

4-6 バンプ衝突時のヘッドの挙動の解明

図4-1-3や図4-2-3で指摘したように、高速滑走時の摩擦力 F_x には大きな振幅を持つ振動が離散的に現れる。この振幅は静摩擦力と同程度にまで大きくなる。本節では、人工的に作った突起（バンプと呼ぶ）にヘッドを衝突させてこの離散的な F_x 振動を発生させ、衝突時のヘッドの挙動を4-6-1に、その時に生じる力積を4-6-2にそれぞれ述べる。

4-6-1 バンプ衝突時のヘッドの挙動の解明

バンプディスク（#D3、図3-4-1参照）にヘッドを衝突させた場合の挙動を図4-6-1に示す。各測定ごとに $F_x, F_z, \theta_y, \theta_x, R, P$ を示す。Pは一周に8回発生する位置信号である。#D3は故意にディスク表面に傷をつけ、塑性変形して傷の脇に盛り上がった土手をバンプとして利用したものである。表面には前節までに用いたディスクと同じ材質の、カーボンと潤滑液とが付いている。図(a)は仮想浮上量 H_{fi} がバンプ高さ（ B_h と記す）より大きい場合、(b)は小さい場合、(c)は等しい場合の各々データである。

最初に(a)から検討する。ヘッドとバンプとの接触は接触抵抗 R が減少することで識別できるが、(a)では常に $R=\infty$ であり明らかに接触していない。また F_x も電気ノイズを除くと $F_x=0$ で変化がみられない。しかるにバンプにさしかかる直前では θ_y に $+100\mu\text{rad}$ のパルス（図中の矢印）が見られ、ヘッドの流入端が持ち上がったことを示している。

これは流入端が浮上時の安定姿勢より $0.4\mu\text{m}$ 持ち上がったことに相当する。仮にバンプ台地部の円周方向長さを無限に長くして、上に登る段差だけにバンプを単純化して考えると、その段差の前後で浮上量・姿勢は等しいはずであるから、少なくとも段差においてヘッドは流入端を持ち上げる動作が必要になることがわかる。しかしそれが必要だとしても $0.14\mu\text{m}$ の B_h を超えるために $0.4\mu\text{m}$ の変化は大きすぎる。そこでこの変化をバンプとヘッド前面との間で圧縮された空気が引き起こした挙動であると推定した。バンプにヘッドが衝突する直前にもこの持ち上がりが観察されるので、その時に再び検討する。

(b)と(c)の R はヘッドがバンプに当たっていることを示している（(b)は浮上時でも $R\neq\infty$ であるが、回路のいずれかの接触が完全でなく $84\text{k}\Omega$ の抵抗が直列に入ってしまったためである。ヘッド・ディスクの R は補正して計算した）。

(b)(c)の接触時間として $R\neq\infty$ となる時間を求め、それに速度を乗じると約 4nn の接触長さが得られた。バンプの円周方向の長さは図3-4-1より 0.05nn であるから、ヘッドとバンプとの接触線は流入端から流出端までの 4nn のスライダー上を掃引し

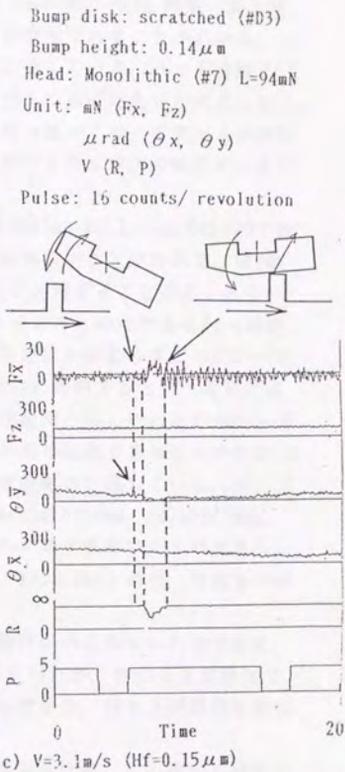
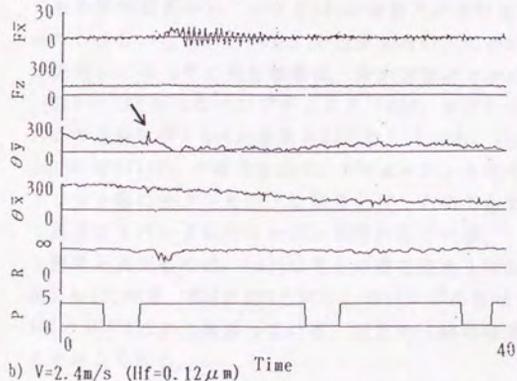
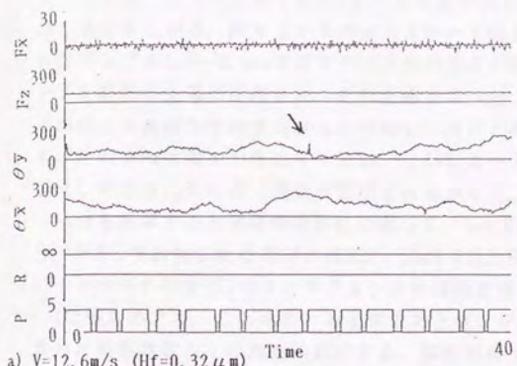


図4-6-1 バンプに衝突した場合のヘッドの力・変位・接触の変化 (#D3)

たことがわかる。ヘッドはバンプに衝突するというより滑走すると表現した方が正確である。バンプと接触し始めてからRは徐々に減少し、最低値になった時に F_x は最大値をとる。その位置はちょうどスライダー長の間がバンプと接している時である。 F_x の最大値は20mNであり μ に直すと約0.2である。

ヘッドの流出端がバンプから離れると、ロードアームは自由振動を始める。これは F_x が共振周波数の2kHzにほぼ等しい2.3kHzで振動していることから推定できる。

ヘッドは、バンプと接し始め $R \neq \infty$ となる時点の0.6nsec前に(a)と同様、流入端が1回持ち上がる。持ち上がる時点では $R = \infty$ であり非接触であることがわかる。これはバンプの1.5~2.0mm手前まで流入端が進んだ時に生じている。ヘッド前縁とバンプとの間の空気が圧縮され、その圧縮力でヘッドが上に逃げたものと考えられる。この時には流体力学的負荷容量が増加し、押付力に打ち勝ってロードアームを持ち上げたので F_z は増加したはずである。しかしロードアームのz方向の剛性が小さく、変位しても力 F_z には全く変化が観察されなかった。

$F_x \cdot R$ を計算すると全接触時間にわたって、(c)では260[mN·kΩ]、(d)では320であり、4-4-1で計算した滑走時の値250±50mN·kΩとほぼ等しいことがわかる。第2章のモデルの小仮定(9)のコンダクタンスが接触垂直力に比例することの正しさを4-4-4で確かめたが、これを用いると摩擦力とコンダクタンスとの比である $F_x \cdot R$ は摩擦力と接触垂直力との比をも意味する。接触時刻や速度にかかわらずこの比が一定である実験結果から、小仮定(8)の摩擦力が接触垂直力に比例するという考えが衝突時も正しいことがわかる。また衝突時の比の値が滑走時と等しいことからバンプに衝突した場合の力発生機構は、滑走状態のモデルと同じ凝着であることがわかる。

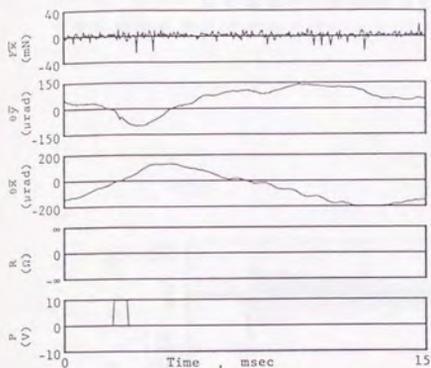
図4-6-2は異なるバンプディスク(#D4)を用いた実験結果を示している。バンプ以外の条件は図4-6-1の条件と同じにしてある。同図(a)は $H_{fi} > B_h$ 、(b)は $H_{fi} = B_h$ 、(c)(d)は $H_{fi} < B_h$ の場合を示す。#D4はスリット付きのマスクをおいてスパッタし、スリット部にチタンを凸上に盛り上げたものである。#D3も#D4と同様、突起を含めて表面はスパッタしたカーボンで覆われている。

前図と異なるのは、(a)(b)で1回頭を持ち上げる動作がみられないことである。図3-4-1に両者(#D4は#D2と同じ)のバンプの形状を示したが、角の丸さが異なり#D4の方が#D3より角張っている。空気の圧縮の程度も異なり、持ち上げ動作も異なると考えられる。

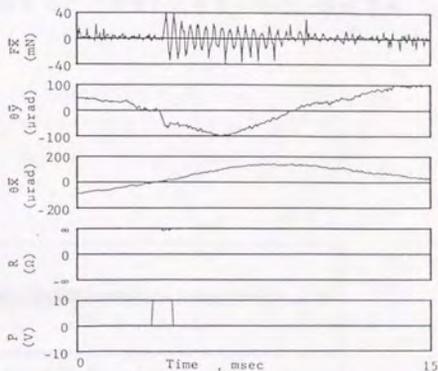
(c)(d)では衝突する前に1回頭を持ち上げる動作がみられる。この場合も持ち上げる時点でのRの減少すなわち接触はない。

(d)では次のように θ_y が変化する。つまり「船が波を越える」ように接触前半では流入端が緩やかに持ち上がり、後半では流入端が緩やかに沈む。その途中のヘッドが水平になった時点で F_x と $1/R$ とが最大になる。これは#D3と同じ結果である。

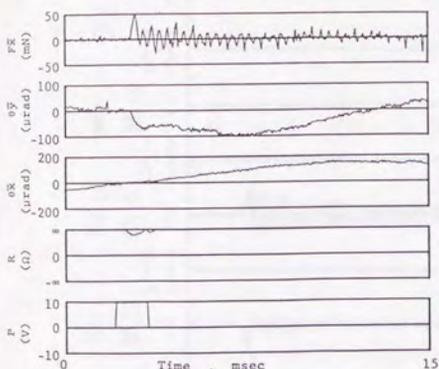
F_x の最大値は接触した(b)(c)(d)でほぼ等しく40~50mNで、 μ に直すと約0.4~0.5にあたる。そして#D3と同様に、 $R = \infty$ で接触終了となった時点から F_x は自由振動を



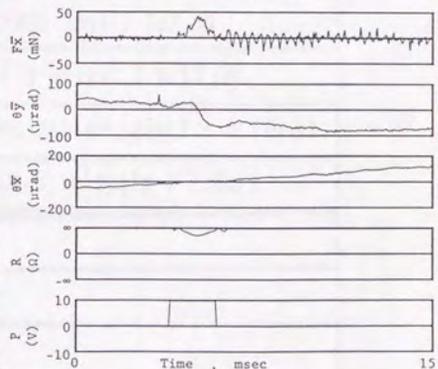
a) $V=12.6\text{m/s}$ ($H_f=0.33\mu\text{m}$)



b) $V=5.3\text{m/s}$ ($H_f=0.19\mu\text{m}$)



c) $V=2.8\text{m/s}$ ($H_f=0.14\mu\text{m}$)



d) $V=1.8\text{m/s}$ ($H_f=0.10\mu\text{m}$)

Bump disk: Ti-sputtered (#D4) Head: Monolithic (#7) $L=94\mu\text{m}$

Bump height: $0.18\mu\text{m}$

Pulse: 16 counts/revolution

図4-6-2 パンプに衝突した場合のヘッドの力・変位・接触の変化 (#D4)

始める。

$F_x \cdot R$ を計算すると(b)で8600[mN·kΩ]、(c)で4800、(d)で2200であった。スパッタで盛り上げたチタンの電気抵抗が大きかったと考えられる。

このように、力に関しては衝突時と滑走時とで基本的に異なるようなことは生じていないことがわかる。衝突時の摩擦力と接触垂直力との比が滑走時のそれと等しいため、少なくとも固着時の静摩擦力を超えることはないと考えられる。次項でパンパや速度を変えてこれを確認する。

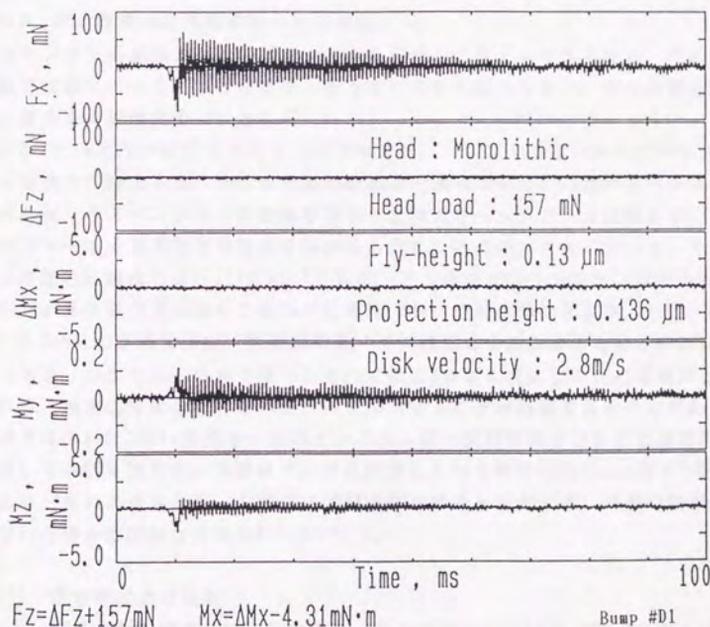


図4-6-3 パンパに衝突した場合のヘッドの5軸の力の変化 (#D1)

4-6-2 パンプ衝突時に生じる力積の推定

図4-6-3はパンプ#D2を用いてヘッドを衝突させた場合の5軸力を示す。この図から、衝突後 F_x には減衰を伴う1.6kHzの自由振動が生じること、この F_x の振動はロードアームのねじれ振動を示していること、 F_z と M_x とは振動していないが、 M_y と M_z とは F_x と同期して振動すること、 $M_y \cdot M_z$ とを F_x で除すると、 z ハイト・ロードアーム長とほぼ等しい値が得られること、等が得られる。これらはCSS時の5軸力を調べた時と全く同じ結果である。

この図や前図4-6-1,2から、5軸力のうち衝突時の接触を認識できる力は、 F_x, M_y, M_z に示される摩擦力であること、それそれぞれの振動波形から衝突後の自由振動分を除いた部分に示されること、等がわかる。本項ではこの測定摩擦力である正弦波の F_x よりインパルス状に発生する実際摩擦力の大きさを考える。

(1) 測定摩擦力と実際摩擦力との関係

カセンサの摩擦力はサスペンションを伝達してきた力であるため、なんらかの手段で実際にヘッドに生じた摩擦力を推定しなければならない。前者を測定摩擦力 F_m 、後者を実際摩擦力 F_o と呼ぶ。

6-2-1で F_m と F_o の関係を次のように考察する。パンプでは短い時間にパルス状に微小摩擦力が発生する。 F_o はその微小摩擦力の総和である。 F_o はサスペンションを変形させ、サスペンションは変形を戻そうと反力をヘッドアームに伝える。反力はカセンサを変形させその歪より F_m が得られる。この時、サスペンション・センサが理想的に剛ならば $F_o(t)=F_m(t)$ である。ところがサスペンションは柔らかく F_o としてパルス状の力が働いても F_m には周期の長い正弦波の力が観察される。それも図4-6-3からわかるように、振幅が電気ノイズ程度まで減衰するためは約0.1秒も必要である。つまりある時点で得られる F_m には0.1秒前に発生した F_o の情報が含まれている。過渡応答成分が含まれると F_o を推定することが困難であることがわかる。本項では図4-6-3の F_x 波形を一回のインパルス状の実際摩擦力で生じる過渡応答と近似して解析を進める。実際はパンプに接触している時間は約2msec以下と測定できるほど長いのであるが、本項では接触時間を瞬時と仮定する。接触時間が長いと見なした場合の詳細な考察は6-3-2で行う。

(2) 測定摩擦力の検討

まず、測定された摩擦力 F_m を検討する。パンプディスク(#D1,#D2、 T_i をスパッタで盛り上げたパンプで、いずれも断面形状は#D4と同じ)にモノリシック型ヘッド($L=157\text{mm}$)を衝突させた場合に生じる F_x 波形を図4-6-4,5に示す。

図4-6-4の V が大きい場合は一周前に発生した共振成分が 20mNp-p も衝突前に残っていて、次の衝突開始時がその位相のどこにあるかでピーク値が $\pm 20\%$ 異なること

がわかる。またバンプの円周方向の長さが小さいので、接触開始から始まった共振波形のどこの位相で接触が終了するかで、 $V=3.6[n/s]$ と $2.8[n/s]$ の場合のように自由振動の振幅が異なってくる。しかし衝突後、一つ目のピーク（矢印）だけはほぼ同じ高さであり、約 $20nN$ で一定であることがわかる。このピーク値を F_{p0} とする。

図4-6-5は前図と比べ自由振動が小さいことがわかる。このバンプディスクはテクスチャーなしの基板にバンプを付けたものであるが、 $V \leq 0.8[n/s]$ ではバンプ以外の所でも接触・滑走していることが衝突前の F_x よりわかる。これも一つ目のピーク値 F_{p0} ($V=1.6[n/s]$ ではどれかわかりにくい)は約 $20nN$ で一定であることがわかる。 $R \neq \infty$ となった直後に生じたパルス状の実際摩擦力 $F_o(0)$ が、サスペンションを通ると正弦波の F_n になって観察されるが、 F_{p0} は F_n の $\pi/4$ の位相の時の値である。

この F_{p0} が速度・バンプにかかわらず一定の値になる理由を考える。滑走時は、
(押付力) - (流体力学的負荷容量) = (接触垂直力) という力の釣合で得られる接触垂直力が総真実接触面積を決定し、その総真実接触面積内での凝着が摩擦力を決定すると考えられるが、衝突時は、突然にバンプが現れ十分な動圧が準備できないうちに衝突し、その接触形状によって総真実接触面積が決定され、その総真実接触面積内の凝着が摩擦力を決定すると考えられる。しかし実験結果では衝突に先立ちヘッドが1回だけ頭を持ち上げるので、衝突直前までヘッドがバンプの影響を受けないとは考えにくい。また、不可避の衝突が導いた実際摩擦力は衝突の初期のみであり、ある時間（零に等しいのか $0.1nsec$ 程度なのかその絶対値はわからない）がたてばそのヘッド姿勢・速度に見合った流体力学的負荷容量が働き、滑走時と同様にその時の接触垂直力に見合う総真実接触面積が得られ、摩擦力もそれによって決定されとも考えられる。これは図4-6-2の(d)のようにバンプを乗り越えるヘッド姿勢によって摩擦力が変化することを説明できるが、速度にかかわらず摩擦力の F_{p0} がほぼ一定であるという実験結果は説明できない。

なお、バンプの上ではバンプ自体が空気の流れを阻止して流体力学的負荷容量が減少する。すなわち、バンプ高さより $0.01\mu m$ でも高い位置で浮上直進しているヘッドならば衝突しないということは間違いである（ヘッドを直進するミサイルのように想像することは間違いである）。#D1は $B_h=0.13\mu m$ であるが、 $0.09\mu m$ 高い $H_{fi}=0.22\mu m$ でも F_x が生じている。同様に#D2では $B_h=0.09\mu m$ であるが、 $0.05\mu m$ 高い $H_{fi}=0.14\mu m$ でも F_x が生じている。図4-6-6は#D3を用いて電気抵抗より求めた接触長さ（期間×速度）を仮想浮上量を横軸にして整理したものである。この図より接触長さが零になるのは $H_{fi}=0.22\mu m$ であり $B_h=0.14\mu m$ より $0.08\mu m$ 高い位置であることがわかる。

バンプが空気の流れを遮断するので、滑走時と同じ流体力学的負荷容量を維持するためには大きな速度を必要とすると考えられる。しかし、その流体力学的負荷容量の変化が始まる時点がわからなかった。衝突前なのか直後なのか F_{p0} が観察され

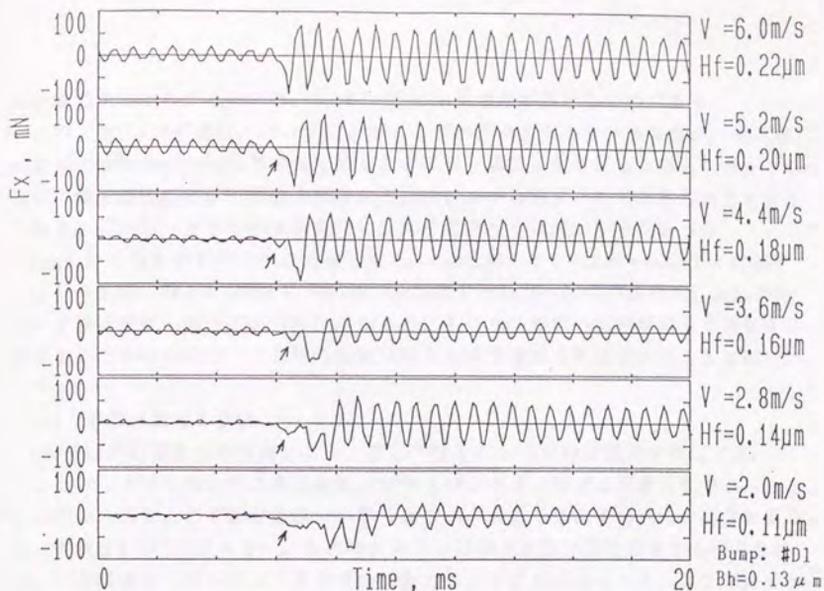


図4-6-4 バンプに衝突した場合のヘッドに働くFx波形 (#D1)

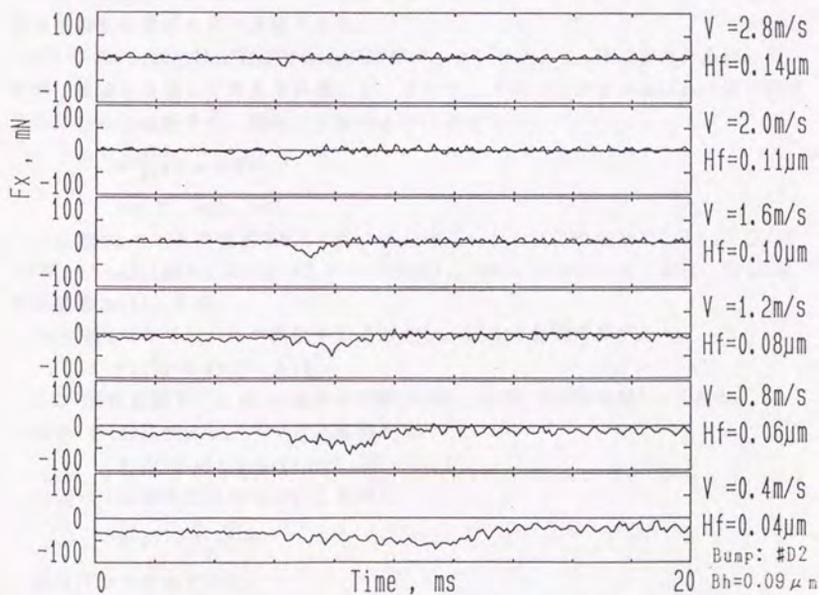


図4-6-5 バンプに衝突した場合のヘッドに働くFx波形 (#D2)

る前なのか等がわからないと、 F_{po} が一定になる理由が解けないのである。

このように F_{po} が速度・バンプにかかわらず約20nNを保っている理由が、不可避の衝突の接触形状が線状で一定でありスライダー幅に決定されるためとも考えられるし、衝突直後の流体力学的負荷容量が速度にかかわらず一定であるためとも考えられる。しかし、どちらかを決定的に支持するデータは見つからなかった。

F_{pn} をいくつかのピークの最大値とする。 F_{pn} は図4-6-4では70~90nNで μ に直すと0.45~0.55、図4-6-5では40~65nNで μ に直すと0.25~0.40である。しかしそのピーク値は接触し始めてから測定時刻までに生じた各時刻の実際摩擦力の共振成分が重畳したものであるため、これから測定時刻での実際摩擦力を推定することは難しい。

(3) 実際摩擦力の検討

(2)では測定摩擦力を検討したが、ここではそれから実際摩擦力を推定する。

インパルス状に発生する実際摩擦力にサスペンションによる伝達係数をかけるとインパルス応答として測定摩擦力が得られるが、本目ではまずこれらの関係を求める(詳細は6-3-2で述べる)。ある時刻のインパルス応答が測定結果から得られれば、この関係からインパルス状の実際摩擦力の大きさが求められる。ここではインパルスとしてデルタ関数を用いたので実際摩擦力の大きさは力積として求められる。

本目ではある時刻のインパルス応答として F_{po} を用いる。 F_{po} はインパルス応答である正弦波の最初のピーク値である。

図4-6-3の F_x 波形は正弦波であるが減衰が小さいこと、 F_{po} は正弦波の最初のピーク値で減衰を無視して考えられること、等から、サスペンションはばねだけで構成されていると仮定する。測定系は次のように表せる。

$$n \cdot \frac{d^2 x}{dt^2} + k \cdot x = F_o(t) \quad \dots\dots(a)$$

$$t=0 \text{で、} x=0, V=0$$

ここで n はヘッ드의質量で $6.3 \times 10^{-5} [\text{kg}] = 63 [\text{mg}]$ 、 k はばね定数で $5.9 \times 10^3 [\text{N/m}] = 5.9 [\text{nN}/\mu\text{m}]$ (図4-6-3で用いたヘッ드의値)、 x は x 方向のヘッド変位、 $F_o(t)$ は実際摩擦力[N]とする。

$F_o(t)$ は $t=0$ でインパルス状に生じる力とし、デルタ関数で表す。

$$F_o(t) = B \cdot f \cdot \Delta t \cdot \delta(t), \quad \dots\dots(b)$$

ここで B は定数で1[1/s]、 f は微小摩擦力[N]、 Δt は力発生時間[s]である。

式(b)を(a)に代入し、ラプラス変換する。

$$n \cdot p^2 \cdot X(p) + k \cdot X(p) = B \cdot f \cdot \Delta t \cdot \delta(p)$$

$\delta(p) = 1 [\text{s}]$ であるから $B [1/\text{s}]$ と相殺し、

$$X(p) = \frac{f \cdot \Delta t}{n \cdot p^2 + k}$$

逆ラプラス変換すると、

$$x(t) = \frac{f \cdot \Delta t}{(n \cdot k)^{0.5}} \times \sin(\omega \cdot t), \quad \omega = (k/n)^{0.5}$$

測定摩擦力 $F_m(t)$ を求める。これはサスペンションのばね力 $k \cdot x$ と釣り合うから、
 $F_m(t) = k \cdot x(t)$

$$= f \cdot \Delta t \cdot \omega \cdot \sin(\omega \cdot t)$$

図4-6-4の F_{po} は正弦波の1/4周期の時の値であるから、上式の $\sin(\omega \cdot t)$ は1になり、

$$F_{po} = f \cdot \Delta t \cdot \omega$$

ゆえに、実際摩擦力の大きさは力積で得られ、

$$f \cdot \Delta t = F_{po} / \omega = F_{po} \cdot (n/k)^{0.5}$$

実験で得られた F_{po} を代入すると、

$$f \cdot \Delta t = 20[\text{nN}] \times (63[\text{ng}] / 5.9[\text{nN}/\mu\text{m}])^{0.5} = 2.0[\mu\text{N} \cdot \text{sec}]$$

同様にして #D1, #D3, #D4 の $f \cdot \Delta t$ を求めると、

$$f \cdot \Delta t = 2.6, 1.5, 2.5[\mu\text{N} \cdot \text{sec}]$$

接触時間が推定できれば微小摩擦力も推定できる。その時間を1/4周期の0.17 nsecより短い0.1 nsecとすると、力は20 nNであることがわかる。 μ に直せば0.1のオーダーで滑走時の μ とほぼ等しい。

以上の検討から、本節では過渡応答時の実際摩擦力を推定し、パンプ衝突時でも滑走時の実際摩擦力と同程度の値を示すことがわかった。

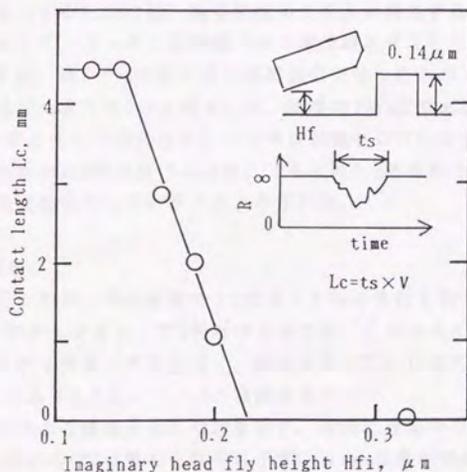


図4-6-6 パンプに衝突した場合の接触長さ (#D3)

4-7 CSSテスト中の力の測定値についての検討

本節では、CSSサイクルを繰り返し行った場合の力、特に F_x の変化を調べる。

(1) 本実験の目的・方法

本節の実験の目的は、力の変化を測りクラッシュ・スティッキングに至るメカニズムを確かめることと、クラッシュ・スティッキングの不良発生直前にその発生を暗示する特徴的な力波形を得ることである。もちろん緒言や1-4で予め述べたように前者が主であるが、ここでは後者の不良予知の可能性をも調べてみる。

不良の予知は、現在のディスク・ヘッドの組合せが固定しているウインチェスター型のHDDにおいては全く考えられていない技術である。ディスク・ヘッドの交換が必要だとわかっていても、記録情報を破壊せずにそれらを交換し再生信号を得るように位置を調整することが非常に難しいからである。しかし、記録情報が破壊されては困る高価のものであるなら、予備のHDDを準備し不良に先立って情報を写しかえすことも可能である。不良の予知と予知後の緊急保護手段とは別個の技術であり、後者が技術的・経済的に困難だからといって前者までも無益だとはいえない。本項では不良の予知の可能性を検討した。

