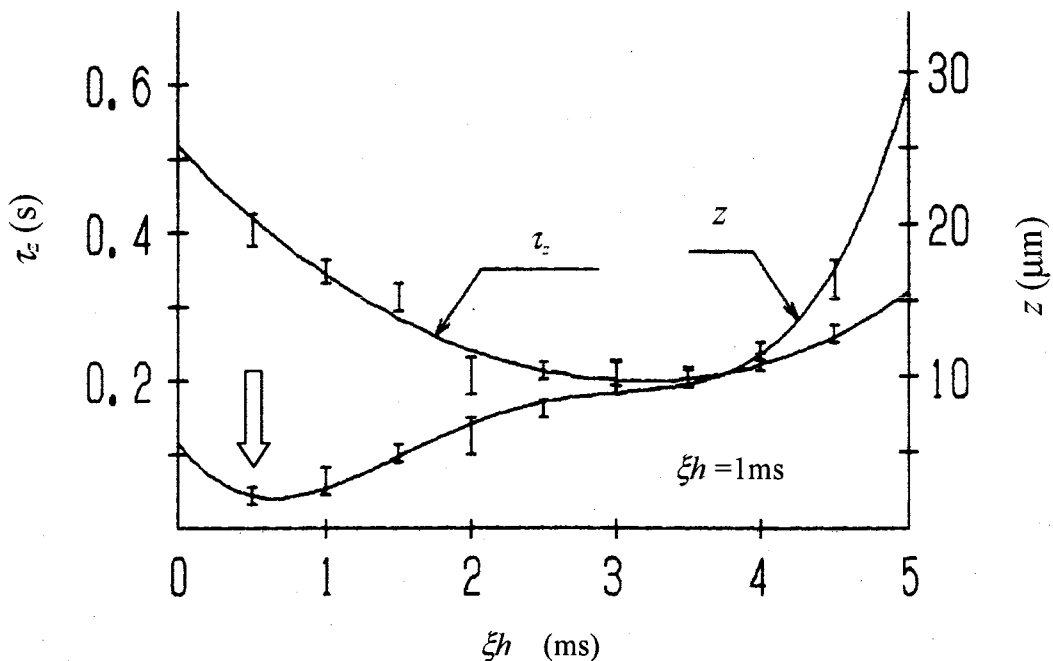
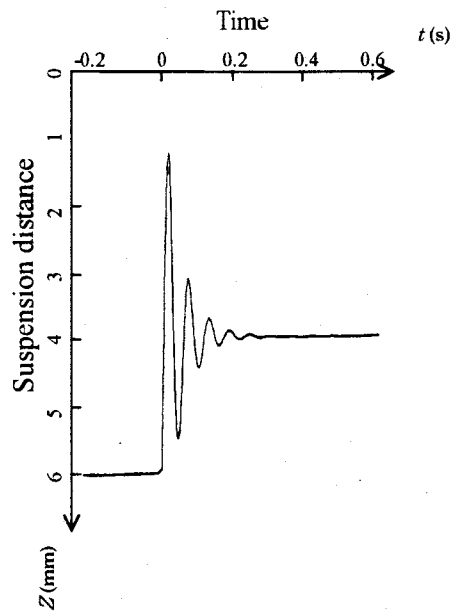
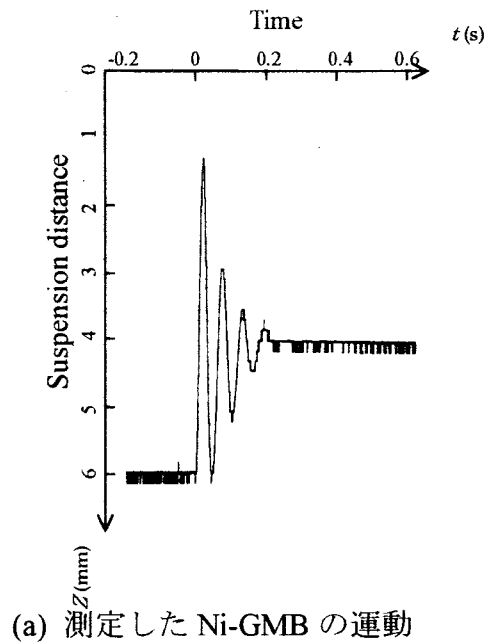


図 3.17 ストライクタイム  $\xi h$  が懸架距離の微小変化  $z$  と緩和時間  $\tau_z$  に与える影響

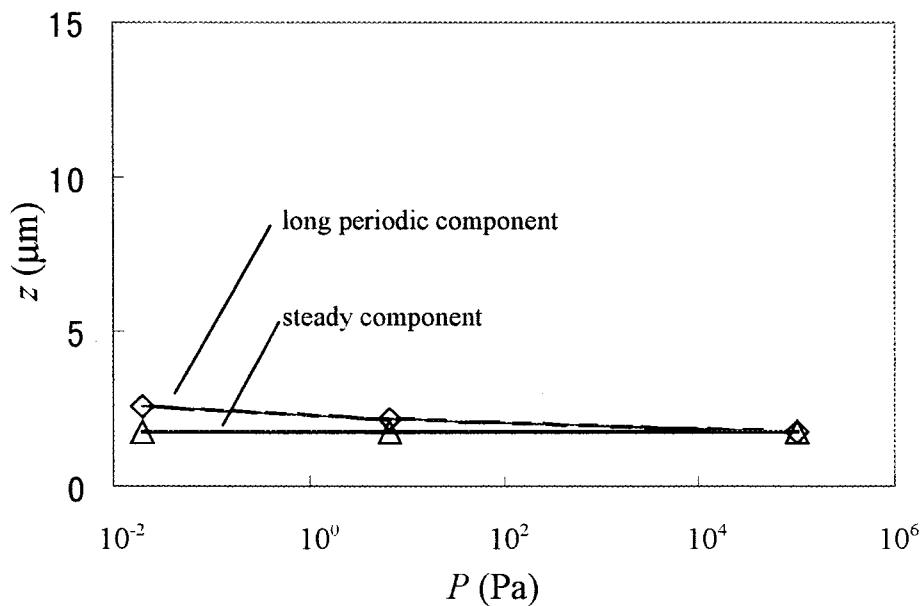
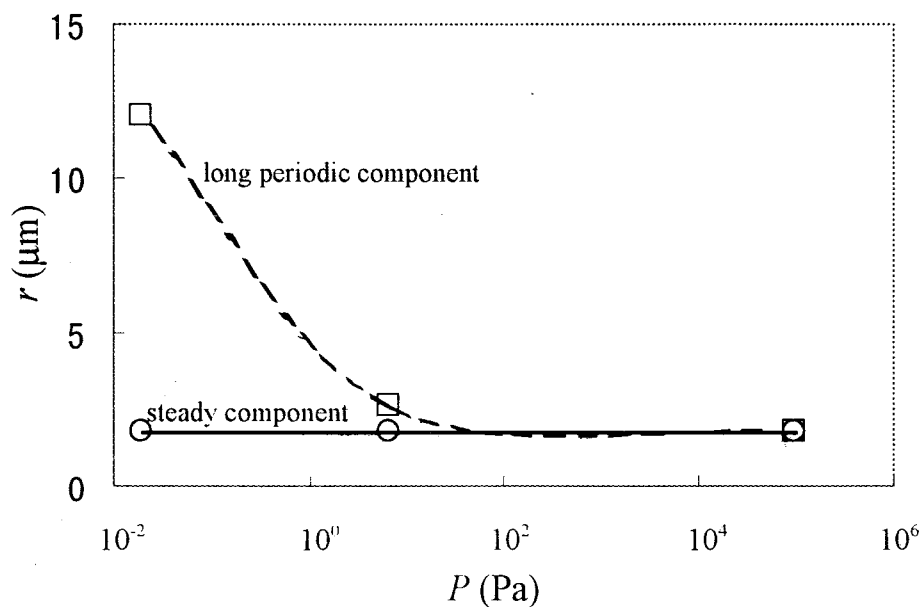
磁気懸架装置の制御を停止した状態で、懸架位置  $Z_0$  の下方  $\Delta z=2\text{mm}$  の位置に Ni-GMB を置いた。時刻  $t=0$  で、初期設定装置によって Ni-GMB を打ち上げ、過渡制御を開始した。その Ni-GMB の運動を位置検出器の出力電圧で測定した結果を **図 3.18 (a)** に示す。 $t < 0\text{s}$  と  $0.2\text{s} < t$  に見られるスパイク状の信号は計測に用いたデジタルオシロスコープの量子化誤差である。同図の曲線と式(2.14)とのフィッティングを行い、 $\tau_z=64\text{ms}$ 、 $\omega_z=110\text{rad/s}$  を得た。フィッティングした式のプロットを同図**(b)**に示す。これらと  $r_p=325\mu\text{m}$ 、 $t_p=2.3\mu\text{m}$  から  $\mu_m=15$  を得た。こうして得た  $\mu_m$  は前述と矛盾しない値であった。



**図 3.18** Ni-GMB の運動

## 3)真空実験

雰囲気気体の圧力  $P=10^{-2}\sim 10^5\text{Pa}$  として、垂直方向の懸架精度  $z$  と水平方向の懸架精度  $r$  の圧力依存性を測定した。その結果を図 3.19 に示す。 $z$  と  $r$  はともに時間的に変動しており、定常的な成分と比較的長周期の成分が観測された。図(a)の実線は  $z$  の定常的な成分、破線は長周期の成分の値である。垂直方向には定常制御をしたため、定常的な成分に対して  $z < 2\mu\text{m}$  を達成している。図(b)の実線は  $r$  の定常的な成分、破線は長周期な成分の値である。定常的な成分に対して  $r < 5\mu\text{m}$  を達成しているが、水平方向は制御しなかったため  $P$  が下がると雰囲気気体の抗力が小さくなるため長周期成分が大きくなっている。これは真空容器の機械振動と同周期であることがわかっている。

(a) 垂直方向の懸架精度  $z$ (b) 水平方向の懸架精度  $r$ 図 3.19 垂直方向の懸架精度  $z$  と水平方向の懸架精度  $r$  の圧力依存性

### 3.6 レーザー爆縮実験への導入

図 3.20 に激光 XII 号爆縮実験装置用の磁気懸架装置を示す。その構成は前述までの磁気懸架装置と同じく、1)過渡制御部、2)位置検出部、3)定常制御部からなる。この節では激光 XII 号で用いた 4)排気装置、5)磁性体コートペレットの製作についても述べる。垂直方向の制御には前章で述べた過渡制御と定常制御を行っている。ただしここでは、水平方向の制御である第 4 章で述べるアクティブダンパーは用いなかった。

この激光 XII 号照射試験は磁気懸架装置の初試験であり、レーザー装置の安全のため、全 12 ビームの内、対向ビームの 1 方のみを使用して 6 ビーム照射を行う。磁気懸架された Ni-PMB にレーザーが照射されたことを確認するために、X 線ピンホールカメラによる撮影と中性子イールドの測定を行う。

#### 3.6.1 激光 XII 号への組み込みに対する要求事項

##### 1) 懸架精度

懸架精度  $z$  および  $r$  は、既に 2 章で述べたとおり目標値を  $z < 2\mu\text{m}$ 、 $r < 5\mu\text{m}$  に設定する。

レーザー核融合実験で用いるレーザーの焦点近傍の強度は  $1 \times 10^{14} \text{W}/\text{cm}^2$  程度である。したがって大気のブレイクダウンをさけるため  $1 \times 10^{-2} \text{Pa}$  以下の真空度で行わ

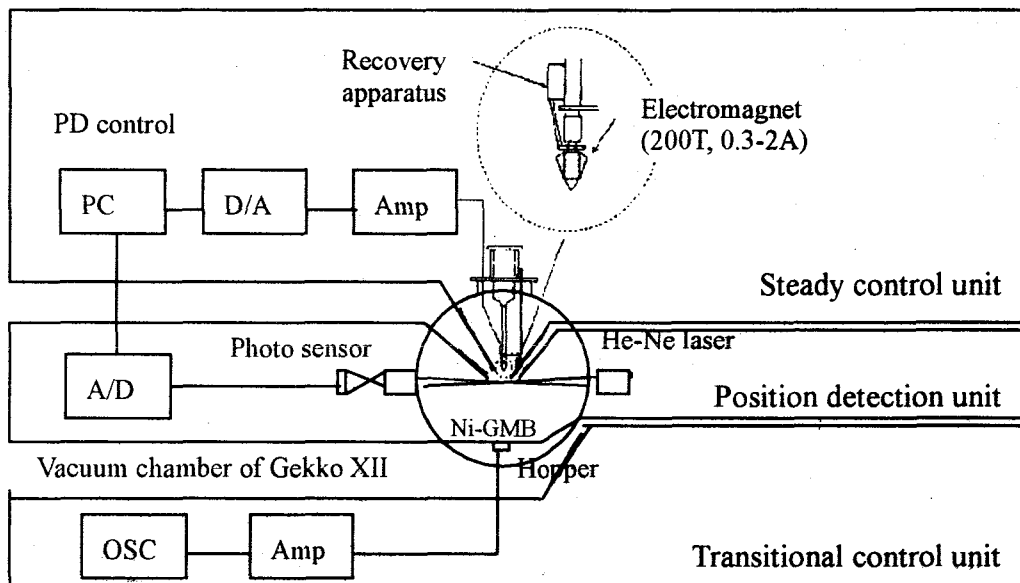


図 3.20 激光 XII 号爆縮実験装置用の磁気懸架装置

れている。この照射試験では、第6章で述べるアクティブダンパーを併用しないので、水平方向の摂動が発生した場合、電磁石の磁気力の水平成分によって磁性体コートペレットは減衰振動を行う。そこでこの場合、真空度を適宜調節して空気の粘性を利用し、その減衰振動を効果的にダンピングする。そのためレーザー照射は $\leq 1 \times 10^{-2}$  Paの真空度で行う。

#### 2) 磁気懸架用電磁石の配置できる空間

激光XII号のチャンバー1においてレーザーを遮らずに電磁石が配置できる空間は、レーザーの集光位置から見てハーフコーン角度が $20^\circ$ 以内の鉛直上方に広がる円錐状空間である。

#### 3) リカバリー装置

磁気懸架装置全体の信頼性を高めることは重要である。ここで信頼性とは懸架精度を保ったまま、照射試験に要する時間に対して十分長い時間懸架できることを言う。通常の使用状況において磁気懸架装置はそれを満足するが、なんらかの不測の原因で磁性体コートペレットの制御が困難になった場合、その磁性体ペレットを回収し再度懸架を可能とする装置は有用である。それを実現するためにコイル電流を増やして磁性体ペレットを電磁石に吸着させ、電磁石を振動させて、ペレットを落下・回収する装置をリカバリー装置と呼ぶ。

#### 4) 検出部の保護

磁気懸架装置はレーザー照射のその瞬間まで磁性体コートペレットの位置を検出しなければならない。そのためレーザーの照射時には、レーザーの散乱光によって、光学素子にダメージが入る可能性がある。またフォトセンサーは光学系によるペレットの像点である。したがってフォトセンサーには散乱光の像が結像するので、その表面もダメージを受ける可能性がある。これらの光学系とフォトセンサーは色ガラスフィルターを用いて散乱光から保護する。

#### 5) 電磁石と過渡制御部の保護

電磁石と過渡制御部もまたレーザーの散乱光によって損傷を受けうる。その上、損傷によって発生したブラストが実験設備を汚し、計測器や光学部品などに悪影響を与える可能性がある。したがって、電磁石と過渡制御部もまた散乱光から保護する必要がある。

### 3.6.2 激光XII号用懸架装置

磁気懸架装置は前述までと同様に**1)過渡制御部**、**2)位置検出部**、**3)定常制御部**で構成する。**4)排気装置**は前述のものより振動が少ないものが用いられている。**5)磁性体コートペレット**には、他の爆縮実験で多用されているPMBであるCDSiシェルを用いる。そのNiコートは電子ビーム加熱型真空蒸着法でも可能であるが、この場合は無電解めっきで行いNi-PMBを作製する。



### 1) 過渡制御部

従来はこのホッパーにマグネチックスピーカー(Fuji: 50角型 0.4W)を用いてきた。Ni-PMBの磁気懸架後、メインレーザー照射のためにホッパーを移動、回収しなくてはならないがその際に、マグネチックスピーカーの磁界がNi-PMBに摂動を与えてしまう。そこで磁界を発生しない電歪振動子(直径26.0mm)を採用した。その駆動にはファンクションジェネレータ(リーダー電子 LFG-1300)とオーディオアンプ(SANYO STK-050 20W)を用いる。ホッパーの駆動周波数は1kHzとし、その駆動電圧は数Vで十分である。Ni-PMBが帯電してしまったり、その表面が汚れた場合は、ホッパーの駆動周波数を4kHz程度まで上げる方がスムーズにホップできる。

そのホッパーには塩化ビニール製の皿(外径33.5 内径29.0 深さ4.0)を取り付ける。これは後述のホッパー導入用ラビットの排気の際にNi-PMBが受けるショックでホッパーから落下するのを防止するために用いる。また、リカバリー装置でNi-PMBを回収する際にも用いる。Ni-PMBの直径が1mm以下であるのに対してこの皿は深さ4mmであり、上記の機能を十分に果たす。ただしこのままでは、Ni-PMBが壁に隠れてしまい、位置検出部およびチャンバーに固定してあるターゲット監視モニタからNi-PMBを見るができない。そこで位置検出部の光軸方向、ターゲット監視モニターとその照明の光軸方向、の壁に4ヶ所のウィンドウを設ける。

#### ・ホッパー導入用ラビット

ラビットとは真空チャンバーに設置されているマニピュレータの呼称である。このラビットは先端にチャックを有し、真空チャンバーへものを入れたり出したりするものである。ラビットの挿入方向はモータで、上下左右方向は手動で、動かす。ラビットの挿入方向は1mm以下、上下左右方向は100 $\mu$ m以下の精度で動かすことが可能である。ホッパーを真空チャンバーに導入するには、まずラビット本体を単独で排気する。このときNi-PMBにショックが加わらぬように注意する。またラビットを動かす際も、Ni-PMBに不要なショックがかからないように行う。

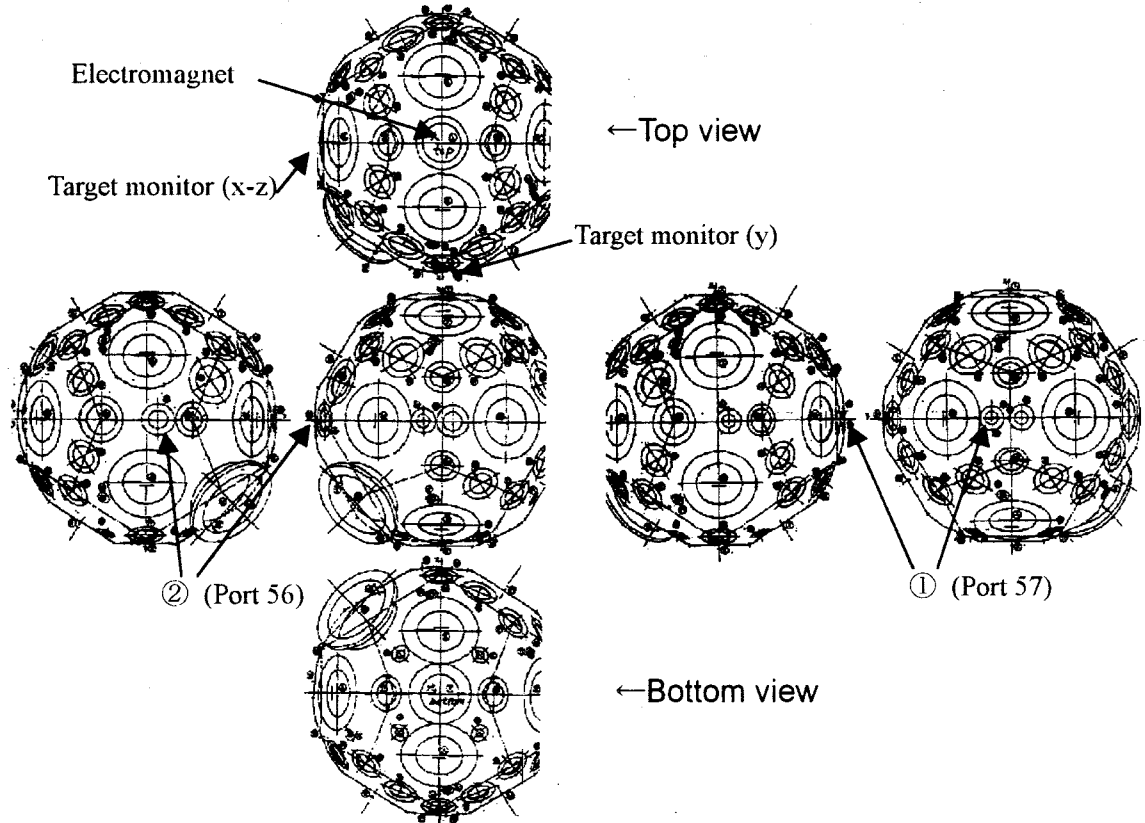
### 2) 位置検出部

図3.21(a)に激光XII号爆縮実験装置を示す。①は照明用のHe-Neレーザーでポート57に、②は結像用光学系とフォトセンサーでポート56に、設定する。図(b)は結像用光学系とフォトセンサーの配置である。

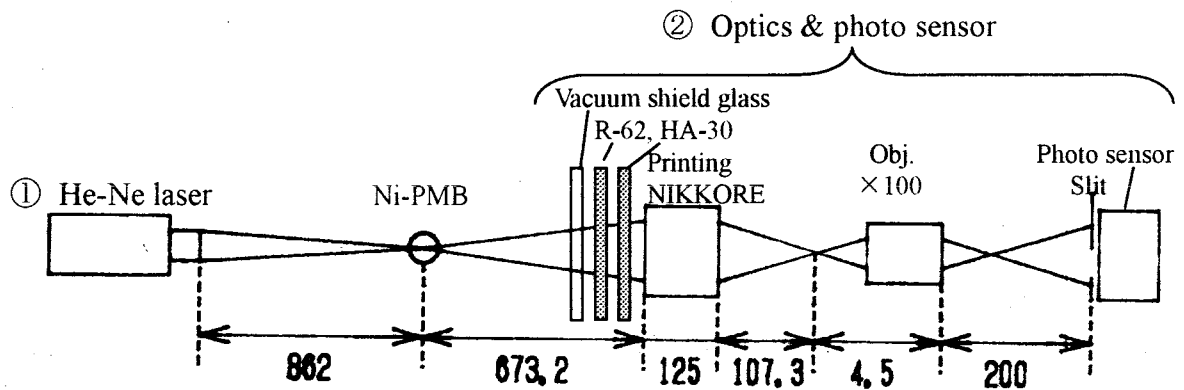
#### ・照明用He-Neレーザー

照明用の光源としては次の3つの条件を満足するものとしてHe-Neレーザーを採用する。まず爆縮実験用レーザーとの光学的な分離を容易にするため波長が異なること。後述のフォトセンサーに用いる太陽電池の波長感度特性とのマッチングに優れるもの。出力パワーのリップルやドリフトが十分に小さいこと。実際には必ずしも必要ではないが、つぎの2点もまたHe-Neレーザーを採用する理由である。結像系の色収差の影響が少ないよう単色光であること。光学部品配置の調整が容

易なよう可視光であること。そのHe-NeレーザーにはHUGHES社 Laser Head MODEL 32221H-BC(SER #041787)を用いた。このレーザーのカタログスペックは出力パワー2mW、その変動0.2%以下である。また同レーザーに付属のビームエキスパンダを調整してレーザービームをペレットの直前に絞る。このとき、ビームエキスパンダの出射側のレンズからビームスポットまでの距離は約860mmである。このようにレーザービームをペレット直前のビームスポットに絞ることで、フォトセンサー上では臨界照明法の効果によって照度をあげることができる。



(a) 激光 XII 号爆縮実験装置



(b) 結像用光学系とフォトセンサー

図 3.21 激光 XII 号爆縮実験装置における配置

#### ・光学系

位置検出部の光学系に要求されるのは次の2点である。まず激光XII号チャンバ-1に設置した状態で、光学系が爆縮実験用のレーザービームを遮らないこと。またペレットに照射した際の散乱光やブラストから光学系が守られていること。ペレットの懸架位置である真空チャンバ-1の中心から光学系の各コンポーネントが離れて設置できることが望ましい。フォトセンサー上に結像させてその像の位置からペレットの位置情報を得る。ペレットの位置情報を $\mu\text{m}$ オーダの精度で得るためにはペレットの像の大きさは10mm程度必要である。ペレットの直径は400~1000 $\mu\text{m}$ 程度であるので結像系の横倍率は10~25倍程度必要となる。このリレーレンズにはプリンティングニコール (ニコン: 150mm F/2.8N 倍率1/4)と対物レンズ(ニコン: 金属顕微鏡用対物レンズ CF MPlan 倍率100)を使用する。そして、25倍の倍率が得られる。

#### ・フォトセンサー

フォトセンサーには、PINフォトダイオードまたは太陽電池の使用が可能であり、この場合は太陽電池(Photovoltaic Device: 200AS 受光面のサイズ21×30.7mm)を使用する。その前面には黒色の塩化ビニールに縦9.5mm、横4.5mmのスリット設けたものを取り付ける。

#### ・位置検出部の保護

レーザーショット時のレーザーの散乱光から位置検出部を保護しなくてはならない。そこでバキュームシールドガラスとプリンティングニコールとの間に色ガラスフィルターを入れて散乱光を減衰させる。実験に用いるレーザーはKDPで波長変換された $2\omega_0$ 光であるが、波長変換されなかった $\omega_0$ 光も照射される。従って、フィルターとしてはこれらの2波長のレーザーの散乱光を減衰し、He-Neレーザーのみ透過するものが必要である。そのため2種類の色ガラスフィルターを使用する。 $2\omega_0$ 光をカットするために一枚目の色ガラスフィルターにはR-62 (保谷: 直径43mm 厚さ2.5mm、 $2\omega_0$ 光の透過率1%以下、 $\omega_0$ 光の透過率90%、He-Neレーザー光の透過率75%)を使用する。次に $\omega_0$ 光をカットするため2枚目にHA-30(保谷: 直径43mm 厚さ3.0mm、 $2\omega_0$ 光の透過率83%、 $\omega_0$ 光の透過率0.025%以下、He-Neレーザー光の透過率74%)を使用する。

#### ・位置検出部の調整

まずターゲット導入装置にストーク付きのペレットを装着する。このターゲット導入装置は後に磁気懸架用の電磁石を装着するものと同じのものである。ターゲット監視モニターでペレットの位置を確認しながら、レーザー照射位置に設定する。次に、He-Neレーザーからフォトセンサーまでの光路のアライメントをとる。次に、対物レンズの位置を調節してペレットの像をフォトセンサー上に結像させる。この時、直径665 $\mu\text{m}$ のNi-PMBの像の大きさは16.6mmである。その像は鮮明であり、かつ回折やダスト等による不要な縞が出ていないことを確認する。