また、不良の予知のためには、不良直前の波形の測定が不可欠である。このため、ディスクの表面状態の観察を、力測定と同時にを行った。なお、CSSテストはドライブ装置内の最上面のディスク一面だけとし、CSS中もディスク表面が観察できるようにドライブのカバーを透明なアクリルに代えた。

実験能率をよくするためには、ある程度早く不良が発生することが望まれる。そのための手段として、カーボン膜が薄くかつ潤滑液も付与していないディスクを用いた。ディスクは、表3-4-1の#Cと同じ製造条件で作ったものである。ただし、カーボンの厚みは10nmまたは5nmと薄くした。標準の20nm厚であると10k回後（つまり昼間のみCSSさせるとして約10日間）でも不良が発生しないからである。また、潤滑液を付与したものは30k回後（30日間）でも $\mu < 0.8$ と良好で本実験には好ましくないで、潤滑液を付与しないディスクを用いた。

(2) 実験結果

全部で15例行ったが、事故前後の1 CSSサイクルの波形を取り込めたのは、クラッシュで3例、スティッキングで2例だけであった。このスティッキングは過度の潤滑液で生じるスティッキングではなく、摩耗によって生じるスティッキングである。CSSテストごとに条件A, B, C, ……0と実験名をつけた。

図4-7-1にCSSによる摩擦係数の増加を示す。縦軸に滑走中の最大摩擦係数 μ_{max} を、横軸にlog表示のCSS回数をそれぞれ示す。 μ_{max} は滑走中の F_x の最大値を押付力 L で除した値であり、各CSSサイクルごとに計算してセーブした。図のデータはス

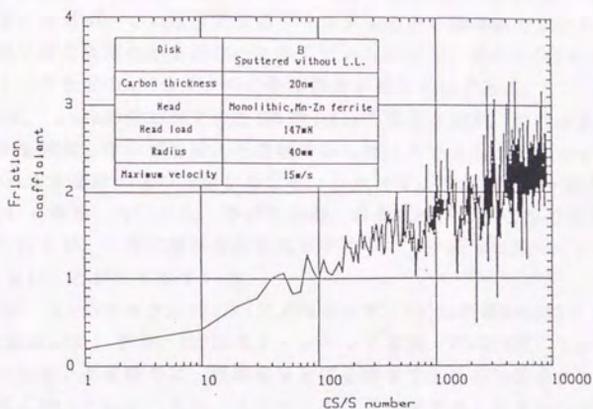


図4-7-1 CSS回数と最大摩擦係数との関係 (C=20nm・Lub. 無)

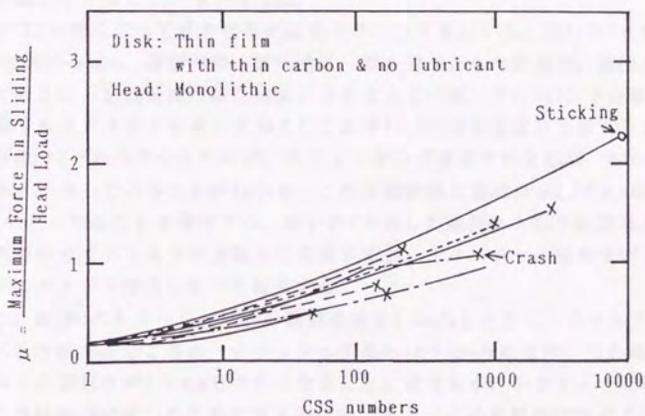


図4-7-2 CSS回数と最大摩擦係数との関係 (C=5~20nm・Lub. 無)

スティッキング発生例（条件B）のものであるが、10回後と初期の段階で μ_{max} は増加し初め、10k回後では約2.5と著しく大きくなる。CSS回数の増加に従い μ_{max} のばらつきも大きくなるが、これは滑走するディスク1周内で静摩擦力がばらつくためである。摩耗や潤滑液薄化が1周均一に生じていないので、前回のCSSサイクルの停止位置によって次回のCSSサイクルの静摩擦力が異なるのである。

図4-7-2は、 μ_{max} の測定ができた8例の μ_{max} の変化を示す。前図のような μ_{max} のばらつきを無視し平均値を結んだ曲線で示した。クラッシュはスティッキングが生じる μ_{max} 増大過程の途中で生じること、クラッシュした後も引き続き測定した μ_{max} は著しく増加しないこと、等がわかる。後者は摩耗粉がころの役目をするためと考えられるが、一般に摩耗粉が散逸せずにディスク表面に残っていると μ は1.0を超えないことが知られている。

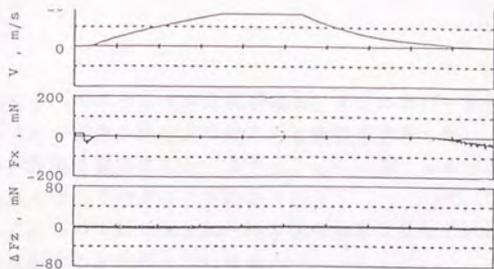
図4-7-3は、1 CSSサイクル時の F_x と ΔF_z を示す。(a)は条件BのCSSテスト開始直後（CSS回数は18回）での、(b)はスティッキング直前（同9010回）でのデータである。スティッキング直前では、起動直後と停止直前で生じる F_x がテスト開始直後の F_x より大きくなっている。また、スティッキング直前では、大きい F_x が停止時にブレーキとして働きモータオフから停止までの減速時間が短くなっている。

図4-7-4は、条件Iのクラッシュ前とクラッシュ最中の F_x と ΔF_z の波形である。クラッシュ前後で F_{xmax} はほぼ同じであるが、滑走時間が長くなること、 ΔF_z に高周波成分が生じていること、等が異なる。

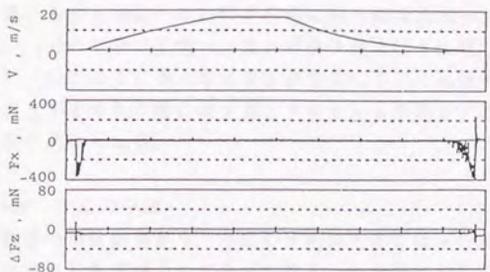
ここでCSS回数によって滑走時間が変化することを検討する。表4-7-1は条件A, B, E, F, Iの5例の μ_{max} 、滑走時間、離陸速度、等を調べたものである。離陸速度は起動後に初めて F_x （空気抵抗の粘性抵抗力分を含まない値）が0.5mN以下とほぼ零になる速度である。スティッキングが生じた条件AとBの離陸速度に注目すると、テスト開始直後で2~3m/sだったものが、スティッキング直前ではその30~60%の1~2m/sまで小さくなっていることがわかる。これは離陸浮上量 H_{fit} が0.08 μm から0.04 μm まで小さくなることを意味する。図4-2-8で示した離陸浮上量と仮想最大面粗さとの関係を使ってディスクの面粗さに変換すると、テクスチャー面からポリッシュ面へとディスクが平滑化したのに相当する。

同様に、条件Iのクラッシュ直前の離陸速度も1.5m/sと小さく、ディスクが平滑化したことを示す。ところが、クラッシュすると14~15m/sになり、これはヘッドかディスクの面粗さが0.1 μm も大きくなることに相当する。スライダ面かディスク表面に摩耗粉が付着したためと考えられる。また、この摩耗粉はヘッドの滑走を不安定にし、ピボットがずれて先に指摘した F_z の振動成分が発生したと考えられる。しかし、 F_z の周波数はサンプリング周波数の1/2の500Hzより大きく、ピボットのずれ振動の分析ができなかった。

なお、EとFのクラッシュ直前のデータはIのデータと異なり、その離陸速度が大きくなっている。これはこの測定時刻にすでにクラッシュが始まっていたためと思



(a) Initial CSS (#18)



(b) CSS just before sticking (#9010) 2600ms

Trial #B
 Disk: Sputtered
 no lub C=20nm
 Head: Monolithic
 L=147mN
 CSS: R=40mm
 15m/s max.
 Sampling: 1kHz
 LPF=40.3Hz

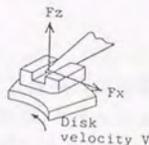
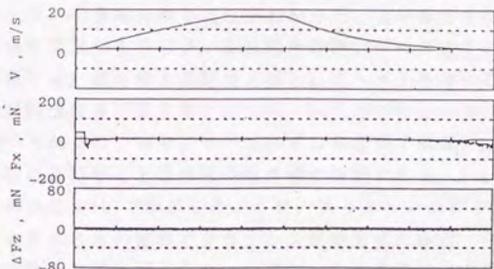
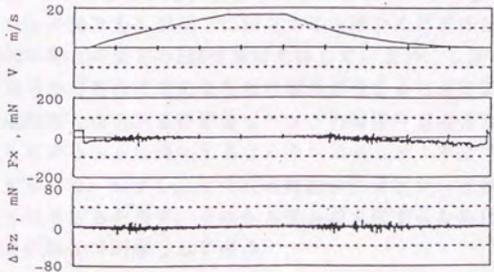


図4-7-3 CSSテスト開始直後とスティッキング直前の1CSSサイクル時の力の変化



a) CSS just before crash (#42)



b) CSS during crash (#53) 2600ms

Trial #I
 Disk: Sputtered
 no lub C=5nm
 Head: Monolithic
 L=93mN
 CSS: R=40mm
 15m/s max.
 Sampling: 1kHz
 LPF=40.3Hz

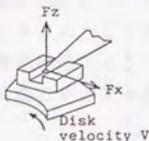


図4-7-4 クラッシュ直前と最中の1CSSサイクル時の力の変化

われる（クラッシュの目視判定をアクリルカバーを通して行ったが、数 μm 四方のわずかの膜割がれを見つけることは困難であった）。また、ヘッド・ディスク表面を顕微鏡で観察すると、クラッシュ・スティッキング後はカーボンが摩耗し両面とも黒くなっていることがわかった。

これらの検討をもとに、 F_x の信号波形に生じている特徴から不良が発生する状態を推察すると次のようになる。

- (a) カーボンが摩耗してディスク表面が平滑になる。平滑になったため、滑走状態から浮上状態への移行が容易になり離陸速度や滑走時間が小さくなる。
- (b) (a)の平滑化に伴い、最大摩擦係数は徐々に増加しスティッキングが発生する。
- (c) (b)のように最大摩擦係数が増加していく過程に、カーボンの摩耗粉がヘッドとディスクの間に挟まるとクラッシュが発生する。この時、離陸速度や滑走時間が大きくなる。

(3) 不良の予知

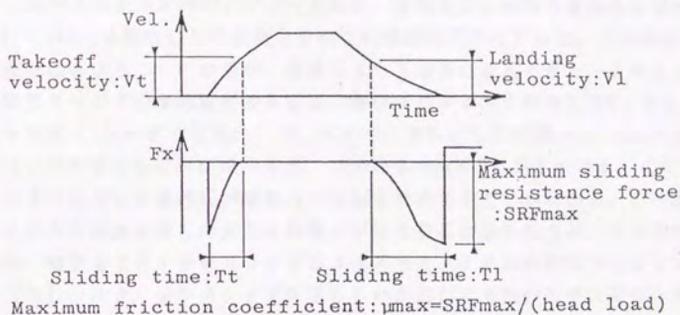
前目の実験結果から、不良の予知のためには μ の変化より離陸（または着陸）速度に注目した方がよいことがわかる。ちなみに表4-7-1条件Iのクラッシュ前後で、 μ_{max} は0.71から0.79へとほとんど変化しておらず、 μ の変化でクラッシュが予測できないことがわかる。

過度の潤滑液で生じるスティッキングを除き、クラッシュ・スティッキングには、カーボンの摩耗を伴うことがわかった。この摩耗を測れば不良を予知できる。摩耗は面を平滑化するので、表面粗さの測定データよりその平滑化を知ることができる。本項では、表面粗さの測定方法としてヘッドを用いる方法を採用した。ヘッドの離陸・着陸速度を測定するだけなら、 F_x だけでなくx方向の変位や接触抵抗を使っても調べられるのでカセンサーは必ずしも必要ではない。

次に必要なことは摩耗の限界値の設定である。1-4(4)や第2章の不良のメカニズムの小仮定(6)で詳述したように、スティッキングで許容される摩耗でも零ではないある大きさの確率でクラッシュが発生するから、クラッシュの方を重視してそれを決定しなければならない。現在、生産現場では肉眼で観察して呼吸をかけずにCSSトラックの後が見れるようだとクラッシュの可能性があるとされている。クラッシュの確率を0.5%以下に設定するとほとんど摩耗は許されなくなる。そのため、1990年現在の全てのHDDは摩耗を許していない。しかし、実際にはそのようなことは実現不可能なのである程度の摩耗が生じることは黙認している。

起動信号からある時間後にヘッドの離陸時点の許容範囲を設定して、そこから外れたらアラームが発生するようなシステムが、不良予知システムとして好ましいと考えられる。しかし、その許容範囲はクラッシュの発生確率を抑えようとするとき小さくならざるを得ず、そのシステムが実現するためには実際のディスク摩耗防止技術との格差が問題として残る。

表4-7-1 クラッシュ・ステッキング時のデータから読んだ種々の数値



Disk	Number of CSS	Tt, s	Tl, s	Vt, m/s	Vl, m/s	SRFmax, mN	μ_{max}
A	5	1.3	6.3	2.7	3.3	138	0.94
	831	0.8	3.4	1.3	2.2	485	3.30
B	18	1.1	(5.1)	2.4	2.2	52	0.35
	9010	0.6	2.2	0.6	1.5	397	2.70
E	149	3.8	(8.7)	7.5	3.3	106	0.72
	152	3.4	6.3	7.1	3.8	104	0.71
F	133	8.2	9.3	14.0	12.0	115	0.78
	136	4.2	7.9	7.8	9.5	147	1.00
I	42	0.7	(7.1)	1.5	3.3	66	0.71
	53	8.2	12.0	15.0	14.0	73	0.79

(4) 摩擦係数増加に関する検討

CSS回数の増加に伴って、摩擦係数が増加した原因を明らかにしたい。先に検討した不良発生状態(b)の、摩擦が増加してステイキングに至るメカニズムとして、摩耗によって表面が平滑になり、水分やガスの表面張力の影響が相対的に大きくなることが考えられる。

この平滑になることは条件の一つであるが、これだけではステイキングが生じない。図4-1-10(c)のSub.ガラス, Tex.無, Lub.無の平滑な基板を用いた起動直後の力の波形を見ると μ は0.30で、(f)のSub. Al, Tex.有, Lub.無の基板の $\mu=0.22$ と大差なく、ステイキング時の $\mu>3$ とは異なる。平滑化は μ 増加の直接の原因ではない。

図4-1-10(c)を測定した時と異なる条件は摩耗粉の存在である。この摩耗粉は黒く薄膜状にこびりついているが、綿棒によって容易に除去できた。ステイキングした状態のヘッドの摩耗粉を除去して、再び同じディスクの同じCSSトラック上で滑らすと $\mu<1$ と小さくなる。一方、ステイキングした状態から、CSSトラックの脇へヘッドをずらして再び滑らすと、この場合も $\mu<1$ と小さくなる。この結果からヘッドに付着した摩耗粉が摩擦力の増加を助長することがわかる。この摩耗粉には水分が含まれ表面張力のような摩擦が発生すると思われるが、よくわからない。

なお、顕著なスティックスリップはステイキング直前のFx波形に生じていなかった(もし、スティックスリップが生じていたとしても1kHzのサンプリングではわからなかったと考えられる)。またロードアームが振動する時に発する高音も聞こえなかったので、スティックスリップは発生しなかったと考えられる。本実験のように力の情報だけで、この増加原因を推察することは無理である。

第2章のメカニズムの小仮定(5)のように、過度の水分や酸素が真実接触点の凝着を強固にしたためと考えられるが、この確認のためには表面の物性に注目した実験を行わねばならない。

第5章 低摩擦・低摩擦磁気ヘッドシステムの試み

5-1 低摩擦・低摩擦磁気ヘッドシステムの考え方

前章で滑走時のヘッドの挙動が明らかになった。HDDを設計する場合に必要な摩擦・摩耗・信頼性に関することを抜きだして、この知見を構成し直すと次のようになる。

- (1) ヘッド・ディスクが接触すると凝着により、 $\mu=0.2\sim0.5$ の摩擦力が発生する。
- (2) (1)の凝着力に別のメカニズムによる力が加わると、スティッキングが生じる。
 - (2-1) 過度に潤滑液を付与すると表面張力が大きくなり、 $\mu>1$ と大きくなる。
 - (2-2) 表面張力でヘッドがつんのめると固着が生じ、 $\mu>5$ と大きくなる。
 - (2-3) カーボンが摩耗すると凝着が強固になり、 $\mu>1$ と大きくなる。
- (3) カーボンが摩耗すると摩耗粉が安定滑走を妨げ、クラッシュが生じる。

現状のHDDはモータトルクを大きく、あるいは搭載ディスク枚数を少なくして、許容摩擦係数が0.8以上になるように設計されているため、(1)の $\mu=0.2\sim0.5$ はスティッキング発生に対し問題にならない。また表面粗さを大きく、あるいは潤滑液膜厚を小さくして、表面張力の影響が生じないようにも設計されているため、(2-1)(2-2)の大きな摩擦力も発生せずこれらもスティッキング発生に対し問題にならない。現状の問題は残りの(2-3)(3)で述べたカーボン摩耗であり、多くのHDDで対策を必要としている。また、緒言でも述べたように将来のHDDは低浮上量化を達成しなければならない。低浮上量化のためには小さい面粗さが不可欠であるが、それを達成すると(2-1)の表面張力によるスティッキングが新たな問題として復活してくる。

この摩擦・摩耗を減少する最も簡単な方法は滑走自体を止めることであり、その一つの方法としてダイナミックローディングが挙げられる。これを5-2で検討する。ローディングの直後に瞬間的に接触するおそれは残るが、少なくともCSS時のような秒のオーダーの長い滑走状態は避けられる。

もう一つの別の方法として、コンタクトレコーディングを考える。この場合は、摩耗と動圧とを最小限に抑えるため、スライダ面積をできるだけ小さくする設計が必要になる。もし、摩耗が許容される範囲内で抑えられれば、残る問題は(2-1)(2-2)で述べた大きな摩擦である。5-3でHGAを工夫してこの摩擦を解決する方法を試みる。ヘッドがつんのめることを防止するため、サスペンションの変形モード、慣性、剛性、等を変化させて解決方法をさぐるものである。

5-2 ダイナミックローディングの試み

緒言で説明したようにCSSさえ放棄してしまえば、潤滑液・滑走・スティッキング・摩擦等を考えなくともよいことになる。ダイナミックローディングは最も魅力的な解決方法の一つである。

そこでダイナミックローディングの一方法として、3-4-3で説明したロード・アンロード機構を試してみた。ヘッドはモノリシック型で $L=109\text{mm}$ (#9) を、ディスクは薄膜型でSub. Al・Tex有・Lub有 (#8と同じ) をそれぞれ用いた。

ロードアームにはテフロン製の突起がセンサー原点より 12.0mm の位置に貼りつけてあり、ピンがロードアームを押し上げる時はその突起とピンとが点接触するように設計されている。

5-2-1 アンローディング時のヘッドの挙動

図5-2-1はアンローディング時のヘッドに働く $F_x \cdot F_z \cdot M_x \cdot M_y$ の4軸の力とヘッドの $\theta_p (= \theta_y) \cdot \theta_r (= \theta_x)$ の2軸の変位とを示す。ヘッドは図のソレノイドオンの時点から持ち上げられ最終的にディスクから 0.4mm 離れる。下図は上図を時間的に拡大して、ヘッドがディスクから離れる部分を詳細に示したものである。

図では θ_p, θ_r を $\Delta \theta_p, \Delta \theta_r$ として表しているが、これは測定した θ_p, θ_r からディスクのうねり分を差し引いた値である。 θ_p, θ_r 変動の時間平均値をうねり分として差し引いたのであるが、その差し引いた分は、このヘッドを平滑なガラスディスク上に浮上させ白色光干渉法で求めた θ_p, θ_r から、それぞれ $+95, -7 \mu\text{rad}$ であることがわかっている。

最初に θ_p, θ_r の変化からヘッドの挙動を検討する。

ソレノイドオンから 4msec 後の矢印A (図5-2-1下図) の時点で F_z が 400mN と大きくなり、そのさらに 0.4msec 後の矢印Bの時点で θ_p と θ_r が大きく変化する。すなわちA時点でピンがロードアームを押し上げ始めるので F_z が変化し、 0.4 秒後のB時点でヘッドが持ち上げられ始めるので θ_p は負に (頭がつんのめる)、 θ_r は正に (外周側が沈む) 変化する。大きな変化が生じる 277msec 以後の θ は、ヘッドに貼付けた鏡からレーザーのスポットがはずれ、意味のある値を示していない。

3-3で説明したように z の変化は θ_p の変化の中に誤差として現れ、ヘッドの移動距離 $z=0.4\text{mm}$ は $\theta_p=-190 \mu\text{rad}$ に相当する。しかし図5-2-1の θ_p の変化はオーバースケールしているが、少なくとも $-1200 \mu\text{rad}$ と z による誤差の10倍大きな値を示している。さらにアンローディング前の浮上時のヘッドは $95 \mu\text{rad}$ 流入端が持ち上がったので、これと z による誤差を考慮しても、なおヘッドは $900 \mu\text{rad}$ つんのめった状態でディスクから離れて行ったことがわかる。

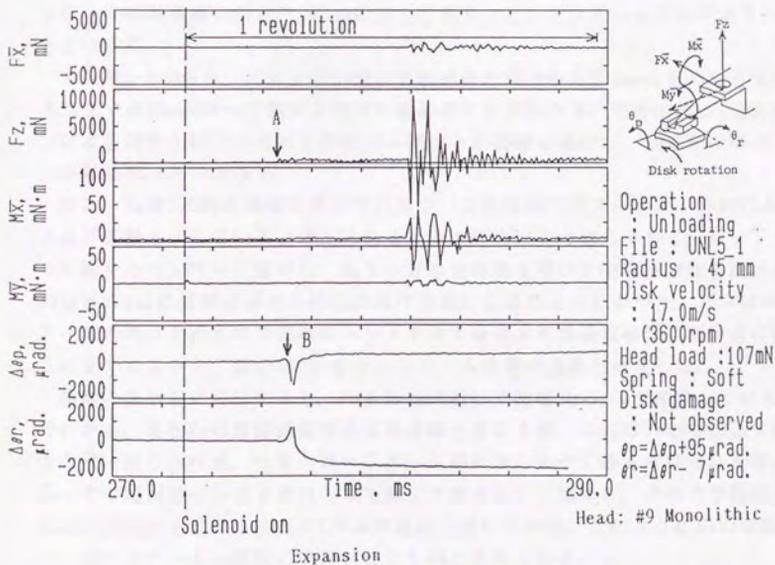
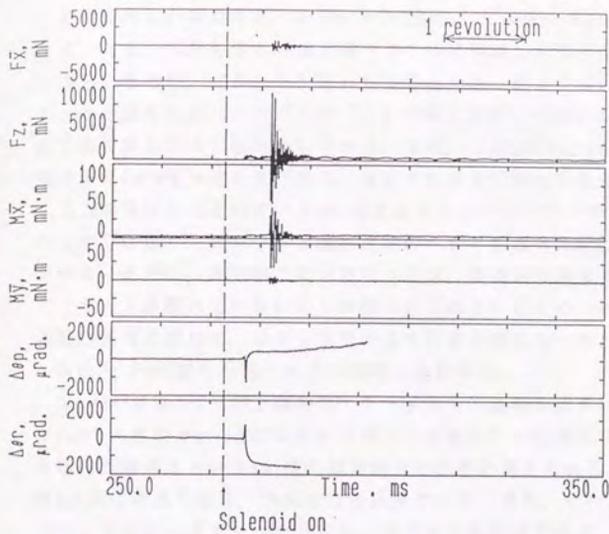


図5-2-1 アンローディング時の力・変位の変化

その変化した姿勢の様子を図5-2-2に誇張して示す。 θ_p のつんのめりはヘッドのワイヤによって発生する。流出端でコイルに巻線したワイヤはサスペンションにかしめられるので、ピボットが離れた後も流出端は動きにくいからである。 θ_r もピボットが離れた後、ジンバルが「く」の字に変形して図5-2-2のように外周側が沈む方向で安定することを示している。なお、この $1000\mu\text{rad}$ のつんのめり量は流入端が高々 $4\mu\text{m}$ 沈み込む量だから、肉眼では傾きが感知できない。

以上の検討からこの θ_y ・ θ_x の変化はアンローディングの動作で力学的に発生したのではなく、ピボットが離れた後のヘッドの姿勢に起因するものであることがわかる。ただし、本実験で用いたヘッドは、製造時の検査で無負荷時でも肉眼で見てピボットが離れていないことが確かめられているため、ピボットが離れたという表現は適当ではなく、ピボットでの集中荷重が零になったと考えた方がよい。

次は F_x ・ F_z の変化からヘッドの挙動を検討する。

図5-2-3は図5-2-1の上図の力・モーメントの縦軸を拡大した図である。約 $1000\mu\text{rad}$ の大きな θ_y ・ θ_x の変化はピボットが離れないと実現できないので、ピボットの離れた時点は θ_y ・ θ_x の変化開始時点であると考えられる。その時点は前図の矢印Bと同じ時点であり、本図では縦点線で示す。また、そのピボットが離れた時点でヘッドはロードアームから離れ、ピボットを伝達する力、すなわち押付力が零になる。 F_z は縦点線の時点で 500mN に達しており、ピンだけでヘッドを支えていることがわかる。

また図5-2-3から、ピボットが離れる縦点線の時点から 0.4nsec 前の時点で、 F_z はそれまでの 100mN の一定値から増加し始めることがわかる。この 0.4nsec 時間内でピンによる持ち上げ力の増加と押付力の減少とが同時に進行し、縦点線の時点で押付力が零になったのである。

なお、 F_z は 300Hz の振動を伴っているが、これはロードアームが z 方向に上下する曲げ振動を示していると考えられる。その理由は次の通りである。ロードアームの片端を力センサーに固定し、もう一方の自由端を叩いて固有振動数を調べると、 80Hz と 158Hz に共振点があり 80Hz は曲げ振動によることがわかった。ピンはロードアームの根元を押すので先端のヘッドを押す場合より共振周波数は高い方に移行するはずであるから、図の 300Hz をロードアームの曲げ振動と推定した。

振動の後半部に注目すると、 F_x も F_z に同期して振幅 20mNp-p で振動していることがわかる。また F_x の振動開始時点は縦点線と重なるが、これは F_z が増加して振動が最大値に達した時点、つまりロードアームがピンによって最も曲げられた時点である。その時点でピンは x 方向の力を発生させるように接触し、その力で励起した x 方向の共振は z 方向の共振に $1/4$ 周期遅れて続いている。このように F_x の振動はピン・ロードアームの接触に励起されたものと考えられる。

ピンによるロードアームへの着力は本節の冒頭で述べたように半球状のリベットの頭で行う。これは放電加工でロードアームに穴を開けその穴にテフロン製のリベ

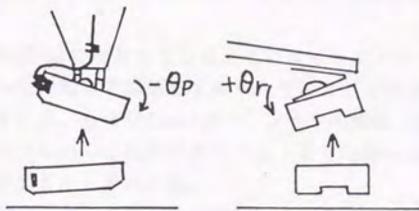


図5-2-2 アンローディング時のヘッドの姿勢

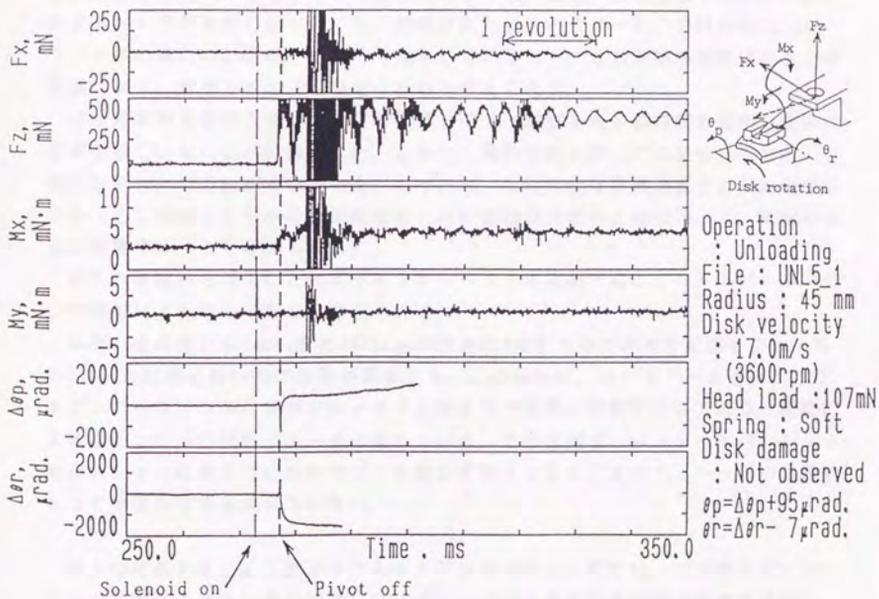


図5-2-3 アンローディング時の力・変位の変化（力・モーメント軸の拡大図）

ットを通してかしたものである。しかしピンはその半球の中心を必ずしも押していないので、接触した場合 z 方向以外に x 方向の力が発生する場合もありうると考えられる。

この F_z 振動は約 400mN に拘束しているがこれはピンがロードアームを持ち上げる力である。 M_x は F_z に同期して振動しており、その持ち上げ力と原点・着点間の距離との積を示している。 M_y は 282nsec のソレノイドの衝撃（後述）を除きノイズレベルから変化していない。これからモーメントより F_z がヘッドの挙動を検討するために必要な分力であることがわかる。

ここで、 F_x はピン・ロードアームの接触によって生じると考えたが、ヘッド・ディスクの接触によっても考えられるか検討してみる。

前述のように F_x が約 20mN と増加し始める時点は、ピボットが離れて θ_y が増加し始めた図 5-2-3 の縦点線の時点である。これはヘッドの傾きが大きくなり、ヘッドの角がディスクと接触し摩擦力が発生した可能性を示している。しかし、変化直後の縦点線の右部に注目すると、 F_x 振動の最初の変化した方向が負であり摩擦力が生じる方向と逆方向であるのでその可能性はないと考えた。また仮にその時点でディスク・ヘッドが接触したとしても、接触垂直力はロードアームの押付力の 100mN からヘッドの重力の 0.63mN へと著しく減少しているので、総実接触面積は小さくほぼ零になり、摩擦力も零で観察できないと考えられる。

接触の有無を調べるため、測定前後でディスク表面を光学顕微鏡で観察し塑性変形が生じていないことは確認した。しかし、弾性接触に対しては接触抵抗を用いて調べなかったのでわからなかった。もっとも、接触抵抗は接触垂直力に反比例するため、もし接触しても小さい接触垂直力時の接触抵抗は ∞ にほぼ等しく、接触の検知は困難であったと考えられる。

以上の検討から発生した F_x はディスク・ヘッドの接触ではなくロードアーム・ピンの接触によるものであると考えられる。

なお、縦点線から 4nsec 後の 282nsec の時点で 4 軸全ての力が大きな値を示し、先の 300Hz の振動に約 4kHz の振動が重畳する。この 4kHz は、ロードアームを持ち上げるピンのもう一つの片端がソレノイドに突き当たった時の衝撃を示しており、衝撃による力センサーの共振がデータに現れている。この振動はヘッド・サスペンションを力センサーに取りつけないでピンを動かす場合にも生じるので、ヘッドの挙動にとって本質的な信号成分ではない。

以上の結果をまとめるとダイナミックアンローディングでは、ピッチング・ローリングに現れる大きな変化はアンローディングによる力学的挙動の結果ではなく、ヘッドをロードアームに取り付けたときの初期姿勢に起因すること、 F_x や F_z に現れる振動はピンがロードアームを持ち上げるときに励起したロードアームの曲げ振動に起因すること、滑走時のようなヘッド・ディスクの接触による摩擦力は発生しな

5-2-2 ローディング時のヘッドの挙動

図5-2-4はローディング時の図5-2-2と同じパラメータの変化を示す。

最初にFzの変化に着目してヘッドの挙動を検討する。

Fzは400nNから100nNへと変化する。400nNは静止時にピンがロードアームを上へ押し上げていた力で、100nNは浮上時の流体力学的負荷容量で押付力に等しい。押し上げていた時点のMxをFzで除すると11.4nnが得られるが、これはセンサー原点からピン着点までの距離12.0nnにほぼ等しい。

まず、MxとFzからヘッドの持ち上げられていた高さを考える。図4-2-12から、曲げ変形が生じる位置（支点）は原点から約6nnの位置であるから、ピンからその支点までの距離は6nnになる。ピンがロードアームを曲げるのであるが、ヘッドの位置でのばね定数のデータしかないので、ヘッド位置に力がかかってロードアームが曲がる（ヘッド・支点間の距離は21nn）と考える。つまり、ヘッドを持ち上げる力は $400 \times 6 / 21 = 114$ [nN]になり、押付力107nNからの差の7nNをばね定数で除した値 7 [nN] / 0.015 [nN / μ n] = 0.47 [nn]が変位になる。これは写真から推定した0.4nnにほぼ等しい。

図5-2-4のFzの変化に着目する。Fzは20nsecの間に徐々に減少しているが、ロードアームの変形が徐々に小さくなってきたことを示している。Fzが300nNになった図中のA時点で θ_p 、 θ_r が零になる。その時点以前では θ_p は負に θ_r は正に変化し、図5-2-2のアンローディング時のピボットが離れている状態と同様であることがわかる。図5-2-5はレーザー入射スポットの中にヘッドが降りてきた147.1nsec時以後のヘッドの動きを示す。ディスクとの最短距離をとる位置を調べると、流入端の内周側角と外周側角とが交互にその位置を得ていることがわかる。147.8nsecでこの振動が収束しほぼ浮上時と等しくなるが、 1000μ rad以上変位している θ_p や θ_r が、次の0.1nsec後のサンプリングでは零に収束し減衰振動も生じていないことから、空気膜は大きなばね剛性とダンピング特性とを持つことがわかる。

147.8nsecのA時点でピボットは接触し押付力がヘッドに伝達される。ピンがロードアームを支えている力をFp、ヘッドにかかる流体力学的負荷容量をF1とすると

$$Fz = Fp + F1 \text{ [N]}$$

$$Mx = 12 \cdot Fp + 27 \cdot F1 \text{ [nn} \cdot \text{N]}$$

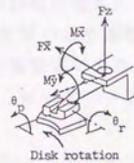
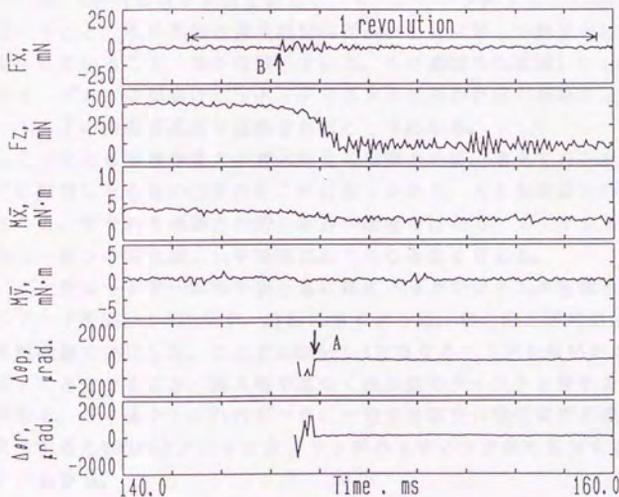
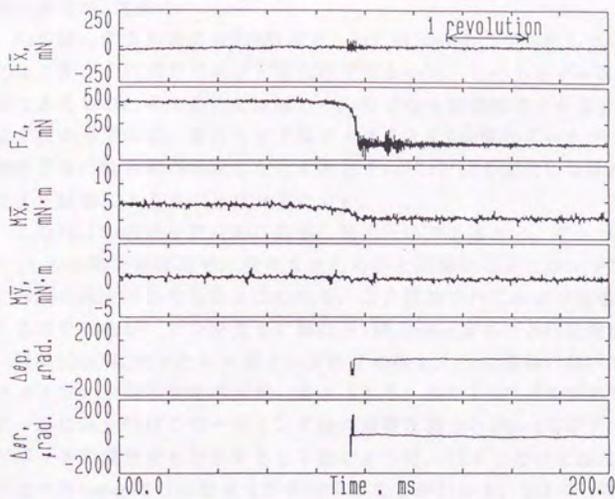
の連立方程式が成立する。データからこれを解くと、

$$Fz = 300 \text{ nN}, Mx = 3600 \text{ nn} \cdot \text{nN} \text{ の時, } Fp = 300 \text{ nN}, F1 = 0 \text{ nN}$$

$$Fz = 200, Mx = 3000 \text{ の時, } Fp = 160, F1 = 40$$

$$Fz = 100, Mx = 2500 \text{ の時, } Fp = 13, F1 = 87$$

徐々にFzが減少していく過程ではFpが減少するだけでなく、F1が増加していることがわかる。この過程は図5-2-1のアンローディングのA~B時点間のヘッドの挙動と同じである。ローディング時は2nsecとアンローディング時の0.4nsecよりその過



Operation
 : Loading
 File : LOAD5_5
 Radius : 45 mm
 Disk velocity
 : 17.0m/s
 (3600rpm)
 Head load : 107mN
 Spring : Hard
 Disk damage
 : Not observed
 $\theta_p = \Delta \theta_p + 95 \mu\text{rad}$
 $\theta_r = \Delta \theta_r - 7 \mu\text{rad}$

Expansion

Head: #9 Monolithic

図5-2-4 ローディング時の力・変位の変化

程の時間が5倍長い。

F_z が減少する直後の矢印B時点で、 F_x には50nNの力が発生している。この発生時には上記から $F_l=0$ でピボット接触前であるから、この力をディスクとヘッドとの接触によるものと考え難い。なぜなら接触垂直力が零で摩擦力も零であるはずだからである。またヘッドはディスクと0.4mm離れていたが、仮にピンの運動開始直後に流入端が衝突したとすると θ_y が0.1radも変化しなければならないので、やはり接触によるものとは考えにくい。

この F_x は F_z の減少開始時に発生し始めたのであるから、アンローディング時に F_x, F_z の振動をほぼ同時に発生させたものと同様なピンとロードアームとの摺動がこの F_x の発生原因であると思われる。この摺動が F_x に50nNの振動を発生させると考えるのであるが、ピンが完全に離れた148.8nsec頃にその F_x 振動は収束し零になる。

F_z が100nNになったローディング終了の後、 F_z に振動が続いているがこれはピボットでの接触不安定が原因と考えられる。図5-2-6はピエゾのセンサーをヘッドアームに取り付けてローディング後の振動を測ったJeongらのデータ⁽⁶⁵⁾であるが、ピボットに潤滑液を付与すると下図のように、付与しない上図に比べ、ピンが離れた後の約4nsec間の振動成分が減少することがわかる。図5-2-4の F_z の振動はピンが離れた後の約10nsec間で続いているが、振動の発生間隔がランダムであることが似ている。Jeongらは z 変位を測定し、ローディング終了後に z 変位の振動が発生していること、その振動の発生期間約20nsecとほぼ等しい期間中にピエゾの出力振動も生じていること、等を指摘している。その期間の F_x は図5-2-4からほぼ零であるから、ピエゾの振動はヘッド・ディスクの接触が原因の振動ではなくロードアーム・ヘッドの接触が原因の振動であることがわかる。

これまでは接触垂直力が零の場合の摩擦力を零と考えてきたが、ヘッドがディスクに接触したら面の凸部のどこかに引っかかり、大きな摩擦力が生じることも予想される。すなわち摩擦力の発生原因が凝着ではなく、スティックスリップ時と同様なカーボンの掘り起こしや塑性変形である場合を考える。

ピンをロードアームの下から急に抜きヘッドがディスクと明らかに接触した場合)のデータを図5-2-7に示す。右図に示すように、傷と F_x とが時間的に一致することを顕微鏡で確認した。ここでは図5-2-4と異なるヘッドを用いたが、 F_x は400nNと極めて大きくなること、流入端ではなく流出端でディスクと接すること、等が前図と異なる。ディスク上に F_x のピークに一致する鍵型の塑性変形が観察できたが、塑性変形すると400nNとスティックスリップのスティック時に相当する力が発生することがわかる。

図5-2-1,4では明らかにこのような大きな力が発生していないので、仮に接触していたとしても凝着が原因の摩擦力(大きさはほぼ零)が生じていたと考えられる。

ピボットが離れた時のヘッド姿勢、つまりヘッド・ロードアームの取り付けで決まる初期姿勢の多くは図5-2-2のようにになっているがそれでもなお逆の姿勢をとる

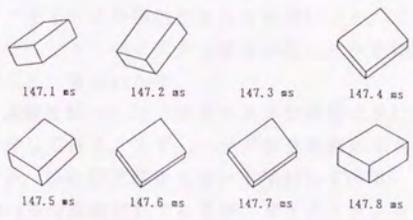
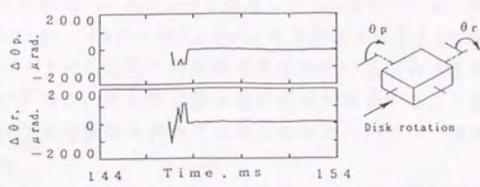


図5-2-5 ニーディング時のヘッドの姿勢の変化

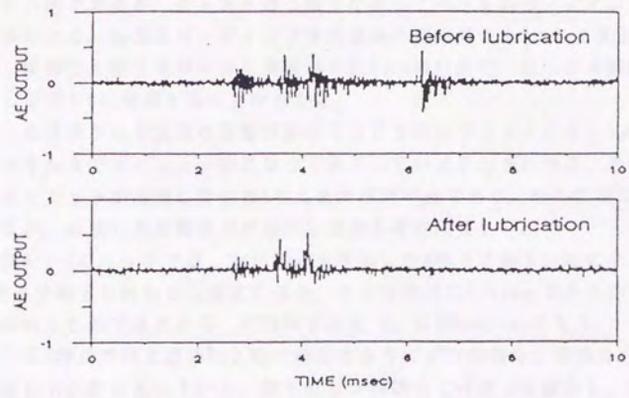


図5-2-6 ニーディング後にピボットから生じる振動⁽²⁵⁾
(ヘッドアームにつけたAEセンサーの出力変動)

ものもある。ヘッド製造時の検査では約0.1 μm 持ち上げた場合にスライダ面がディスク面と0.017rad(1度)以上傾かないことを確かめているが、姿勢の傾きの方向については規定がない。図5-2-6を測定したJeongら¹⁵⁾は、持ち上げられた姿勢が $\theta_y = +5000 \mu\text{rad}$ 、 $\theta_x = -800 \mu\text{rad}$ と両方向とも図5-2-2と逆姿勢を持つヘッドを用いている。ヘッドごとにその姿勢が異なるが、もしスライダ面がディスク面と平行でないとする、空気膜の形成前に両者が衝突することが予想される。その接触しないという安全値は本実験では確かめなかったが、一般的には0.017radであるとされている。

以上の検討から、図5-2-4の場合、CSS時やバンプ衝突時のような大きな摩擦力が発生するヘッド・ディスクの接触が生じていないこと、ピボットが接して接触垂直力が生じる以前にヘッド・ディスクの接触が生じたかも知れないが測定データから確かめられないこと、等がわかる。

次にある降下速度を持つヘッドがディスクと接触せずに着地できるか否かを慣性力に着目して検討してみる。まず、ヘッドが空気膜形成されるまでにどのような挙動を示しているか、他の研究結果を用いて検討してみる。

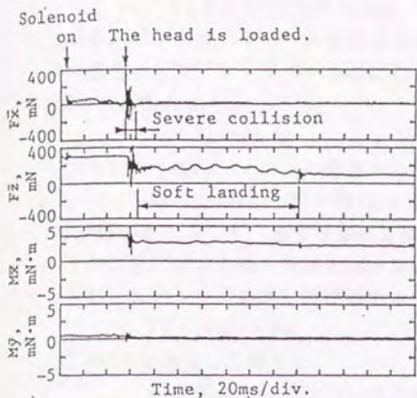
図5-2-8もJeongらの実験結果であるが、ダイナミックローディング時のヘッドの z 変位をレーザードップラー測長計で調べたものである。同じ高さからディスクの回転角をずらしながらダイナミックローディングして、一回ごとにヘッドの軌跡を測定する。そしていくつかの軌跡を一つのグラフにまとめたものが図5-2-8である。左図は回転角をずらして(回転角/ディスク角速度の時間を横軸にとっている)まとめた図であるが、ディスクのうねりに沿ってヘッドがローディングされていることがわかる。右図はローディング後の振動の収束高さを0にしてまとめた図であるが、縦軸の z 変位はディスク表面から8.5 μm の位置で一回小さく振動し125Hzで振動しながら0に収束することがわかる。

この結果から空気膜の影響が初めて生じるのはディスクから8.5 μm の位置からでありそれまではピンと一体になって降下していることがわかる。その8.5 μm の位置とはピボットが接触し始めるA時点とほぼ同時点であり、その位置でのヘッド降下速度が、減速し始め慣性力が発生し始める速度に等しい。

図5-2-4のヘッドでは、 F_x が50mNと増加したB時点で降下し始めて θ_y が零になるA時点で降下し終わると仮定すると、その時間差は1.4msecでその間で z 変位が0.4 μm 変化したのであるから、平均降下速度 V_a は290 $\mu\text{m}/\text{sec}$ になる。

このA時点では上述の F_z と M_x の検討のようにピンの持ち上げる力がロードアームのばね力と釣りあっている。徐々にピンの持ち上げる力は減少し、流体力学的負荷容量が増加し、A時点から約1msec後に後者だけでロードアームのばね力と釣り合うようになる。しかし、両者の和がロードアームのばね力と釣りあっているだけでは、ある降下速度を持つヘッドを止めることはできずディスクに衝突させてしまう。

ヘッド(質量 $m=64\text{ng}$)の降下速度を $t_0=1\text{msec}$ で零にするために必要な慣性力(減



Head: Monolithic (Sw: 0.65mm, Load: 99mN)
 Disk: Sputtered (5.25", 3600rpm)
 Radius: 55mm, Hf: 0.45 μ m

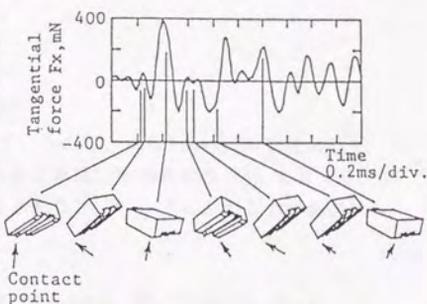


図5-2-7 ローディング時の力・変位の変化（明らかにヘッドが衝突した場合）

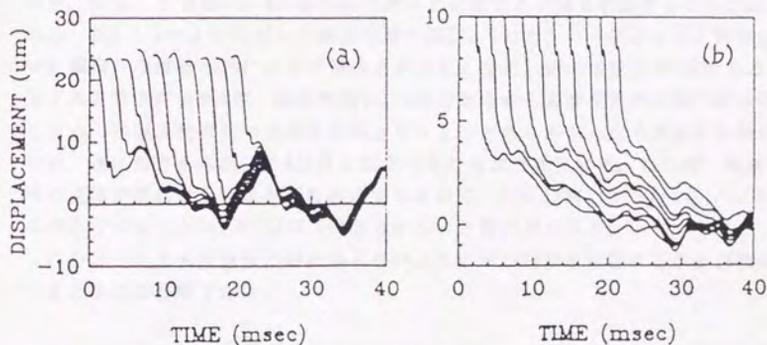


図5-2-8 ローディング時のz方向のヘッド変位
 (a)ヘッド降下開始時のzをそろえた場合
 (b)ローディング終了時のzをそろえた場合

速時間内で平均した慣性力であるが) F_k は、

$$\begin{aligned} F_k &= n \cdot V_a / t_o \\ &= (6.4 \times 10^{-5}) \times (290 \times 10^{-3}) / (1 \times 10^{-2}) \\ &= 1.9 \times 10^{-2} [\text{N}] = 19 [\text{mN}] \end{aligned}$$

である。ピンがロードアームを持ち上げる力を F_p 、流体力学的負荷容量を F_l 、ヘッドの慣性力を F_k 、ロードアームのばね力(カセンサーから反力)を F_z とすると、HGAの力の釣合から、

$$F_p + F_l = F_z + F_k$$

カセンサーのモーメントの釣合から、

$$M_x = 12 \cdot F_p + 27 \cdot (F_l - F_k) [\text{mm} \cdot \text{mN}]$$

$F_k = 19 \text{mN}$ を代入して、連立方程式を解く。ただし、 F_p は $F_{ph} = F_p \cdot 6/21$ によって、ヘッドの位置にピンの持ち上げる力がかかると変換した場合の力 F_{ph} を考える。ロードアームがヘッドを押し付ける力を F_r とすると、ヘッドにかかる力の釣合は、

$$F_r + F_k = F_l + F_{ph}$$

この3式を連立して解くと、

$$\begin{aligned} F_z = 300 \text{mN}, M_x = 3600 \text{mm} \cdot \text{mN} \text{ の時}, F_{ph} = 86 \text{mN}, F_l = 19 \text{mN}, F_r = 86 \text{mN} \\ F_z = 200, M_x = 3000 \text{ の時}, F_{ph} = 46, F_l = 59, F_r = 86 \\ F_z = 100, M_x = 2500 \text{ の時}, F_{ph} = 3, F_l = 106, F_r = 90 \end{aligned}$$

実際のロードアームのばね力は静止時で測定すると $F_r = 107 \text{mN}$ であるから、このように慣性力を含むモデルを考えても実験結果が大きく矛盾しないことがわかる。つまり、少なくとも図5-2-4の場合は十分小さな慣性力が得られ衝突しないと考えられる。図5-2-7のようにピンの減速時間が図5-2-1のアンローディングと同等に大きいと衝突を避けるために必要な慣性力が大きくなる。例えば速度が5倍であると仮定すると降下速度が5倍、減速時間も1/5倍であるから必要な慣性力は25倍の500mNになる。減速を受け持つ力が空気膜とピンとのどちらからもたらされたかわからないが、仮に両方から図5-2-4と同じ割合でもたらされるとする。この時、減速終了時の流体力学的負荷容量が25倍必要であるから、 $F_l \propto 1/H_f i^2$ から $H_f i$ も1/5になり、この小さくなった $H_f i$ が $(1/2) \cdot P V_i$ より小さいと衝突が生じる。

このように大きな慣性力がかからないようにピン速度を設計することが衝突を避けるためには必要である。

以上の結果をまとめるとダイナミックローディングでは、ピボットが接して押付力が増加する過程ではヘッド・ディスクの接触は生じていないこと、ピボットが離れて押付力が零の場合の接触の有無は確認できないが摩擦力はCSS時やバンプ衝突時よりはるかに小さいこと、空気膜の剛性は高く $1000 \mu \text{rad}$ の傾きも 0.1msec の時間内で安定姿勢に収束すること、ヘッドを持ち上げた場合のスライダ一面がディスクに平行でないと押付力が零の期間に接触の可能性が大きいこと、等がわかった。

5-3 スティックスリップ防止HGAの試み

5-1で述べたように、摩擦が零のコンタクトレコーディングを用いても、サスペンションがワトラスのようにねじれ変形すると、ヘッドはつんのめりスティック時に著しく大きい摩擦力が発生する。この摩擦力は防止しなければならない。

本項では5-3-1でワトラスと変形モードが異なる新型サスペンションを、5-3-2でワトラスより慣性・剛性を高めたHGAを、それぞれ用いて挙動と摩擦力を検討した。評価基準はスティックスリップの有無とし、ディスクとしてワトラスとの組合せではスティックスリップが発生するSub.ガラス、Tex.無、Lub.有の薄膜型(#E1)を用いた。

5-3-1 自己剥離型サスペンションの試み

その名の通り、摩擦力が働いてヘッドを後ろに引くと、ヘッドの流入端が持ち上がり、自らこの接触をつんのめらずに引き離す変形モードを持つ。

図5-3-1はこの新型サスペンションの変形の説明図である。(a)はワトラスのピボットが固着しヘッドとロードアームとが一体になった状態を示している。(b)は(a)をより単純化した図であるが、ヘッドに働く摩擦力 F_x は軸 A_x 回りにロードアームの薄板をねじれ回転させる。この回転に注目すれば(c)のようにベアリングで A_x を保持した円柱に近似できる。 A_x に対しディスク面 S_d が下にあるため F_x も下になり F_x が円柱の外周に働くため円柱は θ_w の方向に回る。これはヘッドがつんのめる方向である。 θ_w と逆の回転をさせたい場合は(d)のように F_x を A_x の上に持つてくればよい。この時の A_x はディスクの内部に移動しこの直径の円柱では保持できないので、(e)のような直径を大きくした円柱に変える。ディスク面から出ている「蒲鉾」型の部分でこの円柱を保持すると(f)ようになる。(f)のボールベアリング、(g)の放射薄板、(h)のばね、等のように保持方法は何でも構わない。これをヘッドに当てはめると例えば(i)の3本の放射薄板で保持されたヘッドが考えられる。より単純化すると2本の放射薄板で保持した(j)になる。薄板に働く力を見ると、 F_x は薄板に平行な F_n と垂直な F_t に分解できる。この時 F_t に注目すると、いずれの薄板と円柱とが接する位置では F_t が時計回りに回るように配置されている。この F_t によってヘッドは軸 A_x 回りに $-\theta_w$ の方向、すなわち流入端が持ち上がる方向に回ることがわかる。この軸 A_x はディスクの内部の方であればよいので(k)(1)のように軸がヘッドの前下方や後下方にあっても構わない。しかし放射状に配置する薄板の加工が難しいので(j)の方が製作するためには好ましい。

(j)に摩擦力が働くと図5-3-2(a)のように薄板が変形し流入端が持ち上がる。薄板は上方の片端が固定で下方の片端のたわみ角が0度になるよう変形するのだから、

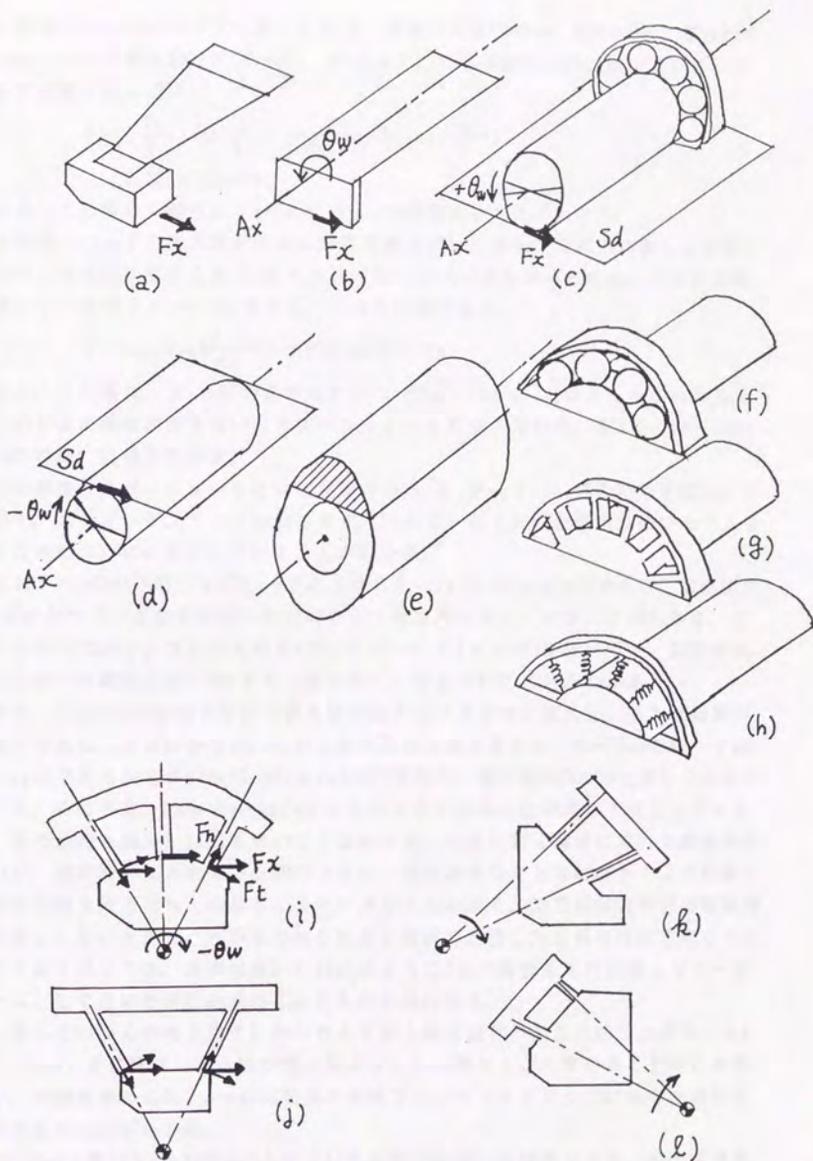


図5-3-1 ワトラスと自己割離型サスペンションの変形モードの模式図

板に摩擦力 F_x [nN]が x 方向に働いた場合、薄板（長さ $P_l=5\text{mm}$ 、幅 $P_w=2\text{mm}$ 、厚み $P_t=0.04\text{mm}$ 、ヤング率 $E=2 \times 10^5$ [N/mm²]、ディスクに対し45度の方向に開いている）が変形する量 δ_x [μm]は、

$$\delta_x = \left(\frac{F_x}{2} \cdot \cos\left(\frac{\pi}{4}\right) \cdot \frac{P_l^3}{E \cdot P_w \cdot P_t^3} \right) \cdot \cos\left(\frac{\pi}{4}\right) \\ = 1.2 [\text{nm/N}] \times F_x$$

となる。この場合、剛性は $\delta_x/F_x=1.2$ [$\mu\text{m/nN}$]であることがわかる。

この時、ヘッドの流入端が持ち上がる角度 θ_{yo} は、薄板が摩擦力の働く x 方向と垂直の z 方向に変形する量 δ_z とヘッドの長さ $S_l=4\text{mm}$ から求められる。45度に薄板が開いているので $\delta_z=\delta_x$ と考える。 θ_{yo} を計算すると、

$$\theta_{yo} = \arctan\left(\frac{2 \cdot \delta_z}{S_l}\right) = 0.60 [\text{rad/N}] \times F_x$$

となる。この場合、 θ_y 方向の剛性は $\theta_y/F_x=600$ [$\mu\text{rad/nN}$]となることがわかる。

この45度の薄板構造を用いたサスペンションを本項で用いる。図5-3-2(b) (図3-4-4の再録)に構造を示す。

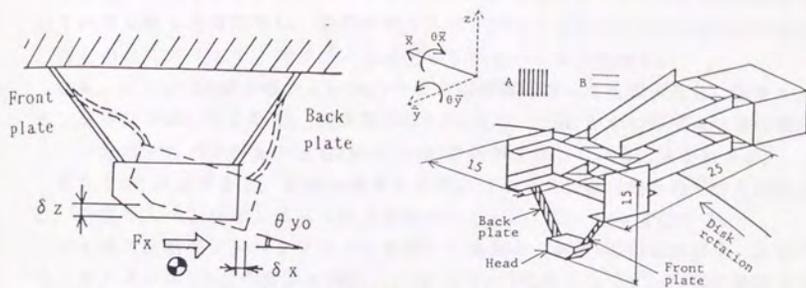
この新型サスペンションを用いた起動時の F_x , x , θ_y , θ_x , R , 等の結果を図5-3-3に示す。スティックスリップは発生せず、 F_x のピークも45nNと従来型のワトラスを用いた場合の1/10に減少していることがわかる。

なお、 $F_x=45\text{nN}$ の時、 $x=25\mu\text{m}$ であるから $\delta_x/F_x=0.55$ [$\mu\text{m/nN}$]であり、設計値の2倍剛になっているが大体図5-3-2(a)のような変形になっていることがわかる。これと4-3(1)で示したワトラスの $\delta_x/F_x=0.11 \sim 0.17$ [$\mu\text{m/nN}$]を比べると、新型サスペンションの剛性は約1/4小さく（柔らかく）なっていることがわかる。