### 3)定常制御部

すでに述べたように、電磁石が設定できるのは円錐状の空間に限られている。前述の電磁石の使用も可能であるが、新たに製作した電磁石全体が円錐形状のものを用いる。その電磁石は主コイルと補助コイルとからなる二重構造である。主コイルには熱処理を施した直径2mmの軟鉄心に直径0.2mmのエナメル線をテープに100回巻いたものを用いる。補助磁極は主磁極を覆う様に同心円筒の熱処理を施した鉄心に直径0.4mmのエナメル線を100回巻いたものを用いる。

### 4)その他

チャンバー1の排気装置は1台のロータリーポンプ (ULVAC: D950D)と3台のクライオポンプ(ULVAC: U10P)がメインで、計測装置その他には小型のロータリーポンプとターボ分子ポンプを使用する。ロータリーポンプはチャンバーを大気から排気して、約30分で $10^1\text{Pa}$ まで引く能力がある。つづいて3台のクライオポンプを使用して排気する。

磁気懸架装置では垂直方向の制御を行っており安定に懸架できる。もし、水平方向の摂動が発生した場合には、すでに述べたように真空度を適宜調節して、Ni-PMBの減衰振動を効果的にダンピングする。具体的には次の様にする。① $10^1\text{Pa}$ より高真空でNi-PMBを懸架している時、人の移動などによる機械振動がチャンバーに与えられると、Ni-PMBに外乱が加わって水平方向の摂動が発生する。②そこでクライオポンプとチャンバー1の間のバルブを閉める。③チャンバー1のリークで徐々に真空度が低下する。真空度が $10^1\text{Pa}$ 程度になると空気によるダンピングが効いて、Ni-PMBの摂動が1秒以内に収束する。④ここで先のバルブを開いてチャンバー1をクライオポンプで排気する。こうしてペレットを水平、垂直何れの方向も安定に懸架したまま、 $10^3\sim 10^2\text{Pa}$ に排気することができる。照射試験は $10^2\text{Pa}$ で実施した。

### 5)磁性体コートペレット(Ni-PMB)

GMBのNiコートには抵抗加熱方式の真空蒸着を行っている。ここではPMBとしてCDSiシェルを採用したが、そのNiコートには加熱の点で不向きである。より加熱の点で有利なNiコート法として、電子ビーム加熱方式の真空蒸着と無電解めっきが可能である。ここでは無電解めっきを採用する。

次亜リン酸イオンの脱水素分解で生じる水素の還元作用を利用する無電解めっき液では、めっき層に10%程度のPが含有されNiとPとの合金ができる。そのために透磁率が減少してしまう。そこで200~350℃で1時間以上熱処理を施すことにより、透磁率を熱処理前の50倍にできることが知られている。しかし、CDSiシェルは加熱処理に適さない。そこで、Pの代わりにBを使用しているNi801B（日本高純度化学研究所）を採用する。以下にその無電解めっきの工程を記す。まず室温のHF2%水溶液で2~3分間 CDSiシェルの脱脂洗浄、エッチングを行う。次に純水で洗浄し、室温のS-1液（日本高純度化学研究所）で1~2分間センシタイジングを行う。再び、純水で洗浄を行う。次に室温のP-1液（日本高純度化学研究所）で1

～2分間間活性化処理を行う。再度、純水で洗浄を行う。最後にNi801Bで2～3分間無電解めっき処理を行う。いずれの工程も純水で洗浄したビーカを使用し、かくはんはマグネチックスターラで行なう。

こうして無電解めっきを行い、多数のNi-PMBを製作する。つぎに、光学顕微鏡を使ってその表面を検査し、それらの中から良いものを選別する。

なお、ここで述べたNi無電解めっきは、大阪大学レーザー核融合研究センターで行った。

### 3.6.3 照射試験結果

図 3.22 に激光 XII 号爆縮実験装置で磁気懸架した Ni-PMB( $r_m=333\mu\text{m}$ 、 $t_p=6.5\mu\text{m}$ 、 $t_m=0.29\mu\text{m}$ )をモニタカメラで観測した映像の一例を示す。 $P=1\times 10^{-2}\text{Pa}$ において懸架距離  $Z_0=3.5\text{mm}$ 、垂直方向の懸架精度 $|z|<0.5\mu\text{m}$ 、水平方向の懸架精度 $|r|\leq 5\mu\text{m}$ であった。前節までの懸架精度に比べて、垂直方水平方向ともにより小さい結果が得られた。これは前節までの実験装置は真空排気ポンプの機械振動の影響を受けていたのに対して、激光 XII 号のチャンバー 1 の振動が非常に小さいことによるものと考えられる。

波長 $\lambda_L=0.53\mu\text{m}$ 、パルス幅 $\tau_L=800\text{ps}$ 、6 ビームの総エネルギー  $E_L=2700\text{J}$  でレーザー照射を実施し、成功した。得られた X 線ピンホール写真を図 3.23 に示す。中心部にコアが確認できる。また、このとき、得られた中性子イールドは  $2.7\times 10^5$ であった。これは6 ビーム照射であったため通常 12 ビーム照射の値より小さいものであった。

また、照射後に、過渡制御部、位置検出部の光学系と太陽電池、定常懸架部の電磁石を目視で検査したが、いずれも損傷は見られなかった。



図 3.22 激光 XII 号爆縮実験装置で磁気懸架した Ni-PMB の映像

$$\left( \begin{array}{l} r_p=333\mu\text{m}, t_p=6.5\mu\text{m}, t_m=0.29\mu\text{m}, P=1\times 10^{-2}\text{Pa}, \\ Z_0=3.5\text{mm}, |z|<0.49\mu\text{m}, |r|\leq 4.5\mu\text{m}, t_{sus}\gg 3h \end{array} \right)$$

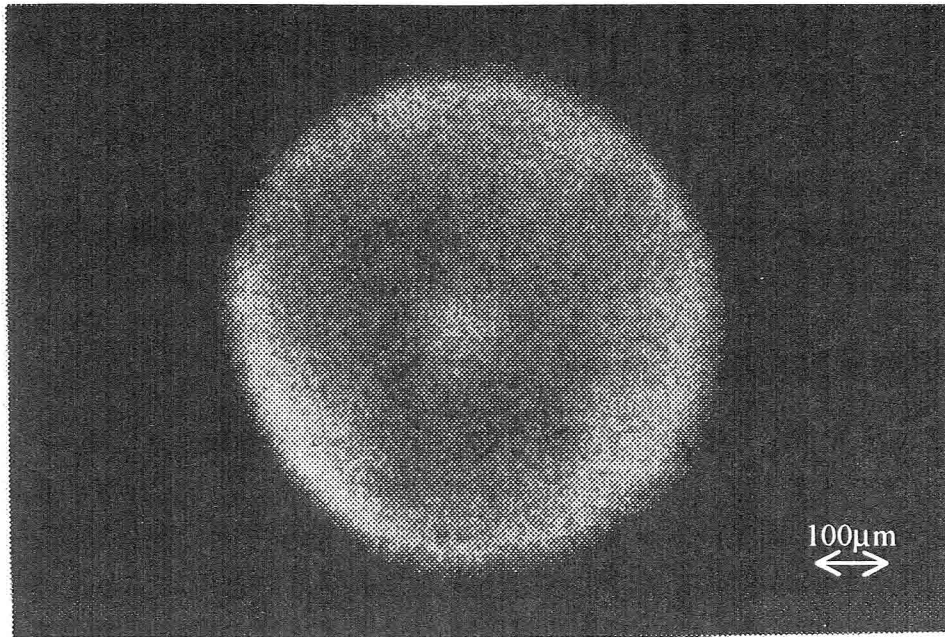


図 3.23 X線ピンホール写真

Shot No. #7843,  $\lambda_L=0.53\mu\text{m}$ ,  $\tau_L=800\text{ps}$ ,  $E_L=2700\text{J}$ ,  
中性子イールド  $2.7 \times 10^5$

### 3.6.4 爆縮実験への展望

この節では、爆縮実験への展望として、より大型である核融合炉用仕様の磁性体コートペレットを磁気懸架できることを数値的に説明する。

図 3.24 に Ni-GMB と電磁石との主要パラメータを示す。ここでは、スケーリングによるパラメータの変化を述べる。図(a) は本論文で使用した Ni-GMB と電磁石であり、パラメータと共にその代表的数値を概略値で示す。コイルの巻き数は  $N=5000$ 、コイル電流は  $I=0.1$  であり、それらの積で与えられる起磁力  $NI$  は  $500\text{AT}$  となる。懸架距離  $Z_0=4\text{mm}$  における空間の磁束密度  $B_z$  は実測より  $0.02\text{T}$ 、鉄心の中の磁束密度  $B_c$  は一桁大きく  $0.2\text{T}$  である。鉄心の断面積は  $S=\pi(2.5 \times 10^{-3})^2 \sim 2 \times 10^{-5}\text{m}^2$  であるから、鉄心を通る磁束は  $\Phi=4 \times 10^{-6}\text{Wb}$  となる。

次に、スケーリングファクターとして  $\xi$ 、 $\zeta$ 、 $\eta$  を採用する。このスケーリングファクターとは空間的に  $\xi$  倍することを意味する。ただし、Ni コート厚  $t_m$  に関しては  $\zeta$  倍することにする。また、コイル電流  $I$  は  $\eta$  倍することにする。

まず重力  $F_g$  は Ni-GMB の外半径  $r_m$  と壁厚  $t_p$  で決まるから、

$$F_g = mg \propto \xi^3 \quad (3.1)$$

である。

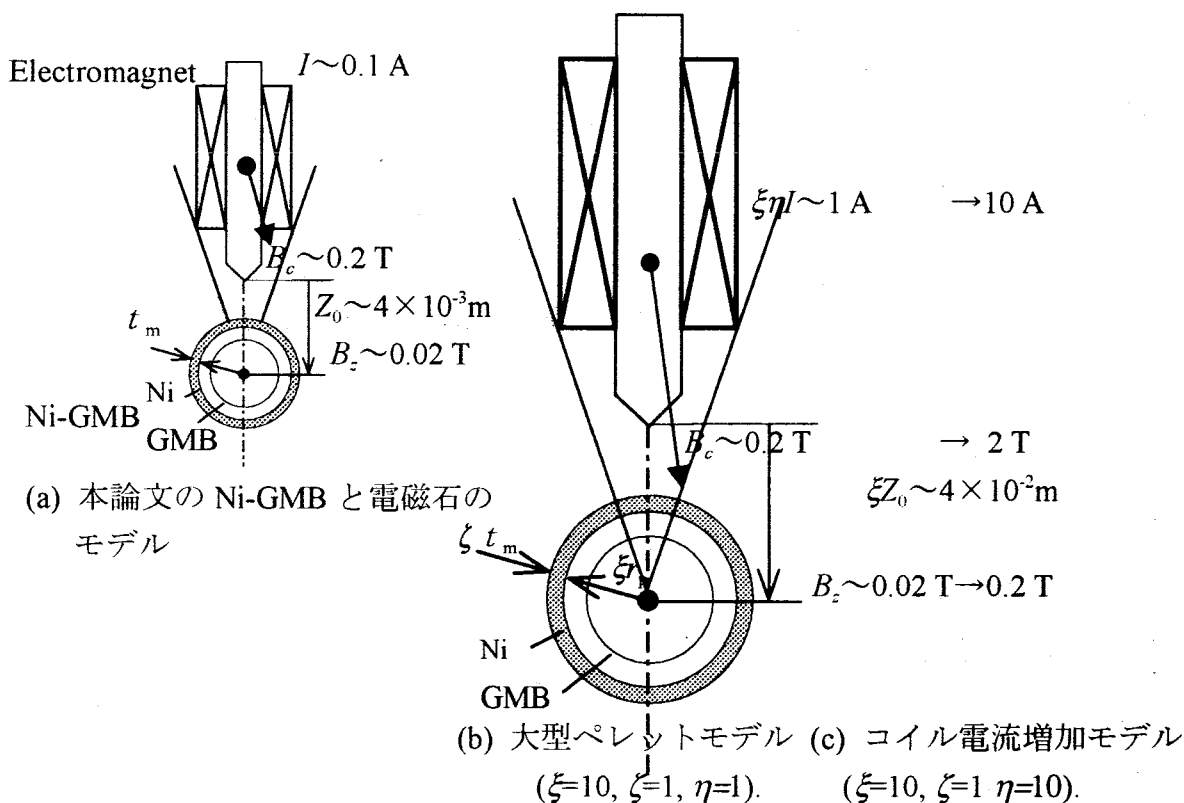


図 3.24 Ni-GMB と電磁石との主要パラメータ

次に、磁気力  $F_{mz}$  について述べる。磁気形状係数  $K_m$  の理論式は既に示したが、 $\xi$  と  $\zeta$  に対する依存性は十分小さく一定値と見なすことができる。また Ni コートの体積  $V_m$  は  $r_m$  と  $t_m$  で決まるから、懸架距離  $\xi Z_0$  において  $F_{mz}$  は次式で表される。

$$F_{mz} \propto K_m V_m \frac{\partial B_z^2}{\partial z} \Big|_{\text{at } \xi Z_0} \propto \xi \zeta B_z^2 \Big|_{\text{at } \xi Z_0} \quad (3.2)$$

これら 2 つの力が釣り合うためには、それらの比が一定でなくてはならない。

$$\frac{F_{mz}}{F_g \Big|_{\text{at } \xi Z_0}} \propto \frac{\xi \zeta B_z^2}{\xi^3} \Big|_{\text{at } \xi Z_0} = \xi^{-2} \zeta B_z^2 \Big|_{\text{at } \xi Z_0} = \text{const.} \quad (3.3)$$

すなわち、次式を満足できる  $B_z$  を発生すれば、スケールリングファクター  $\xi$ 、 $\zeta$  の Ni-GMB を磁気懸架できる。

$$B_z \Big|_{\text{at } \xi Z_0} \propto \xi \zeta^{-1/2} \quad (3.4)$$

さて、現在、核融合炉用仕様として設計・製作されている PMB は、図(b)に示すようにおおよそ  $\xi=10$  である。Ni コート厚は現在のままで  $\zeta=1$  とし、コイル電流も現在のままで  $\eta=1$  とする。これらの  $\xi$ 、 $\zeta$ 、 $\eta$  を式(3.4)に与えると、懸架距離  $\xi Z_0$  において  $B_z \sim 0.2\text{T}$  が必要となる。

一方、コイルの寸法にも $\xi$ が適用されるが、ここでは、巻き数を $\xi N \sim 5 \times 10^4$ 、コイル電流を $\xi \eta I \sim 1A$ とする。したがって、起磁力 $\xi^2 \eta NI \sim 5 \times 10^4 AT$ である。また、鉄心の断面積 $\xi^2 S$ であるから、鉄心の中の $B_c$ は一定で $\sim 0.2T$ となる。 $B_z = \xi^{-1} B_c$ であるから、懸架距離 $\xi Z_0$ では $\xi^{-1} B_z \sim 0.02T$ となる。これは上記の $B_z \sim 0.2T$ を満足できない。

そこで、鉄心はまだ飽和していないので、**図(c)**に示すように、 $\xi=10$ 、 $\zeta=1$ はそのまま、 $\eta=10$ としてコイル電流 $\xi \eta I = 10A$ とする。起磁力 $\xi^2 \eta NI$ も $\eta$ 倍となり、 $B_c \sim 2T$ 、懸架距離 $\xi Z_0$ では $\xi^{-1} B_z \sim 0.2T$ となる。これで、 $\xi=10$ 、 $\zeta=1$ の Ni-GMB を磁気懸架できる。この時、鉄心では $B \sim 2T$ であり、現在の技術で実現可能である。

### 3.7 まとめ

磁気懸架装置への要請を満足するために開発した磁気懸架装置の構成、各部の詳細、定常制御のアルゴリズムについて述べた。Ni をコートしたペレットを用いて磁気懸架実験を行い、安定に懸架できることを実証した。さらに、磁気懸架装置を大阪大学の激光 XII 号ガラスレーザー爆縮実験装置へ導入し、世界で初めてレーザー照射に成功した。

- 1)直径 500-1000 $\mu m$  のペレットを懸架距離 2-6mm で真空中において懸架しうる磁気懸架装置を開発した。
- 2)ペレットの位置と速度を光学的に検出し、磁界発生用磁石のコイル電流をフィードバック制御する制御装置とアルゴリズムを開発し、安定な懸架が可能であることを実証した。
- 3)ペレットを懸架位置に導入するためのホッパーと過渡制御装置を開発し、動作条件を最適化することにより、確実にペレットを懸架位置に設定できることを示した。
- 4)Ni をコートしたペレットを用いて懸架実験を行い、ペレットの垂直位置精度 2 $\mu m$ 、水平位置精度 5 $\mu m$  を実現した。この値は開発した磁気懸架装置をレーザー爆縮実験に導入するために要求される精度を十分満足するものである。
- 5)開発した磁気懸架装置を爆縮実験装置に導入し、世界で初めて磁気懸架ペレットを用いたレーザー爆縮実験に成功した。
- 6)将来の爆縮実験への磁気懸架の適用性を検討し、ペレット寸法に対する比例則から直径が現状の 10 倍程度大きいペレットに対しても適用可能であるとの見通しを得た。



## 参考文献

- [1] 金辺忠、”高出力ガラスレーザーシステムの性能向上に関する研究”、大阪大学大学院工学研究科学学位論文、pp.111-116 (1987).
- [2] M. Takagi, T. Takagi, T. Norimatsu, Y. Izawa, T. Yamanaka, and K. Mima: Book of Viewgraphs for the Eleventh Target Fabrication Specialists' Meeting, Orcas Island Washington (Lawrence Livermore National Lab., 1996), Wp-10 (1997).
- [3] A. T. Carmichael, S. Hinchliffe, P. N. Murgatroyd, and I. D. Williams, Rev. Sci. Instrum. 57, 1611 (1986).

## 第4章 水平方向の振動制御用アクティブダンパー

### 4.1 はじめに

磁気懸架装置では水平方向には電磁石の垂直軸上に安定点があり、水平方向にゆらぎが生じても雰囲気体の抗力によりペレットの運動は減衰振動となり最終的に安定点上に収束する。しかしながら雰囲気体の圧力の減少とともに減衰の緩和時間が長くなるため、本研究では第2章で述べたように半導体レーザー光をペレットに照射し、その光作用力を利用してペレットの水平振動を制御する方式を提案した。光作用力には光子の運動量変化に基づく光力と、懸架している Ni-GMB がレーザー光で不均一に加熱され周囲の雰囲気体から受ける圧力が不均一になることによって生じるラジオメータ力がある。前者は雰囲気体の圧力に依存しないのに対して、後者は圧力に依存する。

本章では磁気懸架した Ni-GMB に半導体レーザー光を照射して光作用力の機構を明らかにし、アクティブダンパーと名付けた光作用力を利用してペレットの水平方向振動を制御するシステムを構築し、その有効性を確認する。

### 4.2 光作用力

#### 4.2.1 光力とラジオメータ力

図 4.1 (a)に示すように半径  $r_p$  の Ni-GMB にビーム半径  $w$  のガウス強度分布のレーザー光を照射すると、レーザー光の反射によって発生する光力は

$$F_p = \int_0^{\pi/2} \left\{ \frac{4n_g P_{LD}}{cw^2} \exp\left(-\frac{2r_p^2 \sin^2 \theta}{w^2}\right) r_p^2 \sin \theta \cos \theta \right\} R_m \cos \theta d\theta \quad (4.1)$$

で与えられる。ここで、 $P_{LD}$  は Ni-GMB に照射する半導体レーザーのパワー、 $n_g$  は周囲の媒質の屈折率、 $c$  は光速、 $\theta$  はレーザー光の入射角、 $R_m$  は Ni の反射率である。

ラジオメータ力は加熱の方法の違いにより、光の照射で生じる光泳動力と、放射熱の照射で生じる熱泳動力に分類できる。本論文では半導体レーザーを照射するので前者を取り扱う。ラジオメータ力は気体分子の平均自由行程  $\lambda$  と粒子半径  $r_p$

の比であるクヌーセン数が大きい範囲 ( $\lambda/r_p \gg 1$ , 自由分子流域) と小さい範囲 ( $\lambda/r_p < 1$ , 粘性流域) とではその機構が異なる。ここでは中間流域も含め3つの場合に分けて考えることにする。

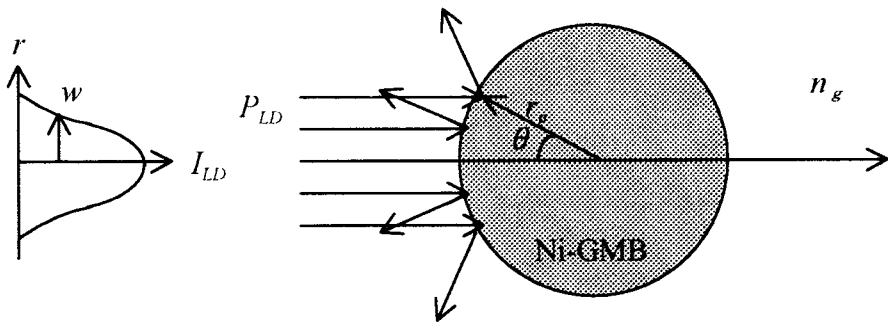
(1) 自由分子流域

図 4.1 (b) に示すようにこの領域でのラジオメータ力は一方向から照射された光を吸収することによって Ni-GMB の表面が不均一に熱せられる。すると周囲の気体分子が温度分布を持ち、高温側の圧力が低温側に比べて高くなる。そのため粒子は高温側から低温側に向かう力を受ける。ハイディは気体運動論を用いて、粒子と気体分子との以下に示すような理論式を導出している[1]。

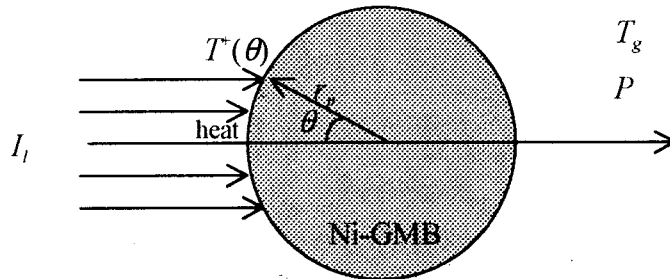
左方から強度  $I_l$  の光を照射された半径  $r_p$  の Ni-GMB を考える。Ni-GMB から十分に離れたところの圧力を  $P$ 、雰囲気気体温度を  $T_g$  とする。 $T^+(\theta)$  は Ni-GMB の表面温度、 $c_m P_m(\cos\theta)$  はルジャンドル多項式の係数を含む項、 $n$  は雰囲気気体の分子密度、 $k$  はボルツマン定数、 $\bar{v}$  は分子の平均速度、 $K_p$  は球の熱伝導率、 $R$  は気体定数、 $M$  は気体の分子量として、Ni-GMB へ働くラジオメータ力は次式で与えられる。

$$F_{rf} = 2\pi r_p^2 P \int_0^\pi d\theta \sin\theta \cos\theta \left( \frac{T^+(\theta)}{T_g} \right)^{1/2} \quad (4.2)$$

$$T^+(\theta) = T_g + \sum_{m=0}^{\infty} c_m r_p^m P_m(\cos\theta) \quad (4.3)$$



(a) 光力



(b) ラジオメータ力

図 4.1 光作用力

$$c_m = \frac{\pi^{1/2} I_1}{4\Gamma\left[1 + \frac{1}{2}(1-m)\right]\Gamma\left[\frac{3}{2} + \frac{1}{2}(1+m)\right]\left(\frac{2}{2m+1}\right)\left(\frac{1}{2}r_p^m nk\bar{v} + mr_p^{m-1}K_p\right)} \quad (4.4)$$

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{8RT_g}{\pi M}} \quad (4.5)$$

$(T^+(\theta)/T_g - 1) \ll 1$  の場合を考えると式(4.3)より、

$$\left(\frac{T^+(\theta)}{T_g}\right)^{1/2} = 1 + \frac{1}{2} \left[ \frac{\sum_{m=0}^{\infty} c_m r_p^m P_m(\cos\theta)}{T_g} + \dots \right] \quad (4.6)$$

であり、今  $\cos\theta$  の項だけをとって計算すると、

$$F_{rf} \cong \frac{\pi r_p^3 A_m I_1 P}{6\left(\frac{1}{2}P\bar{v}R + K_p T_g\right)} \quad (4.7)$$

を得る。但し  $A_m$  は Ni-GMB の表面の光に対する吸収率である。

### (2) 粘性流域

この流域では熱クリーブと言われる球の表面を低温側から高温側へ向かう気体の流れが発生する。雰囲気気体の圧力の面積分にその熱クリーブの影響を考慮して、球に働くラジオメータ力としてトンが次の式を導出している[2]。

$$F_{rc} = \frac{2\pi \eta r_p}{5 P} \frac{A_m I_1}{2 + K_p/K_g} \quad (4.8)$$

$\eta$  は気体の粘性係数、 $K_g$  は気体の熱伝導率である。

### (3) 中間流域

自由分子流域と粘性流域の間の中間流域では、ヘットナーの経験式をトンは次のように示している[13]。

$$\frac{F_{rf}}{F_{\max}} = \frac{2}{P/P_{\max} + P_{\max}/P} \quad (4.9)$$

$$F_{\max} = \frac{\pi r_p \eta \Delta T_s}{4 T_g} \left(\frac{\delta RT_g}{M}\right)^{1/2}, \quad P_{\max} = \frac{3\eta}{r_p} \left(\frac{RT_g}{M\delta}\right)^{1/2} \quad (4.10)$$

$\delta$  は適応係数、 $\Delta T_s$  は球における光の照射側と非照射側の温度差である。

## 4.2.1 光作用力測定実験

図 4.2 に示すように大気中で磁気懸架した Ni-GMB に左方から半導体レーザー光を照射し、Ni-GMB の運動を CCD カメラで測定した。半導体レーザーはスペクトラフィジックス社の 7200-LS2( $\lambda=810\text{nm}$ )で、出力は 100mW である。レーザー光を $\times 10$ の対物レンズで Ni-GMB 表面に集光した。集光スポット径は半値幅で  $w=85\mu\text{m}$ 、レーザー光の強度は  $I_{LD}=4.4 \times 10^6\text{W/m}^2$  となる。

時刻  $t=0$  で半導体レーザー光を照射した。半導体レーザーの駆動電流のオーバーシュートを抑えるため 0.1s の間隔をおいて 2 段階で駆動するように設定した。CCD カメラで測定