また、 θ_y は正の方向すなわち流入端が持ち上がる方向に変化し、方向は設計のとおりであることがわかった。しかし剛性は設計値と異なり、 $F_x=45\text{nN}$ の時、 $\theta_{yo}=80\mu\text{rad}$ であるから $\theta_y/F_x=0.18$ [$\mu\text{rad/nN}$]であり、設計値の0.03%と著しく小さくなった。そのうえ、 F_x と θ_y とは F_x と x のように完全には同期して変化していない。その原因を図5-3-1(j)を用いて説明する。45度に関く薄板に平行な摩擦成分 F_n が、固定端の流入端部分を図の下方に、流出端部分を上方に動かすように働くので固定端全体ではつんのめるようモーメントがかかる。図では放射薄板の固定端は剛体としていたが、これが柔でねじれると設計で目指した方向とは逆方向のつんのめる動きが生じる。実際は図5-3-2(b)のように2枚の薄板を平行に組んでロードアームとして用いたがこれがねじれたものと思われる。

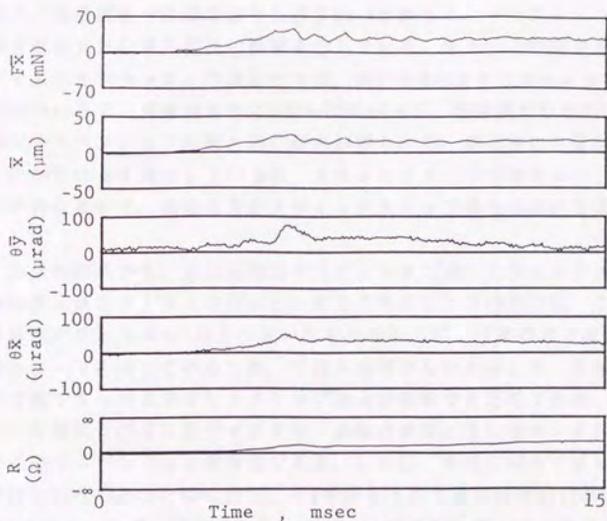
しかしそのつんのめる動きにかかわらず流入端は設計のように持ち上がり、 θ_y は $70\mu\text{rad}$ と正に変化し流入端が流出端より $0.3\mu\text{m}$ 持ち上がっていることがわかる。また、実験結果から $0.1\mu\text{rad/nN}$ 程度の剛性でスティックスリップ防止のためには十分であることがわかる。

図5-3-4は押付力 L を190nNと大きくした条件で測定した結果である。右の従来型



a) Deformation of Self-peeling suspension b) Structure of Self-peeling suspension

図5-3-2 自己剥離型サスペンションの変形の模式図



Disk: Sputtered with Glass-sub. no-tex. lub. (#E1)
Head: Monolithic with new suspension. L=94 mN (#7)

図5-3-3 自己剥離型サスペンションを用いた場合の起動直後の力・変位・接触の変化(L=95mN)

(ワトラス)ではスティックスリップが発生し摩擦力の最大値 $F_{x\max}$ が1200mNと極めて大きくなったのに対し、左の新型サスペンションでは $F_{x\max}$ が80mNと従来型の1/15と小さくスティックスリップも発生していないことがわかる。

なお、この $L=190\text{mN}$ の場合と $L=94\text{mN}$ の場合の摩擦係数 μ を比較すると、新型サスペンションでは0.40と0.45、従来型では6.0と4.5、と L にかかわらず μ はほぼ等しく、両方のサスペンションともAmontonsの法則が成立していることがわかる。

また θ_y に注目すると、前図の結果と同様にワトラスは負(流入端がつんのめる)に、新型サスペンションは正(流入端が持ち上がる)に、各々変位する。

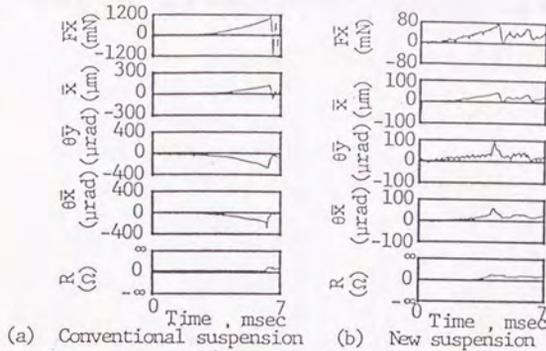
ワトラスと新型サスペンションとを用いた場合の、速度 V と F_x との関係、速度 V とコンダクタンス $1/R$ との関係を図5-3-5,6に示す。 V にかかわらず、○印の新型サスペンションの F_x と $1/R$ は△印のワトラスのそれらより小さい。 $1/R$ が小さくなる原因は、ワトラスの R はスティック時の小さな R とスリップ時の大きな R との時間平均値であるが、これと比べるとスティックスリップせずスリップ時の大きな R だけを示す新型サスペンションの R の方が大きく、すなわち新型サスペンションの $1/R$ の方が小さくなるためである。

新型サスペンションの摩擦力とコンダクタンスとの比 $F_x/(1/R)=F_x \cdot R$ を図5-3-7に示す。速度にかかわらず、潤滑液ありで約500mN·kΩ、潤滑液なしで約250mN·kΩである。潤滑液ありは潤滑液なしより $F_x \cdot R$ が大きく、ディスク・ヘッド間に存在する潤滑液の大きな電気抵抗の影響を示している。また、この図で用いたガラス基板のディスクとワトラスとの組合せでは、図4-4-4のようにスティックスリップの有無にかかわらず、潤滑液ありは500~2000mN·kΩ、潤滑液なしは250mN·kΩを示すので、新型サスペンションの値と同じ傾向が得られる。潤滑液の表面張力はサスペンションにかかわらず発生しているが、スティックスリップはサスペンションによって発生が異なるので、表面張力がスティックスリップ発生の原因ではないことがわかる。

以上の結果から、自己剥離型サスペンションは、スティックスリップを防止でき F_x の最大値をワトラスの1/10と小さくできることがわかった。このサスペンションは剛性がワトラスの1/4と小さいにもかかわらず、「摩擦力で流入端が持ち上がる」変形モードを持っているため、「流入端がつんのめる」モードを持つワトラスでは不可能であったスティックスリップ防止が実現できたのである。表面張力の影響で大きな摩擦力が生じるディスクや、摩擦力が常に生じるコンタクトレコーディングでこのサスペンションは有効である。しかし、今回の試作では x 方向の剛性はほぼ設計とおりであったのに対し、 θ_y の持ち上がり量は設計の1/3000と小さかった。

θ_y 方向のジンバル変形分をロードアームが吸収してしまったのが問題であると考えられるが、 θ_y の持ち上がり分は今回の試作程度の $0.1[\mu\text{rad/mN}]$ で十分である。

このように試作としてはスティックスリップの防止に効果があり満足できたが、将来の実用化のためには x 方向の高剛性化やサスペンションの薄形状化を考えた新



Disk: Sputtered with Glass-sub. no-Tex. Lubt. (#E1)
 Head: Monolithic with new suspension, L=190mN

図5-3-4 自己剥離型サスペンションと従来型(ワトラス)との
 起動直後の力・変位・接触の変化の比較(L=190mN)

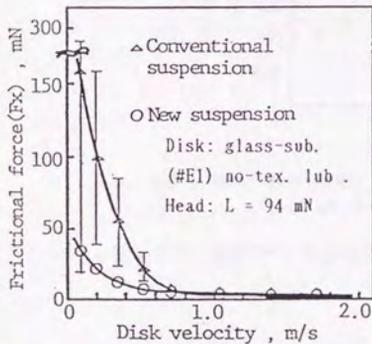


図5-3-5 速度と F_x との関係
 (自己剥離型と従来型(ワトラス)との比較)

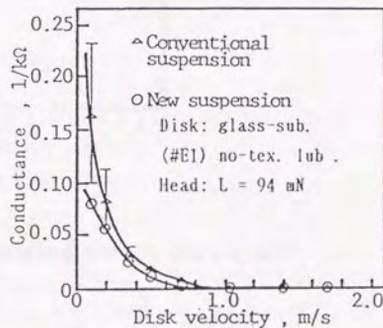
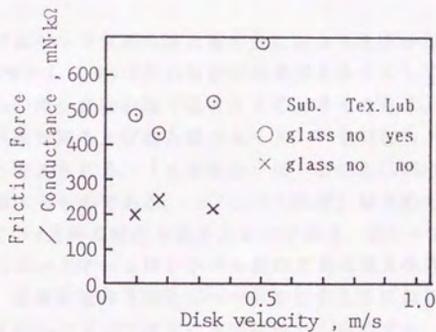


図5-3-6 速度とコンダクタンスとの関係
 (自己剥離型と従来型との比較)

しい設計が必要である。なぜならば前者は4-5-2で説明したように高記録密度下のビットシフトを防ぐため、後者はHDDの小型化という市場動向に合致するためである。



Head: Monolithic with new suspension.
L=94 mN (#7)

図5-3-7 速度とF_x・Rとの関係 (自己剥離型サスペンションの場合)

5-3-2 θ_y 方向の剛性・慣性を高めた新HGAの試み

前項では、サスペンションの θ_y 方向の変形モードを変えてスティックスリップを防止する試みを説明したが、本項では θ_y 方向の剛性・慣性を変えてスティックスリップを防止する試みについて説明する。

スティックスリップのスティックは次のように発生する。すなわち、摩擦係数 F_x が大きくなって何かの外乱でピボットが固着すると、ヘッド・ロードアームが一体になって流入端がつんのめる。そして流入端が潤滑液を突き破ってカーボンの掘り起こしが生じると、スティックが発生する。この時に θ_y 方向の慣性・剛性が大きいと、仮にピボットが固着しても潤滑液を突き破るような大きなつんのめり運動が緩和され、ヘッドはスティックする前にスリップしてスティックスリップを防止する考えたのである。

本項では、図5-3-8(図3-4-7の再録)に示した後方重心・上方重心・ジンバル接着の3つのHGAを用いる。変形モードを変化させないためサスペンションはワトラスを流用する。

「後方重心」ではヘッド背面の流出端部分におもりを載せた。おもりは θ_y に対する慣性を約30%増やし、 θ_y 方向の運動の加速度を小さくして、潤滑液を突き破るような大きなつんのめり運動を防ぐ働きを考えると考えられる。またこのおもりは、流出端を沈め流入端を持ち上げる方向のモーメントを付加し、同様に θ_y 運動の加速度を緩和すると考えられる。「上方重心」は、慣性を100%増加して同様に θ_y 運動の加速度を緩和するものである。「ジンバル接着」は予めピボットを含めたジンバルを固着させて θ_y 方向の剛性を高めたものである。図4-5-2を用いて説明したように、ワトラスのロードアームはジンバル側の片端の境界条件が回転・並進に対し自由であるため、容易に後方下向きにヘッドを回すようにねじれることができる。すなわち、ヘッドが F_x によって後方に並進運動した場合でも、ジンバルがヘッド・ロードアーム間のねじれを吸収するため、ロードアームはねじれるがヘッドはねじれずに後方に並進させることができたのである。しかし、このジンバルを固着させると、ロードアームの境界条件が回転自由から回転固定に変化し、ねじれ自体が生じにくくなり θ_y 方向の剛性が大きくなる。またこの時、仮にロードアームがねじれないとすると、ロードアームは板の剪断でヘッドを後方に並進させなければならないが、剪断モードの共振周波数は10kHz以上と高いため x 方向の剛性が異常に大きくなる。

起動時の F_x と R の実験結果を図5-3-9に示す。いずれもスティックスリップが発生していない。剛性と F_x との関係を明らかにするため、表5-3-1にそれぞれの $F_{x\max}$ 、 x/F_x 、 θ_y/F_x 、 $F_x \cdot R$ を示す。結果を比較するため前項の自己剥離型サスペンションとワトラスの値も示す。それぞれの押付力は等しく約100mNである。

(c)のジンバル接着に注目する。これはピボットも故意に固着させたものである

が、つんのめりは測定分解能と同等に小さくスティックスリップが発生しなかった。表5-3-1(c)の $F_x \cdot R = 1100 \text{ mN} \cdot \text{k}\Omega$ は、カーボンの掘り起こしが発生した時の $200 \text{ mN} \cdot \text{k}\Omega$ より大きいため、ヘッド・ロードアームが一体になってねじれても潤滑液を突き破れずスティックに至らなかったことがわかる。

図5-3-9(c)の F_x には周波数 2.7 kHz の振動が重畳しているが、この周波数から x 方向の変形モードはロードアームの剪断モードではなくねじれモードであると考えられる。(c)が $F_x = 50 \text{ mN}$ でスリップした時の θ_y は、(d)のワトラスがヘッド・ロードアーム一体でねじれてスティックした場合と同じ変化率で変化しているはずだから、 $\theta_y = 0.2 \times 50 = 10 \mu \text{ rad}$ となっていたはずである。しかしこれは測定分解能の $6 \mu \text{ rad}$ と同程度に小さい。このためヘッドは潤滑液を突き破る前にスリップしたのである。

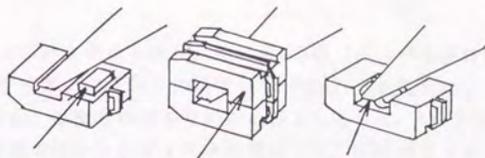
なお、表5-3-1に示すように x/F_x はワトラスの約 $1/3$ で3倍高剛性になっており、変形モードが依然ねじれであっても上述のように境界条件の変更が剛性を変えることがわかる。

(a)の後方重心と(b)の上方重心を検討する。(a)、(b)はサスペンションの x 方向の剛性がワトラスと同じであるにもかかわらず、慣性が異なるために潤滑液の突き破りが発生せず、スティックが発生しなかった。表5-3-1(a)(b)の $F_x \cdot R$ は約 $4000 \text{ mN} \cdot \text{k}\Omega$ と大きく明らかにスリップしていたことがわかる。

しかし、この(a)(b)は停止時でスティックスリップが生じた(図は割愛する)。停止時は加速時間が大きく、時間が長い分つんのめって潤滑液を突き破る機会が増えたため、スティックスリップが発生したと考える。(a)の後方重心は 0.007 m/s 以下で、(b)の上方重心は 0.003 m/s 以下で発生するので、慣性の大きい(b)の方がスティックスリップしにくいことがわかる。同じ停止時のワトラスではスティックスリップが 0.3 m/s 以下で生じていたのだから、ワトラスと比べると両者とも発生しにくいことがわかる。このように(a)(b)では潤滑液を突き破る動きを θ_y 方向の大きな慣性が緩和したと考えられる。

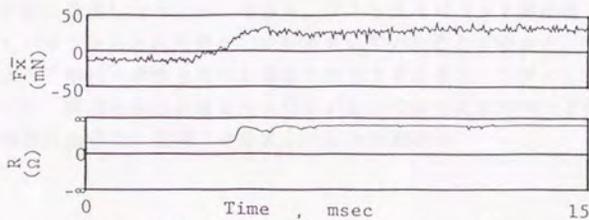
次に大きい剛性・慣性が引き起こす欠点を考える。

図5-3-10に、起動・停止時の全て測定パラメータの変化例として、(c)のジンバル接着の場合を示す。摩擦力発生直後の固着時に R の急激な増加がみられる。4-4-1で説明したように、ワトラスを用いると静止時になじんだ真実接触点が剥がれ接触点の密度の大きいところが滑らかに前方に移動するため、 R は徐々に増加する。しかし、この(c)の R は急激な増加を示し、滑らかな移動ができずに瞬間的に跳ねて接触点分布を移動させる挙動を示している。この挙動は図の停止時にも起動時と同様に見られ、 R が固着時に増加している。もともと R の増加時においても θ_x 、 θ_y は変化していないので、「跳ねた」と表現できるほど大きく姿勢が変化したわけではない。なお、この固着時の R の増加は図5-3-9に示すように(a)の後方重心と(b)の上方重心にも見られる。ワトラスではこのような R の増加が見られないため、滑らかに移動するために好ましい低剛性を有していると考えられる。

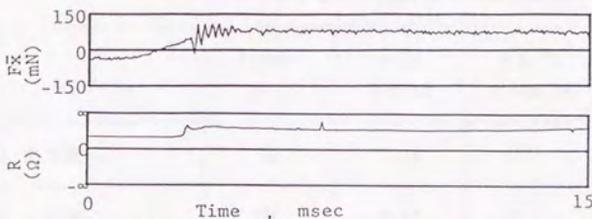


a) Excess weight on the trail b) Excess weight on the back c) Fixed gimbal

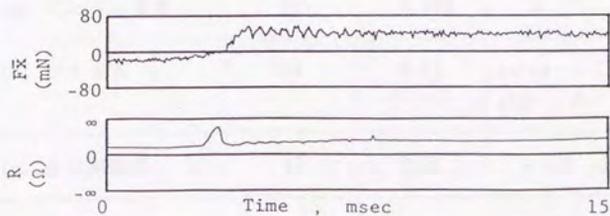
図5-3-8 剛性・慣性を高めたHGAの形状
(スティックスリップ防止HGAの形状)



(a) Head with Excess Weight on the trailing edge



(b) Head with Excess Weight on the back



(c) Head with Fixed Gimbal

Disk: Sputtered disk with Glass-sub. No-Tex. Lub. 22A (#E1)

図5-3-9 新型HGAを用いた場合の起動直後の力・接触の変化

この高剛性の欠点は浮上時にも現れ、例えば(c)の「ジンバル接着」は θy 方向の剛性が大きすぎてディスクのうねりに追従せず $V=20\text{m/s}$ でも完全に浮上しなかった。また(a)の「後方重心」は後方のおもりのため浮上しにくく、CSSテストではワトラスで30000回後に問題のなかったディスクを用いても、5000回でクラッシュした。4-5-2で述べたように剛性・慣性にはその方向ごとに必要な値が存在し、ワトラスにはそれらをバランスよく有していたことがわかる。

以上の結果から、 θy に対し剛性・慣性を高めるとスティックスリップが防止できることがわかった。しかし、剛にしすぎるとディスクのうねりや固着時の接触点分布の移動に追従しなくなる。その点、ワトラスはピボットが固着しない限り、剛性に対しバランスのとれた好ましい設計をしていたことがわかる。

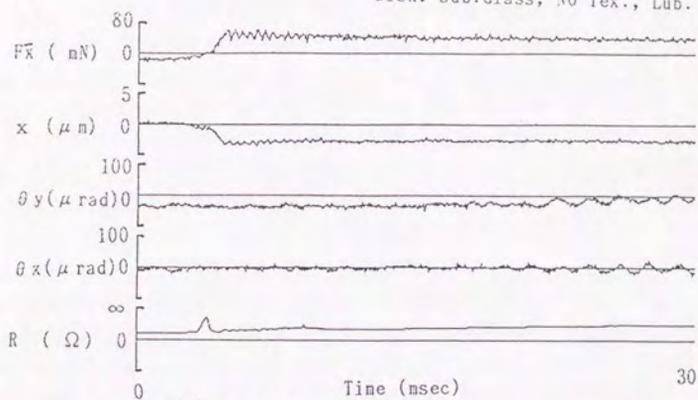
このように剛性・慣性を高めた場合の欠点を考えると、スティックスリップを防止するには、前項の自己剥離型サスペンションのように変形モードを変えた方が、剛性・慣性に関係なく達成でき好ましいことがわかる。

表5-3-1 各種のHGAの特性の比較

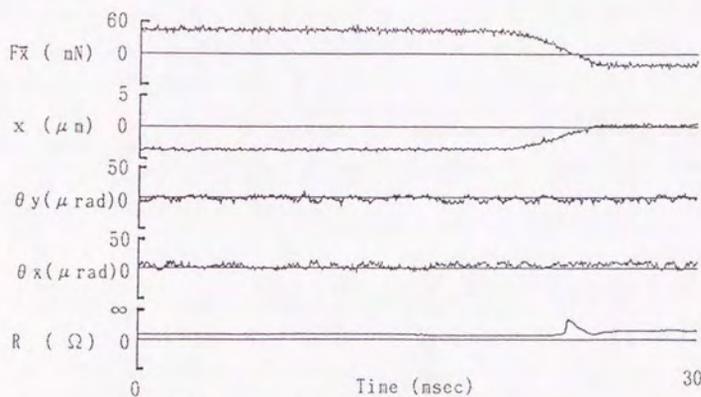
(ディスク: Sub. ガラス, Tex. 無, Lub. 有(#E1))

	$F_{x\text{max}}$ nN	x/F_x $\mu \text{ m/nN}$	$\theta y/F_x$ $\mu \text{ rad/nN}$	$F_x \cdot R$ $\text{nN} \cdot \text{k}\Omega$
(a) 後方重心	45	0.13	0	3700
(b) 上方重心	130	0.13	0	4100
(c) ジンバル接着	50	0.048	0	1100
(d) ワトラス	450	0.13	stick-0.2 slip 0	stick 200 slip 1000
(e) 自己剥離型	45	0.56	+1.6	500

Head: Monolithic (#7), L=94nN
 with fixed Gimbal
 Disk: Sub.Glass, No Tex., Lub.



(a) at start



(b) at stop

図5-3-10 ジンバルを固着したHGAを用いた場合の
 起動・停止時の力・変位・接触の変化

1948年10月1日

（一）

（二）

（三）

（四）

（五）

（六）

（七）

（八）

（九）

（十）

（十一）

（十二）

（十三）

（十四）

（十五）

（十六）

（十七）

（十八）

（十九）

（二十）

（二十一）

（二十二）

（二十三）

（二十四）

（二十五）

（二十六）

（二十七）

（二十八）

（二十九）

（三十）

（三十一）

（三十二）

（三十三）

（三十四）

（三十五）

（三十六）

（三十七）

（三十八）

（三十九）

（四十）

（四十一）

（四十二）

（四十三）

（四十四）

（四十五）

（四十六）

（四十七）

（四十八）

（四十九）

（五十）

（五十一）

（五十二）

（五十三）

（五十四）

（五十五）

（五十六）

（五十七）

（五十八）

（五十九）

（六十）

（六十一）

（六十二）

（六十三）

（六十四）

（六十五）

（六十六）

（六十七）

（六十八）

（六十九）

（七十）

（七十一）

（七十二）

（七十三）

（七十四）

（七十五）

（七十六）

（七十七）

（七十八）

（七十九）

（八十）

（八十一）

（八十二）

（八十三）

（八十四）

（八十五）

（八十六）

（八十七）

（八十八）

（八十九）

（九十）

（九十一）

（九十二）

（九十三）

（九十四）

（九十五）

（九十六）

（九十七）

（九十八）

（九十九）

（一百）

第6章 考察

本章では第4章の実験結果をもたらした真実の物理的現象、つまりヘッドがどのように摩擦力を発生させディスクがどのように摩耗するかということ、を明らかにしたい。本研究では物理的現象の仮定と実験結果とを比較して、矛盾が生じなければその仮定が真実を表すモデルの一つであるという手順をとる。本章ではその物理的現象の仮定として、第2章で述べた「ヘッドの滑走状態のモデル」と「CSSテストでクラッシュ・ステイキングに至るメカニズム」とを用いる。

6-1では、ヘッドの滑走状態のモデルが実験結果と矛盾しないかどうかを検討する。矛盾しなければこのモデルは正しいモデルの一つであることが証明される。これは本研究の目的の(2)である。

6-2では、CSSテストでクラッシュ・ステイキングに至るメカニズムが実験結果と矛盾しないかどうかを検討する。矛盾しなければこのメカニズムは正しいものの一つであることが証明される。これは本研究の目的の(3)である。

次にこれらの仮定を吟味する。ここでは特に、前述の「ヘッドの滑走状態のモデル」を構成する小仮定の一つである「力積モデル」について行う。これは「力センサーで測定される摩擦力は、一つの真実接触点で生じる微小力積とある時間内の接触回数との積に比例する」という本論文独自の仮定である。6-1の中でこの仮定と実験結果とを比較したかったが、他の小仮定のように比較が容易な実験結果（例えば、縦軸に摩擦力を横軸に微小力積×接触回数をとってそれらの比例関係を示す図）が6-1までに得られなかった。そこで6-3と新しい節を準備してこのモデルを吟味する。

6-4では、第5章の非ウインチェスタ型の試みの実験結果から、将来の低浮上量化・小型化・高剛性化に対応する低摩擦・低摩耗磁気ヘッドシステムを考える。これが本研究の最後の目的(4)である。

6-1 本研究で仮定したヘッドの滑走状態のモデルの検討

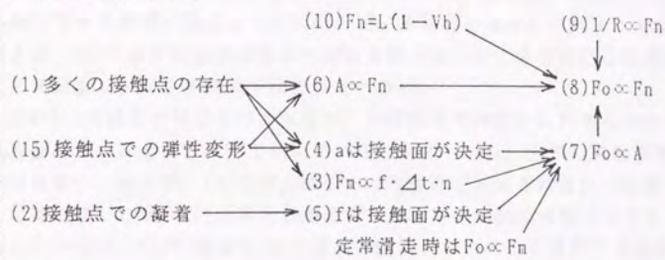
第2章で仮定したヘッドの滑走状態のモデルを次に再録する。

- (1) ディスク・ヘッドの表面同士は多くの真実接触点で接し、そこで接触垂直応力を伝達する。
- (2) 多くの真実接触点で凝着が生じるが、摩擦力はその剪断に必要な力である。
- (3) 測定摩擦力は、一つの真実接触点で生じる微小力積と測定時間内の接触回数との積に比例する。
- (4) 一つの真実接触点の面積は、接触面の材質・表面形状で決定され、速度・潤滑液・押付力の影響を受けない。
- (5) 一つの真実接触点で生じる微小摩擦力は、接触面の材質・表面形状で決定され、速度・潤滑液・押付力の影響を受けない。
- (6) 総真実接触面積は接触垂直力に比例する。
- (7) 実際摩擦力は総真実接触面積に比例する。
- (8) 滑走時においても、実際摩擦力は接触垂直力に比例する。
- (9) コンダクタンスは接触垂直力に比例する。
- (10) 滑走時の接触垂直力は速度が零の場合押付力と等しいが、速度の増加に伴い一次関数的に減少し、浮上状態に移行した時に零になる。
- (11) ヘッドに関するパラメータは仮想浮上量でまとめられる。
- (12) ディスクに関するパラメータは仮想最大面粗さでまとめられる。
- (13) 浮上時では平均実際浮上量が仮想浮上量に等しい。
- (14) 仮想浮上量が仮想最大面粗さの1/2より小さい場合ヘッドは滑走し、大きい場合浮上する。
- (15) 滑走時では平均実際浮上量が仮想最大面粗さの1/2に等しい。ディスク表面の真実接触点はヘッドの接触で弾性変形するが、変形量は小さい。
- (16) 過度に厚く付与されている潤滑液や水分は、ディスク・ヘッド間の特に両者の凸部が相対する場所でメニスカスを形成する。両者をずらすためには両者に架橋しているメニスカスを消滅させなければならない。このメニスカス曲面で発生する表面張力に抗する力が必要になる。
- (17) 摩擦力が過度に大きくなると、ヘッドはつんのめって真実接触点が流入端に集中する。ヘッドの流入端部分はカーボンを弾性変形でへこませる。さらに、へこみ前面を掘り起こそうとするのでカーボンから大きな抵抗力を受ける。

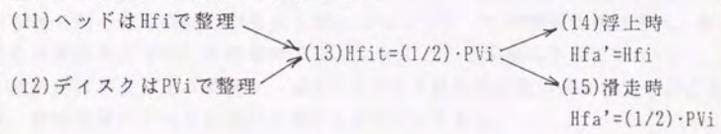
これらは互いに独立ではなく、図6-1-1に示すような因果関係がある。図のように、摩擦力に関する事、浮上量と面粗さとの関係に関する事、スティックスリップの発生原因に関する事、等の3つのグループに大別できる。

図の事柄をA→Bと結ぶ矢印はAはBの十分条件であることを示している。つまり、

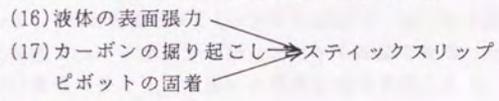
摩擦力に関すること



面粗さと浮上量との関係に関すること



スティックスリップの発生原因に関すること



- 記号の説明
- n 測定時間内に発生した接触回数
 - a 一個の真実接触点の面積
 - Δt 一回の接触ごとの力発生時間、または接触時間
 - A 総真実接触面積 $A \propto a \cdot \Delta t \cdot n$
 - F_n 接触垂直力
 - f 一回の接触で発生する微小摩擦係数
 - F_n カセンサーで測定される摩擦係数 $F_n \propto f \cdot \Delta t \cdot n$
 - F_o 実際のヘッドで発生する摩擦係数
 - R ヘッド・ディスク間の接触電気抵抗
 - L ヘッドの押付力
 - V_h 離陸速度を1とした場合の無次元速度
 - H_{fi} 仮想浮上量
 - H_{fit} 離陸仮想浮上量
 - P_{vi} 仮想最大面粗さ
 - H_{fa}' 実際平均浮上量

図6-1-1 ヘッドの滑走状態のモデルの各仮定の因果関係

図の左上の(1)が成立していればその右の(6)も成立するというように、左側の項目の方がより根元的なものであることを示している。しかし、本研究の目的がその根元的な事柄を解明することではないので、本研究ではそれに関する実験結果がない。例えば、(1)の多くの真実接触点の存在を調べるためには直接に接触点数を数えることが好ましいが、本研究では行っていない。

図6-1-2は前図と同じものであるが、実験結果で確認されたものを枠で囲んである。図中で明かなように枠で囲んでいないものもあり、全部の事柄が確認されたわけではない。例えば、(5)の微小摩擦力が接触面で決定され速度の影響を受けないことは確認したが、(2)の真実接触点での凝着発生は根元的なことであり直接に確認していない。(2)の凝着は(4)の速度の影響がないことを満足する力発生機構の唯一のものではないが、少なくともその一つであることがわかる。

図6-1-2ではいくつかの事柄が左から右へ矢印で連結され列を形成しているが、いずれの列もその列の右の方から順に少なくとも一つの事柄は確認され、かつ反対する実験結果もない。その意味でモデル全体として矛盾は生じていない。

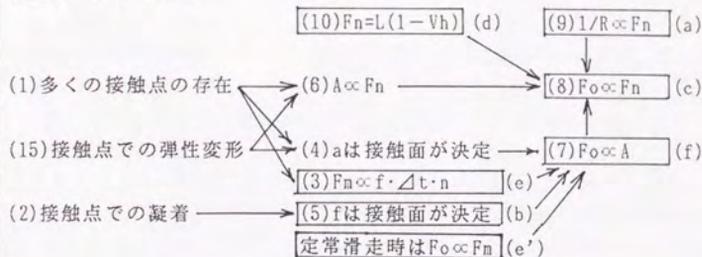
確認内容およびその論拠を、図6-1-2で示された枠の脇の添字(a)~(j)ごとに行う。説明で用いる略字は前図の図6-1-1で示してある。

(a)の $1/R \propto F_n$ は、図3-3-4や図4-4-9の $1/R \propto F_n$ となる実験結果から明白である。(b)の f が接触面に決定され速度・押付力・潤滑液に影響しないことは、図4-4-3の $F_n \propto 1/R$ の比例係数が $V \cdot L$ の影響を受けず一定である実験結果と、図4-2-7の潤滑液の有無で F_n にちがいがなくことから確認できる。ただし後者はテクスチャー付きのAl基板のディスクを用いた場合に成立することで、平滑なガラス基板のディスクを用いると表面張力発生を記述した小仮定(18)が成立し f にちがいが生じる。(c)の $F_o \propto F_n$ は、(a)、(b)で用いた二図の実験結果の $1/R \propto F_n$ と $F_n \propto 1/R$ とから $1/R$ を消去して得られる $F_n \propto F_n$ と、一定速度の定常滑走状態下では $F_o \propto F_n$ であることから導ける。(d)の $F_n = L(1 - V_h)$ は、図4-2-5の F_n と V との関係が $F_n = a - b \cdot V$ (a, b は定数)であることと、(c)の $F_n \propto F_n$ であることから導ける。(e)の $F_n \propto f \cdot \Delta t \cdot n$ (力積モデル)と(f)の $F_o \propto A$ とは、6-3-3で一定速度の定常状態下の実験結果と比較し矛盾していないことを確認してから6-3-2の導出結果を用いて導く。

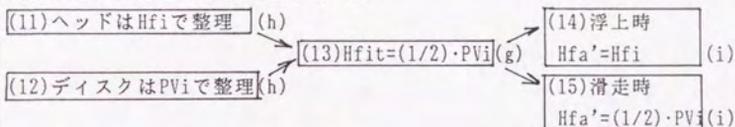
(g), (h), (i)は、 Hfa' や $Hfit$ がヘッドの Hfi とディスクの PVi とによって決定されるという仮定であるが、(g)は図4-2-8の $Hfit = (1/2) \cdot PVi$ となる実験結果から、(h)は図4-2-5, 6, 7で F_n が Hfi と PVi のみで整理できることから、(i)は滑走時のヘッドの z 変位が一定である図1-3-18のSukらの実験結果と(g)の関係とから、それぞれ容易に確認できる。

(j)のスティックスリップの原因であるが、4-3, 4-4-2, 4-5-1で詳説したように、液体の表面張力、カーボンの掘り起こし、ピボットの固着、等が挙げられる。これらを原因として用いると、図4-1-7のスティックスリップの実験結果を説明できるが、これらの原因を直接に確かめる実験結果は得られなかった。スティックスリッ

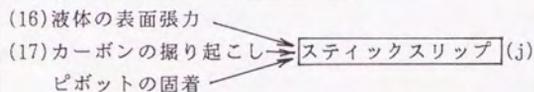
摩擦力に関すること



面粗さと浮上量との関係に関すること



スティックスリップの発生原因に関すること



ここに(a)~(j)は実験で確認された仮定である。確認で用いた実験結果等の説明は本文で行う。

図6-1-2 ヘッドの滑走状態のモデルのうち、実験で確認された仮定

ブを説明できる他のモデルも可能ではあるが、少なくとも本モデルは実験結果と矛盾せず正しいものの一つであることがわかる。

以上確認したようにモデル自体に矛盾はなく、このモデルはヘッドの滑走状態を表す一つのモデルであることが確かめられた。

6-2 本研究で仮定したクラッシュ・スティッキングに至るメカニズムの検討

2-2で仮定したCSSテストでクラッシュ・スティッキングに至るメカニズムを再録する。

- (1) ディスク・ヘッドの真実接触点で生じる凝着は境界面で剪断される。CSSテストでは滑走時ごとにこの凝着・剪断が繰り返される。
- (2) 真実接触点のディスク内部で疲労破壊が発生し、内部から薄片状にカーボンが剝離する。剝離したものが摩耗粉である。
- (3) 潤滑液は固体接触し凝着する接触点数の比率を減少させ、疲労摩耗を緩和する。
- (4) 潤滑液には滑走時の摩擦力による分解や遠心力による飛散等が生じ、滑走部分の膜厚が薄くなる。
- (5) 摩耗が進行すると、カーボン表面に過度の水分や酸素が付着し凝着が強固になる。モータの始動トルクで凝着が剪断できない場合、スティッキングとなる。
- (6) 摩耗粉がディスクやヘッドの表面に固着すると、ヘッドの滑走が不安定になりスライダの角がディスクに衝突して表面を削る。削ることで磁性膜の記録が消失した場合、クラッシュとなる。

次のこれら6つの小仮定と実験結果とを比較し、矛盾が生じるか否かを検討する。

1-4のCSSテストの予備実験結果のうち、図1-4-1,6の摩耗粉の形状観察・個数測定結果から(2)の摩耗粉発生を、図1-4-3,4の潤滑液膜厚の測定結果から(4)の潤滑液の薄化を、図1-4-8の故意に塵あいを混入させた結果から(6)のクラッシュ発生原因を、それぞれ確認した。また、4-7のCSSテスト中の摩擦力測定結果から(2)の摩耗粉発生と(5)の摩擦力増加とを、4-4-1の固体接触率の計算結果から(3)の固体接触率の減少を、それぞれ確認した。

一方、(1)の凝着・剪断の繰り返し、(3)の潤滑液と疲労摩耗緩和との関係、(5)の摩耗と凝着力増加との関係、等の根元的なことは本研究で直接に確認できなかったが、これらに反対する実験結果もなかった。

以上確認したように仮定は実験結果と矛盾せず、このメカニズムはディスクのクラッシュ・スティッキングに至るまでの経過を表す一つのメカニズムであることが確かめられた。

6-3 力積モデルの検討

本節では力積モデル、すなわち真実接触点同士の接触で発生する微小な摩擦力の「力積」に着目して、測定された摩擦力の大きさを扱うモデルを検討する。これは6-1で検討した「ヘッドの滑走状態のモデル」を構成する17個の小仮定の一つであるが、6-1では仮定と実験結果との比較が他の小仮定のように容易にできなかった。ここで1節を設けてその比較を行い、力積モデルが真実を表すモデルの一つであることを証明する。

6-3-1では比較に先立ち力積モデルの必要性を考える。力積モデルを用いなくてもヘッドの滑走状態のモデルが表されればそれを扱う本節自体の意味が無くなるので、仮定の実証に先立ち必要性を考えた。6-3-2では実験結果と容易に比較ができるように仮定を数式で表す。そして6-3-3,4,5で実験結果と比較し、力積モデルが実験結果と矛盾しないことを証明する。

6-3-1 力積モデルの必要性

本項では力積モデルの必要性、すなわちなぜ本研究の摩擦力の大きさを整理する場合に真実接触点同士の接触で発生する微小な力積に着目する必要があるのかを考える。

なお、本節以前では力センサーによって測定された力を単に「摩擦力」と呼んでいたが、本節では実際にヘッドに加わった摩擦力を「実際摩擦力」、力センサーで測定された摩擦力を「測定摩擦力」、とそれぞれ別に呼び区別をする。図6-3-2のヘッドに働く力が実際摩擦力、力センサーに働く力が測定摩擦力である。また、本節ではヘッド・ディスク界面で生じている現象を「物理的現象」、ヘッド・サスペンション・力センサーの3者が互いに関連しあつて生じる力・変位を「力学的挙動」とそれぞれ語句の適用範囲を限定して呼ぶことにする。物理的現象が実際摩擦力を発生させ、力学的挙動が実際摩擦力を測定摩擦力に変形させるという関係を持つ。

真実の物理的現象を知ることが本章の目的であるが、ヘッド・ディスク界面で発生している現象をズームアップしてしかもスローモーションで観察することができなかった。そこで測定して入手できる情報から真実を推定しなければならないのである。力に関して言えば入手情報は測定摩擦力であるが、これから物理的現象を推定するには2段階の検討が必要になる。つまり、まず実際摩擦力 \neq 測定摩擦力とした力学的挙動を明らかにして測定摩擦力から実際摩擦力を得ること、その実際摩擦力を発生させるような物理的現象を推定すること、の2段階である。本節ではこの2段階を、第4章で実験的に明らかにした「滑走時のヘッドの挙動」と、6-1で確認した「ヘッドの滑走状態のモデル」とを用いて検討する。

この2段階で摩擦力の大きさを検討する場合に、力積モデルが必要になるのである。他に摩擦力の大きさの検討に適するモデルが存在するかも知れないが、力積モデルを使えばその検討時に矛盾が生じないことを本項で述べる。つまり力積モデルが最適でしかも他にないのであるから必要なのである。

最適か否かを調べる時の比較モデルとして従来のカモデルを用いた。力積モデルとこれとのちがいは着目するものが実際摩擦力の微小力積か微小力かというちがいである。力積モデルを第2章では「測定摩擦力は一つの真実接触点で生じる微小力積とある時間内の接触回数との積に比例するというモデル」と定義したが、それと同様にカモデルを定義すると「測定摩擦力は一つの真実接触点で生じる微小力とある時刻での接触点数との積に比例する」になる。

力積モデルが必要な理由として、物理的現象に関する理由と力学的挙動に関する理由との2つに分けて説明する。1番目の理由は物理的現象に関することである。

本研究では、実際摩擦力がパルス波状に発生する物理的現象を考えた。その物理的現象のモデルを第2章で「ヘッドの滑走状態のモデル」として仮定したが、それは次のようなものである。すなわち、真実接触点で生じた凝着を剪断する力が摩擦力であり、一回の真実接触点同士の接触ごとに発生する力（微小摩擦力と呼ぶ）が生じる。そしてその微小摩擦力の総和がヘッドに摩擦力として働く。この時の微小摩擦力の発生時間は真実接触点が小さく滑走速度が大きいため非常に短い。この滑走中のヘッドに働く力を比喻で説明すると、「ヘッドを小さいハンマーで連打する」ような間欠的なパルスが集まった力であると考えられる。このパルスで観察される撃力が同時に多く発生すれば、ヘッドには時間変動がない連続的静的な力が働くように見えるが、あくまで力の最小構成単位は間欠的離散的な撃力なのである。

この撃力の大きさは力ではなく、それと力発生時間との両方の情報が含まれる力積で表した方が好ましい。なぜなら測定摩擦力から実際摩擦力を推定する場合、微小摩擦力と力発生時間の未知の変数を別個に算出することはできないが、それらの積は算出できるからである（次項で説明する）。もちろん力発生時間が別な方法で得られていれば測定摩擦力から微小摩擦力だけが算出できるが、本研究では次の2つの理由で力発生時間を得ることは難しい。すなわち力発生時間が時間の測定分解能より小さいこと、同時に多くの発生が重なり一個の独立の力発生時間を測定できないこと、の2つである。

このように力積を摩擦力の最小構成単位とすれば実際摩擦力を推定でき、その実際摩擦力を発生させる真実の物理的現象を表せる。前述の比喻のハンマーの撃力と殴打数をそれぞれ微小力積と接触回数に置き換えれば、物理的現象の比喻が前述の力積モデルの定義と同じ表現になることがわかる。

一方、固着中のヘッドに働く力は、真実接触点の凝着が剪断されずに連続的に加力されているのであるから、前述と同様な比喻を用いると「ヘッドにくくりつけた

多くの糸で引っ張る」ような静的に持続している力が集まった力と表せる。糸の張力と本数をそれぞれ微小力と接触点数に置き換えれば、比喩がカモデルの定義と同じになる。このように起動直後の滑走開始までの摩擦力やスティッキング時の摩擦力等の、固着状態の力の解析にはカモデルが必要になる。

次に、実際のディスク・ヘッドが真実接触点で接触する場合、力発生時間 Δt が本当に短いかどうかを確認する。もし Δt が小さければ上記のように、実際摩擦力をパルス波として記述できること、その大きさを力積で表すとよいこと、等が適当であることがわかる。

これまでは Δt を定性的に「非常に短い」と見なしたが、定量的に短さを検討する。第1章のディスクの表面観察結果からディスク表面の真実接触点候補の接触長さは $0.1\mu\text{m}$ のオーダーであり、第4章の離陸速度の測定結果から滑走時のヘッドの最高速度は 1m/s のオーダーであることがわかった。ヘッドが図6-3-1 (図1-3-5の再録) のように流出端でディスクと接触する場合はヘッドの接触長さを零に近いと仮定できる。この場合の接触時間 (Δt と同じ) は両方の接触長さの長い方のディスクのそれで決定されるので、先の2つの数値の商 $0.1\mu\text{m} \div 1\text{m/s}$ から Δt は $0.1\mu\text{sec}$ のオーダーと非常に小さい値を持つことがわかる。

また Δt が小さいということは高速でヘッドが滑走している場合だけでなく $1\text{mm}/\text{sec}$ と極低速で滑走している場合にも当てはまる。この場合は流入端が持ち上がっておらずヘッドはスライダ全面でディスクと接触する。ディスクの一つの突起が平坦なヘッドの流入端から流出端まで掃引するように接触すると、接触長さは 4mm に、 Δt は 4sec になる。しかし、ここで摩擦力は凝着を剪断する時に生じるという根元的な仮定に戻ると、その掃引で連続に摩擦力を発生させていたとみられるディスクの突起は、実際のところ、ヘッドとの凝着・剪断を繰り返し、その一回の凝着・剪断ごとに不連続にパルス状の摩擦力を発生させていたと考えなければならない。つまり掃引中の 4sec はこの突起を形成する何百個の分子の先頭のいくつか凝着を始め、同時に後方のいくつか剪断しているという状態が続いていたと考えられる。そこで、このディスクの一つの分子に着目しヘッドの分子と凝着・剪断する時に一つのパルス状の摩擦力が発生したと考える。真実接触点のスケールを分子同士のレベルまで小さくしたのであるが、そうすると接触長さは 1nm のオーダーと小さくなる。そして Δt は $1\text{nm} \div 1\text{mm/s}$ から $1\mu\text{sec}$ と小さくなることがわかる。

次項で詳説するが、真実接触点のスケールをどのように定義しようとも測定摩擦力は変化しないのである。すなわち真実接触点のスケールを小さくすると、凝着面積と接触長さが小さくなり微小力積 $f \cdot \Delta t$ は小さくなるが、接触回数 n は大きくなる。この時、測定摩擦力 F_n は $f \cdot \Delta t \times n$ に比例するので $f \cdot \Delta t$ の減少分と n の増加分とが相殺し F_n は一定に保たれる。ゆえに真実接触点のスケールを変化させても測定摩擦力は変化しない。逆にいえば、測定摩擦力の最小構成要素は分子の凝着・剪

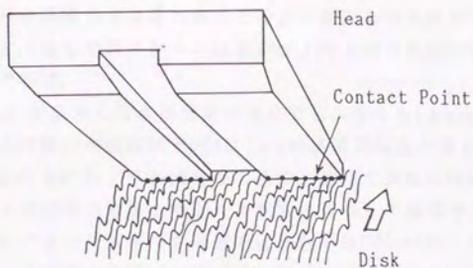


図6-3-1 ヘッド滑走時の想像図

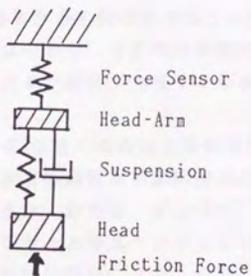


図6-3-2 測定系の振動系

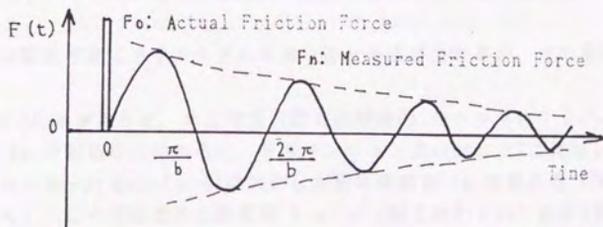


図6-3-3 δ 関数で表される実際摩擦力 F_0 が発生した場合の測定摩擦力 F_n

断で発生する微小摩擦力であるため、その分子を束ねる大きさでどのように真実接触点を定義しようともそのスケールは見かけ上のもので実際の物理的現象には何ら変化がないのである。

このように Δt が最大になる極低速の場合でも少なくとも $1\mu\text{sec}$ が確保できるから、滑走状態の全速度域で Δt は $1\mu\text{sec}$ 以下であると考えられる。もちろん $1\mu\text{sec}$ が非常に小さいかどうかは何かの基準と比べて決めなければならない。次項ではインパルス状の微小摩擦力をデルタ関数と見なして解析を進めるが、測定系の共振周期やサンプリング周期（本研究ではそれぞれ $500\mu\text{sec}$ 、 $60\mu\text{sec}$ ）と比べて十分小さいことが計算上必要になる。この解析方法を用いる時に不具合が生じないという意味で、 $1\mu\text{sec}$ は十分「非常に短い」時間であることがわかった。

以上の検討から、実際摩擦力はパルス波状に発生するが、実際のディスク・ヘッドの Δt は測定できないほど小さいので、そのパルスの大きさは微小摩擦力と力発生時間の未知の2変数が含まれる力積の形で扱うモデルがよいことがわかる。またこれより優れたモデルがないので、滑走時の実際摩擦力はパルス波状に発生するという物理的現象を正確に表すために、力積モデルが必要であることがわかる。

力積モデルが必要になる2番目の理由は力学的挙動に関することである。

本研究では、測定系の固有振動数が実際摩擦力の発生周波数より小さい場合の力学的挙動を考えた。測定系を、おもり、ダンパー、ばねで表すと図6-3-2のようになる。固有振動数は力センサーとサスペンションがそれぞれ約 4kHz と約 2kHz であるから、測定系全体としては約 1.8kHz になる。一方、上述したように実際摩擦力はパルス波状に発生する。発生周波数は、図4-4-8に示されるように接触電気抵抗を $60\mu\text{sec}$ ごとにサンプリングした場合に非接触が観察されないことから、 100kHz 以上のオーダーになると考えられる。明らかに発生周波数は固有振動数より大きく、サスペンションの変形は固有振動数より高い周波数成分の実際摩擦力には追従できない。

この本研究の測定系でカモデルを用いると矛盾が生じるが、その簡単な例を次に示す。

図6-3-3に示すように、ある時刻（図では時刻0）のヘッドにインパルス状の実際摩擦力 F_0 が瞬間的に加わると、サスペンションは $\sin(\omega \cdot t)$ に比例して変形を始めた力センサーにも $\sin(\omega \cdot t)$ に比例した測定摩擦力 F_n が見れる（次項でこの関係を導く）。この正弦波の共振周期 $2 \cdot \pi / \omega$ （図では $2 \cdot \pi / b$ ）は第4章の実験結果から約 $500\mu\text{sec}$ であることがわかっていて、次にそのインパルス状の実際摩擦力発生直後（例えば共振周期の $1/500$ の $1\mu\text{sec}$ 後）にもう一つ同形のインパルス状の実際摩擦力を発生させる。測定摩擦力は1番目のインパルス応答の $\sin(\omega \cdot t)$ と2番目のインパルス応答の $\sin(\omega \cdot t - 2 \cdot \pi / 500)$ とを重ね合わせた時間変化を有するが、 $2 \cdot \pi / 500 \ll 1$ であるから両者の $\sin(\quad)$ の中はほぼ等しくなり F_n は $2 \cdot \sin(\omega \cdot t)$ と

なる。振幅で示されるように測定摩擦力は2倍になった。ところが1点ずつ重ならずに順に接触していたのであるからある時刻の接触点数は1点で変化なし、その時刻の微小摩擦力も f で変化なし、よって力モデルでは測定摩擦力が $1 \times f$ で変化しないという矛盾が生じる。

2倍になったものは、ある測定時間 ΔT (例えば1nsec)内で発生した微小力積 $f \cdot \Delta t$ の和である。このように力発生間隔が共振周期より著しく小さい場合の測定摩擦力は実際摩擦力の力ではなく力積に比例する。つまり力積モデルを用いないと測定摩擦力の大きさを表現できないのである。

以上の検討から、測定系の固有振動数が実際摩擦力の発生周波数より小さい場合の力学的挙動を正確に表すために、力積モデルが必要になることがわかる。

この力積モデルは本研究のみに適用されるものではなく、物理的現象や力学的挙動が本研究と同じ場合に適用できる。滑走時の摩擦力のようにパルス波状に発生する力を持つ物理的現象として、例えば、粉体が衝突する場合、砥粒を含む砥石で研削する場合、振動源が異常共振して間欠的に力が発生する場合、等が挙げられる。また本研究の力学的挙動のように、力(歪)が測定できるよう故意に作った低剛性部によって測定系の固有振動数が減少した場合もその一例である。もちろん、このような物理的現象や力学的挙動を持っていても、測定データによって力発生時間がわかれば力積モデルは必要ない。本研究では接触電気抵抗の測定データにそれを期待していたが、力発生時間が短い上に、同時に多くの接触が発生して一つの接触による力発生時間を抽出することができなかつたので、力積モデルを必要としたのである。

以上をまとめると、実際にパルス波状に力が発生する場合、その力の発生周波数が測定系の固有振動数より大きい場合、その力の発生時間が小さくて測定できない場合、等の条件が本研究で成立するため、適するモデルは他にあるかも知れないが本研究ではたまたまその最適なモデルとして力積モデルを採用したのである。

6-3-2 力積モデルの導出

本項では、前項で述べた力積モデルを数式で表してみる。

真実接触点同士の接触で発生する一つのインパルス状の摩擦力をデルタ関数で表すと、本項の第2目で説明するようにその摩擦力の大きさは一回の接触で生じる力積で示される。このように実際摩擦力の大きさを力積で表したモデルを「広義の力積モデル」と呼ぶ。なお、力の大きさを単位の異なる「力積」で表しているが、この場合の力積はそれに比例する無次元量を意味する。このため次元量と区別したい場合はそれを力積量と記す。

一方、第2章の「ヘッドの滑走状態のモデル」では、力積モデルを（測定摩擦力） \propto （微小力積） \times （衝突回数）と定義したが、本項の第4目で説明するようにこれはインパルス応答の正弦波成分が相殺される条件下、すなわち、接触頻度が大きく（接触周期が小さく）かつその時間変動がない条件下で成立する。本研究の実験では、この条件が定常状態、すなわち一定速度の滑走状態でのみ成立するので、本項ではこの狭義のモデルを「定常状態の力積モデル」と呼んで広義のそれと区別することにする。

(1) 本項のはじめに

最初の第2目では、実際摩擦力としてインパルス状に発生する力を考える。この撃力は（一回の接触で生じる力積量） \times （デルタ関数）で表されるが、このように実際摩擦力を設定すると測定系の力学的挙動を考慮した測定摩擦力として、正弦波のインパルス応答が得られる。

次の第3目では、実際摩擦力として間欠的なパルス波状に発生する力を考える。この場合の測定摩擦力は第2目で導出されたインパルス応答をパルス発生時刻ごとに時間軸に沿って平行移動させた後、それらを加え合わせて求めることができる。パルスの発生間隔と大きさ（力積量）はランダムであるが、この場合はこれらが正規分布を持つと仮定して平均値を用いた。

加え合わせるパルス数が多いと計算が困難になるので、ある期間 ΔT に発生したパルスだけを計算の対象にした。その ΔT として共振周期の $1/2$ （ π/ω で表すが例えば 0.2msec ）を考える。 π/ω を用いた理由は第3目で詳説するが、概略を次に示す。前項では、ある接触間隔をおいた2個の実際摩擦力のパルスを考えてが、この接触間隔が π/ω の場合を考えてみる。2つのパルスの応答 F_n は、

$$F_n \propto \sin(\omega t), 0 \leq t < \pi/\omega$$

$$F_n \propto \sin(\omega t) + \sin(\omega t - \pi) = \sin(\omega t) - \sin(\omega t) = 0, \pi/\omega \leq t$$

ここの時刻 0 は1個目のパルスの発生時刻である。応答は $\pi/\omega \leq t$ で零になる時間

変化を有する。ここで「いずれのパルスも発生後 π/ω 経た時点で発生する別のパルスとペアが組める」と仮定する（ペアリング可能の仮定と呼ぶ）。ペア結成時点からこの2パルスの応答は消滅するので、ある測定時刻の測定摩擦力にはペアが組めないパルスが引き起こした応答分だけが残る。すなわち、これは π/ω だけ遡った時点からその測定時刻までに発生したパルスの応答分、言い換えれば1個目が発生したばかりで2個目のペアとなるべきものがまだ発生していないパルスの応答分のことである。そこで前述の計算対象パルスを制限する期間 ΔT の一つとして π/ω を考えたのである。

第4目では定常状態の力積モデルを表す数式を導出する。この式はペアリング可能の仮定が成立する条件下、すなわち接触周期が小さくかつその時間変動がない条件下で成立する。本研究ではこの条件が一定速度の滑走状態で成立するので、その時の測定摩擦力が力積モデルが示すような正弦波が相殺された波形になっているか否かを確認する。またここで、真実接触点のスケールによって測定摩擦力が変化しないことを説明する。

第5目では一定速度の滑走状態下での測定摩擦力と速度との関係を導出する。測定摩擦力の絶対値を導出結果と実験結果とで比較できれば力積モデルの証明のためには最も好ましいが、接触回数や力積量の絶対値が求められないので実現しなかった。そこで本目では測定摩擦力と速度との相対的な関係を導出し、実験結果のそれと比べることにした。実験結果は図4-2-5, 6, 7で得られており、測定摩擦力が速度の一次関数的に減少するのか二次関数的に減少するかというような定性的な比較はできる。

第6目では上記のペアリング可能の仮定が成立しない場合の測定摩擦力を考える。ここで対象とする測定摩擦力はその交流成分であり、それは接触周期が大きいか、またはその時間変動が存在する条件下で発生した実際摩擦力によって形成された成分である。パルスを共振周期の1/2の期間に限って数えればよいのではなく、それ以前に発生したもので接触回数を数える対象としなければならないので、測定摩擦力は極めて複雑になる。

第7目では真実接触点に発生した微小力積ではなく微小力に着目した力モデルを、力積モデルと比較しながら検討する。

これらを以下に説明する。

(2) 実際摩擦力がインパルス状に発生した場合の測定摩擦力の導出

まず、測定系の力学的挙動を数式で表示する。

測定系は図6-3-2で示されるが、サスペンションの剛性が力センサーのそれより小さいため前者の剛性のみを考慮する。つまり、ばね定数 k と粘性減衰係数 C を

持つサスペンションの先に質量 m のヘッドが取り付けられている系を考える。ヘッドに働く力の釣合から次の式が得られる。

$$m \cdot \frac{d^2 x}{dt^2} + C \cdot \frac{dx}{dt} + k \cdot x = F_0(t) \quad \dots\dots (1)$$

$$t=0 \text{ の時、 } x=0, V_x=0 \quad \dots\dots (1')$$

ここに t は接触開始からの時間、 x はヘッドの移動距離、 $F_0(t)$ はヘッドに働く実際摩擦力、 V_x はヘッドの移動速度である。

力センサーで観察される測定摩擦力 $F_n(t)$ は図6-3-2のヘッドアームに働く力だから次の式で示される。

$$F_n(t) = k \cdot x(t) \quad \dots\dots (2)$$

この式(1)(2)が測定系の力学的挙動を示す関係式である。

ここで静止しているヘッドに摩擦力がインパルス状に一回だけ働く場合を考える。 $F_0(t)$ をデルタ関数 $\delta(t)$ を用いて表示すると、

$$F_0(t) = B \cdot \delta(t) \quad \dots\dots (3)$$

ここに B は無次元の定数で、 $F_0(t)$ と $\delta(t)$ の単位を $[N]$ とおく。

この $F_0(t)$ を 0 を含むある時間内で左辺を積分すると、積分値である力積として $f \cdot \Delta t$ が得られると仮定する。本節では $F_0(t)$ として方形波のパルスを想定しているが、実際は非常に短い力発生時間 Δt の間ならば三角波でも鋸歯波でも何でも構わないのであり、その力積の大きさだけが重要である。この場合の f は接触時間内に発生した摩擦力の平均値である。

式(3)の両辺を $(-\Delta t/2) \leq t \leq (\Delta t/2)$ で積分すると、

$$\int F_0(t) dt = \int B \cdot \delta(t) dt$$

仮定より左辺は $f \cdot \Delta t$ である。また、 δ 関数の定義 $\int \delta(t) dt = 1$ (t は $t=0$ を含む領域) から、 $\int \delta(t) dt = 1 [N \cdot s]$ である。

$$f \cdot \Delta t = B$$

これから B の大きさは力積量 $f \cdot \Delta t$ であることがわかる。 B を式(3)に代入すると、

$$F_0(t) = f \cdot \Delta t \cdot \delta(t) \quad \dots\dots (3')$$

この式(3')のように、実際摩擦力のパルスの大きさを力積量で表示することが、広義の力積モデルの定義である。

式(3')の $f \cdot \Delta t$ は無次元量であるが、今後は f と Δt を単位を持った変数として扱いたいので、 $B' = 1 [1/(N \cdot s)]$ という定数を用いて式(3')を書き直す。

$$F_0(t) = B' \cdot f \cdot \Delta t \cdot \delta(t) \quad \dots\dots (3'')$$

ここに $F_0(t)$ は実際摩擦力 $[N]$ 、 B' は定数で $1 [1/(N \cdot s)]$ 、 f は微小摩擦力の大きさ $[N]$ 、 Δt は力発生時間 $[s]$ 、 $\delta(t)$ は単位 $[N]$ のデルタ関数である。