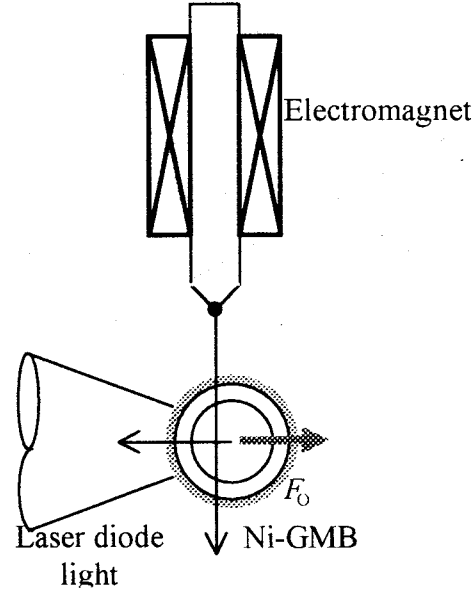


図 4.2 半導体レーザー光を照射された Ni-GMB

した Ni-GMB の運動を図 4.3 に示す。最上段は初期位置の像で、図の右の数字は時刻を、また矢印は運動の方向を示す。用いた Ni-GMB の半径は  $r_p=325\mu\text{m}$ 、GMB の壁厚は  $t_p=2.3\mu\text{m}$ 、Ni 層の厚さは  $t_m=70\text{nm}$  であり、半導体レーザー光の Ni 表面での反射率は  $R_m=0.5$  であった。半導体レーザー光の立ち上がり時間より、光作用力  $F_o$  は次式で近似できると仮定する。

$$F_o = F_{o0} \left( 1 - e^{-\frac{t}{\tau_{LD}}} \right) \quad (4.11)$$

ここで、 $\tau_{LD}$  は光作用力の遅れ時間である。これを式(2.19)の光作用力の式と置き換え、さらに外乱  $\delta=0$  として、式(2.22)を得たのと同じ手順で、水平方向の基本方程式を得る。

$$\frac{d^2 r}{dt^2} + \frac{k_d}{m} \frac{dr}{dt} + \frac{k_{mv}}{m} r = \frac{F_{o0}}{m} \left( 1 - e^{-\frac{t}{\tau_{LD}}} \right) \quad (4.12)$$

これに、初期条件を与え、

$$r(0) = 0, \quad \left. \frac{dr}{dt} \right|_{t=0} = 0 \quad (4.13)$$

式(4.12)の微分方程式を解いて、次式の解を得る。

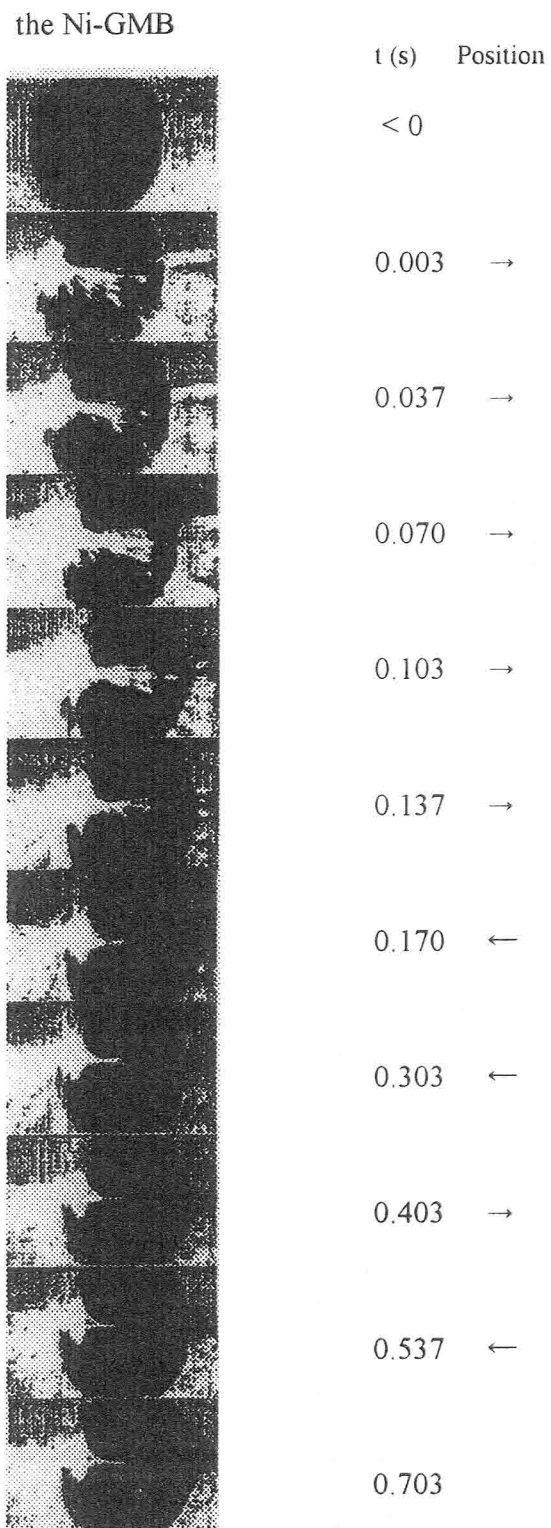


図 4.3 半導体レーザーを照射した Ni-GMB の像

$$\left. \begin{aligned}
 r(t) &= r_0 \left\{ 1 + e^{-\frac{t}{\tau_{r0}}} (A \cos \omega_r t + B \sin \omega_r t) - C e^{-\frac{t}{\tau_{LD}}} \right\} \\
 r_0 &= \frac{F_{o0}}{k_{nr}}, \quad \frac{1}{\tau_{r0}} = \frac{k_d}{2m}, \quad \omega_r = \sqrt{\frac{4k_{nr} K_m^2 V_m^2}{\mu_0^2 m} - \frac{1}{\tau_{r0}^2}} \\
 A &= \frac{m(2\tau_{r0}^{-1}\tau_{LD} - 1)}{m - 2m\tau_{r0}^{-1}\tau_{LD} + k_{nr}\tau_{LD}^2} \\
 B &= \frac{-ma_r + 2m\tau_{r0}^{-2}\tau_{LD}^2 + k_{nr}\tau_{LD}^2}{\omega_r(m - 2m\tau_{r0}^{-1}\tau_{LD} + k_{nr}\tau_{LD}^2)} \\
 C &= \frac{k_{nr}\tau_{LD}^2}{m - 2m\tau_{r0}^{-1}\tau_{LD} + k_{nr}\tau_{LD}^2}
 \end{aligned} \right\} \quad (4.14)$$

ここで、 $\tau_{r0}$ は振動振幅の緩和時定数、 $\omega_r$ は自然振動角周波数である。

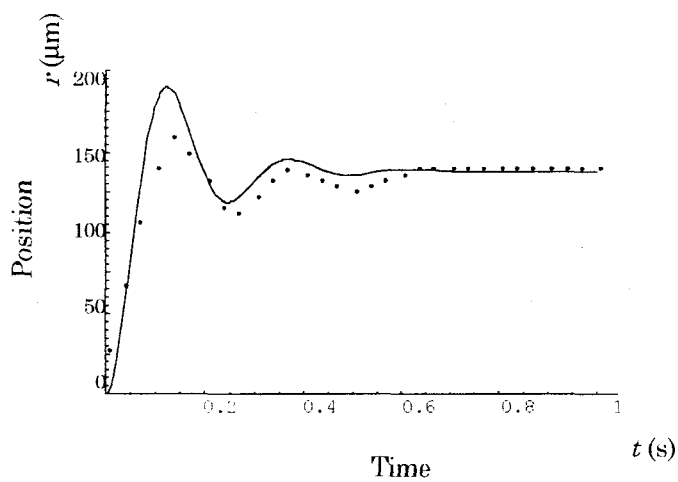
さきの測定結果より、Ni-GMBの位置を時間の関数として図4.4にプロットした。同図(a)で・印は測定値、実線は式(4.14)を用いて計算した測定値に最もよく一致するフィッティング曲線である。このとき $\mu_m = 15$ 、 $t_m = 70\text{nm}$ 、 $\tau_{r0} = 15\text{ms}$ 、 $\omega_r = 23\text{rad/s}$ 、 $\tau_{LD} = 0.1\text{s}$ を用いた。同図(b)は半導体レーザー光の照射による光作用力が式(4.1)で求めた光力であるとして計算したNi-GMBの軌跡である。この場合安定点の初期位置からのずれは $r_0 = 40\mu\text{m}$ で、実験値 $r_0 = 138\mu\text{m}$ の約1/4である。すなわち大気中では光力は実際の光作用力の1/4程度であり、光作用力として主にラジオメータ力が働いていることがわかる。

ここで用いたNi-GMBの各パラメータを磁気懸架に関するパラメータと共に表4.1に示す。ここで、適応係数 $\delta$ は後述の実験で得られる $F_{\max}$ を式(4.10)に与えて得られたものである。また、照射側と非照射側の温度差 $\Delta T_s$ も同様にして、 $P_{\max}$ を式(4.10)に与えて得られたものである。

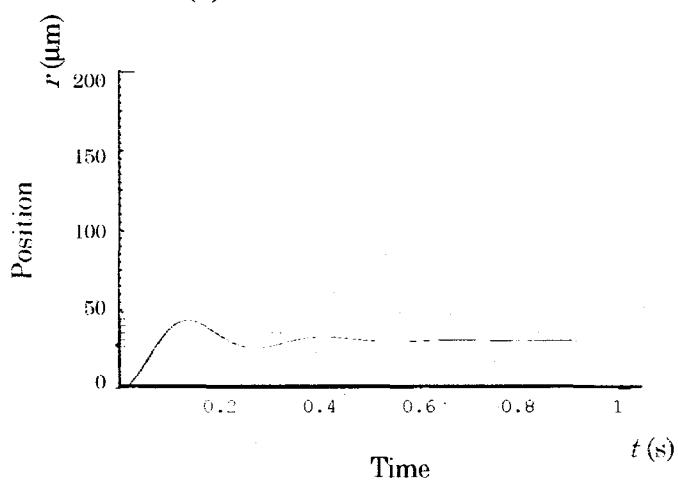
表4.1 Ni-GMBと磁気懸架に関するパラメータ

パラメータ	記号	値	単位	備考	
ペレット	Niの反射率	$R_{Ni}$	0.5		
	Niの吸収率	$A_{Ni}$	0.5		
	ペレット外半径	$r_p$	$335 \times 10^{-6}$	m	NiコートGMB
	粒子の熱伝導率	$K_p$	1.4	$\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	石英ガラス
	照射側と非照射側の温度差	$\Delta T_s$	5.4*	K	
場	気体の温度	$T_g$	293	K	
	空気の熱伝導率	$K_g$	$2.41 \times 10^{-2}$	$\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	
	空気の分子量	$M$	$29 \times 10^{-3}$	kg	
	空気の粘性係数	$\eta$	$18 \times 10^{-6}$	$\text{Pa} \cdot \text{s}$	
	気体定数	$R$	8.31	$\text{J} \cdot \text{mol}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	
	適応係数	$\delta$	1.3*		
制御	照射強度	$I_{LD}$	$8.7 \times 10^5$	$\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$	レーザーパワー $P_{LD} = 50\text{mW}$ ビーム幅 $w = 270\mu\text{m}$

\*本研究で決定した数値



(a) 測定した Ni-GMB の軌跡



(b) 光力に基づいて計算した Ni-GMB の軌跡

図 4.4 Ni-GMB の軌跡



## 4.2.2 光作用力の圧力依存性

磁気懸架した Ni-GMB に水平方向から半導体レーザー光を照射すると上で述べたように Ni-GMB は振動しながら光作用力による新しい安定点へ移動する。移動距離から光作用力の大きさを知ることができる。 $10^{-3} \sim 10^1 \text{Pa}$  の間で雰囲気気体の圧力を変え、また照射する半導体レーザー光のパワーを変えて Ni-GMB の移動量を測定した。図 4.5 は光作用力のレーザーパワー依存性である。図中のパラメータは雰囲気気体の圧力(Pa)で、圧力により光作用力の大きさは変わるが、いずれの圧力においても、レーザーパワーに比例することがわかる。図 4.6 は光作用力の圧力依存性である。図中には実験のパラメータを用いて計算した光力  $F_p$ 、自由分子流域のラジオメータ力  $F_r$ 、粘性流域のラジオメータ力  $F_v$ 、および重力  $F_g$  を示した。実験の範囲内ではラジオメータ力が主として作用するが、より低圧側と高圧側では光力が中心的な働きをするものと予測される。レーザー爆縮実験での雰囲気気体圧力は  $10^{-2} \text{Pa}$  以下であり光力が働くと考えられる。

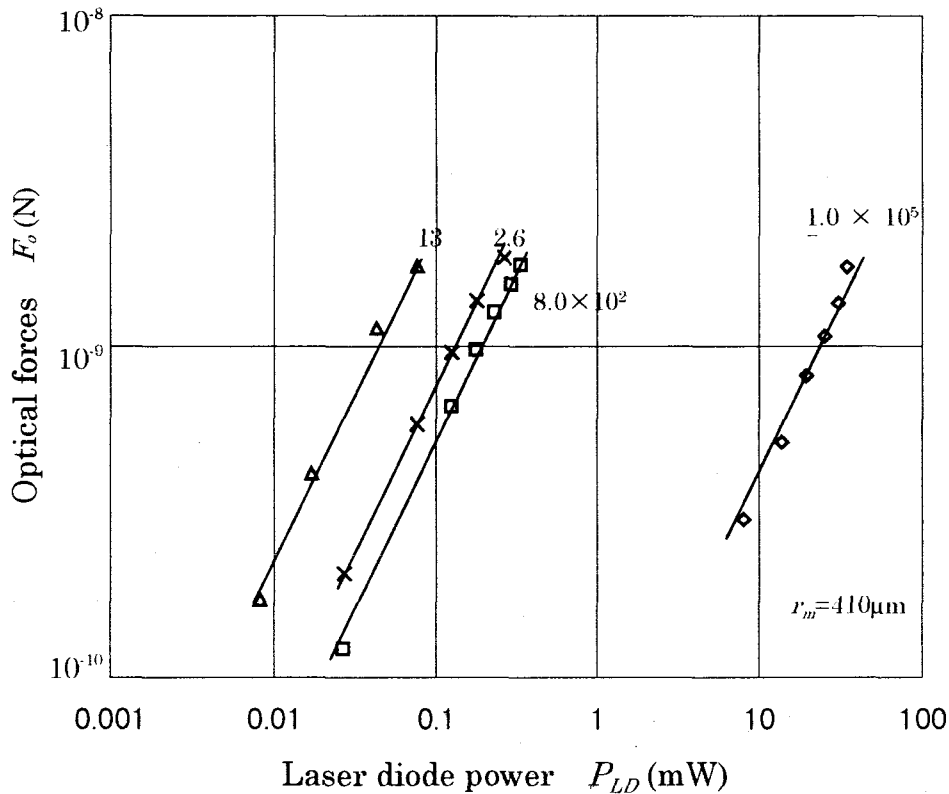


図 4.5 光作用力の半導体レーザーパワー依存性

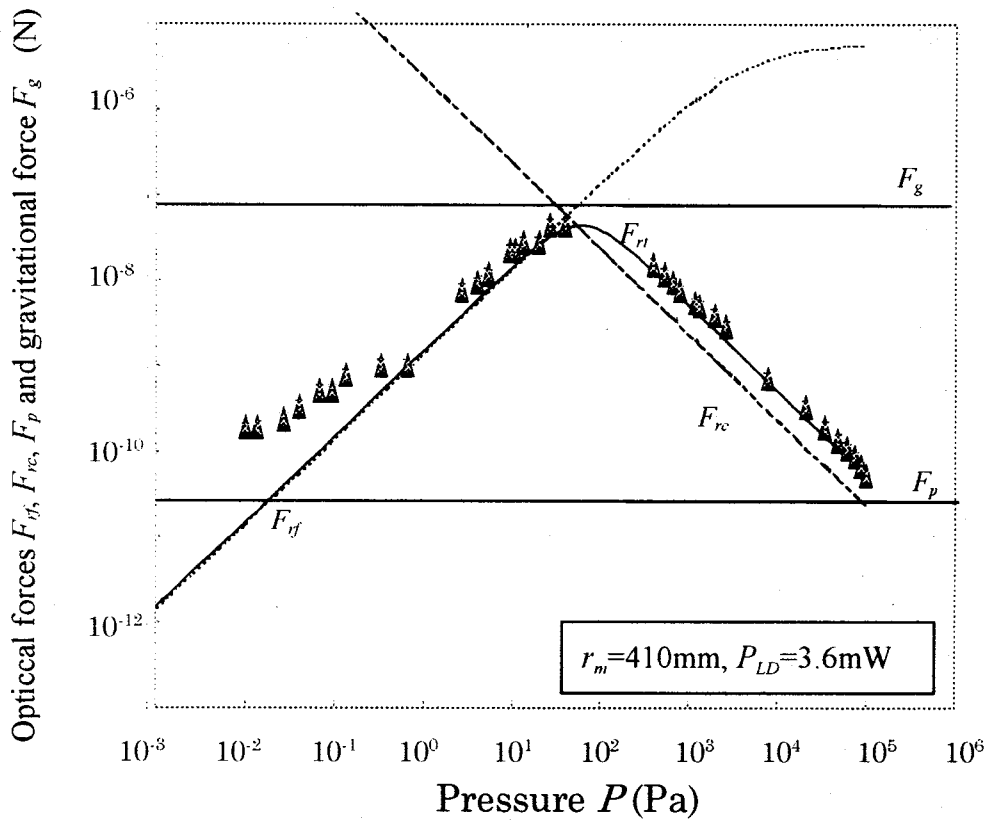


図 4.5 光作用力の圧力依存性

### 4.3 アクティブダンパー

光作用力を応用して水平方向の振動緩和時間を短縮するアクティブダンパーシステムを構築しその性能を実証した。

図 4.7 にアクティブダンパーのシステムを示す。これは平面図であり図に示すように  $x$  軸、 $y$  軸を取る。Ni-GMB は真空チャンバーの中心のレーザー照射位置で磁気懸架する。アクティブダンパーの  $x$  または  $y$  軸のコンポーネントはそれぞれ、Ni-GMB の位置センサーと制御装置、半導体レーザー駆動装置、半導体レーザー、

集光光学系で構成した。制御装置は2章で述べた PD 制御を用いて、半導体レーザー駆動電流の制御を行っている。半導体レーザービームは磁気懸架された Ni-GMB に集光してあり、その光の強度を変調し、それによる光作用力を変調して Ni-GMB の振動を緩和させることができる。

雰囲気気体の圧力を変えて Ni-GMB の振動の緩和時間を測定し、x 軸のみ動作させて1次元のアクティブダンパーの有効性を確認した。時刻 0 で Ni-GMB に外乱用の電磁石を用いて  $\delta=0.3 \text{ nN}$  を  $0.3 \text{ s}$  の間加えた。  $P=5 \times 10^{-1} \sim 10^5 \text{ Pa}$  における実験結果を式(4.15),(2.23)を用いて計算で求めた緩和時間と共に図 4.8 に示す。  $10^2 \sim 10^5 \text{ Pa}$  の圧力範囲のデータは図中に拡大して示した。実験データが計算値より大きいのは、排気ポンプの機械振動の影響と考えられる。アクティブダンパーを使用しないと  $P < 10 \text{ Pa}$  で緩和時定数が大きくなってしまいうのに対して、アクティブダンパーを用いるとほぼ一定の値を示した。

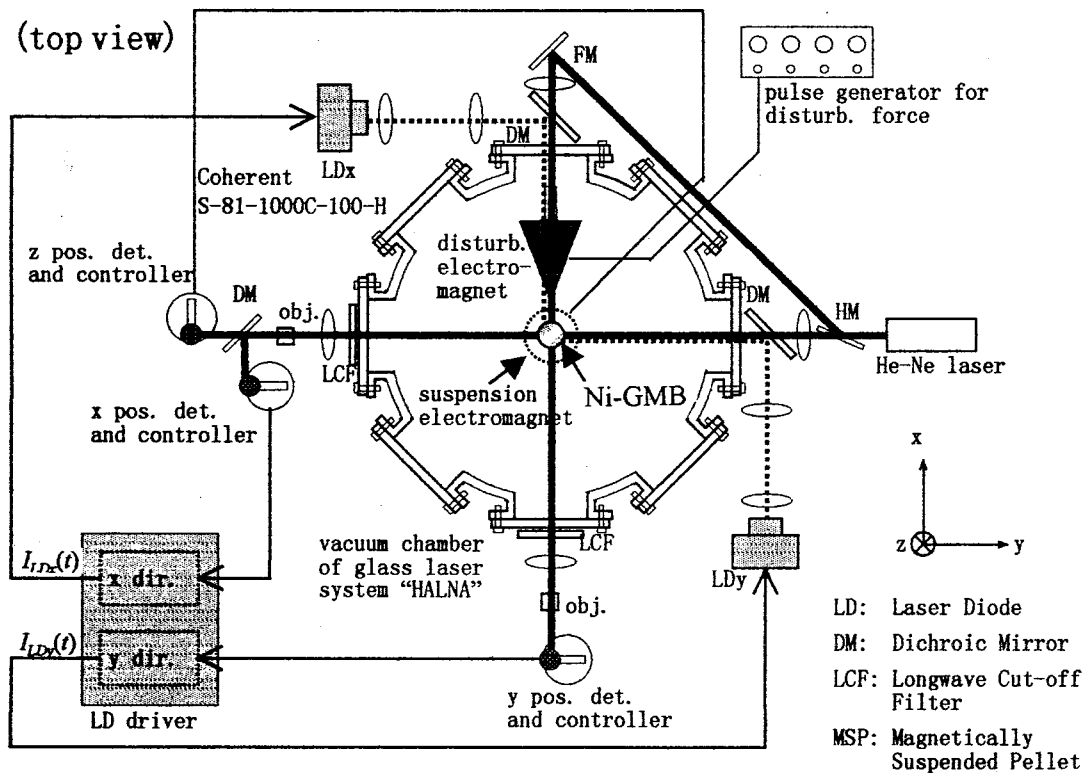


図 4.7 アクティブダンパーシステム

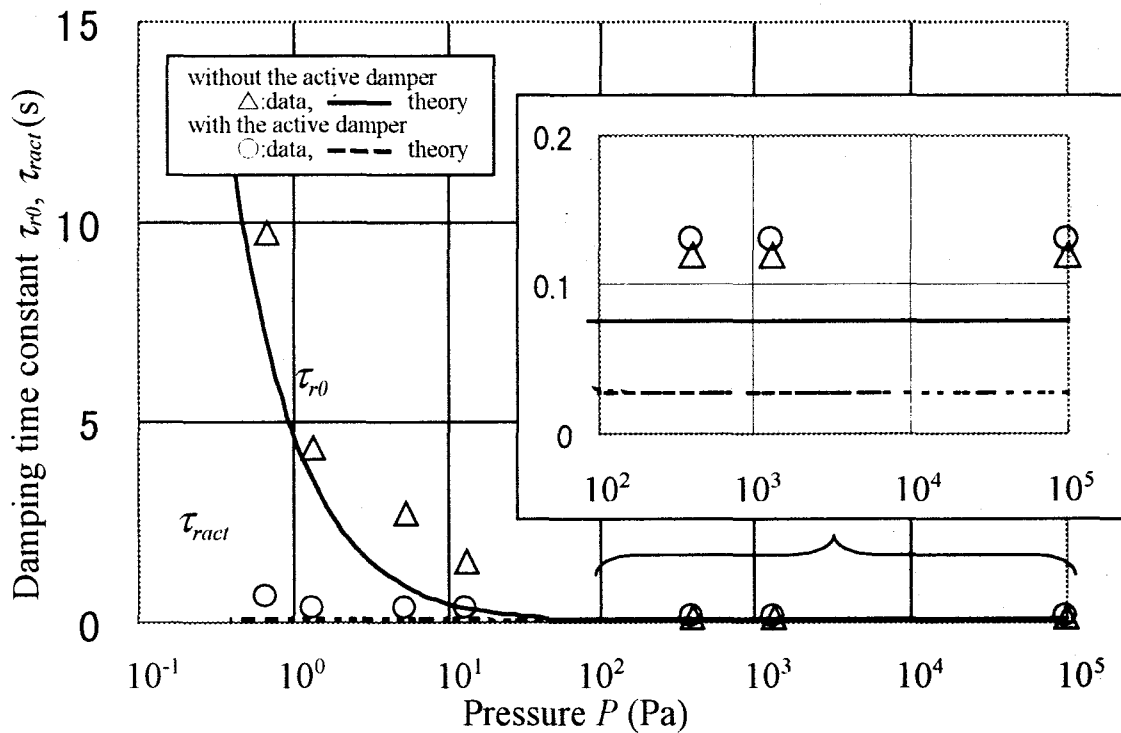


図 4.8 振動の緩和時間の圧力依存性

#### 4.4 まとめ

磁気懸架した Ni-GMB に半導体レーザー光を照射し、安定点の移動距離から光作用力の大きさを評価し、その圧力依存性から実験の圧力範囲内では光力よりラジオメータ力が主に働いていることがわかった。ただし低圧側では光力が主要な力になると考えられる。

磁気懸架したペレットの水平方向の振動を制御する手段として光作用力を応用する方式を提案し、アクティブダンパーを構築してその有効性を実証した。制御無しの場合低圧側では緩和時間が 10 秒であったのを、アクティブダンパーによって 1 秒以下に短縮できた。

## 参考文献

- [1] G. M. Hidy and J. R. Brock, J. Geophys. Res. 72, 455 (1967).
- [2] N. T. Tong, J. Colloid Interface Sci. 51, 143 (1975).