次に実際摩擦力のインパルス応答である測定摩擦力を求めたい。式(3'')の F_0 を式

(1)に代入してラプラス変換する。

$$n \cdot p^2 \cdot X(p) + C \cdot p \cdot X(p) + k \cdot X(p) = B' \cdot f \cdot \Delta t \cdot \delta(p)$$

右辺の $\delta(p)$ は $1[N \cdot s]$ になるから B' と相殺する。 $X(p)$ を求めると、

$$X(p) = \frac{f \cdot \Delta t}{n} \times \frac{1}{(p+a)^2 + b^2}$$

ここに a, b は次元 $[1/s]$ の定数である。

$$a = \frac{C}{2 \cdot n}, \quad b = \frac{(4 \cdot n \cdot k - C^2)^{0.5}}{2 \cdot n}$$

これを逆ラプラス変換すると、 $x(t)$ が求められる。

$$x(t) = \frac{f \cdot \Delta t}{n \cdot b} \times \exp(-a \cdot t) \times \sin(b \cdot t) \quad \dots \dots (4)$$

ここに a, b, ω は単位 $[1/s]$ のサスペンションが決定する定数で次のように設定する。

$$a = \frac{C}{2 \cdot n}, \quad b = \frac{(4 \cdot n \cdot k - C^2)^{0.5}}{2 \cdot n}, \quad \omega = \left(\frac{k}{n}\right)^{0.5} \quad \dots \dots (4')$$

式(4)の $x(t)$ を式(2)に代入すると $F_n(t)$ が求められる。式(4')の $\omega^2 = k/n$ を用いて、

$$F_n(t) = \frac{\omega^2 \cdot f \cdot \Delta t}{b} \times \exp(-a \cdot t) \times \sin(b \cdot t) \quad \dots \dots (2')$$

この式の $F_n(t)$ は図6-3-3に示すように減衰する正弦波で示される。つまりヘッドに実際摩擦力がインパルスで発生すると、力センサーでは測定摩擦力として正弦波が観察される。

図4-6-3の F_x (F_n と同じ) の波形から求めた粘性減衰係数 C 、ばね定数 k 、ヘッド質量 n 、等の実験結果を示す。

$$C = 3.7 \times 10^{-3} [kg/s], \quad k = 5.9 \times 10^3 [N/n], \quad n = 6.3 \times 10^{-5} [kg]$$

これを式(4')に代入すると、 a, b, ω が次のとおりに得られる。

$$a = 30 [1/s], \quad b = 1.0 \times 10^4 [1/s], \quad \omega = 9.7 \times 10^3 [1/s]$$

式(2')の \sin の部分に注目すると周期 ΔT_w が得られる。

$$\Delta T_w = 2\pi / b = 0.63 [nsec]$$

式(2')の \exp の部分に注目すると減衰能がわかる。半減期 ΔT_h は、

$$\Delta T_h = \ln(2) / a = 23 [nsec]$$

図4-6-3に示すように正弦波が電気ノイズレベル(最初の振幅の約10%)までに減衰する時間は約100nsecである。また測定摩擦力の正弦波の二番目の振幅は一番目のその99%である。このように減衰は小さいので、接触後数nsecの間の測定摩擦力は式(2')に $a=0$ 、 $b=\omega$ を代入して近似できる。

$$F_n(t) = \omega \cdot f \cdot \Delta t \cdot \sin(\omega \cdot t) \quad \dots \dots (2'')$$

この式(2'')は第4章の4-6-2(3)でパンプ衝突時の $f \cdot \Delta t$ を推定するために用いた式である。

以上の計算から、インパルス状に発生する実際摩擦力の応答である測定摩擦力は

式(2')のように減衰する正弦波で表されることが明らかになった。

(3) 実際摩擦力が間欠的なパルス波状に発生する場合の測定摩擦力の導出

次に実際摩擦力として式(3'')で示したパルスが間欠的に生じる場合を考える。

最初に接触周期 Δc と発生力積 $f \cdot \Delta t$ の代表値を求める。

ディスクとヘッドの真実接触点同士の接触の周期を Δc 、この周期ごとに発生する力積を $f \cdot \Delta t$ とする。もちろん、真実接触点は周期的に配置されているわけではなく真実接触点に生じる力積が一定であるわけでもない。しかし、ここでは接触間隔と発生力積とが正規分布していると仮定し、それらの平均値を Δc 、 $f \cdot \Delta t$ とおいた。この仮定の論拠は第2章でも説明したように表面粗さが正規分布していることによる。

これらの値を用いて実際摩擦力を表してみる。ヘッドは最初の接触から Δc 後、 $2 \cdot \Delta c$ 後、 $3 \cdot \Delta c$ 後と次々に接触を起こしそれぞれ力積 $f \cdot \Delta t$ が発生するのであるから、実際摩擦力は式(3'')の F_0 を Δc ごとに時間的に平行移動したものを加え合わせる δ 関数の合成関数として次のように表される。

$$F_0(t) = B' \cdot f \cdot \Delta t \cdot \sum \delta(t - n \cdot \Delta c), \quad n=1, 2, 3, \dots, \infty \quad \dots\dots(5)$$

ここに B' は定数で $B' = [1/(N \cdot s)]$ である。式(5)を式(1)に代入し z 変換すると、

$$X(p) = \frac{f \cdot \Delta t}{n} \times \frac{1}{(p+a)^2 + b^2} \times \frac{z}{z-1} \quad \dots\dots(6)$$

ここで z は z 変換するための変数で $z = \exp(p \cdot \Delta c)$ 、 a, b はサスペンションの減衰能、共振周期を表す定数で式(4)で示した値と同じ値である。

この式(6)の逆ラプラス変換は Δc の大きさによって異なり、解は複雑である。

そこで簡易法として、図上でインパルス応答波形を重ね合わせ全体の波形を把握する方法をとってみる。実際摩擦力のインパルス応答のパルス発生時刻を Δc ごとに平行移動させて各パルスの応答を求め、後にそれらを重ね合わせて測定摩擦力を求める方法である。

この方法でも重ね合わせねばならない正弦波の個数が多いと方法として困難になる。個数を制限するため、ある期間内に発生したパルスだけを重ね合わせの対象にできれば好ましい。その制限期間の一つとして本目では共振周期の $1/2$ (π/ω と表す) を考える。第1目で説明したように、実際摩擦力として接触間隔が π/ω である2個のパルスを考える。計算を簡単にするため、インパルス応答として減衰を無視した式(2'')を用いる。時刻0を最初のパルスが発生した時刻に設定する。

$0 \leq t < \pi/\omega$ の場合、測定摩擦力は1番目のパルスの応答だけを含むから、

$$F_n = \omega \cdot f \cdot \Delta t \cdot \sin(\omega \cdot t)$$

$t \leq \pi/\omega$ の場合、上記の応答に2番目のパルスの応答も加わって、

$$\begin{aligned} F_n &= \omega \cdot f \cdot \Delta t \cdot \sin(\omega \cdot t) + \omega \cdot f \cdot \Delta t \cdot \sin(\omega \cdot t - \pi) \\ &= \omega \cdot f \cdot \Delta t \cdot (\sin(\omega \cdot t) - \sin(\omega \cdot t)) \\ &= 0 \end{aligned}$$

測定摩擦力は時間0から π/ω までは $\sin(\omega t)$ であるが π/ω 後は両者相殺されて零になる時間変化を有することがわかる。

ここで接触周期が小さくパルス群が時間的に密に存在し、かつ接触周期の時間変動がなくパルス群の密度が一定である場合を考える。この場合には、いずれのパルスもその発生後 π/ω 経た時点で発生した別のパルスとペアを組むことができると仮定する。この仮定をペアリング可能な仮定と呼ぶ。そしてそのペア結成後は両者の応答が相殺され消滅する。

図6-3-4で仮想実験を行う。図には横軸を時間、縦軸を力とした波形が11個並んでおり、縦に $\Delta T = \pi/\omega$ ごとに5本の点線が引いてある。ヘッドには図(a)のように間欠的なパルス波状の実際摩擦力が加わっている。なおこのパルス波は定常状態のパルス波から $4 \cdot \Delta T$ 分を抜きだしたものとする。次に個々のパルスごとに力積が半分二つのパルスに分け、図(b),(c)のようにグループgとhに帰属させる。ペアリング可能な仮定から、グループgの任意のパルスはそれより π/ω 前に発生したパルスをグループhの中から探し出せて、ペアとなって消滅する。図(b),(c)内の矢印はそのペアリングを示している。ここで力センサーの測定時刻 t_n を決定するが、図では4本目の縦点線の時点とおいた。 t_n 以前に発生したグループgとhのパルスを調べてみる。図(d)に示されたグループgに帰属するパルスは全て、図内の多くの線で示したようにグループh内のパルスとペアを組んで消滅している。ところがグループhには t_n より時間を π/ω 遡った時点からペアが組めないパルスが存在する。それは図(h)の黒く塗った6個のパルスである。次にこの6個が引き起こした測定摩擦力を図(f)にそれぞれ示す。時刻 t_n で力センサーで観察される測定摩擦力は図(f)の各正弦波の t_n での値の総計である。このように測定摩擦力を求める場合はペアリングできないパルスの応答分のみに着目すればよい。

図(f)では組残りのパルスを6個としたが、一般化してk個とした場合の測定摩擦力を求める。ペアリング可能な仮定から、kは数個よりオーダー的に大きい数でなければならぬが正確にいくつなのかはここではわからない。求めたい測定摩擦力 F_n はk個のインパルス応答の時刻 t_n での値の総計である。パルス発生から t_n までの時間は長くとも π/ω であるから、測定摩擦力を求める場合は減衰を無視した式(2')を用いることができる。また図(c)の力積は図(a)のものの半分であるから、組残りのk個のパルスの力積の大きさも実際に発生したものの1/2であることに留意する。

$$F_n = \sum \omega \cdot \left(\frac{1}{2}\right) \cdot f \cdot \Delta t \cdot \sin(\omega \cdot j \cdot \Delta t) \quad \dots\dots(7)$$

ここに j は $0, 1, 2, \dots, k$, Δc は接触周期で $k \cdot \Delta c = \pi / \omega$ である。本目の冒頭で断わったように Δc は接触間隔の平均値を用いている。

式(7)の $\sum \sin(\omega \cdot j \cdot \Delta c)$ の値を求めてみる。 Δc を消去して \sin の () の中を変数を変える。

$$F_n = \frac{1}{2} \cdot \sum \omega \cdot f \cdot \Delta t \cdot \sin\left(\pi \cdot \frac{j}{k}\right) \quad \dots\dots(7')$$

式(7')の \sin の () の中を x とする。 $x = \pi \cdot j/k$, $j = 0, 1, 2, \dots, k$ であり、この x の範囲は $0 \leq x \leq \pi$ である。 $k \rightarrow \infty$ とすると式(7')の $\sum \sin(x)$ は積分を用いて得ることができる。

$$\sum \sin(x) \Delta x = \int \sin(x) dx = 2, \quad 0 \leq x \leq \pi$$

ここに $\Delta x = \pi/k$ である。

この式より、 Δx で両辺割って $\sum \sin(x)$ が求められる。

$$\sum \sin(x) = 2 / \Delta x = k \cdot 2 / \pi$$

これを式(7')の $\sum \sin(x)$ に代入して、

$$\begin{aligned} F_n &= \frac{1}{2} \cdot \sum \omega \cdot f \cdot \Delta t \cdot \sin\left(\pi \cdot \frac{j}{k}\right) \\ &= \frac{1}{2} \cdot \omega \cdot f \cdot \Delta t \cdot k \cdot \frac{2}{\pi} \end{aligned}$$

$k \cdot \Delta c = \pi / \omega$ より k を消去し、再び Δc を用いる。

$$\begin{aligned} F_n &= \frac{1}{2} \cdot \omega \cdot f \cdot \Delta t \cdot \frac{\pi}{\Delta c \cdot \omega} \times \frac{2}{\pi} \\ &= f \cdot \Delta t \cdot \frac{1}{\Delta c} \quad \dots\dots(7'') \end{aligned}$$

この式(7'')で間欠的なパルス波状の実際摩擦力が発生した場合の測定摩擦力が計算できる。 $1/\Delta c$ は接触周波数を示しており、接触周波数が大きくなると測定摩擦力も大きくなることを示している。

このようにベアリング可能の仮定が成立する場合、すなわち接触周期が小さく、かつその時間変動がない場合は、重ね合わせ法で実際摩擦力がパルス波状に発生する時の測定摩擦力を解くことができる。

(4) 定常状態の力積モデルを用いて得られる測定摩擦力の検討

本目では前目の結果を用いて、定常状態の力積モデルを解いてみる。

この定常状態は時間的に接触状態が変動しない状態であるが、もう一つの条件として接触周期が小さい場合を仮定する。こうするとベアリング可能の仮定の条件である、接触周期が小さいこととその時間変動がないこととの2つの条件が成立するので、前目の結果を用いることができる。

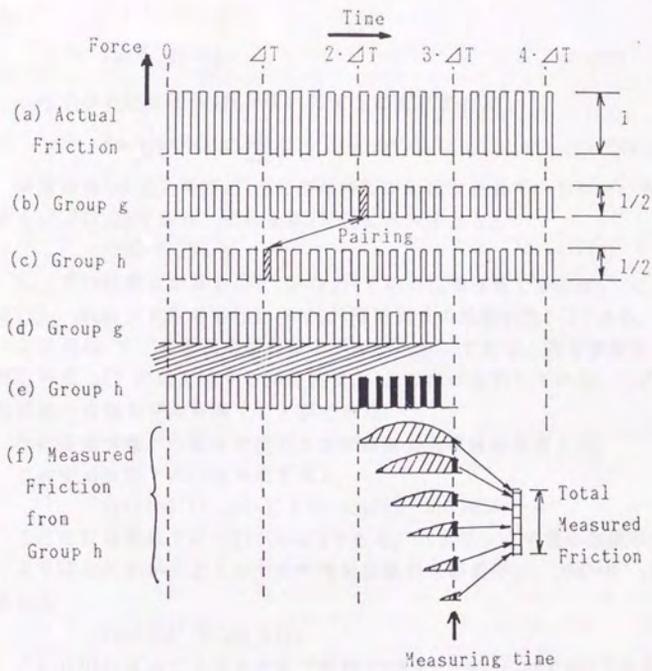


図6-3-4 パルス波状に発生する実際摩擦力のペアリングの説明図

前目の式(7'')を再録する。接触周期 Δc と発生力積 $f \cdot \Delta t$ は平均値を用いている。

$$F_n = f \cdot \Delta t \cdot \frac{1}{\Delta c} \quad \dots\dots(7'')$$

この式の右边に $\Delta T / \Delta c$ が現れるように変形すると、

$$F_n = \frac{1}{\Delta T} \cdot f \cdot \Delta t \cdot \frac{\Delta T}{\Delta c} \quad \dots\dots(7''')$$

接触回数 n は測定時間 ΔT 内に接触周期が何回含まれているかということと同じだから $n = \Delta T / \Delta c$ である。これを式(7''')に代入すると、

$$F_n = D \cdot f \cdot \Delta t \cdot n \quad \dots\dots(8)$$

ここで F_n は測定摩擦係数[N]、 $D = 1 / \Delta T$ である比例係数で単位は $[1/s]$ 、 f は微小摩擦係数[N]、 Δt は力発生時間[s]、 n は ΔT 時間当りの接触回数[-]である。

この式(8)は「定常状態の力積モデル」を示しており、測定摩擦係数 F_n は $f \cdot \Delta t$ と測定時間 ΔT 内に遭遇する接触回数 n との積に比例している。このようにして定常状態の力積モデルを導くことができた。

次に定常状態下の測定摩擦係数と実際摩擦係数との関係を考える。

この定常状態下の F_0 を再掲すると、

$$F_0(t) = B' \cdot f \cdot \Delta t \cdot \sum \delta(t - n \cdot \Delta c), \quad n = 1, 2, 3, \dots, \infty \quad \dots\dots(5)$$

ここに B' は定数で $B' = 1 / (N \cdot s)$ である。ペアリング可能な仮定が成立する条件、つまり接触周期が小さくかつその時間変動がない条件は、 $\Delta c \rightarrow 0$ 、 $\Delta c = \text{const.}$ であるから、

$$F_0(t) = B' \cdot f \cdot \Delta t \cdot U(t) \quad \dots\dots(5')$$

ここに $U(t)$ はユニットステップ関数で $t \leq 0$ で $U = 0$ 、 $t > 0$ で $U = 1$ である。定常状態の滑走時は $t \rightarrow \infty$ 、 $U = 1$ [N] であるから、

$$F_0 = B'' \cdot f \cdot \Delta t$$

ここに B'' は定数で $[1/s]$ である。これを式(8)に代入すると、

$$F_n = D \cdot f \cdot \Delta t \cdot n \quad \dots\dots(8)$$

$$= (D \cdot n / B'') \cdot F_0 \quad \dots\dots(8')$$

ここに D は定数で単位は $[1/s]$ 、 n は ΔT 時間当りの接触回数[-]、 B'' は定数で $[1/s]$ で、定常状態なので $D \cdot n / B''$ は無次元の定数である。

式(8')から定常状態では $F_n \propto F_0$ であることが導けた。

本目の冒頭で定常条件に加えたもう一つの条件、すなわち接触周期が小さいことを検討してみる。

まず、インパルス応答の式(2')と定常状態のパルス波応答の式(8)とを比べてみる。

$$F_n(t) = \frac{\omega^2 \cdot f \cdot \Delta t}{b} \times \exp(-a \cdot t) \times \sin(b \cdot t) \quad \dots\dots(2')$$

$$F_n = D \cdot f \cdot \Delta t \cdot n \quad \dots\dots(8)$$

ここに ω, a, b, D は定数である。式(8)の右辺には、式(2')の右辺にある正弦波成分が含まれていないことがわかる。式の導出手順から考えると「含まれない」と表現するよりも正弦波が相殺しあつて「消失した」と表現したほうがよい。これは接触周期が小さい(接触頻度が大きい)という条件を仮定したため、正弦波が互いに相殺されてしまったのである。仮に実験結果に正弦波を含まない直流成分(図4-2-4で定義した)が生じていれば、式(8)が正しいこと、つまりこの仮定が実験結果を説明するためには妥当であることが証明される。

実験結果として図4-2-3の一定速度下の測定摩擦力 F_n の波形を検討する。接触周期の時間変動を調べるために図4-4-8の一定速度下の接触抵抗 R の波形も併せて検討する。

速度が離陸速度 V_t の約1/2より小さい範囲では、 F_n と R の両者の波形が直流成分のみで形成されていることがわかる。 F_n が直流成分だけで表されることから、式(8)が正しいことがわかる。また、 R は15nsecの測定時間中の250サンプル全てでほぼ一定の値をとり、接触頻度が非常に多いため同時に接触する接触点数も多い状態であることを示している。このように F_n と R の実験結果から、接触周期が小さいという条件が実際に成立していることがわかる。

しかし、速度が V_t の約1/2より大きい領域では、 F_n と R の両者の波形の直流成分が減少し交流成分が増大することがわかる。後者の交流成分は一部のペアリングできないパルスが引き起こした結果である(第8目で説明する)。 R のデータからこの交流成分は、速度の増加に伴い流体力学的負荷容量が増加し、ヘッドがディスク表面のうねりの凹部を飛び越して接触周期の時間変動が生じたことが原因であると考えられる。一方、前者の直流成分はペアリングできたパルスが引き起こした結果である。 R は時間変動しているが、全サンプル中に非接触を示す無限大のものは含まれないので、同時に接触する接触点数が依然大きいことを示している。 F_n の交流成分の原因は、接触周期が時間変動してペアリングできないパルスが正弦波を残すことと、接触周期が大きくて次のパルスが発生するまで正弦波が消えないこととの2つが考えられる。この速度域の交流成分の原因は、実験結果から前者の時間変動であり後者の接触周期が大きいことではないことがわかる。ここで F_n の波形を交流成分と直流成分に分けて考えると(ペアリングできたパルスとできないパルスに分けて考えると)、その直流成分は式(8)を成立させている。このことは接触周期が小さいという条件が実際に成立していることを示している。

さらに大きい速度の離陸速度近辺では、 F_n と R は交流成分だけを示すようになる。 R は無限大になり非接触の瞬間を示すので、この交流成分の原因は前述の後者であることがわかる。この速度域では F_n の直流成分が零なので式(8)は成立しない。

このように、ほとんどの速度域で測定摩擦力の直流成分が存在し、その成分だけに着目すると定常状態の力積モデルの式(8)が成立する。成立することから、接触

周期が小さいと仮定したことが妥当であったことがわかる。

以下に定常状態の力積モデルに用いるパラメータを検討する。

最初に接触回数 n で用いる測定時間 ΔT を検討する。

前目の仮想実験から、ある測定時刻の測定摩擦力にはペアが組めないパルスのみ、つまりその測定時刻から π/ω だけ遡った時点からその時刻まで発生したパルスの応答分のみが含まれることがわかる。言い換えれば接触回数 n を数えるべき測定時間 ΔT は測定系の共振周期の1/2の π/ω であることがわかる。

次に 6-3-1で前述したが、真実接触点のスケールの定義が測定摩擦力に影響を及ぼさないことを説明する。

なお、第1章では本研究の真実接触点はディスク表面をSTMで観察して得られる直径約 $0.1\mu\text{n}$ の突起と定義したが、本節ではこの定義を一時無視し、真実接触点のスケールを故意に変更してそれぞれのパラメータの変化を検討してみる。ここではそのスケールを示す変数として真実接触点の面積 a を考える。

新しい真実接触点の面積として、元の真実接触点の面積 a の1/4倍にした a' を考える。図6-3-5を用いて以下の事柄を説明する。元の真実接触点の場合の微小摩擦力、力発生時間、接触回数、測定摩擦力をそれぞれ f 、 Δt 、 n 、 F_n 、一方、新しい真実接触点の場合のそれらを f' 、 $\Delta t'$ 、 n' 、 $F_{n'}$ とする。

ヘッド・ディスクの真実接触点をそれぞれヘッドの進行方向の x 方向とその垂直の y 方向とで2分割する。新しい真実接触点は図中の斜線部で示した元の1/4倍の面積を持つ真実接触点で、ヘッド・ディスクにそれぞれ4個ずつ生まれた。微小力は凝着によって生じ接触面積に比例するので、 f' は元の1/4倍の面積 a' 同士が接触するので f の1/4倍になる。次に力発生時間は進行方向の接触長さに比例するので、 $\Delta t'$ は Δt の1/2倍になる。また接触回数は新しい真実接触点同士の組合せ数を意味する。図中の斜線部Aのディスクの新しい真実接触点が進行方向に沿ってヘッドの新しい真実接触点のB,Cに接するので、Aは2回の接触回数を持つ。ディスクの新しい真実接触点は4個あるのでそれぞれに2回をかけると接触回数は計8回、つまり n' は n の8倍になる。これらを力積モデルの式(8)に代入して F_n と $F_{n'}$ を求める。

元の真実接触点の面積を用いた場合は、

$$F_n = D \cdot f \cdot \Delta t \cdot n$$

新しい真実接触点の面積を用いた場合は、

$$F_{n'} = D \cdot f' \cdot \Delta t' \cdot n'$$

$$= D \cdot \frac{f}{4} \times \frac{\Delta t}{2} \times 8 \cdot n$$

$$= D \cdot f \cdot \Delta t \cdot n$$

すなわち $F_n = F_{n'}$ であることがわかる。倍率を一般化して、新しい真実接触点のスケールを $1/n$ 倍に (真実接触点の面積を $1/n^2$ 倍に) する。同様な議論から f は $1/n^2$ 倍

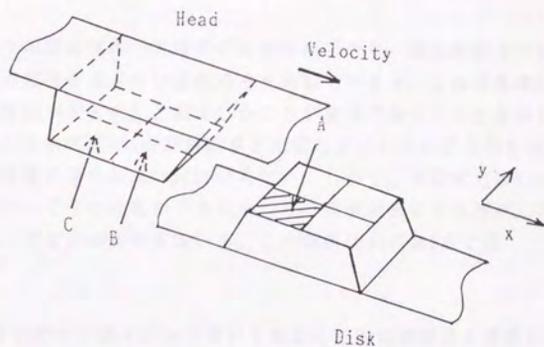


図6-3-5 真実接触点のスケールを小さくした場合の力積モデルを説明する図

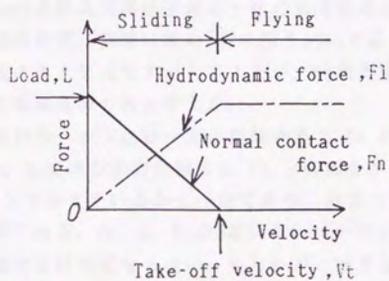


図6-3-6 速度と接触垂直力・流体力学的負荷容量との関係

に、 Δt は $1/n$ 倍に、 n は n^3 倍 (Δc は $1/n^3$ 倍)、にそれぞれ変化するのでそれらの積である測定摩擦力は一定になる。よって、真実接触点のスケールをどのようにとっても測定摩擦力は変化しないことがわかる。

以上のように定常状態の力積モデルが導出できた。測定摩擦力の実験結果はモデルのように正弦波を含まない直流成分を示しているが、これは実際の接触周期が小さい(接触頻度が大きい)と仮定したことが妥当であったことを示している。

このモデルを示す式(8)が実験結果と比較して正しいかどうかを検討するために、 F_n の絶対値に着目しなければならない。しかし、本研究では f と Δc の絶対値を求められないのでその比較ができなかった。実験結果との比較は、実験結果が得られている F_n と速度との関係を用いる。この関係は次の第5目で導く。

(5) 定常状態の力積モデルを用いて導出した測定摩擦力と速度との関係

本目では、次項で定常状態の力積モデルと実験結果とが比較できるように、前目の式を測定摩擦力と速度との関係がわかる式に変形させる。

まず、測定摩擦力と速度との関係を得るために、総真実接触面積を制限する次の仮定が必要である。それは「一定速度の滑走状態下ではある時間 Δt_n 内の総真実接触面積が一定であり、その値は押付力と速度とによって決定される」という仮定である。この Δt_n 内の総真実接触面積は一個の真実接触点の平均面積(真実接触点面積と略す)、接触時間、接触回数の3者の積を Δt_n で除した値と定義する。実際摩擦力をパルス波のように発生すると考えたが、総真実接触面積も同様にパルス波のように発生した接触面積の和と考える。

一定速度で滑走中のヘッドには一定の接触垂直力 F_n が生じないといけない。なぜなら、押付力 L と流体力学的負荷容量 F_l との両者が一定であるためである。 L はサスペンションで与えているから一定であり、流体力学的負荷容量 F_l も一定速度下だから一定である。 F_n 、 L 、 F_l の3者には $F_n=L-F_l$ の関係があり、 L と F_l が一定ならば F_n も一定でなければならない。もし F_n が一定でなければ滑走中のヘッドはディスク表面の垂直方向に加速度運動して、急に浮上したりディスクを叩いたりすることが発生するはずだが、実際にはそのようなヘッドの動きは観察されない。

仮定では総真実接触面積 A として Δt_n 内の平均値を考えたが、これは全ての瞬間で接触が発生し続ける必要が無く、 Δt_n 時間内で F_n 保持に必要な面積が集まればよいと考えたためである。 F_n も同様に常に力を発生し続ける必要はない。離陸速度よりわずかに大きい速度下で浮上しているヘッドとディスクと間の空気膜の固有振動数は約50kHzであるから⁽³⁴⁾、少なくとも約20 μ secより小さい時間内の A や F_n の変化にヘッドは追従できない。ある瞬間に A や F_n が零になってもそのすぐ後にある値

が発生すればヘッドは加速度運動しない。力の授受時刻の不確かさが許容される時間として Δt_n を考えれば、 $\Delta t_n = 20 \mu \text{sec}$ であることがわかる。

なお、総真実接触面積は F_n で決定された値であるため、見かけの接触面積がいくつであろうとヘッドの姿勢がどうであろうと、つまりスライダー全面でディスクと接していようか、流出端だけで線上に接していようか、スライダー幅が異なっていようか、それらの影響を受けない。総真実接触面積は接触垂直力、つまり速度と押付力によって決定される。

前述の Δt_n 内の総真実接触面積 A の仮定を数式で書き直すと次のようになる。

$$A(L, V) = a \cdot \frac{\Delta t \cdot n'}{\Delta t_n} \quad \dots\dots (9)$$

ここに、 a は真実接点面積 $[\text{m}^2]$ 、 Δt は接触時間（これは力発生時間と同じ） $[\text{s}]$ 、 n' はある時間 Δt_n 内の接触回数、 Δt_n はある一定の時間で空気膜の共振周期と同程度の長さを持つ時間 $[\text{s}]$ 、 $A(L, V)$ は押付力 L と速度 V が決定する Δt_n 内の総真実接触面積 $[\text{m}^2]$ である。式(9)の右辺は接触面積の Δt_n 内の積分値を Δt_n で除した値であり、接触面積の平均値を示している。

一方、定常状態の力積モデルの式(8)で用いた接触回数 n は測定時間 ΔT 内の接触回数であり、式(9)で用いた n' とは次の関係がある。

$$n = \frac{\Delta T}{\Delta t_n} \cdot n' \quad \dots\dots (9')$$

ΔT はサスペンションの共振周期の1/2で約 $200 \sim 300 \mu \text{sec}$ 、 Δt_n は前述したように空気膜の共振周期程度で約 $20 \mu \text{sec}$ であるから、 $n > n'$ である。

力積モデルの式(8)に上述の仮定式(9)を代入して Δt を消去すると、

$$\begin{aligned} F_n &= D \cdot f \cdot \Delta t \cdot n \quad \dots\dots (8) \\ &= D \cdot f \cdot \frac{A \cdot \Delta t_n}{a \cdot n'} \cdot n \end{aligned}$$