## 第5章 磁性体コートペレットの質量測定と Niコート厚測定

### 5.1 はじめに

レーザー核融合用ペレットの磁気懸架においてはペレットに働く重力や磁気力がレーザー照射位置へペレットを導入するための懸架距離を決定する上で重要なパラメータとなる。したがって重力と磁気力を求めるためにペレットの直径、壁厚、質量、Niコート厚等を高精度で知る必要がある。GMBの直径や壁厚は光学顕微鏡や干渉顕微鏡を用いて $10^{-2}$ - $10^{-3}$ 程度の精度で測定されているが、質量は直径や壁厚の測定値とガラスの密度を用いて計算により推定されているに過ぎない。またNiコート厚も成膜コントローラとしての水晶振動子の重量変化を利用して推定されているだけである。

本研究で用いているGMBやNi-GMBの質量は $\sim 10\mu\text{g}$ であり、またNiコートの質量も $\sim 1\mu\text{g}$ である。このような微小な質量を高精度に測定するのは従来の化学天びんや電子天びんでは困難である。接触式の、マイクロバランスで感量 $0.1\mu\text{g}$ 、弾性体のねじれを利用したトーションバランスで感量 $0.1\mu\text{g}$ であるが、高精度な測定を行うには熟練を要する[1]。非接触式の方法では磁気懸架による研究が報告されている[2]。また、非接触式の電界浮揚による質量測定法として質量 $\sim \text{pg}$ の粒子に適したelectron stepping[3]があり、これは帯電させた $\sim 100$ 個の電子を紫外線照射で離散させ、粒子をつり合わせる電圧の変化から質量を求める方法である。しかし、電子一個による帯電量変化の検出を測定原理としており、 $\sim 10\mu\text{g}$ のペレットの質量測定には応用できない。そこで、電界浮揚に浮力変化を応用し、ペレットの質量を容易に高精度で測定する方法を開発した。

一方GMB上にコートされた金属膜厚の測定にはX線ラジオグラフィーや走査型電子顕微鏡等が用いられているが、これらは部分的な厚さが測定できるだけである。磁気懸架においては、GMB全周にわたって平均化したNiコート厚、あるいはコートされたNiの全量が必要であり、以下に述べるNiコート時の水晶振動子による膜厚測定値を較正しておく必要がある。このため分光光度法を応用したNi量の光強度測定法を開発した。

## 5.2 電界浮揚による磁性体コートペレットの質量測定

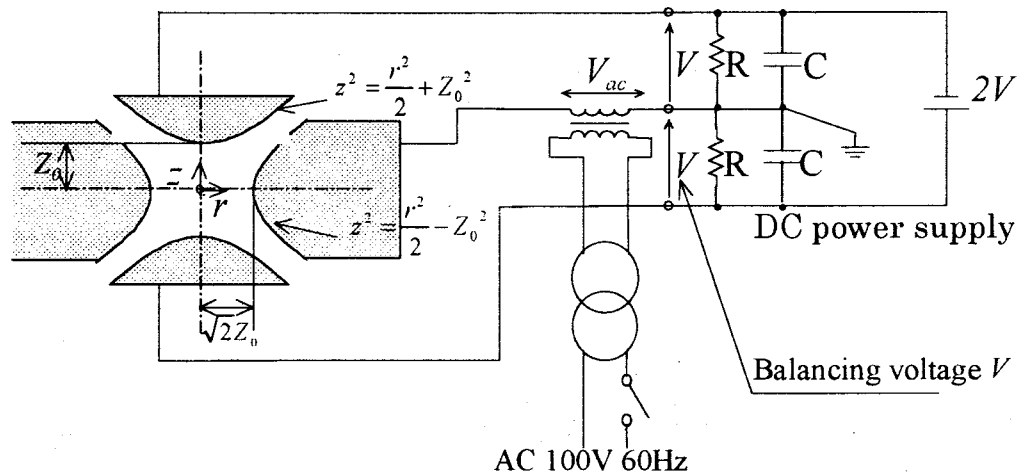
### 5.2.1 電界浮揚とその原理

3次元4重極に電圧を印加することにより、その中心部で帯電粒子を浮揚させることができる。実験に用いた電極断面と、それに接続する電源回路を図5.1に示す。電極は上下に設置するエンドキャップと周辺を取り囲むリング電極からなり、その形状は前者が $z^2 - r^2/2 = Z_0^2$ と、後者は $z^2 - r^2/2 = -Z_0^2$ の回転双極面である。後者はリング電極であり、横に配置する。ここで、上下のエンドキャップの間隔を $2Z_0$ とする。帯電粒子に、静電気力を働かせるための釣り合い電圧として、上のエンドキャップには直流 $V$ を、下には $-V$ を印加する。また、安定に浮遊させるためのポンティアモーティブ力を働かせるために、リング電極の電位は接地電位に対して交流電位 $V_{ac}$ を与える。浮揚されている帯電粒子に働く静電気力と重力の釣り合いは

$$-\alpha \frac{qV}{Z_0} = mg, \quad qV < 0 \quad (5.1)$$

となる。ここで、 $\alpha$ は電極構成できまる有効係数であり、電極中心における電界と平等電界 $V/Z_0$ との比に等しい。また、 $q$ は帯電粒子の電荷量、 $m$ はその粒子の質量、 $g$ は重力加速度、である。

質量測定に先だって、係数 $\alpha$ を決定しておく必要がある。3次元4重極が作る電界の解析解は求められていない[4]。そこで、電荷重畳法(Charge Simulation Technique: CST)を採用して電位の数値解を求め $\alpha$ を計算した。計算方法の詳細は付録IIに記述した。



$$Z_0 = 7\text{mm}, C = 0.5\mu\text{F}, R = 100\text{k}\Omega, V_{ac} \cong 2000\text{V}, V = -150 \sim -250\text{V}$$

図5.1 3次元4重極と電源回路

実験で用いたリング電極は先端部分が回転双極面になるように製作した。エンドキャップは回転双極面先端と曲率半径が等しい球面で近似した。図 5.2 はこの電極形状を用いて CST により計算した z 軸方向成分の等電位強度分布である。ここでは  $V=1.000\text{V}$ 、 $Z_0=7.000\times 10^{-3}\text{m}$  とした。電極中心での電界強度は  $1.172\times 10^2\text{V/m}$  であり、これより  $\alpha=8.203\times 10^{-1}$  を得た。

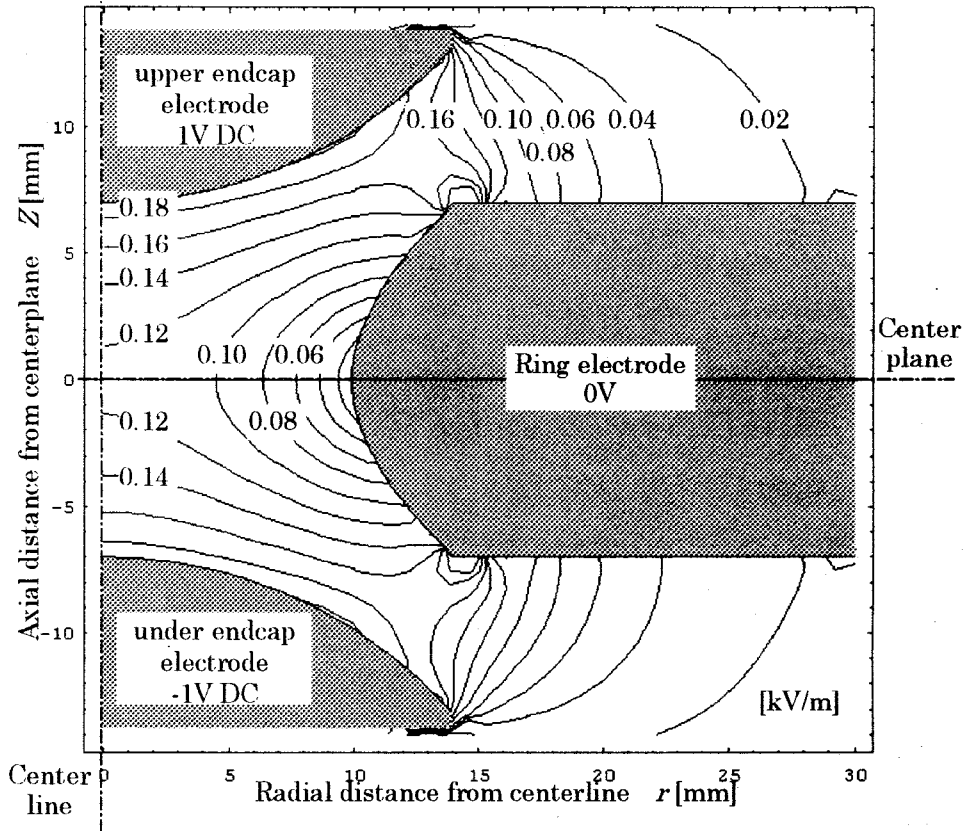


図 5.2 CST で計算した z 軸方向成分の等電位強度分布

### 5.2.2 質量測定

#### 1) 質量測定の原理

雰囲気体として空気を用い、それによる浮力を式(5.1)に含めると、電極中心で帯電粒子に働く力のつり合いは

$$-\alpha \frac{qV}{Z_0} = mg - \frac{4}{3} \pi r_p^3 \frac{3.486 \times 10^3 P}{T} g, \quad qV < 0 \text{ (in expt. } q > 0, V < 0) \quad (5.2)$$

となる。ここで、 $r_p$  は帯電粒子半径、 $P$  は空気の圧力、 $T$  は空気の温度である。右辺の第 2 項の浮力は帯電粒子の体積と空気の密度[5]の積から与えられる。そこで、 $P$  を変化させてつり合い電圧  $V$  を測定し、以下の手順で  $m$  と  $q$  を求めた。

式(5.2)においてつり合い電圧  $V$  と圧力  $P$  に注目すると、次式に示す線形な関係



となる。

$$V = aP - b \quad (5.3)$$

$$a = \frac{Z_0 g}{\alpha q} \frac{4\pi r_p^3}{3} \frac{3.486 \times 10^3}{T} \quad (5.4)$$

$$b = m \frac{Z_0 g}{\alpha q} \quad (5.5)$$

実験では、 $V$  と  $P$  の測定値の最小二乗近似直線を求め、それから  $a$  と  $b$  を得る。この  $a$  を用いて電荷量を得ることができる。

$$q = \frac{Z_0 g}{\alpha a} \frac{4\pi r_p^3}{3} \frac{3.486 \times 10^3}{T} \quad (5.6)$$

また、さらに  $b$  を用いて質量を得る。

$$m = \frac{b}{a} \frac{4\pi r_p^3}{3} \frac{3.486 \times 10^3}{T} \quad (5.7)$$

ここで、 $r_p$  と  $a$  の誤差を  $\Delta r_p$  と  $\Delta a$  とし、実験中は温度  $T$  を一定としているのでその誤差  $\Delta T = 0$  とした。式(5.6)より、 $q$  の最大誤差  $\Delta q$  は次式で与えられる。

$$\Delta q = \pm q \left( \frac{|\Delta a|}{a} + \frac{3|\Delta r_p|}{r} \right) \quad (5.8)$$

同様にして、式(5.7)において、 $b$  の誤差を  $\Delta b$  とすると、質量  $m$  の最大誤差  $\Delta m$  は次式で与えられる。

$$\Delta m = \pm m \left( \frac{|\Delta a|}{a} + \frac{|\Delta b|}{b} + \frac{3|\Delta r_p|}{r} \right) \quad (5.9)$$

また、ペレットの質量はその壁と内部の残留気体からなり、壁厚  $t_p$ 、器壁密度  $\rho_p$ 、充填ガスまたは残留ガスの密度  $\rho_g$  として壁厚は

$$t_p = r_p - \left\{ \frac{1}{\rho_p - \rho_g} \cdot \frac{3}{4\pi} \left( \frac{4\pi}{3} r_p^3 \rho_p - m \right) \right\}^{\frac{1}{3}} \quad (5.10)$$

となる。

## 2) 実験結果

帯電粒子として Ni-GMB または GMB を用いた。Ni-GMB は平行平板電極による接触帯電で正または負に、また、GMB はテフロンとの摩擦帯電で正に帯電させた。3次元4重極電極に電源を接続し、帯電させた Ni-GMB または GMB を真空ピンセットで、その電極中心部へ導入した。浮揚させた GMB を CCD カメラで観測した映像を図 5.3 に示す。図中右側は対物マイクロメーターの像で、これを GMB の垂直位置の基準とした。CCD 素子のセル間隔 1 すなわちモニターの水平走査線

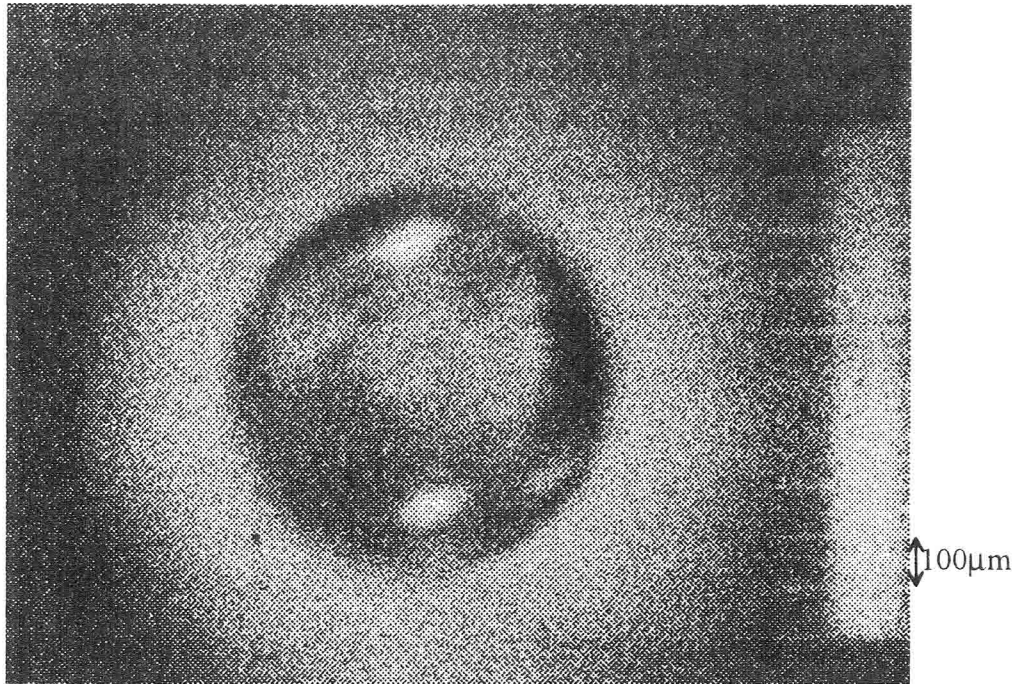


図 5.3 電界浮揚させた GMB の映像 ( $r_p=3.57\times 10^{-4}\text{m}$ ).

間隔は、映像上で  $2\mu\text{m}$  となるように設定し、この水平走査線を垂直位置決めに用いた。この CCD カメラを  $90^\circ$  回転することにより、垂直・水平共に  $2\mu\text{m}$  の空間分解能で GMB の位置を観測できた。GMB は安定に浮遊しており、標準で 60 分の計測時間内で、その振動はこの分解能の  $2\mu\text{m}$  より小さかった。

測定器として、それぞれ、 $V$ にはデジタルマルチメータ、 $r_p$ には光学顕微鏡、 $T$ には CMOS 温度センサ(インターシル、S-8100B)、を用いた。 $P$ は絶対圧力であり、ダイヤフラム圧力センサ(横河電機、FP101)の示すゲージ圧から換算した。加圧しながら  $P$ を変化させて  $V$ を測定した一例を、図 5.4 に示す。最小二乗法でこれの近似直線を求め、その傾き  $a$ と切片  $b$ を得た。 $a$ と  $b$ の誤差をそれぞれ  $|\Delta a|$ 、 $|\Delta b|$ とする。これらの決定は  $a \pm \Delta a$ 、 $b \pm \Delta b$  で定まる領域内に測定データが収まり、かつ式(5.9)における  $|\Delta a|/a + |\Delta b|/b$  の項が最小となるように行い、 $a \pm \Delta a = (3.17 \pm 0.01) \times 10^{-5}$  と  $b \pm \Delta b = (1.7851 \pm 0.0005) \times 10^2$  を得た。半径は光学顕微鏡で測定し、 $r_p \pm \Delta r_p = (3.57 \pm 0.01) \times 10^{-4}\text{m}$  であった。また、温度  $T = 2.98 \times 10^3\text{K}$  であった。式(5.6)-(5.8)より、 $q \pm \Delta q = (5.93 \pm 0.07) \times 10^{-12}\text{C}$ 、質量  $m \pm \Delta m = (1.27 \pm 0.02) \times 10^{-8}\text{kg}$  を得た。これにより磁気懸架で重要なペレットを  $0.2\mu\text{g}$  の精度で測定できることが確認できた。

つり合い電圧  $V$  と空気の圧力  $P$  の測定器誤差を比較すると、 $V$  はデジタルマルチメータで測定しており、その測定器誤差は  $P$  に比べて十分に小さい。そこで誤差  $\Delta a$ 、 $\Delta b$  の主な要因は  $P$  の測定器誤差から生じると思われる。さきの図 5.4 に

において測定点における  $P$  の値と近似直線との残差を求めると3%であった。この残差は圧力センサの測定器誤差と同程度である。

式(5.10)において、文献[6]より残留気体密度 $\rho_g=0.20\text{kg/m}^3$ 、器壁密度 $\rho_p=2.5\times 10^3\text{kg/m}^3$ 、とすると、壁厚 $t_p=3.2\mu\text{m}$ を得た。質量測定に用いたGMBを割り、SEMで断面を5カ所観察した。その観測像の1つを図5.5に示す。さきの壁厚 $t_p$ はそれらの観測された壁厚のほぼ平均値であることを確認した。

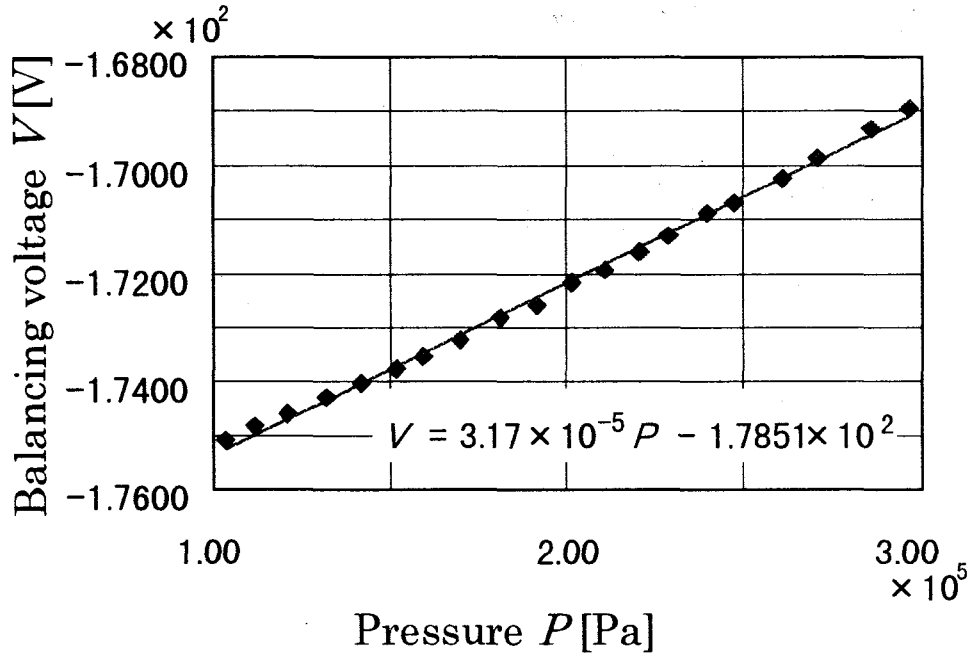


図 5.4 絶対圧力  $P$  とつり合い電圧  $V$  の測定値

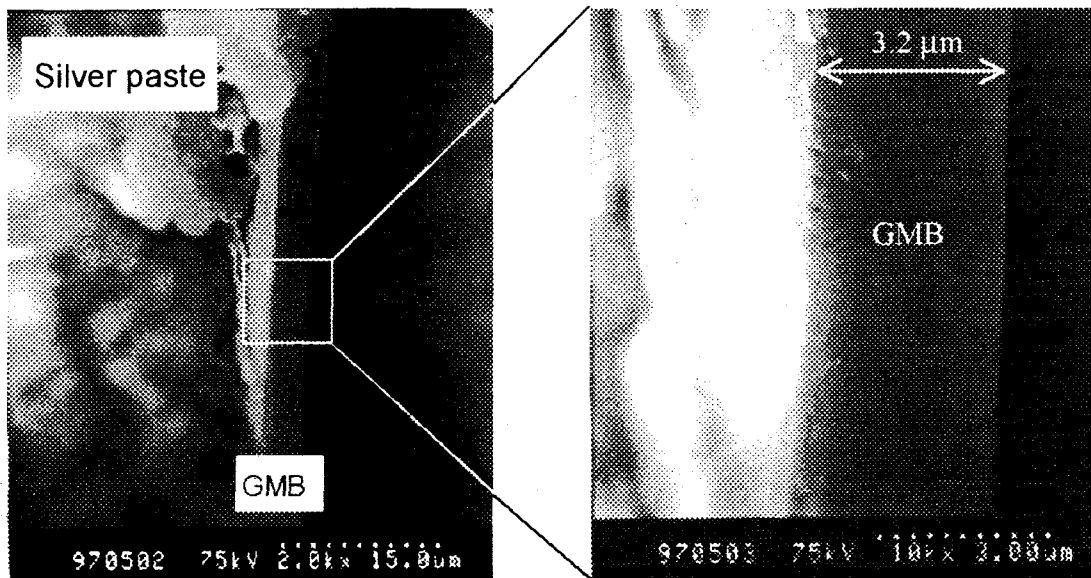


図 5.5 SEM による GMB の断面観測像の例

## 5.3 分光光度分析によるNiコート厚測定

### 5.3.1 Niコート方法

GMB 上への Ni コートには図 5.6 に示す抵抗加熱式真空蒸着装置を用いた。およそ 10 個の GMB をメッシュ(銅線 0.24mmφ、ピッチ 0.65mm)製のかご(20mm×20mm、高さ 12mm) 入れ、バイブレータで~350Hz の振動を与える。このかごに入れる GMB の数とバイブレータの振動周波数は、GMB が良好にかいてんし、GMB 上に一様な Ni コートができるように実験的に決定した。ここでは、バイブレータとして電磁スピーカーを用いる。純度 99.99%の Ni を装置下部のタングステンボートに乗せ、AC 電流を~120A 流して Ni を蒸発させる。このかごとタングステンボートとの距離は標準で 90mm とした。タングステンボートの上のシャッターを開き、水晶振動子式の N 成膜コントローラ(日本真空技術、CRTM-5000)で監視しながら蒸着する。必要なコート厚が得られたらシャッターを閉めて蒸着を終える。コート厚 70nm の蒸着をする場合、蒸着時間は 10 分間程度である。なお、GMB とメッシュのかごは下地処理として、アセトンで 5 分間以上超音波洗浄を行い、油脂及び油脂以外の付着物を除去してから用いる。

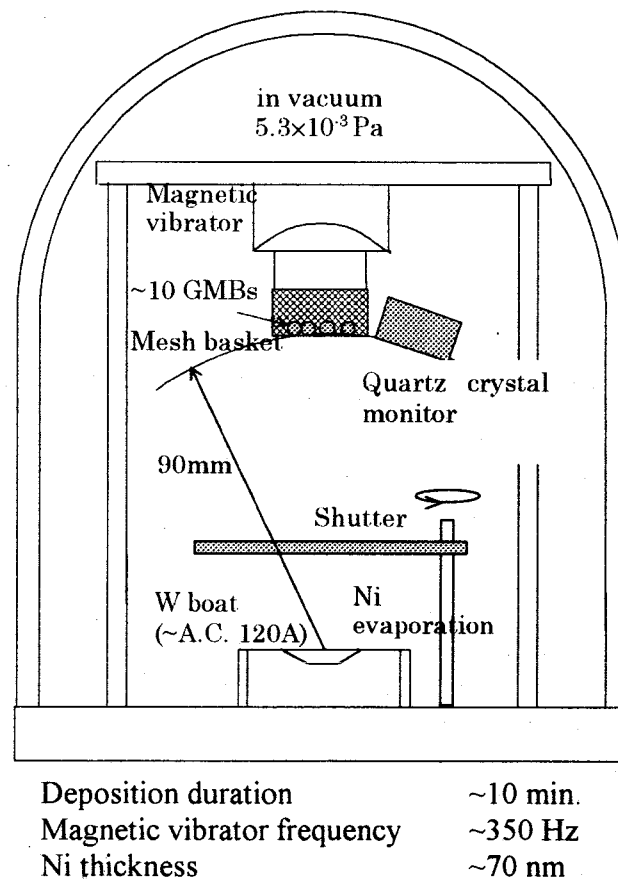


図 5.6 抵抗加熱式真空蒸着装置を用いた GMB 上への Ni コート

## 5.3.2 水晶振動子式成膜コントローラとによるコート厚の推定

GMB上にコートされたNi層のコート厚は水晶振動子式成膜コントローラの重量変化をコート厚に換算し、以下のように評価している。蒸着の様子を図5.7に示す。GMBはメッシュ上でランダムに振動し、回転しながらその全面にNi層が形成されるのに対して水晶振動子は静止しており、その下面にNi層がコートされる。GMBの断面積 $S=\pi r_p^2$ に等しい面上にコートされたNi層の厚さ $t_m'$ とGMB上でのコート厚 $t_m$ との関係はメッシュ透過率を $T$ として

$$4\pi r_p^2 t_m = T S t_m' \quad (5.11)$$

となる。断面積 $S$ は

$$S = \pi r_p^2 \quad (5.12)$$

であるから、これを式(5.11)に代入して

$$4\pi r_p^2 t_m = \pi r_p^2 t_m' \cdot T \quad (5.13)$$

となる。また、メッシュの透過率を44%と与えると、 $t_m$ と $t_m'$ の関係は

$$\frac{t_m}{t_m'} = 0.11 \quad (5.14)$$

である。すなわちGMB上のNi層の厚さは水晶振動子上にコートされたNi層の厚さの11%として推定できる。

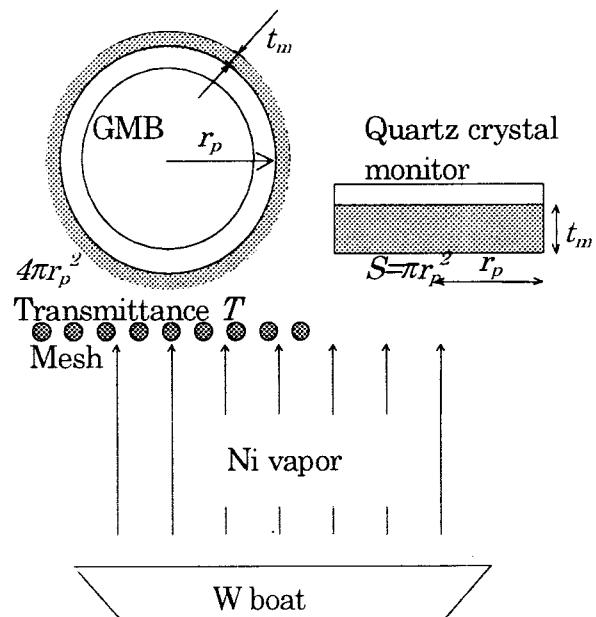


図 5.7 蒸着の様子

### 5.3.3 吸光光度分析法によるNiコート厚測定法

#### 1) 吸光光度分析法によるNiコート厚測定の原理

吸光光度分析は試料による光の吸収の割合を測定比較して分析を行うものである。単色光が均質な媒質を通過するとき、入射光強度  $I_0$ 、透過光強度  $I$ 、媒質層の厚さ  $L$ 、媒質中の光を吸収する成分の濃度  $c$ 、吸光係数  $\epsilon_\lambda$  とすると、Lambert-Beer の法則より吸光度  $A$  は

$$A = \log \frac{I_0}{I} = -\log \frac{I}{I_0} = \epsilon_\lambda c L \quad (5.15)$$

となる。Ni の吸光光度分析では、多くの有機発色試薬が知られているが、そのうち HON=C-C=NOH 基[7]をもつ試薬がもっとも多く用いられている。この基をもつジオキシム類は Ni と反応して発色を示す。Ni を溶かした液量を  $L$  とすると Ni の質量  $m$  は

$$m = c \cdot L \quad (5.16)$$

である。また、GMB の半径を  $r_p$ 、Ni のコート厚を  $t_m$ 、Ni の密度を  $\rho$  とすると、

$$m = 4\pi r_p^2 t_m \rho \quad (5.17)$$

となる。式(5.15)-(5.17)よりコート厚  $t_m$  は

$$t_m = \frac{AL}{\epsilon_\lambda 4\pi r_p^2 \rho} \quad (5.18)$$

と求められる。したがって、 $\epsilon_\lambda$  を求めておき、個々の Ni-GMB の  $A$  と  $r_p$  を式(5.18)に与えることによって  $t_m$  を得る。またこの式は、メッシュのかごに入れた同一ロットの GMB ~10 個に関して  $A$  が  $r_p^2$  に比例するならば、そのロットの Ni のコート厚がみな等しいことを意味している。この原理に基づいて、以下に示す手順で実験をした。この時、測定値の有効桁数は 2 または 3 である。