式(9')によって n と n' とを消去すると、

$$F_n = D \cdot f \cdot \frac{A \cdot \Delta t_n}{a} \cdot \frac{\Delta T}{\Delta t_n}$$

ここで比例係数 D は $D = 1/\Delta T$ であるから、 Δt_n と ΔT が消去し、

$$F_n = f \cdot \frac{A(L, V)}{a} \quad \dots\dots (10)$$

ここに F_n は測定摩擦係数 $[\text{N}]$ （速度が大きい領域ではその測定摩擦力の直流成分）、 f は微小摩擦係数 $[\text{N}]$ 、 a は真実接点面積 $[\text{m}^2]$ 、 $A(L, V)$ は押付力と速度とが決定する Δt_n 内の総真実接触面積 $[\text{m}^2]$ である。なお、第2章のヘッドの滑走状態のモデルの小仮定(4)と(5)から、 a と f は押付力や速度の影響を受けないと考える。

次に $A(L, V)$ を求める。

速度が増加すると流体力学的負荷容量 F_l が増加し接触垂直力 F_n が減少する。第2章の滑走状態のモデルの小仮定(10)より、 F_n と V とは図6-3-6（図2-1-14の再録）

に示す関係を持つ。押付力 L 、離陸速度 V_t を用いると、 $V < V_t$ の範囲で次の関係が得られる。

$$F_n = L \cdot (1 - V_h) \quad \dots\dots (11)$$

ここで V_h は $V_h = V/V_t$ の離陸速度を1とした無次元速度 (ただし $0 \leq V_h \leq 1$) である。軽荷重、多接点、弾性接触の場合の総真実接触面積 A は、小仮定 (6) より次のように表される。

$$A \propto F_n \quad \dots\dots (12)$$

ここで用いた A と F_n は先の総真実接触面積一定の仮定でも説明したように、ある Δt_n 時間内の平均値であって静止時のように任意の瞬間で一定である必要はない。式 (11), (12) より、

$$A = E \cdot L \cdot (1 - V_h) \quad \dots\dots (13)$$

ここで A は Δt_n 内の総真実接触面積 [m^2]、 E は比例係数で次元は [N^2/N]、 L は押付力 [N]、 V_h は離陸速度を1とする無次元速度 ($0 \leq V_h \leq 1$) である。 E は単位接触垂直力当たり総真実接触面積を示しているが6-1でも述べたようにこの絶対値を求めることができなかった。

式 (13) を式 (10) に代入する。

$$F_n = f \cdot \frac{A(L, V)}{a} \quad \dots\dots (10)$$

$$= f \cdot \frac{E \cdot L \cdot (1 - V_h)}{a} \quad \dots\dots (10')$$

式 (10') のパラメータ f, E, L, a は V には無関係であるから、 F_n は $(1 - V_h)$ に比例することがわかる。次項でこの式 (10') と実験結果とを比較する。

(6) ペアリング可能な仮定が成立しない場合の力積モデルの検討

第3,4目では、ペアリング可能な仮定である「実際摩擦力の任意のパルスはその発生後 π/ω 経た時点で発生した同形のパルスとペアが組め、ペア形成後の両者の応答は相殺され消去される」が成立する場合のみ定常状態の力積モデルが成立することを示した。本目ではこれが成立しない場合を検討する。

成立しない場合の仮想実験例として、滑走開始時を図6-3-7で考える。図6-3-7は図6-3-4の条件を一部変えたものである。

図6-3-4と同様に横軸を時間、縦軸を測定摩擦力として縦に $\Delta T_w = \pi/\omega$ ごとに点線が引いてある。図6-3-4は定常状態を示しておりその定常滑走中の任意の $4 \cdot \Delta T_w$ 時間内のパルスを出出した場合の例であるが、図6-3-7では過渡応答状態を示しており時刻0の滑走開始時刻から $4 \cdot \Delta T_w$ 時間内のパルスを出出した場合の例である。

パルス波状に発生した実際摩擦力を図(a)に示した。速度は $t=0$ で瞬時のうちに一

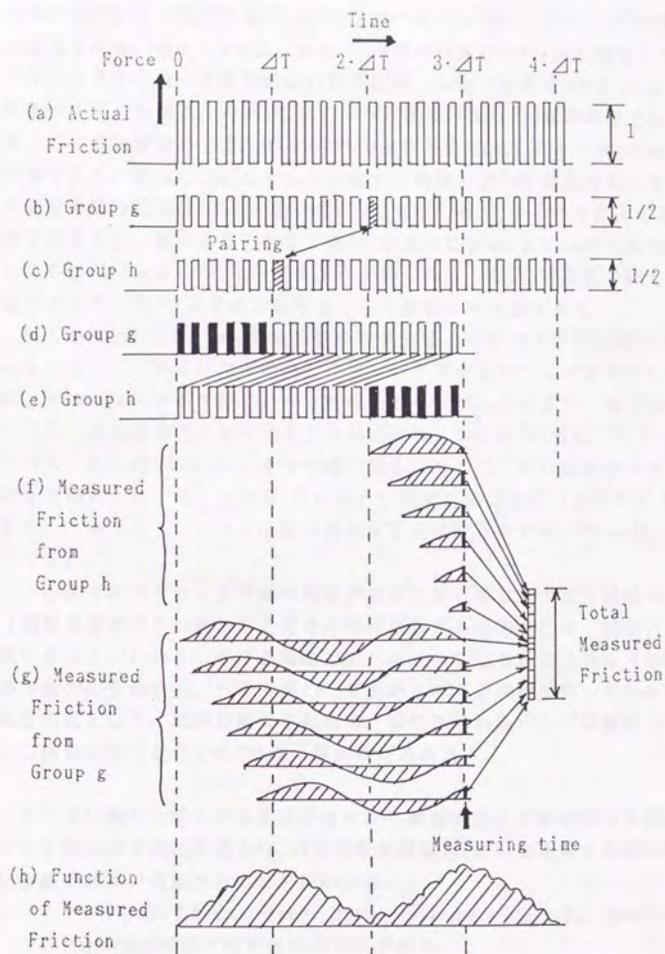


図6-3-7 パルス波状に発生する実際摩擦力のペアリングの説明図
 (滑走開始時にペアリングできない成分が残る場合)

定になり、流体力学的負荷容量は一定でパルス間隔も一定であると仮定する。パルスの一個ごとに力積が半分ずつの二つのパルスに分け、図(b), (c)のグループgとhに帰属させる。図6-3-4では、グループgのパルスが π/ω 前に発生したグループhのパルスとペアになって全部消滅したのだが、本図では時刻0から π/ω まではペアとなるべきパルスがグループhになく、黒く塗りつぶした6個が残ってしまう。測定時刻 t_n の測定摩擦力には、グループhの組残りに加えてグループgの組残りの応答が加算される。図(f)、(g)にそれぞれ示す。時刻 $3 \cdot \Delta T_v$ を測定時刻にすると、たまたま測定摩擦力は図(f)で得た総計の2倍になる。時刻0から時々刻々の図(f)、(g)の総計を求めると、測定摩擦力として図(h)のように Δc ごとに小さな波を持つが滑らかにすると $(1 - \cos \omega \cdot t)$ に比例する波形が得られる。図(f)は実際の測定摩擦力の直流成分として、図(g)はその交流成分として観察される値である。

明らかに $\Delta T = \pi/\omega$ 内の接触回数を数えればよいという定常状態の力積モデルは成立しない。しかしどの時間内にペアリングできないパルスが発生したのかわかれば、そのパルスが引き起こした交流成分のインパルス応答を、定常状態の力積モデルで得た直流成分の応答に加えてやればよい。図6-3-7の場合、ペアリングできないパルスが時刻0から π/ω までの間に発生したので、その応答分である図(g)の総計を力積モデルで得た分の図(f)の総計に加えたのである(もちろんペアリングできないパルスのインパルス応答は減衰する正弦波なので約100nsec後には影響がなくなる)。

このようにペアリング可能な仮定が成立しない場合、つまり接触周期が大きいか(接触頻度が小さいか)またはその時間変動がある場合には、波形に交流成分が重畳することがわかる。ペアが組めないパルスが生じるとこのパルスが引き起こす測定摩擦力の交流成分、つまり式(2')で求められる正弦波が残ってしまう。その残る場合の例として、接触が始まる起動時、接触が終わるバンプ接触終了時、速度が変化し接触回数が増えるCSS時、等が挙げられる。

ここで広義の力積モデルを用いると測定摩擦力から実際摩擦力を逆算できる。すなわち次の式で測定摩擦力 $F_n(t)$ から実際摩擦力 $F_o(t)$ を逆算すればよいが、明らかに複雑で計算が困難であることがわかる。

$$F_n(t) = \int F_o(\tau) \cdot \exp\{-d \cdot (t - \tau)\} \cdot d\tau, \quad 0 \leq \tau \leq t, \quad d = a + i \cdot b$$

ここに d は F_n の減衰する正弦波の定数である。

(7) 力積モデルとカモデルとの比較

本目ではカモデルと本研究で用いる力積モデルとのちがいを検討する。カモデルは真実接触点で生じる摩擦力に注目してそれらの総和を測定摩擦力とす

るモデルである。すなわち測定摩擦力を、真実接触点で生じる微小摩擦力 f とある瞬間で接触している接触点数 N との積で表す。数式に書き直すと、

$$F_n = f \cdot N \quad \dots\dots(14)$$

力積モデルでは、接触時間 Δt が非常に小さいのでその瞬間の f の大きさが測定できないと考えたのである。ところが正弦波状に観察できる測定摩擦力から実際摩擦力を逆算した場合には $f \cdot \Delta t$ が得られる。そこで実際摩擦力の大きさの最小単位を f ではなく $f \cdot \Delta t$ にしたのである。一方、カモデルでは固着状態の実際摩擦力のよう
に十分長くて測定可能な Δt を想定したので、 f も Δt と別個に求められ、 f を最小単位とする式(14)が導ける。式(14)の右辺の N を力積モデルで用いた変数で表すと、

$$N = \frac{n \cdot \Delta t}{\Delta T}, \quad N = \frac{n' \cdot \Delta t}{\Delta t_n} \quad \dots\dots(14')$$

ここに n は測定時間 ΔT 内の接触回数、 n' はある時間 Δt_n 内の接触回数である。力積モデルでは $\Delta t \rightarrow 0$ として考えるので、 N がいくつに収束するのかわか(14')からは予想できない。

力積モデルでは Δt_n を導入したが、これは時間平均の真実接触面積に相当する総真実接触面積 A を計算する時のサンプル抽出期間の最小値として導入した。 Δt_n 内に浮上量に変化しないためには少なくとも接触回数が n' 回あればよく、 n' 回さえあればその間に非接触の瞬間があっても構わないのである。一方、カモデルではそれを n' から N を求めるための意味のない定数として式(14')に用いている。しかし、この N と一点当り真実接触面積 a とからある瞬間の総真実接触面積 A_r を求めると、

$$A_r = a \cdot N = \frac{a \cdot n' \cdot \Delta t}{\Delta t_n} \quad \dots\dots(9')$$

この式(9')の A_r と、力積モデルの式(9)の Δt_n 内の平均総真実接触面積 A とは全く同じである。また式(9')の N を式(14)に代入して、

$$F_n = f \cdot \frac{A_r}{a} \quad \dots\dots(10')$$

この式(10')も定常状態の力積モデルの式(10)と同じである。このように定常状態では力積モデルでもカモデルでも同じ導出結果が得られる。従来の研究では主にこの定常条件を採用しているのでカモデルでも不具合が生じなかったのである。

しかし、式(14)は右辺に時間変動成分を持たないので、接触頻度が非常に小さい場合またはそれが時間変動する場合は、測定摩擦力に生じる正弦波を解析できない。同じ場合に定常状態の力積モデルも使えなくなったのであるが、力積モデルでは例えば式(6)の広義の力積モデルを用いることができる。一方、カモデルでは式(14)のようにもともと力学的挙動が考慮されていないので解析できなくなる。

以上の検討から、 Δt が非常に小さいので $f \cdot \Delta t$ の積しかわからないと考えるのが力積モデルで、 Δt が大きく Δt も f も別個に求められると考えるのがカモデルであると考えられる。また、接触頻度が小さくまたは時間変動する場合は式(14)のカモデルは使えないが、そうではない場合は両モデルとも同じ導出式(10)が得られる。

6-3-3 測定摩擦力と速度との関係を示した導出結果と実験結果との比較

本項では前項で導出した結果と実験結果とを比較する。

導出結果として第5目で導出した測定摩擦力と速度との関係を表す次式(10')を用いる。ヘッドが一定速度の定常状態で滑走する場合に成立する式である。

$$F_n = f \cdot \frac{E \cdot L \cdot (1 - V_h)}{a} \quad \dots\dots(10')$$

ここに F_n は測定摩擦力[N]であるがこの式の F_n はその直流成分を意味する値、 f は真実接触点同士の接触時に発生する微小摩擦力の大きさ[N]、 a は真実接触点の平均面積[m²]、 E は比例係数[m²/N]で単位接触垂直力当りの総真実接触面積を意味する値、 L は押付力[N]、 V_h は離陸速度を1とする無次元速度 ($0 < V_h \leq 1$ 、滑走時だけを対象としているので $V_h \neq 0$) である。

次に実験結果を示す。

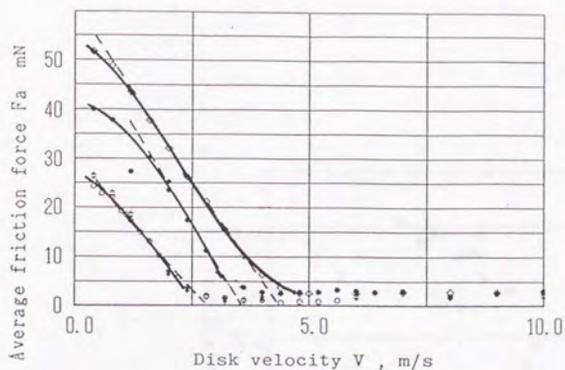
図6-3-8 (図4-2-5,6の(a)の再録)は F_a (ディスク接線速度方向の力 F_x の直流成分、すなわち測定摩擦力の直流成分と同じ)と速度 V との関係を示している。ディスクは塗布型を用いている。図(a)はモノリシック型ヘッドを用いた場合で押付力は3水準取った。不連続の実験値を結んだ曲線を実線で、最も多くの実験値に沿うように引いた直線を点線で描いた。押付力が異なる3本の実線は同じ傾向を示し、 F_a が V の減少に対し直線的に増加し、 $F_n \propto (1 - V_h)$ であることがわかる。ここに V_h は離陸速度を1とする無次元速度である。しかし、2m/s以下の小さい V と離陸速度直前の大きい V の2つの領域で、実曲線は点直線と離れている。特に小さい V では実曲線が点直線より小さく、 V の減少に対し増加し続けてきた F_n が飽和していることがわかる。図(b)はコンポジット型ヘッドを用いた場合で押付力は2水準取った。押付力の異なる2本とも、図の右部の $V_h > 0.3$ と V の大きい範囲で F_a は V の減少に対し直線的に増加しているが、左部の V の小さな範囲では $V=2\text{m/s}$ ($V_h=0.3$)で増加し続けてきた波形が飽和し始め、 0.7m/s ($V_h=0.1$)で極大値をとることがわかる。

図6-3-9は図6-3-8と同じ F_a と V との関係を示しているが、 V を極低速域の1mm/secまで広げたデータを加えている。摩擦係数 $\mu (=F_a/L)$ を縦軸に、対数表示の速度を横軸にして、図6-3-8(a)で用いた $L=157\text{mN}$ のモノリシック型ヘッドによる実験結果をまとめた。前図の(a)では F_a の極大値は見えなかったが、本図では μ が低速域の $V=0.1\text{m/s}$ ($V_h=0.03$)で極大値をとることがわかる。

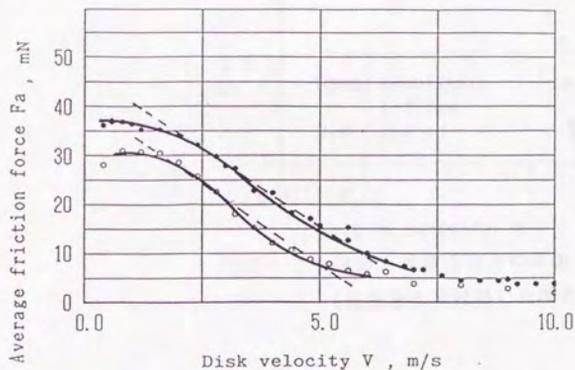
以上の実験結果から、 $0.2 < V_h \leq 1$ の V_h の大きい範囲では V_h の減少に対し F_a は直線的に増加するが、 $0 < V_h \leq 0.2$ の V_h の小さい範囲では V_h の減少に対し F_a の増加は飽和し、その範囲内のある V_h で F_a は極大値を持つ。

F_a が飽和する理由を以下に検討する。

図6-3-10は測定摩擦力 F_n とコンダクタンス $1/R$ の速度依存性を一つの図に示したものである。すなわち V と F_n をそれぞれ横軸と縦軸にして、 F_n と V との関係を白点で



○	Monolithic (Taper flat) 93mN
●	Monolithic (Taper flat) 157mN
◇	Monolithic (Taper flat) 189mN
◆	Monolithic (Cylindrical) 93mN



○	Composite (Taper flat) 100mN
●	Composite (Taper flat) 147mN

図6-3-8 速度と測定摩擦力との関係 (塗布型ディスクを用いた場合)
ヘッド: (a)モノリシック型、(b)コンポジット型

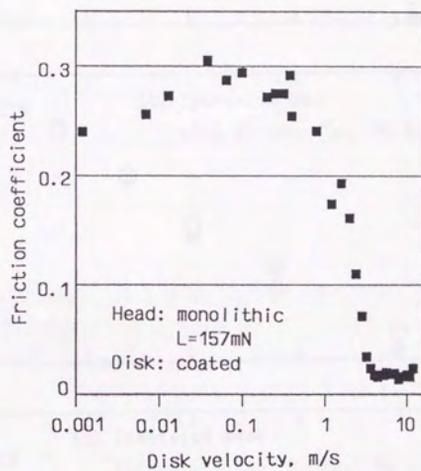


図6-3-9 速度と摩擦係数との関係
(極低速まで拡張した場合)

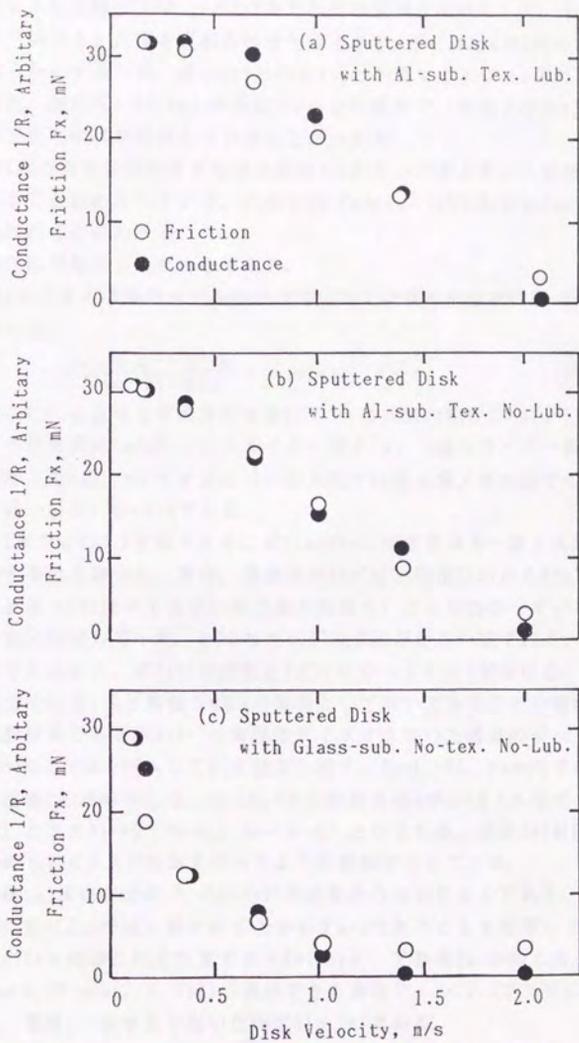


図6-3-10 速度と摩擦力・コンダクタンスとの関係

プロットした図の上に、 V と $1/R$ をそれぞれ横軸と縦軸にして、 $1/R$ と V との関係を黒点でプロットした図を重ね合わせた図である。 $F_n(V)$ と $1/R(V)$ の2本の曲線の相似性を明らかにするため、最小の V で F_n と $1/R$ とが重なるように $1/R$ のスケールを任意に決めた。図から $1/R$ も F_n と同様に V の小さい範囲で、それまで V の減少に対し増加し続けてきた直線が飽和していることがわかる。

第2章の滑走状態のモデルの小仮定(9)からコンダクタンスは接触垂直力 F_n に比例することがわかっている。この $1/R \propto F_n$ から、 $1/R$ の飽和は F_n の飽和によってもたらされたことがわかる。

次に F_n が飽和した理由を考える。

第2章の滑走状態のモデルの小仮定(10)では次の近似式(15)⁽²⁰⁾を用いて $F_1 \propto Vh$ を導いた。

$$F_1 = \frac{6 \cdot \mu \cdot V \cdot l^2 \cdot b}{(n-1)^2 \cdot Hfa'^2} \times \left\{ \ln(n) - 2 \cdot \frac{n-1}{n+1} \right\} \dots \dots (15)$$

ここに F_1 は流体力学的負荷容量[N]、 μ は空気の粘度[N・s/m²]、 V はディスク・ヘッドの相対速度[m/s]、 l はスライダー長さ[m]、 b はスライダー幅[m]、 Hfa' は実際平均浮上量[m]、 n はすきま比(=流入端での浮上量/流出端での浮上量)[-]で浮上中は一般に1.5~2.5である。

第2章では $F_1 \propto V$ を導くために式(15)の n に関する項を一定と仮定し、変数を一つ減らす手段を取った。また、滑走時の Hfa' は小仮定(15)から $Hfa' = (1/2) \cdot PVi$ で一定値をとる(PVi はディスクの仮想最大面粗さ)ことがわかっている。さらに μ は温度一定と仮定して一定、 l や b もヘッドの寸法だから一定である。 n, Hfa', μ, l, b が一定であるから、式(15)の変数は V だけになって $F_1 \propto V$ が導ける。

本項では第2章と異なり n を V の関数として解いてみる。この関数 $n(V)$ として実際の実験結果である図2-1-7の薄膜型ディスクを用いた場合のデータ⁽²⁰⁾を用いる。式(15)にこの n を代入して F_1 を計算し直す。 $F_n = L - F_1$ 、 $F_n \propto F_n$ で F_n を導くと図6-3-11の曲線(a)が得られる。 $Vh < 0.4$ で実験結果の n が $n \rightarrow 1$ (スライダー全面で接する状態)となり $F_1 \rightarrow 0$ ($F_n \rightarrow L$ 、 $F_n \rightarrow \mu \cdot L$)となるため、曲線(a)は $F_n \propto (1 - Vh^2)$ の形状を持ち $Vh < 0.4$ で前図で述べたような飽和が生じている。

曲線(b)は他の研究⁽⁹⁾の F_n の計算結果から求めたものである。これも曲線(a)と同様に $Vh < 3.5$ で流入端が持ち上がらず $n=1$ であることを指摘している。有限要素法で式(15)と同様に F_1 を計算すると $F_n(Vh)$ として曲線(b)が得られる。これは $F_n \propto (1 - Vh + 0.07 \cdot \sin(2 \cdot \pi \cdot Vh))$ で表示できる曲線で、 $V < 0.5$ で上方に凸になることがわかる。直線(c)は今まで用いた $F_n \propto (1 - Vh)$ である。

図6-3-8,9,10の実験結果と曲線(a)~(c)とを比べると、明らかに曲線(a)が実験結果の曲線と最も似ていることがわかる。つまり $Vh < 0.3$ ではヘッド・ディスクがスライダー全面で接するから $F_n(Vh)$ の「飽和」が観察されたのである。

このようにこの飽和は力積モデル自体の問題ではなく、すきま比に関する項が一

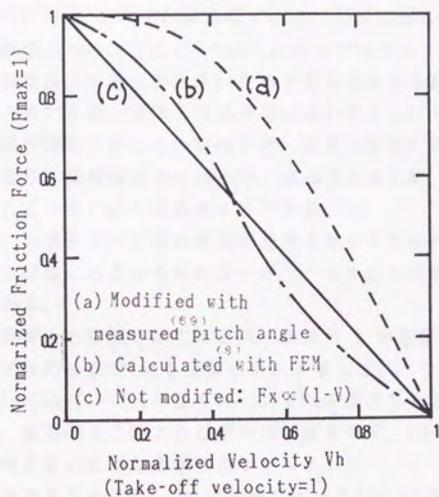


図6-3-11 速度と摩擦係数との関係：(a)実測ピッチ角^(6.9°)で補正したもの、
 (b)FEMで計算^(8°)したもの、(c)補正前の $F_x \propto (1-V)$

定であると仮定した滑走状態のモデルの小仮定(10)に問題があったのである。

ディスクやヘッドを変えてもこの結論で実験結果を説明できるか確かめてみる。

図6-3-12(a) (図4-2-7の再録)は $\mu (\propto F_n)$ と H_{fi} との関係を示したもののだが、その曲線の形状が図6-3-11のどの曲線に近いかに比べることでヘッドの滑走状態を推定できるはずである。ただし図6-3-11は F_n と V_h との関係であったので、3本の曲線を図6-3-12(a)と同じ F_n と H_{fi} との関係に変換して図6-3-12(b)に示す。ここに H_{fi} は離陸浮上量を1とする無次元浮上量であり、表3-4-2の測定結果から $V_h \propto H_{fi}^{1.52}$ である。両図を比べると図(a)の実験結果の $F_n(H_{fi})$ は、薄膜型ディスクを用いるとヘッドにかかわらず曲線(c)の $F_n \propto (1-V_h)$ に、塗布型ディスクでヘッドにかかわらず曲線(a)の $F_n \propto (1-V_h^2)$ に、それぞれ最も似ていることがわかる。

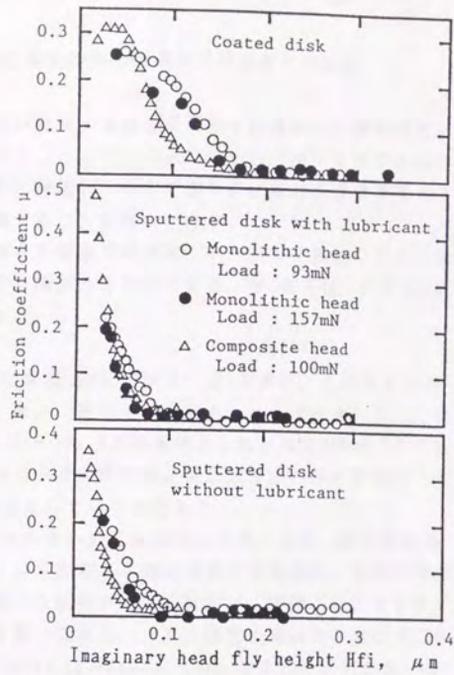
塗布型の F_n が薄膜型の F_n のように $(1-V_h)$ に比例せず V_h の小さな範囲で F_n の飽和が生じる理由は、仮想最大面粗さが大きいためであると考えられる。 P_{vi} が大きいと滑走時の H_{fa}' が大きいため、流体力学的負荷容量が発生しにくく流入端が持ち上がりにくい。流入端が持ち上がらない範囲では、速度の増加に対し流体力学的負荷容量の増加率(つまり、接触垂直力の減少率、摩擦力の減少率)が小さくなり $F_n(V)$ が図では「飽和している」ように見えるのである。

以上の検討より、力積モデルが実験結果を説明できることがわかった。実験結果を説明できるモデルが他にあるかも知れないが、少なくとも力積モデルはその一つであることがわかる。

また、真実接触点同士の接触で発生する微小摩擦力 f が速度に無関係であるという滑走状態のモデルの小仮定(5)も実験結果と矛盾しない。仮に式(10')の f が V に比例するようだと $F_n \propto V_h \cdot (1-V_h)$ となり $V_h=0.5$ で F_n が最大であるような傾向が得られないとならない。もちろんこのような傾向は観察されず、 f を速度に無関係とおくと実験結果を説明するのに不具合が生じなかった。

なお、本項で説明するため図6-1-2では保留になっていた2つの仮定、 $F_n \propto f \cdot \Delta t \cdot n$ と $F_0 \propto A$ も実験結果と矛盾しないことがわかった。前者は前項の式(8)、後者は式(10)(定常状態では $F_0 \propto F_n$ であることも前節の第4目で説明した)であり、本項で用いた式(10')はこの2式から導出されている。式(10')が実験結果と矛盾しないのであるから、それより根元的な式(8)(10)も実験結果と矛盾しない。

(a) 実験結果
 (各種のヘッド・ディスク
 の組合せの場合)



(b) 計算結果

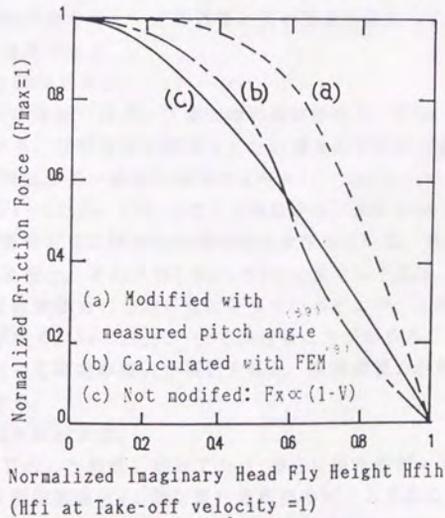


図6-3-12 仮想浮上量と摩擦係数との関係

6-3-4 ヘッドがバンブに衝突した場合の導出結果と実験結果との比較

本項では、測定摩擦力に交流成分が重畳する非定常状態下に着目し、導出結果と実験結果とを比較する。その非定常状態として、浮上中のヘッドがディスク上のバンブ（半径方向の線状突起）と突然に接触し、そして速やかに離れる場合を考える。本項ではこのバンブにヘッドが接触することを衝突と呼ぶ。