#### 2) 検量線の作成

1.0mg の Ni 板(99.99%)を塩酸で溶かし、水で希釈して Ni 濃度 0.10mg/ml の溶液(A)10.0ml を作った。この溶液(A)から 5.0、10.0、20.0 $\mu$ l をとり、それぞれに、酸化剤として飽和臭素水 40.0 $\mu$ l を加え、アンモニア水およそ 80 $\mu$ l を加えて pH8~10 にした。さらに、ジメチルグリオキシム溶液 40.0 $\mu$ l を加えて発色させて溶液(B)を作った。これらを純水で希釈して全容 1.00ml にすることによって、Ni 濃度 0.50、1.0、2.0 $\mu$ g/ml の溶液(C)を作った。これらを測定試料として、 $l=10.0$ mm の分光光度計の標準ガラスセルに移した。このとき分光光度計の参照試料セルには Ni 濃度 0、すなわち溶液(A)を用いずに溶液(B)~(C)と同じ手順で作った溶液、すなわち、飽和臭素水 40.0 $\mu$ l、アンモニア水およそ 80 $\mu$ l、ジメチルグリオキシム溶液 40.0 $\mu$ l、に純水を加えて 1.00ml にしたものをを用いた。なお吸光度の時間変化の影響をさけるため、これらの試薬を作ったあと 10 分以内に自記分光光度計(日立、UV-330)で測定した。

Ni 濃度 1.0 $\mu$ g/ml の溶液(C)の波長に対する吸光度を測定して得た吸収曲線を図 5.8 に示す。これより吸収極大波長は 445nm であることを確認した。この波長の吸光度は、溶液を作った後 10 分程度の時間内はほとんど変化しない[8]。残りの Ni 濃度の異なる 2 つの溶液(C)の吸光度も測定し、図 5.9 に示す検量線を作成し、その傾きと  $l=10.0$ mm から吸光係数  $\epsilon_{445nm}=25\mu\text{l}/(\mu\text{g}\cdot\text{mm})$  と決定した。

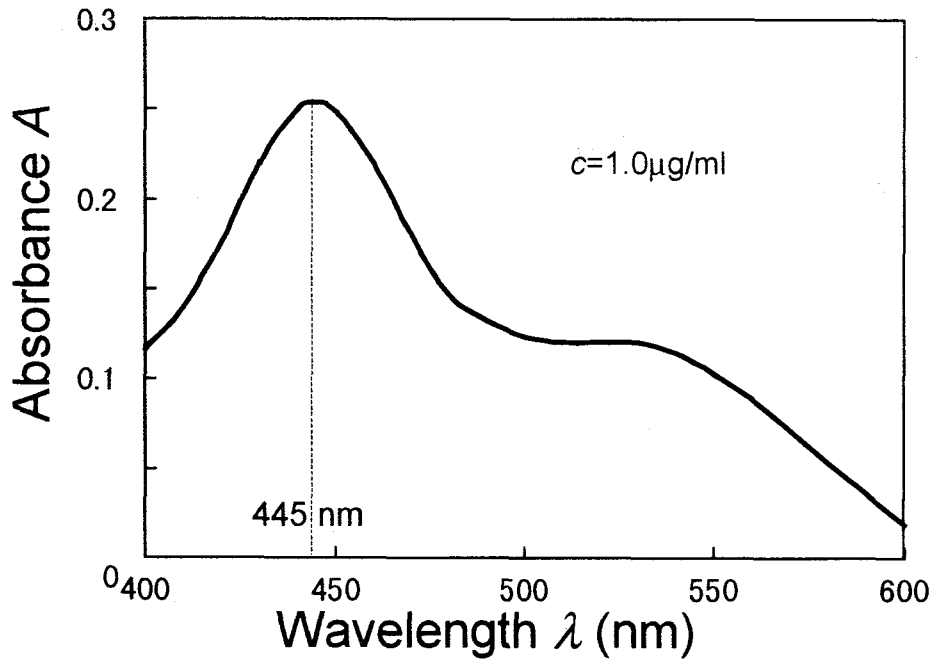


図 5.8 溶液 (C) の吸収曲線

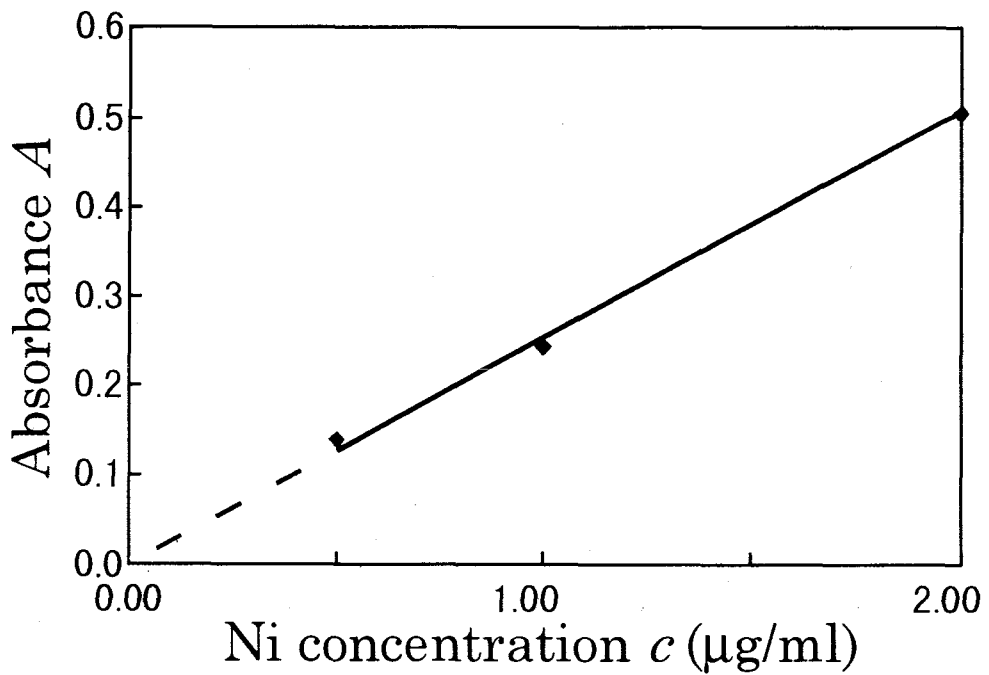


図 5.9 検量線

## 3) コート厚測定結果

前述のように筆者の用いた真空蒸着装置では、一度におよそ 10 個の GMB をコートできる。水晶振動子式成膜コントローラーの値  $t_m'$  が  $8.00 \times 10^2 \text{nm}$  と  $6.20 \times 10^2 \text{nm}$  になるまで蒸着して、異なるコート厚の 2 ロットを準備した。また、あらかじめ GMB の半径を測定することで、コート後でも Ni-GMB を特定できるようにした。

各ロットそれぞれ 9 個の Ni-GMB について、それぞれ個別に Ni を  $80.0 \mu\text{l}$  の塩酸で溶かして溶液(A')を作った。これに飽和臭素水  $40.0 \mu\text{l}$ 、アンモニア水およそ  $80 \mu\text{l}$  を加えて pH8~10 にした。さらに、ジメチルグリオキシム溶液  $40.0 \mu\text{l}$  を加えて発色させ、溶液(B')を作った。これに純水を加えて全量で  $1.00 \text{ml}$  の溶液(C')を作り、これを測定試料とした。そして、溶液(A')を用いずに溶液(B')~(C')と同じ手順で作った参照試料を用いて、自記分光光度計で波長  $445 \text{nm}$  の吸光度を測定した。その結果得た半径と吸光度との関係を図 5.10 に示す。このときの吸光度は  $0.16 \sim 0.36$  であり、前述の検量線の測定範囲内にある。図中の実線は  $A$  がペレット半径  $r_p$  の 2 乗に比例するとして作成した実験曲線であり、2 つのロットとも  $A$  が  $r_p^2$  に比例していることが判る。すなわち式(5.14)より、同一ロットのコート厚がみな等しいことを示している。

測定に用いた Ni-GMB の半径とその吸光度、 $r=10.0 \text{mm}$ ,  $L=1.00 \text{ml}$ 、前述で得た  $\epsilon_{445 \text{nm}}=25 \mu\text{l}/(\mu\text{g} \cdot \text{mm})$  を式(5.18)に与え、密度としては Ni 板と同じ  $\rho=8.85 \text{g}/\text{cm}^3$  として得たコート厚と半径との関係を図 5.11 に示す。同一ロット内では、半径によらずコート厚は一定であり、 $t'=8.00 \times 10^2 \text{nm}$  (800nm lot と称す) のコート厚は  $87 \text{nm}$  で、 $t'=6.20 \times 10^2 \text{nm}$  (620nm lot と称す) のコート厚は  $71 \text{nm}$  であった。この  $87 \text{nm}$  と  $71 \text{nm}$  の誤差は  $\pm 5\%$  程度であり、それ

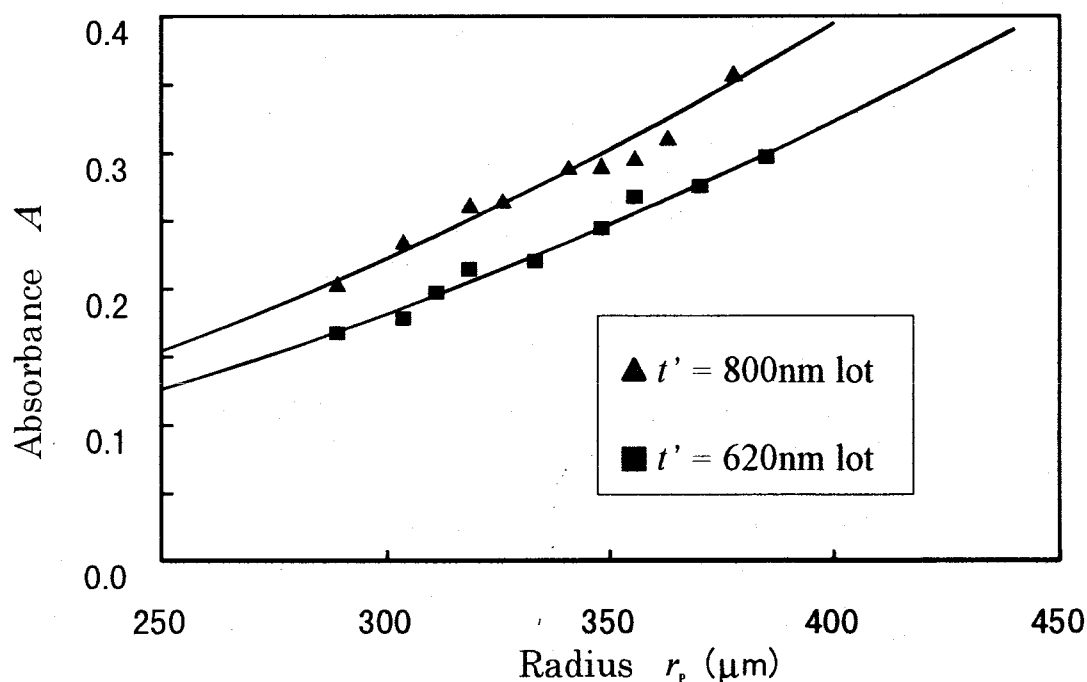


図 5.10 半径  $r_p$  と吸光度  $A$  との関係



はペレット半径、液量、吸光度の測定において生じたものである。

成膜コントローラの値が $8.00 \times 10^2 \text{nm}$  のロットのNi-GMBの断面を走査型電子顕微鏡(日立、H-8100)によって観察した。それらの断面の一例を図5.12に示す。このNi-GMBのNiのコート厚は90nmであり、前述の誤差の範囲で一致していた。

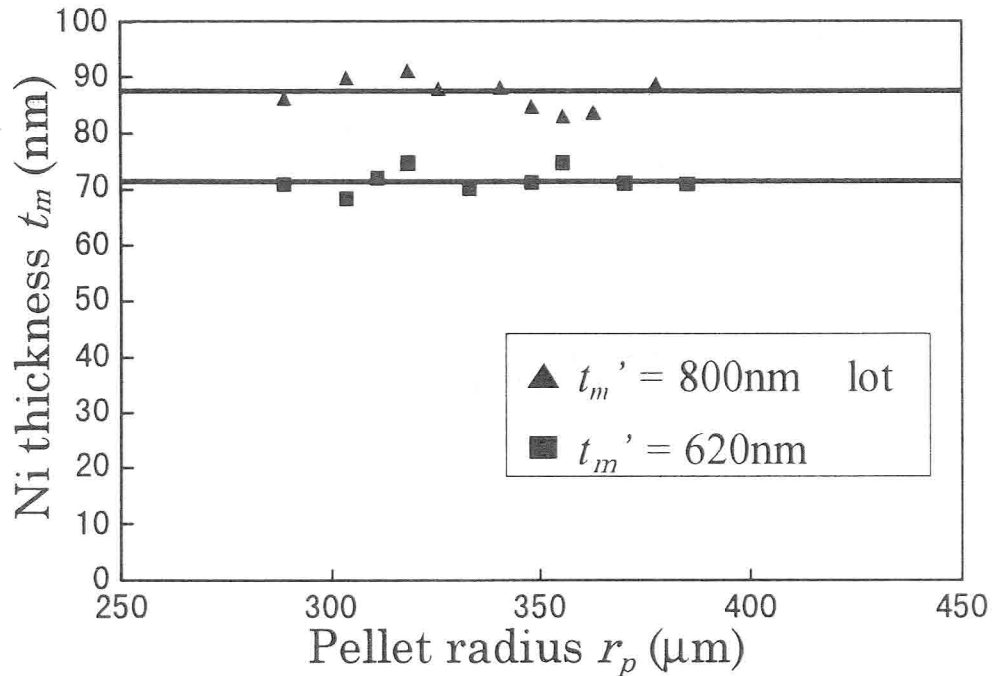


図 5.11 コート厚と半径との関係

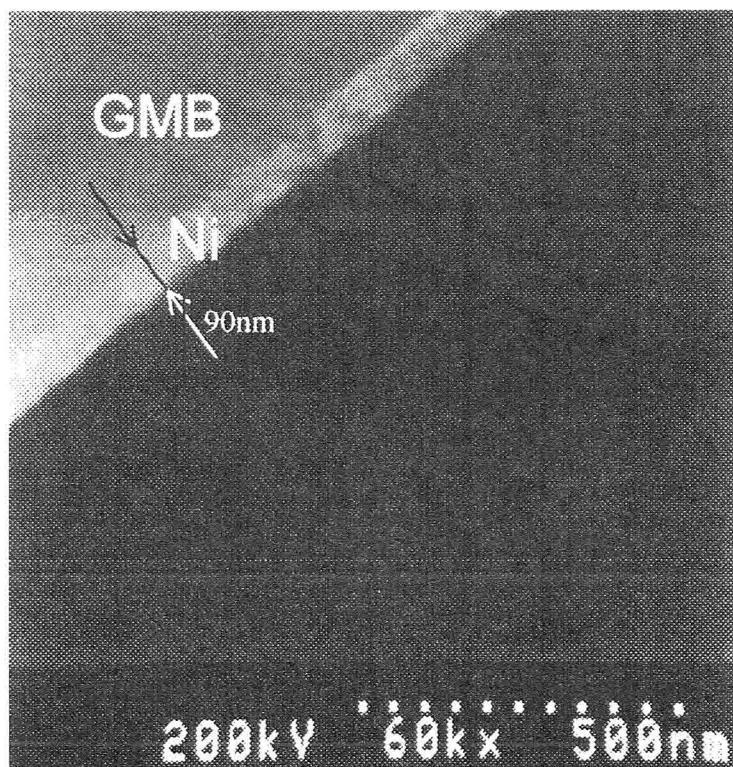


図 5.12 SEM で観測した Ni-GMB の断面の例

## 5.4 まとめ

磁気懸架において重要なパラメータであるペレットの質量とNi層のコート厚などを高精度に測定する方法を開発した。質量測定には3次元4重極による電界浮揚を利用し、雰囲気体の圧力を変えてペレットに与えられる浮力を制御し、浮遊に必要な電圧と圧力の関係から質量を $\pm 0.2\mu\text{g}$ の精度で測定できることを示した。Ni層の厚さ測定にはジオキシム類がNiと反応して現れる光吸収を利用し、蒸着膜の厚さの評価に一般的に用いられる水晶振動子式成膜コントローラから得られるコート厚が $\pm 5\%$ 以下の精度で正しい値を与えることを確認した。化学反応による光吸収はレーザー核融合でペレットのコートに広く利用されているAlやAuにも応用可能[9]であり、上記の方法はこれらのコート厚の測定にも適用できうる。

## 参考文献

- [1] 日本規格協会, 質量の精密測定マニュアル(1981) 日本規格協会.
- [2] J. W. Beams, C. W. Hulburt, W. E. Lotz, Jr., R. M. Montague, Jr., *Rev. Sci. Instrum.* **26**, 1181 (1955).
- [3] S. Arnold, *J. Aerosol Sci.* **10**, 49 (1979).
- [4] W. H. Hartung, C. T. Avedisian, *Proc. R. Soc. Lond. A* **437**, 237 (1992).
- [5] 国立天文台編:理科年表, p.443 (1995) 丸善.
- [6] T. Norimatsu, H. Tajima, M. Takagi, S. Nakai, C. Yamanaka: *Research Report, Institute of Laser Engineering Osaka University, 1987-1989*, p.53 (1989).
- [7] 無機応用比色分析編集員会編、無機応用比色分析, p.4 (1975) 共立出版.
- [8] A. M. Mitchell and M. G. Mellon, *Industrial and Engineering Chemistry* **17**, 380 (1945).
- [9] 大西実、東原巖、吸光光度法—無機編 (1983) 共立出版.

## 第6章 均一爆縮にむけてのNiコート膜の除去

### 6.1 はじめに

本研究で開発した磁気懸架法は、ペレットの上方に電磁石を設置するだけでよく、懸架距離も比較的大きいことからレーザー核融合爆縮実験において、レーザー光の照射配置に制限を与える要因が少なく、レーザー核融合用のペレット懸架法として極めて優れた方式であると言える。欠点はペレット表面にNiのような原子番号の大きい材料をコートする必要があることである。Ni層の厚さは70nmで磁気懸架できることを第3章で示したが、レーザー爆縮に際してNiから放射されるX線によりペレット内部の燃料がプリヒートされる可能性がある。爆縮用レーザーに先立つプリパルスによりGMBに損傷を与えることなくNi層だけを除去できればこの問題を解決できる。Ni層の除去によりペレットは自由落下するが落下距離を1 $\mu$ mまで許容できるとすると落下時間は $\sim 0.5$ msである。この時間内に爆縮用のメインレーザーを照射することは技術的に可能である。

本章ではプリパルスレーザーによるNi層の除去について検討する。熱拡散モデルを用いてNi層を除去するために必要なレーザー光の照射条件を推定し、ついでガラス基板上にコートしたNi層の除去実験により照射条件を確認した。

レーザーアブレーションは物質の表面加工や成膜などのような処理に利用されている。ここで取り上げる薄膜の除去に関してはICや液晶ディスプレイ製造用のホトマスクのリペアリングに応用されている[1,2]。ホトマスクはガラス基板にCrをコートしたものでパルスレーザー照射して、Crのはみ出し部や、黒欠陥の修正が行われてきた。この場合ガラス基板へ損傷を与えることなくCr層のみを除去することが望まれているが、レーザー照射条件の定量的な評価はなされていない。従来は商用のパルス幅5ns $\sim$ のQスイッチNd:YAGレーザーの基本波が用いられてきた。

### 6.2 熱拡散モデルの理論

レーザー光が金属に入射すると、金属中の自由電子に吸収される。レーザーの周波数を $f$ 、真空中の光速を $c$ 、金属中の屈折率を $n$ 、減衰係数を $k$ とすると、レーザー吸収効率 $\eta$ は

$$\eta = \frac{4n}{(n+1)^2 + k^2} \quad (6.1)$$

レーザーの浸透深さ $d_i$ は

$$d_i = \frac{c}{4\pi k} \quad (6.2)$$

と表される。金属中の電子の衝突周波数を $\nu$ 、金属中のプラズマ周波数を $f_p$ とすると、レーザー吸収効率 $\eta$ との間には

$$\nu = \frac{\eta f_p}{2} \quad (6.3)$$

の関係がある。

以下では、YAG レーザー(波長  $1.06\mu\text{m}$ )、金属として Ni を対象とする。この波長において  $n=3$ 、 $k=5$  である[3]。式(7.1)よりレーザー吸収効率  $\eta=0.3$  の割合で、式(6.2)より浸透深さ  $d_i=16\text{ nm}$  の距離内に吸収されることがわかる。また、 $f_p\sim 10^{15}\text{ Hz}$  であるから、 $1/\nu\sim 10^{-14}\text{ s}$  の時定数程度で吸収が起こる。

図 6.1 に示す熱拡散モデルに基づきガラス基板上的 Ni 層の除去を考える。パルス幅  $t_p$  の矩形のレーザー光が Ni 層の上方から照射されているとする。Ni 層は加熱されサーマルフロントが内部に伝搬する。時間とともに  $t=t_m$  で Ni 層表面は融点に達し液化が、ついで  $t=t_v$  で沸点に達して蒸発が起こる。融点  $T_m$  の点および沸点  $T_v$  の点も Ni 層内部に伝搬する。サーマルフロントの位置が Ni 層の厚さ  $d$  まで到達しときにレーザー照射を終了するものとする。

Ni 層表面に単位時間単位面積あたりに吸収されたエネルギーを  $H\text{ [Wm}^2\text{]}$  とする。それは熱伝導で内部に輸送される。金属の熱伝導係数を  $K\text{ [Wm}^{-1}\text{K}^{-1}\text{]}$  とする。時刻  $t=0$  にステップ関数で  $H$  が与えられると、表面の温度上昇は式(6.4)で与えられる[4,5]。

$$\Delta T(t)_{z=0} = \frac{2H\sqrt{\kappa t}}{K\sqrt{\pi}} \quad (6.4)$$

時刻  $t_i$  における実効的サーマルフロントの位置を  $z_i$  とすると、熱拡散係数を  $\kappa$  として、熱拡散時間  $t_i$  を

$$t_i = a \frac{z_i^2}{4\kappa} \quad (6.5)$$

で与える。 $a$ はこの熱拡散現象と下に与える相変化現象を矛盾無く説明できるように与えた係数である。

相変化現象として、まず式(6.4)から表面( $z=0$ )が融点  $T_m$  に達するまでの時間  $t_m$  が求められ、次式を得る。

$$t_m = \frac{\pi}{\kappa} \cdot \left( \frac{T_m K}{2H} \right)^2 \quad (6.6)$$

その時刻から融点  $T_m$  の点が内部に伝搬して行き、表面が沸点  $T_v$  に達した時刻  $t_v$  において、境界面の伝搬距離  $S_e$  は次式で与えられる[6]。

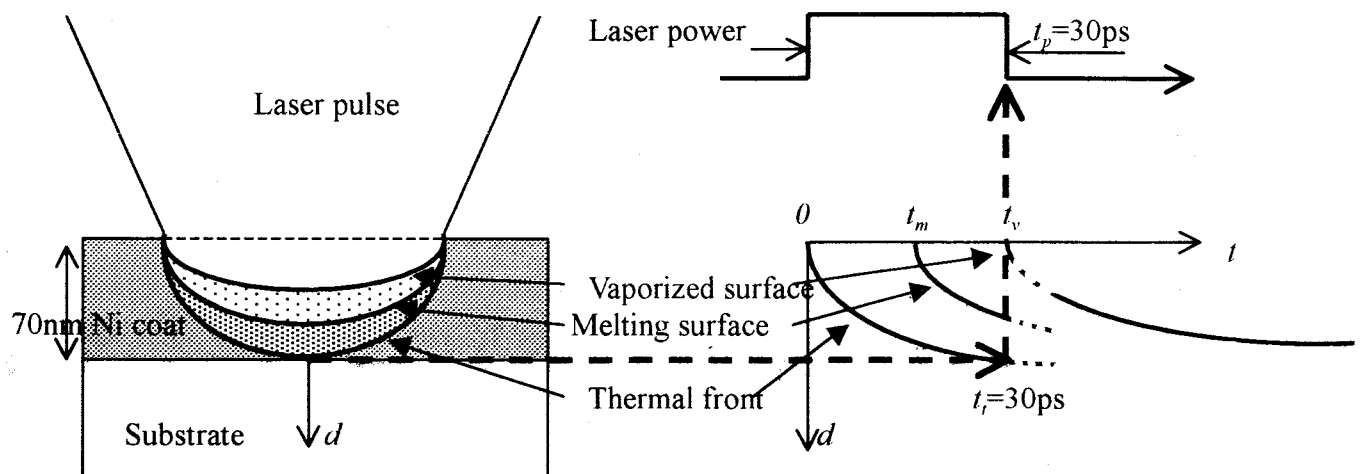


図 6.1 パルスレーザーによる Ni コート除去の熱拡散モデル

$$S_a = \frac{0.16H(t_v - t_m)}{\rho L_m} \quad (6.7)$$

また、時刻  $t_v$  は、式(6.4)より次式のようになる。

$$t_v = \frac{\pi}{\kappa} \cdot \left( \frac{T_v K}{2H} \right)^2 \quad (6.8)$$

ここで、 $S_a$ をコート厚  $d$  で、 $H$ をレーザー吸収効率  $\eta$  とレーザー強度  $I_L$  の積で置き直す。また、熱拡散係数  $\kappa$  は熱伝導係数  $K$  と比熱  $C$  と質量密度  $\rho$  から与えられる。これらを次式で示す。

$$d = S_a \quad (6.9)$$

$$H = \eta I_L \quad (6.10)$$

$$\kappa = \frac{K}{\rho C} \quad (6.11)$$

式(6.6)-(6.8)から未知数を  $t_m$ 、 $t_v$ 、 $I_L$  として次式を得る。

$$t_m = \frac{\rho d^2}{\pi K C} \left\{ \frac{12.5 L_m T_m}{(T_v^2 - T_m^2)} \right\} \quad (6.12)$$

$$t_v = \frac{\rho d^2}{\pi K C} \left\{ \frac{12.5 L_m T_v}{(T_v^2 - T_m^2)} \right\} \quad (6.13)$$

$$I_L = \frac{0.04 \pi K C (T_v^2 - T_m^2)}{\eta L_m d} \quad (6.14)$$

ここで、Niの物性値( $\rho, K, C, T_m, T_v, L_m$ )[7]が相変化においても変わらないと仮定する。レーザー吸収効率はレーザー照射によるNi層表面の熔融で高くなることが知られており、 $\eta=1.0$ とする。レーザーのパルス幅  $t_p$  を  $t_v$  に等しいとし、

$$t_p = t_v \quad (6.15)$$

と置く。 $a$ は筆者の場合、0.5が適当な値である。これらの数値を式(6.5)、(6.12)-(6.15)に入れて整理し、次式を得る。

$$\left. \begin{aligned} t_i &= 5.5 \times 10^3 z_i^2 & [s] \\ t_m &= 6.8 \times 10^4 d^2 & [s] \\ t_p &= 2.2 \times 10^5 d^2 & [s] \end{aligned} \right\} \quad (6.16)$$

$$I_L = \frac{1.1 \times 10^5}{d} \quad [\text{Wm}^2] \quad (6.17)$$

また、レーザーフルエンス  $F_L$  はレーザー強度  $I_L$  とパルス幅  $t_p$  との積で与えられ

$$F_L = 2.4 \times 10^{10} d \quad [\text{Jm}^2] \quad (6.18)$$

となる。さらに、レーザーの照射半径  $7.0 \times 10^4 \text{m}$  を与えると、レーザーエネルギー  $E_L$  は

$$E_L = 3.7 \times 10^4 d \quad [\text{J}] \quad (6.19)$$

となる。

これらの式を図6.2に示す。横軸は深さ方向の距離  $d$  である。また、この横軸は実効的サーマルフロントの位置  $z_1$  をも示すものである。縦軸は  $t_i$ 、 $t_m$ 、 $t_p$ 、 $I_L$ 、 $F_L$ 、 $E_L$  を示す。すでに述べたようにレーザーはNd:YAGレーザー、金属はNiに限定している。この図の左

には、レーザープロセッシングの数値例を示してある。図中、商用レーザー加工機 1(溶接、穴あけ、切断)にはノーマル発振 Nd:YAG レーザーが用いられ、 $t_p=0.1 \text{ ms} \sim 10 \text{ ms}$  の範囲にある。商用レーザー加工機 2(マーキング、トリミング、リペアリングの表面加工)には Q スイッチ Nd:YAG パルスレーザーが用いられ、 $t_p=5 \text{ ns} \sim 100 \text{ ns}$  の範囲にある。本論文のようなコート除去の場合、横軸上で  $d=50\text{nm} \sim 100\text{nm}$  を与えると、 $t_t$  との交点より、 $t_p=10\text{ps} \sim 100 \text{ ps}$  を得る。これは、上記商用レーザー加工機の範囲外であり、 $10 \text{ ps} \sim 100 \text{ ps}$  のモードロック Nd:YAG レーザーが適していることがわかる。

ここで、このグラフを用いて、以下に示す数値的評価を行う。レーザーのパルス幅、ここでは  $30\text{ps}$ 、を横に伸びる破線で示す。そして  $t_t$  との交点の横軸の値を除去されるコートの厚さとする。その破線と  $t_p$  の交点から縦に伸びる破線は必要なレーザー照射条件の数値を示している。 $I_L$  との交点から、レーザー強度  $I_L=9 \times 10^{12} \text{ Wm}^{-2}$  を得る。同様にして、フルエンス  $F_L=3 \times 10^2 \text{ Jm}^{-2}$ 、レーザーエネルギー  $E_L=4 \times 10^4 \text{ J}$  を得る。

### 6.3 モードロック Nd:YAG レーザーによる Ni コート膜の除去

Ni コート膜除去にはモードロック Nd:YAG レーザー発振器を用いた。レーザー発振器では Nd:YAG ロッド(Litton、 $\phi 5\text{mm} \times 75\text{mm}$ )を Xe フラッシュランプ(EGG、FX-33C-2)で励起し、過飽和色素(日本感光色素、NDL-112)でモードロックをかけることにより、パルス幅  $30\text{ps}$  パルス列(波長  $1.06\mu\text{m}$ 、パルス間隔  $10 \text{ ns}$ 、パルス数 $\sim 10$ )を発生している。その

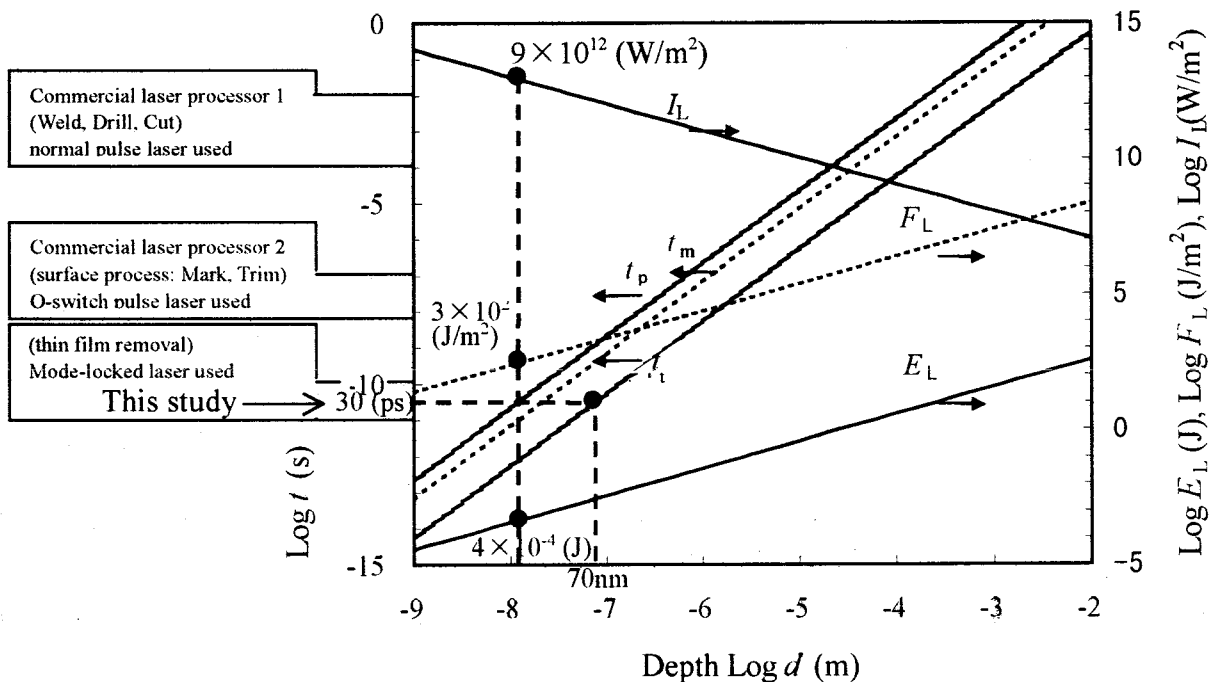


図 6.2 熱拡散モデルの計算から得たグラフ

パルス列からポッケルスセルで単一パルスを切り出した。2光子蛍光法で計測したパルス幅は 30ps である。単一パルスのエネルギーは減衰フィルタの交換によって可変とし、 $E_L=0.47\text{ mJ}\sim 4.7\text{ mJ}$  とした。Nd:YAG レーザーの空間強度分布はガウス型であるが、レーザー照射位置で長径 1.9 mm、短径 1.3 mm の楕円であった。レンズを用いないで直接ターゲットに照射すると、フルエンス  $F_L=2.5\times 10^2\sim 2.5\times 10^3\text{ Jm}^{-2}$ 、レーザー強度  $I_L=8.2\times 10^{12}\sim 8.2\times 10^{13}\text{ Wm}^{-2}$  となる。

ターゲットはガラス基板(MATSUNAMI、 $18\times 18\text{ mm}$ 、厚さ  $150\mu\text{m}$ )に Ni を真空蒸着したものを使用した。膜厚は  $d=62.6\text{ nm}\sim 82.3\text{ nm}$  であり、レーザー多重干渉法(MBI: Multiple-Beam Interferometer 法)で予め測定した。ターゲットを真空チャンバ内( $8\times 10^{-2}\text{ Torr}$ )に設置し、レーザーを垂直入射した。レーザーエネルギーと照射位置とを変え、ターゲット 1 枚につき 9 ショットした。また、比較のため、大気圧においても同様に実験を行った。

レーザー照射後のターゲットの表面形態を次の 3 つの方法で調べた。検査 I : 光学顕微鏡で Ni コート除去面積と断面の状態を観察した。検査 II : 走査型電子顕微鏡(JEOL、JSM-820)で、コート除去部分の高分解測定を行い、バブルの量を観察する。検査 III : MBI 法を用いて、ガラス基板のダメージの有無を観察した。

## 6.4 測定結果および考察

レーザー照射後のターゲットを光学顕微鏡で観察した検査 I の代表的な結果を図 6.3 に示す。同図(a) に著者が定めた評価基準を示す。縦の矢印はレーザー強度の増大方向を示している。○印は、除去面積がレーザーの断面積と同程度であったことを意味する。×印は、過除去あるいは不足除去の場合である。さらに大気中では、荒れた断面とクラックが発生した場合も×印で示す。また、それらの下に記した記号 V は真空中を、A は大気中を、意味する。n はレーザー強度に対応しており、レーザー強度の低い方から順に 1-3 と分類する。同図(b) は真空中、同図(c) は大気中における結果である。真空中では良好な除去が可能であり、その一例が V2(○)に示されている。大気中では荒れた断面とクラックが観測された。クラックの発生には、加熱された大気の横方向運動が関与していると思われる。

図 6.4 は走査電子顕微鏡(SEM)で観察した検査 II の写真である。図(a)は評価基準で、前述と同様に矢印はレーザー強度の増大方向を示す。バブルの少ない場合を○、多い場合を×、と評価する。標本としては上で用いた V3 を図(b)に、V2 を図(c)に、示す。この両者を比較すると、レーザー強度が大きい場合バブルの数量と径が大きくなった。ただし、○の評価を与えた場合でもバブルが完全に無くなることは無かった。

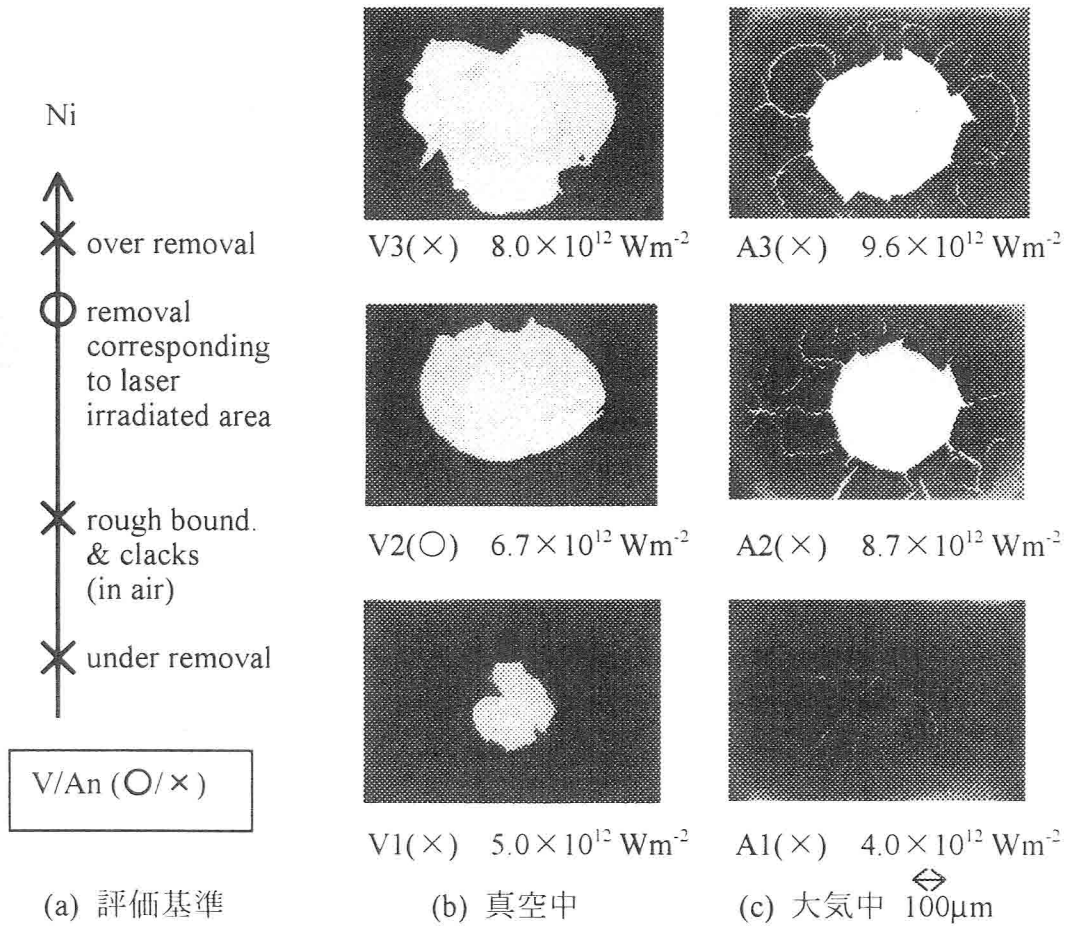


図 6.3 レーザー照射後のターゲットを光学顕微鏡で観察した検査 I の結果

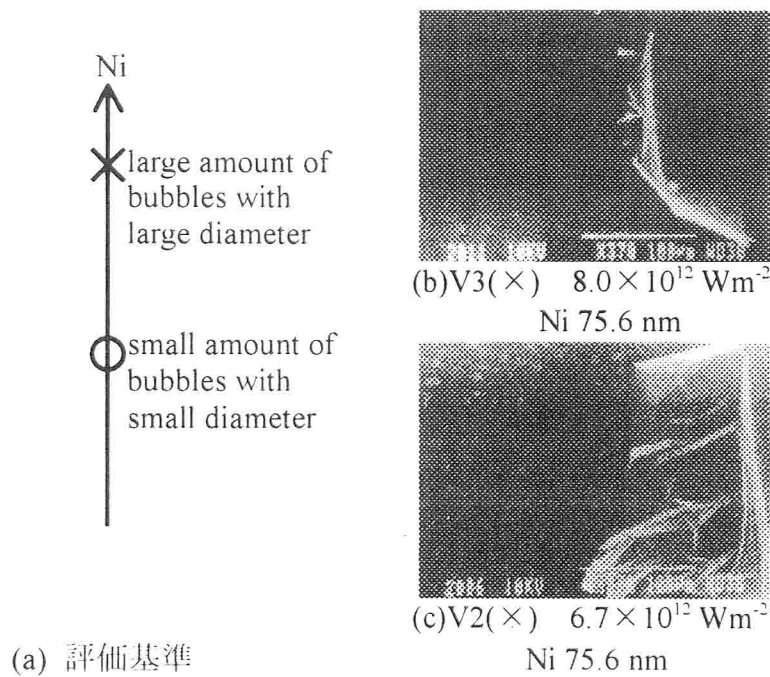


図 6.4 走査電子顕微鏡(SEM)で観察した検査 II の写真



図 6.5 は、MBI 法による検査 III の代表的な結果である。図(a)は評価基準であり、ガラス基板の損傷の有無による。図(b)のように適切なレーザー強度のもとでは、ダメージを受けていないことがわかる。

以上の検査 I~III の結果で、真空中でレーザー照射したものを図 6.6(a)に示す。ガラス基板に損傷を与えないで、Ni コートだけを除去するためのレーザー強度  $I_L$  の最適条件は領域 2 の  $I_L=6 \times 10^{12} \sim 9 \times 10^{12} \text{Wm}^{-2}$  であることがわかった。また、大気中の場合を同図(b)に示す。この場合は評価基準を満たす Ni コート除去ができなかった。

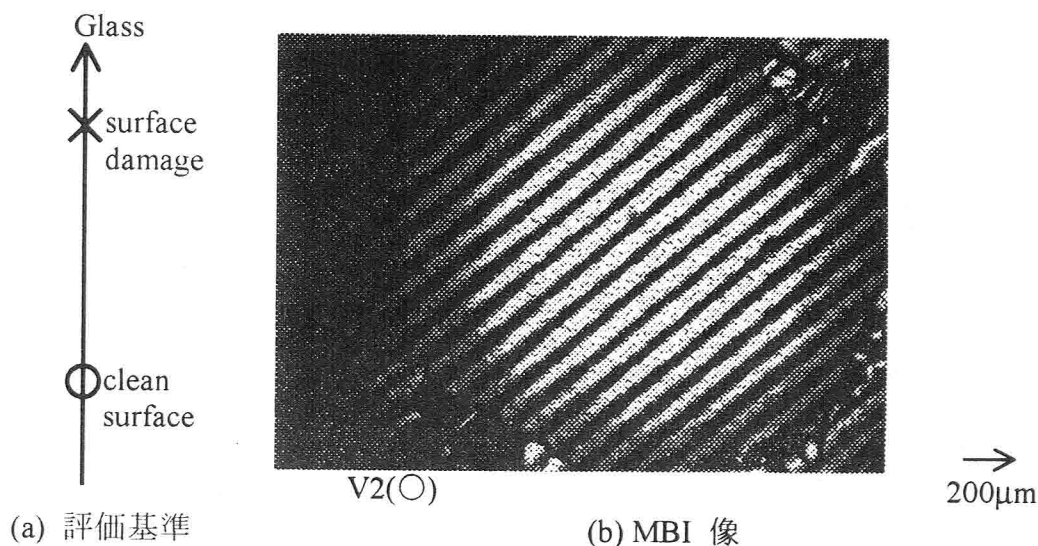


図 6.5 MBI 法による検査 III の結果

## 6.5 まとめ

GMB 上への Ni コートによって、レーザー爆縮実験で Ni から放射される X 線がペレット内の燃料をプリヒートするのを抑えるため、爆縮用メインレーザー照射に先だってプリパルスレーザーを照射し、Ni 層を除去することを提案した。熱拡散モデルに基づいて GMB にダメージを与えることなく、Ni 層だけを除去しうるレーザー照射条件を導いた。この評価に沿って厚さ 62.6-82.3nm の Ni 層をコートしたガラス基板に、パルス幅 30ps のモードロック Nd:YAG レーザーを照射し、真空中と大気中で Ni 層の除去実験を行った。大気中でのレーザー照射では表面の荒れやクラックが観測されたが、真空中では照射強度  $I_L=6 \times 10^{12} \sim 9 \times 10^{12} \text{Wm}^{-2}$ 、フルエンス  $F_L=2 \times 10^2 \sim 3 \times 10^2 \text{Jm}^{-2}$  の条件でガラス基板にダメージを与えることなく Ni 層だけをきれいに除去できることが明らかとなった。この照射条件は熱拡散モデルで導いたレーザー照射条件とよく一致している。

ここでは Ni を対象として膜除去のためのレーザー照射条件を導いたが、この評価方法は他の材料に対しても適用できる。

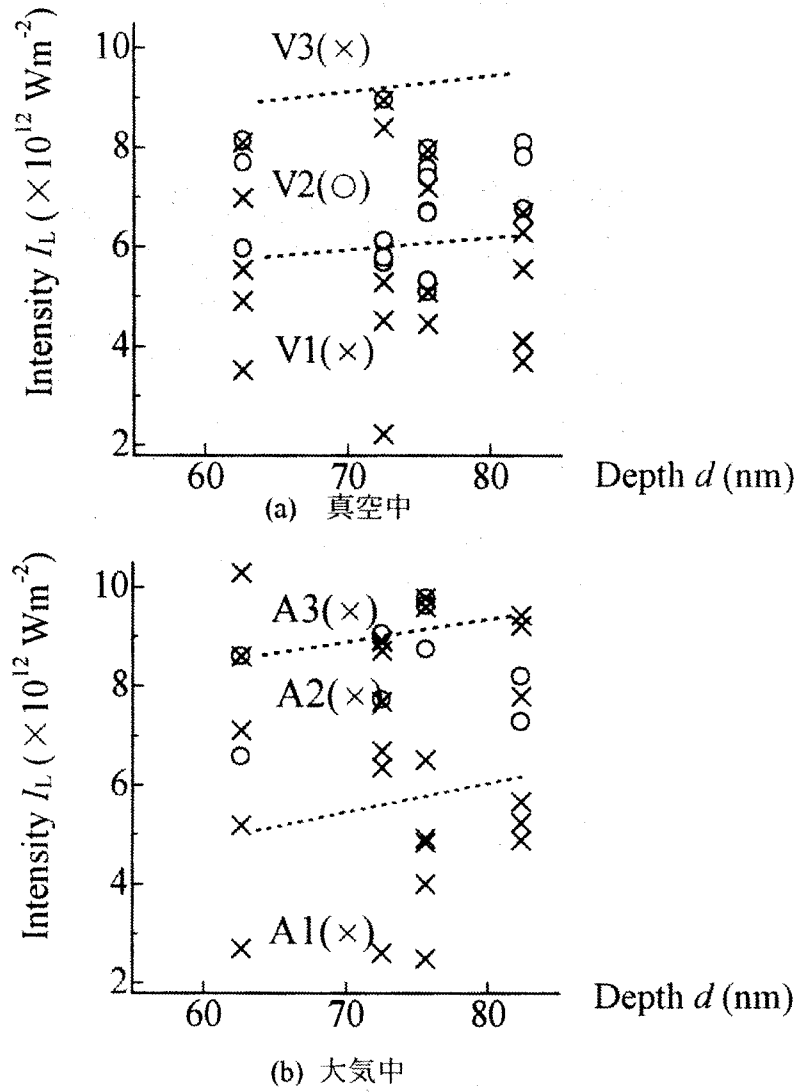


図 6.6 検査 I~III の結果

## 参考文献

- [1] レーザー学会編、レーザープロセッシング、p.282 (平 2) 日経技術図書株式会社.
- [2] 光産業技術振興協会、光技術活用ハンドブック、p.22 (平 1) オプトロニクス社.
- [3] M. J. Weber, CRC Handbook of Laser Science and Technology Vol.IV Pat 2, p.199 (1986) CRC Press, Inc., Boca Raton.
- [4] A. M. Prokhorov, V. I. Konov, I.Ursu, and I. N. Mihailescu, Laser Heating of Metals, chap.3, p.9 (1990) Adam Hilger.
- [5] 清水忠雄監訳、レーザー入門、p.154 (平 4) 森北出版.
- [6] M.I.Cohen, in *Laser Handbook 2* ed. F. T. Arecchi and E. O. Schulz-Doubois, p.1577 (1972) North Holland, Amsterdam.
- [7] 阪上幸男,水谷友徳,吉田弘樹、電気学会プラズマ研究会資料、EP-95-126 (1995).

## 第7章 結論

レーザー核融合では爆縮の均一性向上が重要なテーマであるが、現状の爆縮実験ではストークで支持されたペレットを使用せざるを得なかった。そこで、筆者はペレットの非接触支持により爆縮の均一性向上を図ることを目的として磁気懸架装置を開発し、磁性体コートペレットの懸架実験とレーザー爆縮実験により、ペレットを安定に懸架しうることを実証した。この研究によって、非接触支持ペレットの基礎を築き、爆縮実験に導入するための技術を確立した。

以下に、本論文で得られた結果を各章毎に総括する。

### 第2章 磁気懸架装置の原理とペレットの制御

レーザー核融合用ペレットを安定に磁気懸架するための条件と制御方法を検討した。

- 1)磁性体をコートしたペレットに働く重力と磁気力のつりあいから、ペレットの懸架距離と磁界発生用電磁石のコイル電流の関係を明らかにした。
- 2)垂直方向のつりあいは不安定であるが、ペレットの位置と速度を検出してコイル電流にフィードバックする PD 制御を行うことで安定な懸架が可能であることを示した。
- 3)ペレットの水平方向の振動に対して磁気懸架は安定であるが、ペレットに半導体レーザー光を照射してペレットに働く光作用力を利用すれば減衰振動の緩和時定数を短縮できることを明らかにした。

### 第3章 磁気懸架装置

磁気懸架装置への要請を満足するために開発した磁気懸架装置の構成、各部の詳細、定常制御のアルゴリズムについて述べた。Ni をコートしたペレットを用いて磁気懸架実験を行い、安定に懸架できることを実証した。さらに、磁気懸架装置を激光 XII 号ガラスレーザー爆縮実験装置へ導入し、世界で初めてレーザー照射に成功した。

- 1)直径 500-1000 $\mu\text{m}$  のペレットを懸架距離 2-6mm で真空中において懸架しうる磁気懸架装置を開発した。
- 2)ペレットの位置と速度を光学的に検出し、磁界発生用磁石のコイル電流をフィードバック制御する制御装置とアルゴリズムを開発し、安定な懸架が可能であることを実証した。
- 3)ペレットを懸架位置に導入するためのホッパーと過渡制御装置を開発し、動作条件を最適化することにより、確実にペレットを懸架位置に設定できることを示した。
- 4)Ni をコートしたペレットを用いて懸架実験を行い、ペレットの垂直位置精度 2 $\mu\text{m}$ 、水平位置精度 5 $\mu\text{m}$  を実現した。この値は開発した磁気懸架装置をレーザー爆縮実験に導入するために要求される精度を十分満足するものである。
- 5)開発した磁気懸架装置を爆縮実験装置に導入し、世界で初めて磁気懸架ペレットを用

いたレーザー爆縮実験に成功した。

- 6) 将来の爆縮実験への磁気懸架の適用性を検討し、ペレット寸法に対する比例則から直径が現状の10倍程度大きいペレットに対しても適用可能であるとの見通しを得た。

#### 第4章 水平方向の振動制御用アクティブダンパー

磁気懸架したペレットの水平方向の振動を制御する手段として光作用力を応用する方式を提案し、アクティブダンパーを構築してその有効性を実証した。

- 1) 磁気懸架した Ni-GMB に半導体レーザー光を照射して安定点を移動させ、移動距離から光作用力の大きさを評価し、その雰囲気圧力依存性から実験の圧力範囲内では光力よりラジオメータ力が主に働いていることを明らかにした。
- 2) 光作用力を応用したアクティブダンパーシステムを構築し、低圧側では減衰振動の緩和時間を大幅に短縮できることを確認した。

#### 第5章 磁性体コートペレットの質量測定と Ni コート厚測定

磁気懸架において重要なペレットの質量と Ni コート厚などのパラメータを高精度に測定する方法を開発した。

- 1) 質量測定には3次元4重極による電界浮揚を利用し、雰囲気圧力を変えてペレットに与えられる浮力を制御し、浮遊に必要な電圧と圧力の関係から質量を $\pm 0.2\mu\text{g}$ の精度で測定できることを示した。
- 2) Ni コート厚の測定にはジオキシム類が Ni と反応して現れる光吸収を利用し、蒸着膜の厚さの評価に一般的に用いられる水晶振動子式成膜コントローラから得られるコート厚が $\pm 5\%$ 以下の精度で正しい値を与えることを確認した。

#### 第6章 均一爆縮にむけての Ni コート膜除去

ペレット表面に Ni 膜をコートすることによって、レーザー爆縮実験で Ni から放射される X 線がペレット内の燃料をプリヒートするのを抑えるため、爆縮用メインレーザー照射に先だってプリパルスレーザーを照射し、Ni 膜を除去することを提案した。

- 1) 熱拡散モデルに基づいて GMB にダメージを与えることなく、Ni 膜だけを除去しうるレーザー照射条件を導いた。
- 2) この評価に沿って Ni 膜をコートしたガラス基板に、パルス幅 30ps のモードロック Nd:YAG レーザーを照射し、大気中と真空中で Ni 膜の除去実験を行い、熱拡散モデルで導いたレーザー照射条件で基板に損傷を与えることなく Ni 膜だけを除去できることを明らかにした。

## 付録I 磁性体球殻の磁気形状係数 $K_m$ の導出

ここでは、本文式(2.3)に示した磁性体球殻の磁気形状係数  $K_m$  の導出方法をまとめる。

電界中に誘電体中実球を置いた場合の電界計算例[I.1]を参考に、磁位の式に境界条件を与えて磁性体球殻の磁気モーメントを求める。その磁気モーメントから磁気形状係数を得られることを示す。

### I.1 磁性体球殻の磁気形状係数 $K_m$ の導出

図 I.1 に示すように、一様な外部磁界  $H_z \mathbf{i}_z$  中に内半径  $a$ 、外半径  $b$  の磁性体球殻を置く。真空の透磁率を  $\mu_0$  として、 $b \leq r$  の領域 I の比透磁率を  $\mu_1$ 、 $a \leq r < b$  の領域 II では  $\mu_2$ 、 $0 \leq r < a$  の領域 III では  $\mu_3$ 、とする。磁位  $\Phi_n$  が次式で与えられるとする。

$$\Phi_n = \begin{cases} \left( C_1 + \frac{C_2}{r} \right) + \left( C_3 r + \frac{C_4}{r^2} \right) \cos \theta & (0 \leq r < a) \\ \left( C_5 + \frac{C_6}{r} \right) + \left( C_7 r + \frac{C_8}{r^2} \right) \cos \theta & (a \leq r < b) \\ \left( C_9 + \frac{C_{10}}{r} \right) + \left( C_{11} r + \frac{C_{12}}{r^2} \right) \cos \theta & (b \leq r) \end{cases} \quad (I.1)$$

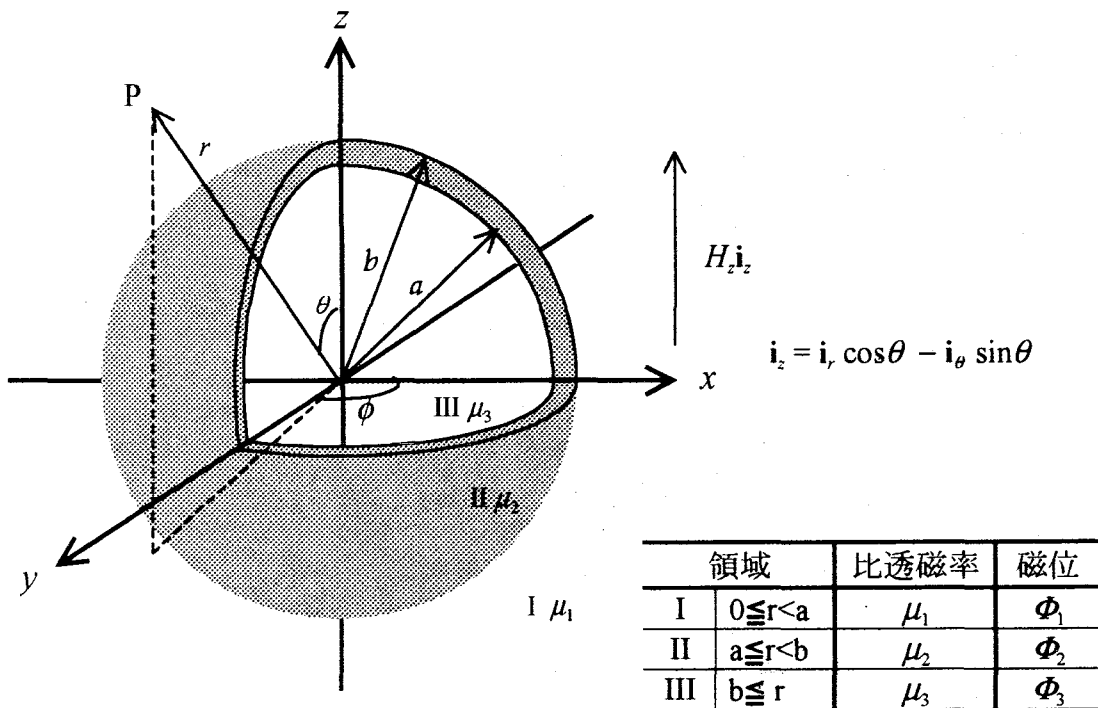


図 I.1 磁性体球殻モデル

また、磁界  $H$  は

$$H = -\nabla\phi_n \quad (I.2)$$

で表される。

i)  $r \rightarrow 0$  で  $\Phi_3$  が有界であるから

$$C_2 = C_4 = 0 \quad (I.3)$$

ii)  $r \rightarrow \infty$  では

$$\mathbf{H} = (\mathbf{i}_r \cos\theta - \mathbf{i}_\theta \sin\theta) H_z \quad (I.4)$$

である。一方、式(I.1)(I.2)より

$$\mathbf{H} = -\mathbf{i}_r \left\{ -\frac{C_{10}}{r^2} + \left( C_{11} - \frac{2C_{12}}{r^3} \right) \cos\theta \right\} + \mathbf{i}_\theta \left( C_{11} - \frac{2C_{12}}{r^3} \right) \sin\theta \quad (I.5)$$

この磁界が  $r \rightarrow \infty$  で

$$\mathbf{H} = -(\mathbf{i}_r \cos\theta - \mathbf{i}_\theta \sin\theta) C_{11} \quad (I.6)$$

で、式(I.4)の外部磁界と等しくなるから、

$$C_{11} = -H_z \quad (I.7)$$

iii) 磁性体球殻内側の境界条件は磁位が連続であるから、

$$\Phi_2 = \Phi_3 \quad (I.8)$$

である。また、磁束密度の境界に対する法線成分が連続であるから、

$$\mathbf{n} \cdot (\mu_0 \mu_3 \nabla \Phi_3 - \mu_0 \mu_2 \nabla \Phi_2) = 0 \quad (I.9)$$

である。これらに  $r = a$  として式(I.1)を与えて、次式を得る。

$$\left. \begin{aligned} C_1 + C_3 a \cos\theta &= C_5 + \frac{C_6}{a} + \left( C_7 a + \frac{C_8}{a^2} \right) \cos\theta \\ \mathbf{i}_r \mu_0 \mu_3 C_3 \cos\theta &= \mathbf{i}_r \mu_0 \mu_2 \left\{ -\frac{C_6}{a^2} + \left( C_7 - \frac{2C_8}{a^3} \right) \cos\theta \right\} \end{aligned} \right\} \quad (I.10)$$

これらが常に成り立つためには

$$\left. \begin{aligned} C_1 &= C_5 \\ C_3 &= \frac{3\mu_2 C_7}{\mu_3 + 2\mu_2} \\ C_6 &= 0 \\ C_8 &= (C_3 - C_7)a^3 \\ &= \frac{-\mu_3 + \mu_2}{\mu_3 + 2\mu_2} a^3 C_7 \end{aligned} \right\} \quad (I.11)$$

でなくてはならない。

iv) 同様に磁性体球殻外側の表面における境界条件は

$$\left. \begin{aligned} \Phi_1 &= \Phi_2 \\ \mathbf{n} \cdot (\mu_0 \mu_2 \nabla \Phi_2 - \mu_0 \mu_1 \nabla \Phi_1) &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (I.12)$$

である。これらに  $r=b$  として式(I.1)を与えて、次式を得る。

$$C_1 + \left( b + \frac{-\mu_3 + \mu_2}{\mu_3 + 2\mu_2} \frac{a^3}{b^3} \right) C_7 \cos \theta = C_9 + \frac{C_{10}}{b} + \left( -H_z b + \frac{C_{12}}{b^2} \right) \cos \theta \quad (I.13)$$

$$\mathbf{i}_r \mu_0 \mu_2 \left( C_7 - \frac{2C_8}{b^3} \right) \cos \theta = \mathbf{i}_r \mu_0 \mu_1 \left\{ -\frac{C_{10}}{b^2} - \left( H_z + \frac{2C_{12}}{b^3} \right) \cos \theta \right\} \quad (I.14)$$

式(I.13)が常に成り立つためには

$$C_1 = C_9 \quad (I.15)$$

$$C_{10} = 0 \quad (I.16)$$

$$bC_7 + \frac{-\mu_3 + \mu_2}{\mu_3 + 2\mu_2} \frac{a^3}{b^2} C_7 = -H_z b + \frac{C_{12}}{b^2} \quad (I.17)$$

でなくてはならない。式(I.11)(I.16)を式(I.14)に代入して、

$$\mu_2 \left( C_7 - 2 \frac{-\mu_3 + \mu_2}{\mu_3 + 2\mu_2} \frac{a^3}{b^3} C_7 \right) = -\mu_1 H_z - \frac{2\mu_1 C_{12}}{b^3} \quad (I.18)$$

となる。式(I.17)(I.18)より、

$$C_{12} = \left[ \frac{-3\mu_1(\mu_3 + 2\mu_2)(\mu_3 - \mu_2)(b^3 - a^3)}{(\mu_3 + 2\mu_1) \left\{ (\mu_3 + 2\mu_2)(2\mu_1 + \mu_2) + 2 \frac{a^3}{b^3} (\mu_2 - \mu_3)(\mu_1 - \mu_2) \right\}} + \frac{\mu_3 - \mu_1}{\mu_3 + 2\mu_1} b^3 \right] H_z \quad (I.19)$$



となる。

式(I.7)(I.15)(I.16)(I.19)を式(I.1)に与えて、球殻外部の磁位  $\Phi_3$  を得る。

$$\Phi_3 = C_1 - \left\{ r + \frac{3\mu_1(\mu_3 + 2\mu_2)(\mu_3 - \mu_2)(b^3 - a^3)}{(\mu_3 + 2\mu_1)\left\{(\mu_3 + 2\mu_2)(2\mu_1 + \mu_2) + 2\frac{a^3}{b^3}(\mu_2 - \mu_3)(\mu_1 - \mu_2)\right\}} - \frac{\mu_3 - \mu_1}{\mu_3 + 2\mu_1} b^3 \right\} \frac{1}{r^2} \times \mu_0 H_z r \cos \theta \quad (I.20)$$

よって、球殻外部の磁界  $\mathbf{H}$  は

$$\begin{aligned} \mathbf{H} &= \left\{ 1 + \frac{6\mu_1(\mu_3 + 2\mu_2)(\mu_3 - \mu_2)(b^3 - a^3)}{(\mu_3 + 2\mu_1)\left\{(\mu_3 + 2\mu_2)(2\mu_1 + \mu_2) + 2\frac{a^3}{b^3}(\mu_2 - \mu_3)(\mu_1 - \mu_2)\right\}} - \frac{2(\mu_3 - \mu_1)b^3}{\mu_3 + 2\mu_1} \right\} \frac{1}{r^3} \mathbf{i}_r H_z r \cos \theta \\ &\quad - \left\{ 1 + \frac{3\mu_1(\mu_3 + 2\mu_2)(\mu_3 - \mu_2)(b^3 - a^3)}{(\mu_3 + 2\mu_1)\left\{(\mu_3 + 2\mu_2)(2\mu_1 + \mu_2) + 2\frac{a^3}{b^3}(\mu_2 - \mu_3)(\mu_1 - \mu_2)\right\}} - \frac{(\mu_3 - \mu_1)b^3}{\mu_3 + 2\mu_1} \right\} \frac{1}{r^2} \mathbf{i}_\theta H_z r \sin \theta \\ &= (\mathbf{i}_r \cos \theta - \mathbf{i}_\theta \sin \theta) H_z \\ &\quad + \left\{ \frac{3\mu_1(\mu_3 + 2\mu_2)(\mu_3 - \mu_2)(b^3 - a^3)}{(\mu_3 + 2\mu_1)\left\{(\mu_3 + 2\mu_2)(2\mu_1 + \mu_2) + 2\frac{a^3}{b^3}(\mu_2 - \mu_3)(\mu_1 - \mu_2)\right\}} - \frac{(\mu_3 - \mu_1)b^3}{\mu_3 + 2\mu_1} \right\} \\ &\quad \times \frac{1}{r^3} (\mathbf{i}_r 2 \cos \theta - \mathbf{i}_\theta \sin \theta) H_z \quad (I.21) \end{aligned}$$

となる。第2項は磁性体球殻の磁気モーメントによる磁界と考えられるから

$$\begin{aligned} &\left\{ \frac{3\mu_1(\mu_3 + 2\mu_2)(\mu_3 - \mu_2)(b^3 - a^3)}{(\mu_3 + 2\mu_1)\left\{(\mu_3 + 2\mu_2)(2\mu_1 + \mu_2) + 2\frac{a^3}{b^3}(\mu_2 - \mu_3)(\mu_1 - \mu_2)\right\}} - \frac{(\mu_3 - \mu_1)b^3}{\mu_3 + 2\mu_1} \right\} \frac{1}{r^3} (\mathbf{i}_r 2 \cos \theta - \mathbf{i}_\theta \sin \theta) \mu_0 H_z \\ &= \frac{1}{4\pi r^3} \{ -\mathbf{M} + 3(\mathbf{M} \cdot \mathbf{i}_r) \mathbf{i}_r \} \quad (I.22) \end{aligned}$$

である。これを解いて

$$\mathbf{M} = 4\pi \left[ \frac{3\mu_1(\mu_3 + 2\mu_2)(\mu_3 - \mu_2)(b^3 - a^3)}{(\mu_3 + 2\mu_1) \left\{ (\mu_3 + 2\mu_2)(2\mu_1 + \mu_2) + 2\frac{a^3}{b^3}(\mu_2 - \mu_3)(\mu_1 - \mu_2) \right\}} - \frac{(\mu_3 - \mu_1)b^3}{\mu_3 + 2\mu_1} \right] \mu_0 H_z \quad (\text{I.23})$$

を得る。この球殻の直径に比べて十分緩やかに磁界の強さ  $H_z$  が変化している場合、磁気モーメント  $\mathbf{M}$  に作用する力  $\mathbf{F}_m$  は

$$\begin{aligned} \mathbf{F}_m &= (\mathbf{M} \cdot \nabla) \mathbf{H} \\ &= \frac{\mu_0 \mu_1}{2} \frac{3\mu_1}{\mu_3 + 2\mu_1} \left[ \frac{3(\mu_3 + 2\mu_2)(\mu_2 - \mu_3)}{(\mu_3 + 2\mu_2)(2\mu_1 + \mu_2) + 2\frac{a^3}{b^3}(\mu_2 - \mu_3)(\mu_1 - \mu_2)} + \frac{(\mu_3 - \mu_1)b^3}{\mu_1(b^3 - a^3)} \right] \\ &\quad \times \frac{4\pi}{3} (b^3 - a^3) \nabla H_z^2 \\ &= \frac{1}{2\mu_0 \mu_1} K_m V_m \nabla B^2 \end{aligned} \quad (\text{I.24})$$

と表される。ただし、 $V_m$  は磁性体球殻の体積である。

$$V_m = \frac{4\pi}{3} (b^3 - a^3) \quad (\text{I.25})$$

したがって次式に示す磁気形状係数を得る。

$$K_m = \frac{3\mu_1}{\mu_3 + 2\mu_1} \left[ \frac{3(\mu_3 + 2\mu_2)(\mu_2 - \mu_3)}{(\mu_3 + 2\mu_2)(2\mu_1 + \mu_2) + 2\frac{a^3}{b^3}(\mu_2 - \mu_3)(\mu_1 - \mu_2)} + \frac{(\mu_3 - \mu_1)b^3}{\mu_1(b^3 - a^3)} \right] \quad (\text{I.26})$$

ここで、球殻内部と外部が大気または真空の場合  $\mu_3 = \mu_1 = 1$  であるから、磁性体球殻の比透磁率を  $\mu_m = \mu_2 / \mu_0$  として、式(I.26)より次式を得る。

$$K_m = \frac{3(2\mu_m + 1)(\mu_m - 1)}{(2\mu_m + 1)(\mu_m + 2) - 2\frac{a^3}{b^3}(\mu_m - 1)^2} \quad (\text{I.27})$$

## 参考文献

- [I.1] 松原正則、「最新電磁器学」p.108 (1983)昭晃堂
- [I.2] S. Sakagami, H. Yoshida, T. Mizutani, S. Miyagawa, M. Sekimura, K. Yasufuku, Int. Conf. Laser Interaction and Related Plasma Phenomena, American Inst. Phys., p.119 (1996).

## 付録 II 電荷重畳法による電位分布計算

電荷重畳法(Charge Simulation Technique: CST)で得られる $\alpha$ の誤差が十分小さいことを確認するため、エンドキャップのみの場合の解析解 $\alpha=8.768 \times 10^{-1}$ との比較を行う。この解析解はリング電極の有無に関わらず、電極中心近傍では良い近似を与えることが判っている。まず、エンドキャップ( $Z_0 \leq |z|, 0 \leq r \leq 9Z_0$ )の代わりに 76本のリング状の線電荷を置き、エンドキャップ輪郭点の電位が 1V になるように各線電荷に値を与えた。次に、電極中心部の電位を計算し、その傾きから電界を得、それによって $\alpha=8.768 \times 10^{-1}$ を得た。これは先の解析解と有効数値 4桁まで同一の値である。

### II.1 電荷重畳法の原理

電荷重畳法では適当な位置に適当な個数の仮想電荷を置き、この仮想電荷  $Q_j$  を未知数として、境界条件を満足するように決定する。仮想電荷としてリング状の線電荷(リング電荷)のみを用いた。[II.1]

#### II.1.1 リング電荷の電位係数導出

図 II.1 に示す単一リング電荷の配置を考える。リング電荷  $j$  の中心を  $(0, Z_j)$ 、半径を  $R_j$ 、電荷密度を  $\lambda_j$ 、誘電率を  $\epsilon$ 、とし点  $i(r_i, z_i)$  の電位は

$$\phi_j(r_i, z_i) = \frac{1}{4\pi\epsilon} \int_0^{2\pi} \frac{\lambda_j R_j d\theta}{l_{ij}} \quad (\text{II.1})$$

である。 $l_{ij}$  は  $P_i$  点とリング電荷の距離であるため

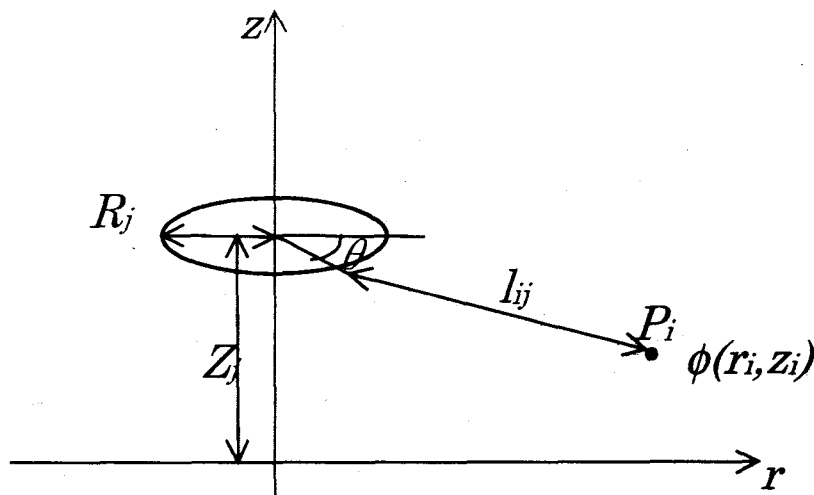


図 II.1 単一リング電荷

$$l_{ij} = ((r_i - R_j \cos \theta)^2 + (z_i - Z_j)^2 + 4r_i R_j \cos^2(\theta/2))^{1/2} \quad (\text{II.2})$$

$$l'_{ij} = ((r_i + R_j)^2 + (z_i - Z_j)^2 - 4r_i R_j \cos^2(\theta/2))^{1/2} \quad (\text{II.3})$$

となる。ここで  $\theta/2 = \theta'$  とし、 $\cos^2 \theta'$  の対称性を考慮すると

$$\phi_j(r_i, z_i) = \frac{Q_j}{4\pi\epsilon} \frac{2}{\pi\beta} \int_0^{\pi/2} (1 - k_{ij}^2 \sin^2 \theta')^{-1/2} d\theta', \quad (\text{II.4})$$

$$\beta_{ij}^2 = (r_i + R_j)^2 + (z_i - Z_j)^2, \quad k_{ij}^2 = 4r_i R_j / \beta_{ij}^2 \quad (\text{II.5})$$

ここで

$$\int_0^{\pi/2} (1 - k^2 \sin^2 \theta')^{-1/2} d\theta' = K(k_{ij})$$

は第一種完全楕円積分と呼ばれる。これを用い式 (II.4) は次のようになる。

$$\phi_j(r_i, z_i) = \frac{Q_j}{2\pi^2 \epsilon \beta_{ij}} K(k_{ij}) \quad (\text{II.6})$$

したがって、 $n$  個のリング電荷による電位は次式となる。

$$\phi_j(r_i, z_i) = \frac{1}{2\pi^2 \epsilon} \sum_{j=1}^n \frac{Q_j K(k_{ij})}{\beta_{ij}}$$

### II.1.2 仮想電荷の電荷量

電極上の点(輪郭点  $h(r_h, z_h)$ )の電位を求めると、

$$V_h(r_h, z_h) = \frac{1}{2\pi^2 \epsilon} \sum_{j=1}^n \frac{Q_j K(k_{ij})}{\beta_{ij}} \quad (\text{II.7})$$

となり、輪郭点の電位、すなわち電極の電位  $V_h$  を用いて、 $n$  個の輪郭点に対して次の多元連立一次方程式が形成される。

$$\begin{bmatrix} V_1 \\ \vdots \\ \vdots \\ \vdots \\ V_n \end{bmatrix} = \frac{1}{2\pi^2 \epsilon} \begin{bmatrix} \frac{K(k_{11})}{\beta_{11}} & \dots & \dots & \frac{K(k_{1n})}{\beta_{1n}} \\ \vdots & & & \vdots \\ \vdots & & & \vdots \\ \frac{K(k_{n1})}{\beta_{n1}} & \dots & \dots & \frac{K(k_{nm})}{\beta_{nm}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} Q_1 \\ \vdots \\ \vdots \\ \vdots \\ Q_n \end{bmatrix} \quad (\text{II.8})$$

この連立方程式を解き各仮想電荷の電荷量  $Q_{1 \sim n}$  を求める。

### II.1.3 任意の点の電位

式 (II.8) により求めた各電荷量を用いて任意の点  $(r, z)$  の電位  $V(r, z)$  を求めると、電位  $\phi(r, z)$  は次式で与えられる。

$$V(r_i, z_i) = \frac{1}{2\pi^2 \epsilon} \sum_{j=1}^n \frac{Q_j K(k_j)}{\beta_{ij}} \quad (\text{II.9})$$

#### II.1.4 任意の点の軸方向電界強度

仮想電荷  $j$  による点  $(r, z)$  の  $z$  軸方向の電界強度  $E_z(r, z)$  は、 $K'(k)$  を第 2 種完全楕円積分として

$$E_z'(r_i, z_i) = \frac{Q_j}{2\pi^2 \epsilon} \frac{(z - Z_j) K'(k)}{\sqrt{(r + R_j)^2 + (z_i - Z_j)^2} \{r + R_j\} \sqrt{(r + R_j)^2 + (z_i - Z_j)^2}} \quad (\text{II.10})$$

である[II.1]。そこで仮想電荷  $Q_{j-n}$  による点  $(r, z)$  の  $z$  軸方向の電界強度  $E_z(r, z)$  は次式である。

$$E_z(r_i, z_i) = \sum_{j=1}^n E_z'(r_i, z_i) \quad (\text{II.11})$$

## II.2 計算方法

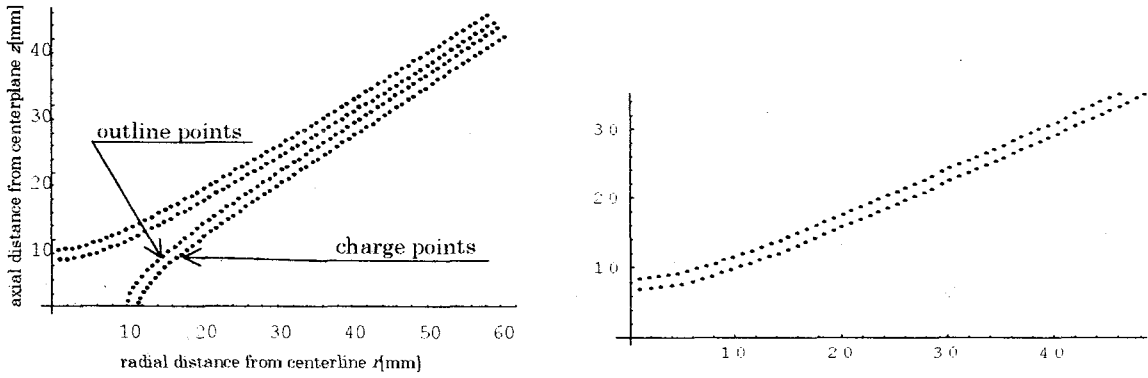
電荷重畳法計算プログラムの概略は次のようである。

- (a) 電極内部の仮想電荷と電極表面の輪郭点を指定する。
- (b) 電極表面の電位を指定し、先に配置した仮想電荷、輪郭点から、式(II.3)を用いて各仮想電荷の電荷量を求める。
- (c) (d)で求めた電荷量により、電位分布、電界強度など必要な値を求める。

はじめに計算方法の確認をするために既知の電極形状について計算を行った。図 II.2 (a)に示すように理想的な 3 次元 4 重極電極で仮想電荷、輪郭点を配置して計算を行った。有限要素法により電界強度係数  $\alpha=0.8$ [II.2],  $\alpha=0.8028$  [II.3]と求められており CST との比較を行った。CST により、 $V=1V$ 、 $V_{\infty}=0V$  として、中心での  $z$  軸方向の電界強度  $E_z(0,0)=-0.1147kV/m$  を得た。この計算結果のから

$$E_z(0,0) = -\alpha \frac{V}{Z_0} \quad (\text{II.12})$$

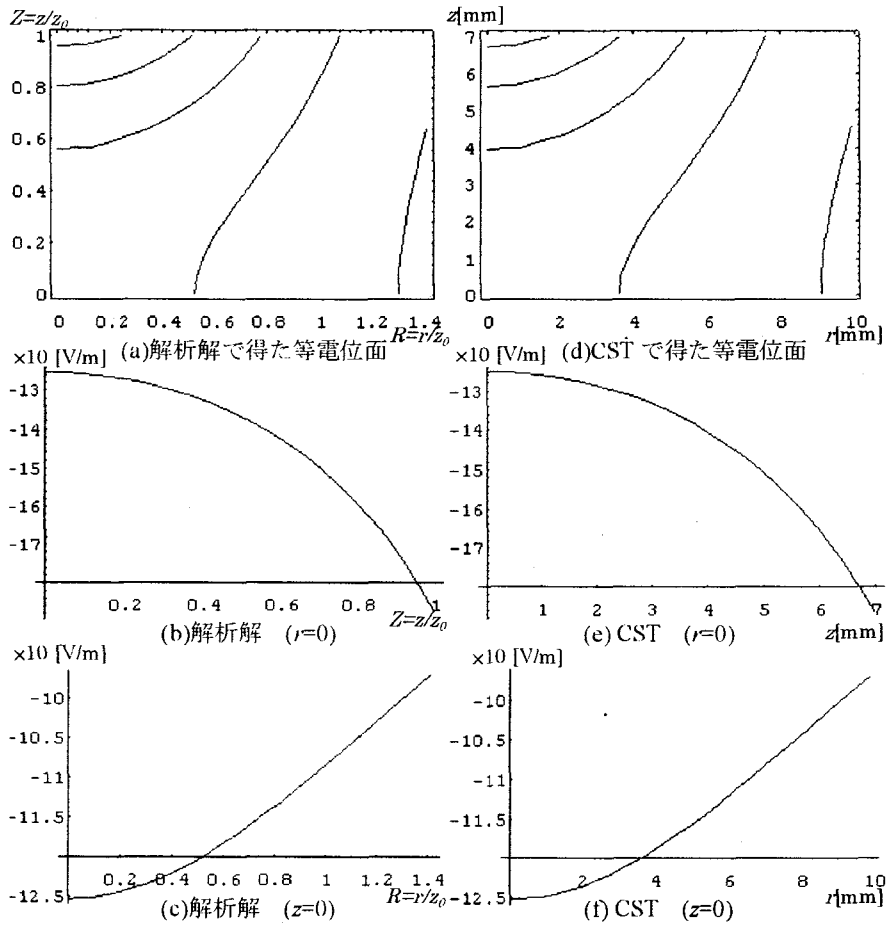
より  $\alpha=0.8027$  を得た。図(b)はエンドキャップのみを配置した場合で解析解により  $\alpha=0.8768$  であることが判っている[II.4]。(a)と同様にして  $E_z(0,0)=-0.1253kV/m$ 、 $\alpha=0.8768$  を得た。図 II.3 は図 II.2(b)の電極において電界強度  $E_z$  を比較したものである。図(a)-(c)は解析解であり、図(d)-(f)は CST の結果である。これらの結果から CST の誤差が十分に小さいことが判る。



(a) 理想的な3次元4重極電極

(b) エンドキャップ電極

図 II.2 The caharge points and outline points using the CST.



解析解,  $V=1, V_a c=0$     CST,  $V=1, V_a c=0, Z_0=7\text{mm}$

図 II.3 電界強度  $E_z$  の比較

図 II.4 は実験で用いた 3 次元 4 重極電極の仮想電荷と輪郭点の配置を、図 II.5 に電位分布の計算結果を示す。電界強度分布の計算結果はすでに図 5.2 に示めしてある。計算の結果  $V=1V$ 、 $V_{ac}=0V$  のとき、 $E_z(0,0)=-0.1172kV/m$  を得、 $\alpha=0.8203$  を得た。

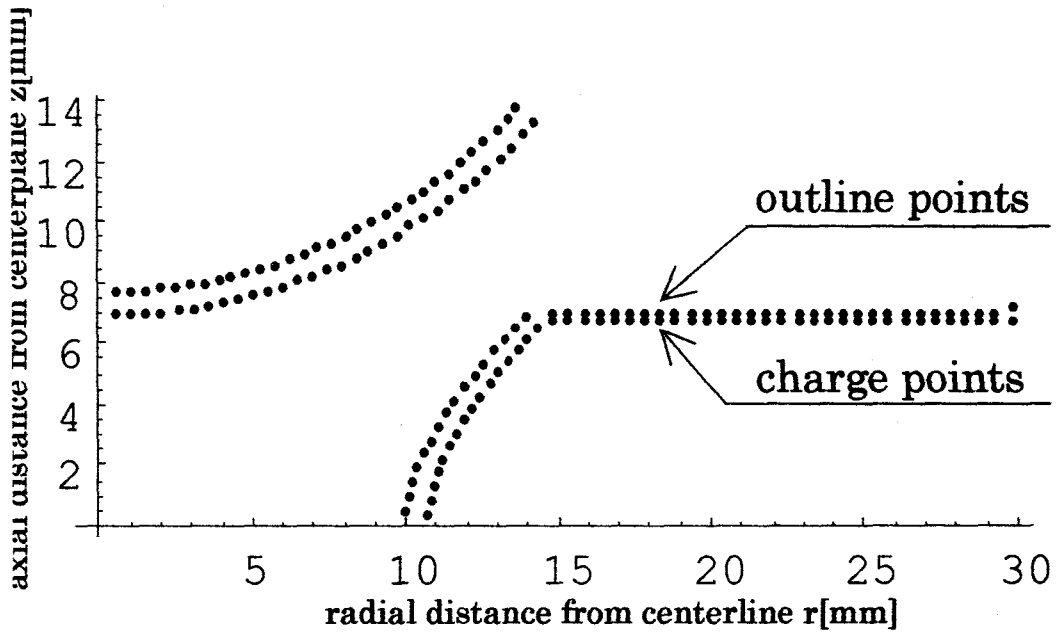


図 II.4 CST における 3 次元 4 重極電極の仮想電荷と輪郭点の配置

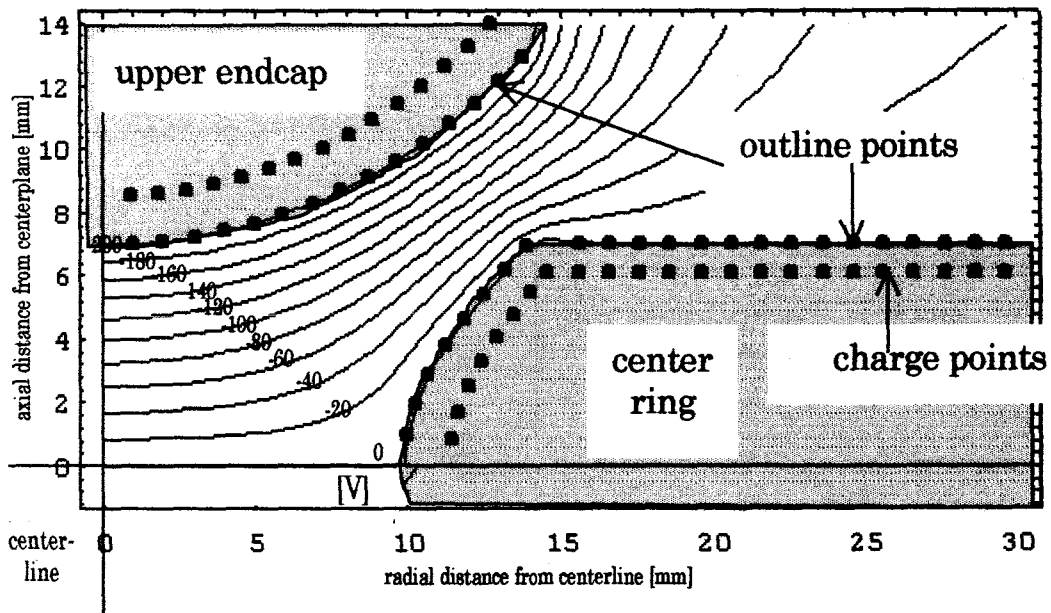


図 II.5 電位分布の計算結果

## 参考文献

- [II.1] 河野照哉: 数値電界計算法、(1985)コロナ社.
- [II.2] M. A. Philip: *J. Colloid and Interface Sci.* 91, 2 (1983).
- [II.3] W. H. Hartung: *Proceedings of the Royal Society of London. Ser. A*, 437 (1992).
- [II.4] E. J. Davis: *Langmuir* 1, 379 (1985).



## 謝辞

本研究の遂行に際し、その機会を与えて頂き、懇篤なるご指導ご鞭撻を賜った大阪大学レーザー核融合研究センターの井澤靖和教授に深厚なる謝意を表します。本研究の推進と本論文の作成にあたり、貴重なご教示とご指導を賜った大阪大学山中龍彦教授、高橋亮人教授に厚く感謝致します。

共同研究や学会発表の折々に、貴重なご助言とご激励を頂いた大阪大学レーザー核融合研究センターの三間園興教授、中井貞雄教授、中塚正大教授、田中和夫助教授、児玉了祐講師に謝意を表します。ペレットの製作に関してご助言とご援助を頂いた、乗松孝好助教授、高木 勝博士、激光 XII 号テストショットでお世話頂いた畦地宏助教授、半井宏明氏、泉 信彦氏、ターゲットグループ、計測グループ、レーザーグループ、共同研究掛りの方々、日本原子力研究所の加道雅孝氏、近畿大学の中野人志助手に感謝致します。

本研究は岐阜大学工学部において実施したものであり、日頃より深いご理解、議論、激励を頂いた、岐阜大学工学部阪上幸男教授、有馬泉名誉教授、渡辺貞司教授、村井由宏教授、尼野一夫教授、高木伸之助教授、小林孝子助教授に深く感謝致します。良き同僚として激励頂いた、石川裕記助手、王道洪助手に謝意を表します。

岐阜大学工学部における研究で苦楽を共にし協力してくれた、野村 毅君、望月 薫君、長谷川啓恭君、星屋英則君、長田 剛君、高島成剛君、片上一真君、棚瀬 晋君、河井孝文君、林 慶文君、水谷友徳君、鈴木義成君、山取真也君、安福賢司君、関村麻樹さん、宮川志麻さん、小西忠雄君、寺西真人君、島村 暁さん、岐阜大学工学部事務室の瀬尾和江さん、北村レイ子さん、馬淵雅子さん、岐阜大学機器分析センターの村瀬由美子さんに感謝の意を表します。

最後に、影ながら支援してくれた妻の吉田由美に感謝致します。

## 業績目録

## 1. 主要論文

- (1) H. Yoshida, K. Katakami, Y. Sakagami, H. Azechi, H. Nakarai, and S. Nakai  
“Magnetic Suspension of a Pellet for ICF”  
Laser and Particle Beams 11, 455-459 (1993).
- (2) S. Sakagami, H. Yoshida, T. Mizutani, S. Miyagawa, M. Sekimura, and K. Yasufuku  
“A Nonsupported Pellet for Laser Fusion Scheme”  
Laser Interaction and Related Plasma Phenomena, Edited by S. Nakai and G. Miley,  
AIP Press, New York, 119-124 (1996).
- (3) H. Yoshida, Y. Sakagami, K. Yasufuku, S. Yamadori, and T. Konishi  
“Magnetic and Optical Forces Acting on a Magnetically Suspended Pellet for Laser  
Fusion Scheme”  
Proc. of the 1996 International Conference on Plasma Physics and Related Plasma,  
The Japan Soc. of Plasma Science and Nuclear Fusion Research, 1798-1801 (1997).
- (4) Y. Sakagami, H. Yoshida, T. Mizutani, and Y. Suzuki  
“Removal and Characterization of Weakly Ionized Ni Laser-Plasma for Magnetically  
Suspended Pellet”  
Proc. of the 1996 International Conference on Plasma Physics and Related Plasma,  
The Japan Soc. of Plasma Science and Nuclear Fusion Research, 1802-1805 (1997).
- (5) 吉田弘樹、水谷友徳、阪上幸男  
“30ps 単一パルス Nd:YAG レーザー光照射による基板非損傷 Ni 薄膜除去 “  
レーザー研究 26, 164-167 (1998).
- (6) 小西忠雄、吉田弘樹、阪上幸男  
“レーザー核融合用ペレットの電界浮揚方式精密質量測定 “  
レーザー研究 26, 266-268 (1998).
- (7) 吉田弘樹、山取真也、阪上幸男  
“レーザー核融合用ペレットの金属膜厚測定 “  
レーザー研究 26, 269-272 (1998).
- (8) Y. Sakagami, H. Yoshida, K. Yasufuku, S. Yamadori, and T. Konishi  
“Mechanism of Optical Forces of Magnetically Suspended Pellet for Laser Fusion  
Scheme”  
J. Fusion Eng. and Design (in press, 1998).
- (9) H. Yoshida, Y. Sakagami, K. Yasufuku, H. Hashimoto, and K. Hirose

- “Active Damper of Magnetically Suspended Pellet for Laser Fusion Scheme”  
J. Fusion Eng. and Design (in press, 1998).
- (10) Y. Sakagami, H. Yoshida, S. Yamadori, T. Konishi, and R. Utsunomiya  
“Coating and Characterization for the Magnetically Suspended Pellet”  
J. of Moscow Phys. Soc. 8, No.1 (1998).
- (11) Y. Sakagami, K. Yasufuku, and H. Yoshida  
“Mechanism of Optical Forces for the Active Damper of the Magnetically Suspended Pellet”  
J. of Moscow Phys. Soc. (in press, Vol. 8, No.2 or No.3, 1998).
- (12) H. Yoshida, K. Hirose, and Y. Sakagami  
“Development of the Active Damper of the Magnetically Suspended Pellet”  
J. of Moscow Phys. Soc. (in press, Vol. 8, No.2 or No.3, 1998).
- (13) 吉田弘樹、阪上幸男  
“レーザー核融合用磁気懸架ペレットの静的手法による磁気パラメータの測定”  
レーザー研究, (投稿中).
- (14) 吉田弘樹、棚瀬晋、阪上幸男  
“レーザー核融合用磁気懸架ペレットの運動解析による磁気パラメータの測定”  
レーザー研究, (投稿中).
- (15) 吉田弘樹、安福賢司、阪上幸男  
“レーザー核融合用磁気懸架ペレットの光作用力による磁気パラメータの測定”  
レーザー研究, (投稿中).

## 2. その他の発表論文

- (1) Y. Sakagami, T. Nomura, and H. Yoshida  
“Optical Observation of Laser-Compressed Material”  
Proc. of the Yamada Conf. on Strongly Coupled Plasma Physics,  
Elsevier Science Publishers, 617-620 (1990).
- (2) Y. Sakagami, H. Yoshida, T. Nomura, N. Hasegawa, K. Shinoda, and Y. Hotta  
“Progress Report of Laser Fusion Related Experiments at Gifu University -1988-“  
Res. Rept. Fac. Eng. Gifu. Univ. 40, 33-46 (1990).
- (3) Y. Sakagami, H. Yoshida, T. Nomura, N. Hasegawa, T. Osada, Tomomatsu, Niwa,  
Hoshiya, Yamaguchi, and Yamada  
“Progress Report of Laser Fusion Related Experiments at Gifu University -1989-“  
Res. Rept. Fac. Eng. Gifu. Univ. 41, 47-63 (1991).
- (4) Y. Sakagami, H. Yoshida, N. Hasegawa, J. Ogawa, T. Kai, K. Katakami, M. Kotani, S.

- Takashima, and K. Tatsukawa  
“Progress Report of Laser Fusion Related Experiments at Gifu University -1990-“  
Res. Rept. Fac. Eng. Gifu. Univ. 42, 17-23 (1992).
- (5) Y. Sakagami, H. Yoshida, J. Ogawa, K. Katakami, S. Takashima, K. Tatsukawa, T. Kawai, S. Takayama, S. Tanase, M. Nakamura, and M. Hiramatsu  
“Progress Report of Laser Fusion Related Experiments at Gifu University -1991-“  
Res. Rept. Fac. Eng. Gifu. Univ. 43, 41-52 (1993).
- (6) Y. Sakagami, H. Yoshida, J. Ogawa, K. Katakami, S. Takashima, T. Kawai, S. Takayama, S. Tanase, M. Iwahashi, O. Saito, Y. Sano, S. Hakumura, and K. Horachi  
“Progress Report of Laser Fusion Related Experiments at Gifu University -1992-“  
Res. Rept. Fac. Eng. Gifu. Univ. 44, 55-65 (1994).
- (7) Y. Sakagami, H. Yoshida, T. Kawai, S. Takayama, S. Tanase, M. Kato, Y. Sano, H. Oshita, M. Niiyama, Y. Hayashi, T. Mizutani, and T. Muto  
“Progress Report of Laser Fusion Related Experiments at Gifu University -1993-“  
Res. Rept. Fac. Eng. Gifu. Univ. 45, 27-36 (1995).
- (8) Y. Sakagami, H. Yoshida, G. Ohashi, M. Kato, Y. Sano, H. Oshita, Y. Hayashi, T. Mizutani, Y. Suzuki, M. Sekimura, S. Miyagawa, and K. Yasufuku  
“Progress Report of Laser Fusion Related Experiments at Gifu University -1994-“  
Res. Rept. Fac. Eng. Gifu. Univ. 46, 31-38 (1996).
- (9) Y. Sakagami, H. Yoshida, H. Oshita, Y. Hayashi, T. Mizutani, Y. Suzuki, K. Yasufuku, S. Yamadori, T. Kitagawa, T. Kidzuka, T. Konishi, T. Shimozato, S. Tanahashi, M. Teranishi, and K. Nagai  
“Progress Report of Laser Fusion Related Experiments at Gifu University -1995-“  
Res. Rept. Fac. Eng. Gifu. Univ. 47, 29-40 (1997).
- (10) Y. Sakagami, H. Yoshida, Y. Suzuki, K. Yasufuku, S. Yamadori, T. Konishi, T. Itou, R. Utsunomiya, M. Kanemura, S. Koshiji, H. Hashimoto, K. Hirose, and M. Takahashi  
“Progress Report of Laser Fusion Related Experiments at Gifu University -1996-“  
Res. Rept. Fac. Eng. Gifu. Univ. 48, 23-32 (1998).

### その他の発表論文（研究会報告等）

- (1) “レーザー照射された固体内部及び外部の光学的画像診断 “  
野村毅、吉田弘樹、阪上幸男  
電気学会プラズマ研究会, EP-89-95 (1989).
- (2) “レーザー核融合におけるプラズマ CT 計測とペレット検査用 X 線 CT “  
吉田弘樹、野村毅、阪上幸男  
電気学会プラズマ研究会, EP-89-96 (1989).

- (3) “レーザー核融合研究における CT 技術の開発 “  
吉田弘樹、長田剛、阪上幸男  
信学技報, E1D90-18, 67-18 (1990).
- (4) H. Yoshida, Y. Sakagami  
“Characteristics of CR plate for UVSOR“  
UVSOR Activity Report, UVSOR-18, 55-56 (1991).
- (5) “レーザプラズマ干渉計測-レーザ核融合用磁気懸架 Ni コートペレット- “  
阪上幸男、水谷友徳、吉田弘樹  
電気学会プラズマ研究会, EP-95-126 (1996).

### 3. 国際会議等発表

- (1) Y. Sakagami, T. Nomura, and H. Yoshida  
“Optical Imaging Diagnostics in Laser-Target Experiment“  
Australia-Japan Workshop Plasma Diagnostics, 413-425, Naka Fusion Research Establishment, JAERI, Japan, Sep 27-29 (1989).
- (2) H. Yoshida, K. Katakami, Y. Sakagami, H. Azechi, H. Nakarai, and S. Nakai  
“Magnetic Suspension of a Pellet for ICF“  
The IAEA Technical Committee Meeting on Drivers for Inertial Confinement Fusion, Osaka, Japan, April 15-19 (1991).
- (3) Y. Sakagami and H. Yoshida  
“Stable Utilization of a Magnetically Suspended Pellet in Gekko XII Laser Experiment“  
The 1991 Annual Meeting of the Division of Plasma Physics of American Phys. Soc., 2E9, Tampa, FL, USA, Nov. 4-8 (1991).
- (4) H. Yoshida, and Y. Sakagami  
“Laser Compression Experiment Using a Magnetic Suspended Pellet“  
The 1991 Annual Meeting of the Division of Plasma Physics of American Phys. Soc., 2E10, Tampa, FL, USA, Nov. 4-8 (1991).
- (5) Y. Sakagami, and H. Yoshida  
“Magnetically Suspended Pellet for Laser Fusion -Fabrication and Suspension-“  
38th National Symposium of American Vacuum Soc., WeA9, Seattle, WA, USA, Nov. 11-15 (1991).
- (6) H. Yoshida, Y. Sakagami, M. Kato, T. Mizutani, Y. Suzuki, Y. Sano, and H. Oshita  
“Multi-Colored-Interferogram Recorded in R-G-B Color Film to the Density Distribution of Laser-Produced-Plasmas“  
The 1994 Annual Meeting of the Division of Plasma Physics of American Phys. Soc.,

- 2E11, Minneapolis, MN, USA, Nov. 7-11 (1994).
- (7) Y. Sakagami, H. Yoshida, Y. Hayashi, M. Sekimura, S. Miyagawa, and K. Yasufuku  
“Magnetic-Suspension Technique in the Course of Laser Fusion Scheme”  
The 1994 Annual Meeting of the Division of Plasma Physics of American Phys. Soc.,  
8E7, Minneapolis, MN, USA, Nov. 7-11 (1994).
- (8) H. Yoshida, Y. Sakagami, K. Yasufuku, and S. Yamadori  
“Magnetically Suspended Pellet (MSP) for Laser Fusion Scheme”  
The Thirty-Seventh Annual Meeting of the Division of Plasma Physics of American  
Phys. Soc., 7R32, Louisville, KY, USA, Nov. 6-10 (1995).
- (9) Y. Sakagami, H. Yoshida, T. Mizutani, Y. Hayashi, and Y. Suzuki  
“Removal and Characterization of Weakly Ionized Ni of the MSP”  
The Thirty-Seventh Annual Meeting of the Division of Plasma Physics of American  
Phys. Soc., 7R33, Louisville, KY, USA, Nov. 6-10 (1995).
- (10) Y. Sakagami, H. Yoshida, K. Yasufuku, S. Yamadori, and T. Konishi  
“Magnetically Suspended Pellet (MSP) for Laser Fusion Scheme”  
Eleventh Target Fabrication Specialists' Meeting, W-p18, Orcas Island, WA, USA,  
Sept. 8-12 (1996).
- (11) H. Yoshida, Y. Sakagami, K. Yasufuku, S. Yamadori, and T. Konishi  
“Magnetic and Optical Forces Acting on a Magnetically Suspended Pellet for Laser  
Fusion Scheme”  
The 1996 International Conference on Plasma Physics and Related Plasma, The  
Japan Soc. of Plasma Science and Nuclear Fusion Research, Nagoya, Japan, Sept. 9-  
13 (1996).
- (12) Y. Sakagami, H. Yoshida, T. Mizutani, and Y. Suzuki  
“Removal and Characterization of Weakly Ionized Ni Laser-Plasma for Magnetically  
Suspended Pellet”  
The 1996 International Conference on Plasma Physics and Related Plasma, The  
Japan Soc. of Plasma Science and Nuclear Fusion Research, Nagoya, Japan, Sept. 9-  
13 (1996).
- (13) Y. Sakagami, H. Yoshida, K. Yasufuku, S. Yamadori, and T. Konishi  
“Magnetically Suspended Pellet (MSP) for Laser Fusion Scheme -Mechanism of  
Optical Forces-”  
The Thirty-Eighth Annual Meeting of the Division of Plasma Physics of American  
Phys. Soc., 9P22, Denver, CO, USA, Nov. 11-15 (1996).
- (14) H. Yoshida, Y. Sakagami, K. Yasufuku, H. Hashimoto, and K. Hirose  
“Magnetically Suspended Pellet (MSP) for Laser Fusion Scheme -Active Damper  
for MSP-”

- The Thirty-Eighth Annual Meeting of the Division of Plasma Physics of American Phys. Soc., 6S5, Denver, CO, USA, Nov. 11-15 (1996).
- (15) Y. Sakagami, H. Yoshida, K. Yasufuku, S. Yamadori, and T. Konishi  
 “Mechanism of Optical Forces of Magnetically Suspended Pellet for Laser Fusion Scheme”  
 IAEA Technical Committee Meeting on Drivers and Ignition Facilities for Inertial Fusion, Osaka, Japan, Mar. 10-14 (1997).
- (16) H. Yoshida, Y. Sakagami, K. Yasufuku, H. Hashimoto, and K. Hirose  
 “Active Damper of Magnetically Suspended Pellet for Laser Fusion Scheme”  
 IAEA Technical Committee Meeting on Drivers and Ignition Facilities for Inertial Fusion, Osaka, Japan, Mar. 10-14 (1997).
- (17) Y. Sakagami, H. Yoshida, S. Yamadori, T. Konishi, and R. Utsunomiya  
 “Coating and Characterization for the Magnetically Suspended Pellet”  
 Microspheres-Microcapsules and ICF Targets Technology Specialists Workshop, Moscow, Russia, June 2-7 (1997).
- (18) Y. Sakagami, K. Yasufuku, and H. Yoshida  
 “Mechanism of Optical Forces for the Active Damper of the Magnetically Suspended Pellet”  
 Microspheres-Microcapsules and ICF Targets Technology Specialists Workshop, Moscow, Russia, June 2-7 (1997).
- (19) H. Yoshida, K. Hirose, and Y. Sakagami  
 “Development of the Active Damper of the Magnetically Suspended Pellet”  
 Microspheres-Microcapsules and ICF Targets Technology Specialists Workshop, Moscow, Russia, June 2-7 (1997).

#### 4. 国内会議発表

- (1) 吉田弘樹、野村毅、長谷川啓添、阪上幸男  
 “レーザー核融合関連実験(ペレット浮遊・圧縮状態・X線スペクトル)”  
 プラズマ・核融合学会, 3aB6 (1989).
- (2) 吉田弘樹、野村毅、長谷川啓恭、長田剛、友松真次、丹羽博之、星屋英則、山田敦、阪上幸男  
 “レーザー核融合関連研究 -X線CT・X線輸送・衝撃波・ペレット制御-”  
 日本物理学会年会, 2a-TG-6 (1990).
- (3) 吉田弘樹、阪上幸男  
 “レーザー核融合関連研究 I -ペレット制御・X線CT計測-”  
 プラズマ・核融合学会, 24aB7 (1991).

- (4) 吉田弘樹、片上一真、棚瀬晋、大保慎一、阪上幸男  
“磁気懸架ペレットのレーザー照射実験”  
日本物理学会年会, 29pG1 (1991).
- (5) 吉田弘樹、片上一真、棚瀬晋、大保慎一、阪上幸男  
“レーザー核融合ペレットの磁気懸架”  
日本物理学会年会, 30aZA1 (1992).
- (6) 吉田弘樹、片上一真、高山定次、棚瀬晋、岩橋正樹、斉藤修、白村覚、阪上幸男  
“レーザー核融合ペレットの磁気懸架及び非接触検査”  
日本物理学会年会, 29pZD8 (1993).
- (7) 吉田弘樹、高山定次、林慶文、武藤俊裕、阪上幸男  
“レーザー核融合ペレットのX線検査および光学画像計測”  
プラズマ・核融合学会, 25aC9 (1994).
- (8) 棚瀬晋、新山政和、武藤俊裕、吉田弘樹、阪上幸男  
“レーザー核融合ペレットの磁気懸架パラメータ解析 II”  
日本物理学会年会, 28aYC4 (1994).
- (9) 吉田弘樹、安福賢司、山取真也、小西忠雄、寺西真人、長井潔、阪上幸男  
“レーザー核融合用磁気懸架ペレット - 光力の機構と光ダンパーへの応用”  
日本物理学会秋の分科会, 29pR1 (1995).
- (10) 吉田弘樹、橋本啓、廣瀬厚三、安福賢司、阪上幸男  
“レーザー核融合用ペレットの磁気懸架 - 大型チャンバーへの適用と高真空領域での安定性 -”  
日本物理学会秋の分科会, 4a-H-13 (1996).
- (11) 吉田弘樹、安福賢司、山取真也、小西忠雄、伊藤智幸、宇都宮龍介、橋本啓、廣瀬厚三、阪上幸男  
“レーザー核融合用ペレットの磁気懸 - 2軸アクティブダンパー・Ni コート膜精密検査 -”  
日本物理学会年会, 29pYG-1 (1997).
- (12) 小西忠雄、島村暁、浅野明、藤井裕美、服部聡美、吉田弘樹、阪上幸男  
“レーザー核融合用ペレットの非接触技術”  
プラズマ・核融合学会, 28pB3 (1997).
- (13) 小西忠雄、島村暁、浅野明、服部聡美、藤井裕美、櫻庭瑞紀、吉田弘樹、阪上幸男  
“磁性体薄膜コートペレットの製作・検査・非接触技術”  
日本物理学会年会, 31pYR1 (1998).