一回の衝突で発生する力の大きさを力積量で表せば、6-3-2(2)で検討したように広義の「力積モデル」でその時の測定摩擦力を表示できる。第4章では、6-3-2の式(2')を用いて衝突力の大きさを考えた。

$$F_n(t) = \omega \cdot f \cdot \Delta t \cdot \sin(\omega \cdot t) \quad \dots\dots(2'')$$

4-6-2では正弦波状に発生する測定摩擦力 $F_n(t)$ から $f \cdot \Delta t$ を求め、この大きさが約 $2 \mu\text{N} \cdot \text{sec}$ であることがわかった。また、衝突時の摩擦力とコンダクタンス（これは接触面積に比例する）との比 $F_x/(1/R) = F_x \cdot R$ が接触時のそれと同じ $260\text{mN} \cdot \text{k}\Omega$ であることから、衝突時には接触面積当りの力が滑走時と同じ大きさの微小摩擦力、すなわち凝着による微小摩擦力 f が発生していると考えた。

4-6では一回の衝突時間が数msecと大きいにもかかわらず、この一回の衝突をデルタ関数で表し、式(2'')のインパルス応答から測定摩擦力を求めた。本項では非常に短い接触時間を持つ多くの接触から衝突が成ると仮定し、接触ごとに生じるインパルス応答の和から測定摩擦力を解いてみる。一方、図形の重ね合わせ法でこれを概略解くと図6-3-7から、衝突中は $F_n \propto (1 - \cos(\omega \cdot t))$ となることがわかる。また、その図から時刻 π/ω 以前に接触が終わると、その直後に自由振動が始まって $F_n \propto \sin(\omega \cdot t)$ となることも容易に推定できる。

次に実験結果から F_n の概略波形を調べてみる。

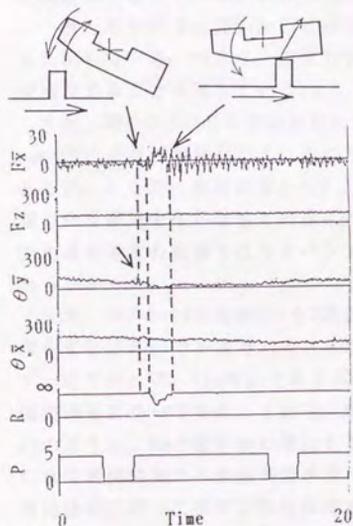
図6-3-13（図4-6-1(c), 2(b), 2(d)の再録）はバンブ衝突時の測定摩擦力、挙動、接触抵抗、等の実験結果を示している。接触抵抗が無限大でない値を示す時間が衝突時間である。図(a)のように衝突時間が長い場合の衝突中は $F_x \propto (1 - \cos(\omega \cdot t))$ となり、図(b)のように短い場合に $F_x \propto \sin(\omega \cdot t)$ になることがわかる。図6-3-14（図4-6-4の再録）は速度を変えて衝突させた時の F_n の時間変化を示している。最下段の 2.0m/s の衝突後4msecまでの波形と、その上の 2.8m/s の2msecまでのそれは、 $F_n \propto (1 - \cos(\omega \cdot t))$ で表せる（図では摩擦力の方向を負にとっているが）が、上段の3つの $4.4 \sim 6.0\text{m/s}$ では衝突時間が短く、 $F_n \propto \sin(\omega \cdot t)$ で表せることがわかる。

このように広義の力積モデルを用いて測定摩擦力を解析すると、実際摩擦力が発生している状況を定性的に説明できる。

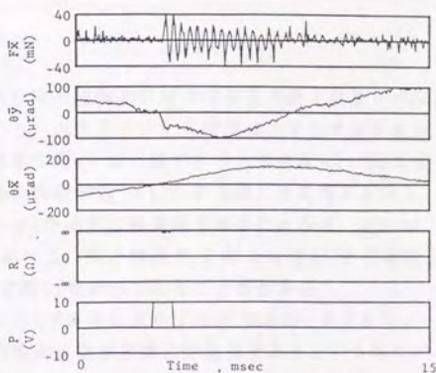
次にこの測定摩擦力の速度依存性を検討する。

図6-3-14の時刻0に近い方の矢印で示した接触し始めてから1番目に現れるピーク F_{p0} は、図6-3-7で得た概略波形から衝突開始 π/ω 後に現れる最初のピークであることがわかる。このため、 F_{p0} は時刻0から π/ω までに発生した式(2')の正弦波を

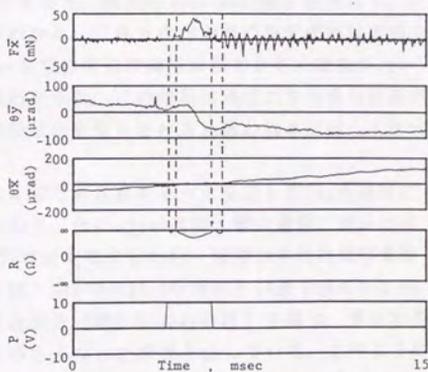
Bump disk: scratched (#D3)
 Bump height: $0.14\mu\text{m}$
 Head: Monolithic (#7) $L=94\text{mN}$
 Unit: mN (F_x, F_z)
 μrad (θ_x, θ_y)
 V (R, P)
 Pulse: 16 counts/revolution



a) $V=3.1\text{m/s}$ ($H_f=0.15\mu\text{m}$)



b) $V=5.3\text{m/s}$ ($H_f=0.19\mu\text{m}$)



c) $V=1.8\text{m/s}$ ($H_f=0.10\mu\text{m}$)

Head: Monolithic (#7) $L=94\text{mN}$
 Pulse: 16 counts/revolution
 Bump disk: Ti-sputtered (#D4)
 Bump height: $0.18\mu\text{m}$

図6-3-13 バンプに衝突した場合のヘッドの力・変位・接触の変化

重ね合わせれば求めることができる。ところがこの作業は6-3-2(3)で式(7')を導出した作業と全く同じであるから、式(7')の F_n を F_{po} に置き換えれば容易に F_{po} が得られる。

$$F_{po} = \frac{f \cdot \Delta t}{\Delta c} \quad \dots\dots (16)$$

ここでヘッドは速度に無関係なある一定な流体力学的負荷容量が働く状態でパンプに衝突し始めると仮定する。すなわち、速度にかかわらず流体力学的負荷容量が一定で、接触垂直力が一定で総実接触面積 A が一定であると仮定する。 A は真実接触点面積 a と接触時間 Δt と時間当り接触回数 n (Δc の逆数)との積に比例し、第2章の滑走状態のモデルの小仮定(4)の a が速度に無関係であることから、 $\Delta t \cdot n = \Delta t / \Delta c$ も速度に無関係であることが導ける。微小摩擦力 f は小仮定(5)から速度に無関係でなので、式(16)から F_{po} は速度に無関係であることがわかる。

一方、実験結果の図6-3-14は矢印の F_{po} が速度によらずほぼ20nNで一定であることを示している。つまり、流体力学的負荷容量が速度に無関係であるという仮定が妥当であることを示している。

また、図6-3-13(c)の接触抵抗に注目すると、衝突開始0.3nsec後と衝突終了0.3nsec前に非接触が発生していることがわかる。これらの非接触の発生原因は不明であるが、ともかく接触開始から0.3nsecまでの時期の接触面積の小さい接触が F_{po} 一定という結果を生じさせていることがわかった。この時期は流体力学的負荷容量の変化量が速度の影響ではなくパンプの形状の影響を受けると思われるが詳しくはわからなかった。

なお、図6-3-14の時刻0から2番目の矢印である最大ピークを示した F_{pn} も速度によらずほぼ70nNで一定であることがわかる。仮に Δc が速度・衝突過程にかかわらず一定であれば、 $F_{pn} = F_{po}$ であり式(16)が使える。しかし、流体力学的負荷容量は衝突過程に伴って変化しており、例えば、図6-3-13(c)や図6-3-14最下段の $v = 2.0m/s$ のように、 F_n が緩やかに増加する直流成分(図6-3-13の点線)を持つ。すなわちこれは衝突開始から接触周期が徐々に小さくなった事実を示している。このように衝突過程に従って流体力学的負荷容量が変化するので、 F_{pn} を求めるためには未知の流体力学的負荷容量変動を求めなければならない。しかしその流体力学的負荷容量変動を求めることは困難であるため、 F_{pn} が速度に無関係であることを定量的に説明することも困難である。

上記のパンプ衝突時の知見を用いて、一周に数回衝突するような高速滑走時のヘッドの挙動を考えると次のようなものが得られる。

- (a) 衝突前のヘッドは、その時の速度・押付力で決定された流体力学的負荷容量に見合う仮想浮上量で浮上している。
- (b) ヘッドはこの仮想浮上量で直進していくが、それより高い突起に遭遇してし

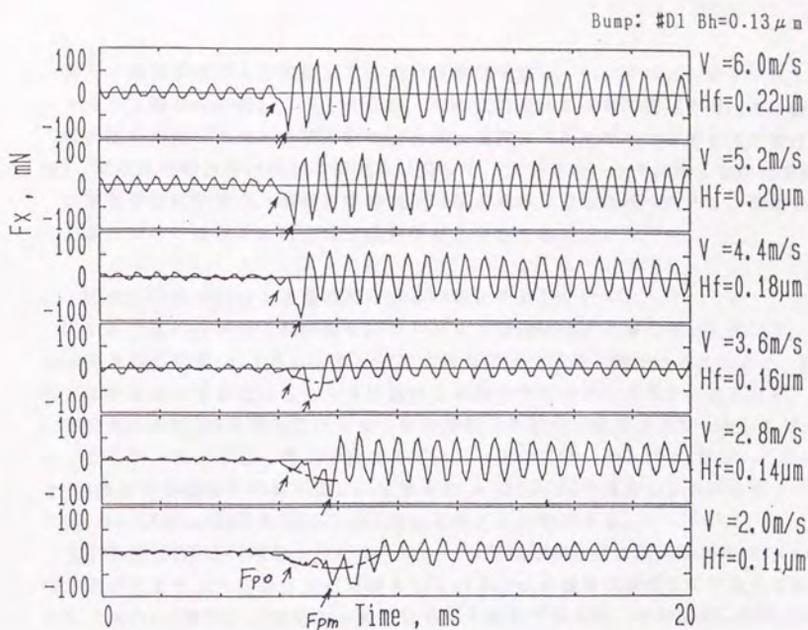


図6-3-14 バンプ衝突時の測定摩擦力 (F_x) の変化

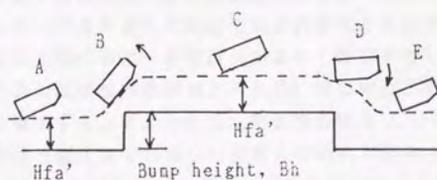


図6-3-15 ヘッドがバンプに沿って浮上する場合の模式図

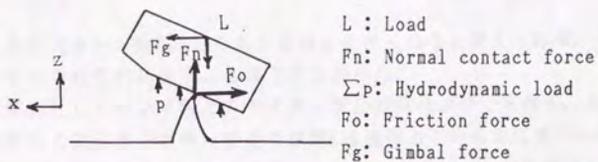


図6-3-16 ヘッドが衝突した場合に生じる力

まう。突起が近づくと流体力学的負荷容量が増加し、ヘッドはピッチング角を大きくして衝突を回避しようとするが、その姿勢変化が遅れて衝突する。また衝突開始直後の流体力学的負荷容量の変化量は速度より突起形状の影響を主に受ける。

(c) 突起はその近傍の空気の流れを邪魔して、衝突中のヘッドに働く流体力学的負荷容量は減少する。流体力学的負荷容量が減少した分を補うために、接触垂直力がヘッドに働きそれに見合う接触周期が決定される。

この仮定の詳細説明と実験結果による検討とを以下に記す。

図6-3-15はヘッドが方形断面を持つバンプを衝突回避する場合を示している。図の衝突直前の状態Bのように、ディスクの段差によって浮上量が小さくなると、流体力学的負荷容量が増加しヘッドに慣性力が働いてピッチング角が大きくなる。逆に衝突直後の状態Dは浮上量が大きくなり流体力学的負荷容量が小さくなってピッチング角が小さくなる。例えば前項の式(15)を用いて Hfa' が $0.10 \mu n$ から $0.07 \mu n$ へと30%減少する場合を試算すると、すきま比 n は2から6へ増加し、それはピッチング角 θy が $30 \mu rad$ から $100 \mu rad$ へ増加することに相当する。

図6-3-13(a)中に矢印で示したように、ヘッドは衝突直前に流入端が約 $100 \mu rad$ 持ち上がりまた元の姿勢に戻る運動をしている。この運動は衝突していなくても発生し(図4-6-1参照)、接触の有無に関係する運動ではない。その運動した時点はバンプにさしかかる $1nn$ 前であるため、流体力学的負荷容量増加の原因は上述した浮上量減少ではなく、ヘッド前面とバンプとの空気の圧縮であると考えられる。しかしいずれにしても流体力学的負荷容量増加を補い、ピッチング角が増加する。このようにピッチング角が変化すれば衝突は回避できるはずである。

その姿勢変化を妨げるような要因があるから衝突するのであるが、その要因の一つとして空気膜の低ばね剛性が考えられる。ばね剛性が小さければ姿勢変化が速やかに行えずに衝突すると考えられる。空気膜の剛性 K はヘッド姿勢を変えずに浮上量 Hfa' だけを変化させた場合の流体力学的負荷容量 $F1$ の変化率であると定義すると、 K は式(15)の $F1$ を Hfa' で微分して求めることができる。

$$K = - \frac{dF1}{dHfa'} = \frac{12 \cdot \mu \cdot V \cdot l^2 \cdot b}{(n-1)^2 \cdot Hfa'^2} \times \left\{ \ln(n) - 2 \cdot \frac{n-1}{n+1} \right\} - \frac{2 \cdot F1}{Hfa'} \dots\dots (17)$$

仮想浮上量が大きいと K は小さくなり衝突しやすくなると考えられる。ただしその衝突しやすさを定量的に示すことはできなかった。

また別の要因としてバンプ幅とスライダ長との関係が挙げられる。図6-3-15のように方形断面の高原部分が長い場合の状態Cは流体力学的負荷容量が状態A、Eと同じであるが、短い場合は異なった結果が得られる。例えばバンプに衝突した場合は状態Cが無くなって状態BとDが連結される。本研究で用いたバンプ幅は約 $0.1nn$ とス

ライダー長さ4mmに比べれば小さく、ライダーの中間にパンプが横たわる時は、その前方部は状態Dでつんのめり、後部は状態Bで持ち上がらねばならない。もちろんヘッドは剛体だから両方できずに中立の角度を保ち、ピッチング角で流体力学的負荷容量を保つように調整できない。

図6-3-13(c)の θ_y はヘッドが波を乗り越える船のように、前半は頭を上げ、後半は頭を下げていることを示している。ちょうど中間時のヘッドがパンプによってシーソーのようになっている時に、最大の接触面積と摩擦力とが発生している。その時に流体力学的負荷容量が最小に、接触垂直力が最大になったためと考えられる。また、図6-3-14の6速度でのHfa'の内、パンプ高さより小さいのは最下段のみであるにもかかわらず全てのHfa'で衝突している。原因はパンプの幅が小さくヘッドが上記のシーソー状態になり十分な動圧が発生しないためと考えられる。

このように衝突中は流体力学的負荷容量が減少する。そのことはz方向の力の釣合からも説明できる。

衝突時には図6-3-16に示すような力が働いている。接触で生じる力のうち、ヘッド進行方向の成分は凝着した突起がx方向前方に進むヘッドを後方に引き戻そうとする摩擦力であり、ディスク垂直方向の成分は弾性変形した突起がヘッドをz方向上方に押し返そうとする力である。もし流体力学的負荷容量が減少しないならば、接触垂直力として新たに生じた分はヘッドをz方向に加速度運動させるはずである。実際の実験結果、例えば図6-3-13(a)のFzのデータは衝突時のFzが押付力に釣りあったままで変化していないことを示している。すなわち、接触垂直力の増加と流体力学的負荷容量の無変化が同時に発生すると仮定すると、z方向の慣性力が発生していない実験結果と矛盾するので、流体力学的負荷容量は減少しなければならない。

このように高速滑走時は、衝突中に流体力学的負荷容量が減少し、増加する接触垂直力に見合った接触周期 Δc で測定摩擦力のピーク値 F_p が決定されることがわかった。式(16)を援用し、 F_p を $F_p(t)$ に書き換えると、

$$F_p(t) = \frac{f \cdot \Delta t}{\Delta c(t)} \dots\dots(16')$$

この $\Delta t / \Delta c$ は総真実接触面積に比例するが、これは流体力学的負荷容量が零の時に最大になるので、 F_p はその最大値を代入した静摩擦力を超えないことがわかる。これは図4-1-3や図4-2-3の測定摩擦力の交流成分は静摩擦力を超えないという実験結果を説明している。逆に言えば交流成分のピーク値が静摩擦力と同じになる場所には、流体力学的負荷容量がゼロになるほどの大きな突起が存在すると考えられる。

また式(16')の $\Delta c(t)$ を時間変動しない Δc とおくと、式(16')は一定速度の滑走状態下での式(7')と全く等しくなる。衝突時も滑走時も、測定摩擦力は真実接触点同士の接触による力の集積であり、接触周期は変化する流体力学的負荷容量によって決定される。衝突時として項を分けて説明したが、衝突時は接触周期が大きい場合の滑走時に等しく、本質的には滑走時の特殊例に過ぎないのである。

6-3-5 スティック時の測定摩擦力の導出結果と実験結果との比較

前項までは摩擦力が凝着によって生じる場合を考えた。本項ではこれとは別の力発生機構として摩擦力が表面張力やカーボン掘り起こしによって生じる場合を検討する。この2つは第2章の滑走状態のモデルの小仮定(16)と(17)で仮定した。

この二つの力発生機構も真実接触点に注目して考えると、測定摩擦力が個々の真実接触点で発生した力積(力)と接触回数(接触点数)との積に比例するというモデルで表わせる。以下にこれを検討する。

まず、表面張力が働く場合を考えてみる。

小仮定(16)では真実接触点を置くようにできたメニスカス曲面の表面張力で摩擦力が発生すると仮定した。力積モデルでこの表面張力が発生する場合を表してみる。メニスカスが形成された真実接触点に関係する変数には n^{\wedge} のように n^{\wedge} を、固体接触している真実接触点に関係するものには n^{\wedge} のように n^{\wedge} をそれぞれつける。

$$F_n = D \cdot \{ f^{\wedge} \cdot \Delta t^{\wedge} \cdot n^{\wedge} + f^{\wedge} \cdot \Delta t^{\wedge} \cdot n^{\wedge} \} \quad \dots\dots(19)$$

ここにDは比例係数で単位は[1/s]である。

次に4-4-1で行った検討と同様、固体接触率 α と液体接触力の固体接触力に対する倍率 β とを導入する。

$$\alpha = \frac{n^{\wedge} \cdot \Delta t^{\wedge} \cdot a^{\wedge}}{n^{\wedge} \cdot \Delta t^{\wedge} \cdot a^{\wedge} + n^{\wedge} \cdot \Delta t^{\wedge} \cdot a^{\wedge}} \quad \beta = \frac{f^{\wedge}}{f^{\wedge}}$$

α の分母はある時間内の総真実接触面積であり、これは接触垂直力によって決定される。 α は固体接触しやすくメニスカスが生じにくい条件、すなわち潤滑液膜厚が小さい、仮想最大面粗さ大きい、速度が大きい、等の条件で大きくなる。 $0 \leq \alpha \leq 1$ である。

ここで $\Delta t^{\wedge} = \Delta t^{\wedge}$ 、 $a^{\wedge} = a^{\wedge}$ と仮定すると、 α が n^{\wedge} と n^{\wedge} だけで表せる。 $n = n^{\wedge} + n^{\wedge}$ とすると、 $n^{\wedge} = \alpha \cdot n$ 、 $n^{\wedge} = (1 - \alpha) \cdot n$ と表すことができ、これらを式(19)に代入して、

$$F_n = D \cdot f^{\wedge} \cdot \Delta t^{\wedge} \cdot n \cdot \{ \beta \cdot (1 - \alpha) + \alpha \} \quad \dots\dots(19')$$

4-4-1で用いた式(速度が20mm/sec以下と小さい起動時のデータを整理したので式(19')を $D \cdot \Delta t = 1$ とした力モデルを用いている)と式(19')とは同じ形になる。4-4-1の実験結果を用いると、例えば $\alpha = 20\%$ 、 $\beta = 2$ という値が得られる。

実験結果から、表面張力によって1以上と大きい摩擦係数 μ が生じる時期は起動直前のみであり、滑り始めると μ は潤滑液なしの場合と同程度に小さくなることがわかっている。図4-4-10(a)の起動時のデータから滑り始める前後の α 、 β を求めると、前は $\alpha = 19\%$ 、 $\beta = 6.0$ 、後は $\alpha = 18\%$ 、 $\beta = 2.2$ であり、 β が変化したことがわかる。これは式(19)の f^{\wedge} が滑り始めると小さくなり、強固なメニスカスが消滅することを示している。このように表面張力が生じている場合も力積モデルを用い、実験結果を説明できる。

また式(19)と実験結果とも F_n に交流成分が含まれない。これは接触点数(接触回

数) が大きいと仮定すれば、6-3-2(4)で用いた手順のように両者を矛盾なく説明できる。

次に、カーボンの掘り起こしを考える。

これは固着状態に生じる現象であるから力積モデルではなく力モデルを用いた。

$$F_n = \frac{E \cdot F_n}{a} \cdot f \quad \dots\dots (20)$$

ここにEは単位接触垂直力当りの総真実接触面積を意味する定数で単位は $[n^2/N]$ 、 F_n は接触垂直力 $[N]$ 、 a は真実接触点面積 $[n^2]$ 、 f は微小摩擦係数 $[N]$ である。

実験結果では $L=30\sim 190nN$ で μ が一定であるから、摩擦力が接触垂直力に比例する式(20)は実際の固着状態を表していることがわかる。

ここで、スティック時の大きな μ にパラメータのE、 a 、 f のどれが寄与したのか検討する。表6-3-1に各条件のスティックスリップの有無、最大の μ 、 $F_x \cdot R$ 、等をまとめる。ディスクとしてガラスディスクの潤滑液ありとなしの2種を、サスペンションとして従来型と自己剥離型の2種を、それぞれ用いた。

まず条件A', B, C, Dの $F_x \cdot R$ に注目すると、サスペンションにかかわらず、潤滑液なしのB, Dでは $250nN \cdot k\Omega$ であるが、潤滑液ありのA', Cでは潤滑液の電気抵抗の影響が生じ $500nN \cdot k\Omega$ 以上と大きくなるのがわかる。これと条件Aのスティックスリップした場合の $F_x \cdot R$ とを比較すると、スティック時は潤滑液なしと、スリップ時は潤滑液ありと、それぞれ等しいことがわかる。つまりスティック時はカーボンとスライダとが直接接触し、スリップ時は潤滑液を介して接触したことが、それぞれわかる。この結果からスティック時の摩擦係数は、潤滑液なしの凝着による摩擦係数と発生原因が同じであるため、スティック時の f は潤滑液なしの場合の小さな f に等しいことがわかる。

これより式(20)でスティック時に大きくなるパラメータは E/a であることがわかる。 E/a は単位接触垂直力当りの接触点数を示しており、スティック時は接触点数が約10倍と異常増加するから μ が異常増加すると考えられる。

このように摩擦係数の原因が異なる場合でも力積モデルまたは力モデルを用いて表示できることがわかった。また、いずれの接触点数も凝着が発生している場合のように大きいことがわかった。

表6-3-1 ガラスディスクを用いた場合の実験結果

	Lube	Suspension	Stick-slip	Maximun μ	Fx·R [mN·k Ω]	Figure
A	Yes	Conventional	Yes	stick 4~6 slip 0.6	stick 200 slip 1000	4-4-4
A'	Yes	Conventional	No	0.5~1.5	1000~2500	4-4-10
B	No	Conventional	No	0.4~0.5	250	4-4-3
C	Yes	Self-peeling	No	0.4~0.5	500	5-3-7
D	No	Self-peeling	No	0.4~0.5	250	5-3-7

6-4 将来の低摩擦・低摩耗磁気ヘッドシステムの提案

第4章の滑走時のヘッドの挙動の実験から次の知見を得た。

- (1) ヘッド・ディスクが接触すると凝着により、 $\mu=0.2\sim 0.5$ の摩擦力が発生する。
- (2) (1)の凝着力に別のメカニズムによる力が加わると、スティッキングが生じる。
 - (2-1) 過度に潤滑液を付与すると表面張力が大きくなり、 $\mu>1$ と大きくなる。
 - (2-2) 表面張力でヘッドがつんのめると固着が生じ、 $\mu>5$ と大きくなる。
 - (2-3) カーボンが摩耗すると凝着が強固になり、 $\mu>1$ と大きくなる。
- (3) カーボンが摩耗すると摩耗粉が安定滑走を妨げ、クラッシュが生じる。

現状のHDDでは、許容摩擦係数が約0.8以上になるようにモータのトルクを、表面張力の影響が生じないように潤滑液や表面粗さを、それぞれ最適値に設計しているので実際はスティッキングが発生せず、(1),(2-1),(2-2)は機械特性に関して問題ではない。問題は残りの(2-3),(3)のカーボンの摩耗である。現状ではこれらを許容レベル以下に制御できず、一部のHDDでは使用中にスティッキングやクラッシュが発生する。このため、低摩耗を目的にしてディスク・ヘッドが開発されている。

将来のHDDとして重要な技術課題は1-2-2で説明したように低浮上量化である。そのためには、本研究で用いたガラス基板の薄膜ディスクのような、表面粗さが小さいディスクが不可欠である。しかしこの場合は表6-3-1に示したように大きくなった表面張力に誘発されてスティックスリップが発生し、(2-1),(2-2)が改めて問題になる。ディスクがスティッキングしやすい方向に設計せざるを得ないのであるから、機械特性を解決するためには摩擦相手のヘッドをスティッキングしにくく設計するほかは方法がない。このように将来の低浮上化に備えて低摩擦のヘッドの開発が必要である。

第5章では低摩擦のヘッドの例として、摩擦・摩耗の発生時期である滑走状態自体をやめてしまうダイナミックローディングと、(2-2)の掘り起こしの摩擦を小さくすることを主眼にした自己剥離型サスペンションとを説明した。いずれも目的どおりに低摩擦が働くことを確かめた。

本節では以上の実験結果を用いて将来のヘッドシステムについて検討する。

まずはじめに現在のHGAの世の中で一般に行われている開発動向について述べる。

表6-4-1は現在最も多く使われているインライン型HGA(本研究で用いた従来型とはアームとヘッドの方向が90度ずれた構造になっている)について、表4-5-1と同様に各方向の剛性を検討したものである。表4-5-1のx方向は表6-4-1ではy方向に、y方向はx方向にそれぞれ変わる。インライン型はx方向の摩擦力に対しサスペンションは剛であるが、y方向のシークする時の力に対しサスペンションは剛柔の中

間の剛性（従来型がスティックスリップ時につんのめる場合の剛性）になっている。滑走時には摩擦力が主に発生するのでx方向に注目すると、インライン型の剛性は従来型の剛柔の中間のそれより剛であり、スティックスリップ防止に好ましいサスペンションであることがわかる。

またインライン型の設計は以下に述べる方向を目指している。

(a) HGAの小型化

HDDの小型化のために、例えば相似的に70%と全ての寸法・押付力を小さくする。

押付力を50mNと従来の1/2倍に小さくすると、第2章のヘッドの滑走状態のモデルの小仮定(3),(8),(10)から、ある時間内の接触回数 n は $n \propto F_n \propto F_n \propto L$ と押付力に比例して小さくなるので1/2倍になる。また、押付力とともにスライダ幅も小さくしたので離陸速度や滑走時間には大きな変化はなく、1 CSSサイクル当りの総接触回数 N_c は n に比例しやはり1/2倍になる。一方、第2章のクラッシュ・ステイキングに至るメカニズムの小仮定(2)から、ある真実接触点の疲労摩擦が確率的に総接触回数の p 回目から生じると考える。それは摩擦開始時までにディスク全体が受けた総接触回数 N_w に比例するので、摩擦開始のCSSサイクルを C_w とすると、 $p \propto N_w \propto C_w \cdot N_c$ であるから小型ヘッドの C_w は1/2倍の N_c に反比例して2倍と大きくなる。このように押付力を小さくすることは摩擦発生を遅らせ、低摩擦に効果がある。

また質量が小さくなったこと、浮上量が小さくなって空気ばねの剛性が大きくなったこと、等の理由で6-3-4で説明したように突起との衝突の回避が容易になる。それだけでなくHDD外部から働く落下・衝撃の加速度、またはシークする時のy方向の加速度に対しても同様にクラッシュが回避できる。

(b) HGAの薄化 (zハイトの短縮化)

ヘッドやサスペンションを薄くするのである。従来は2.54mmであったzハイトは1.27mmや0.875mmと小さくなり、同じ高さのドライブの中に多くのディスク・ヘッドを積むことができる。ピボットの位置がディスクと近くなることでピボット回りのモーメントやピッチング変位が小さくなる⁽⁶⁴⁾。これもスティック時のつんのめりを緩和しスティックスリップを防止する効果がある。

(c) HGAの高ダンピング化

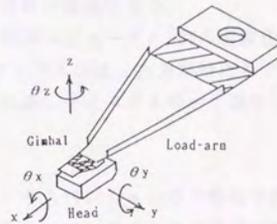
サスペンションの共振を早く減衰させるために、ロードアームに減衰能の大きいプラスチックを貼ったり、スライダを流入端から流出端のかけて幅が徐々に狭くなるフレアー型に変更したりする。離陸直前の高速滑走時に一周に一回の突起衝突が生じる場合、これらは速やかに安定浮上状態に戻すことができる。摩擦力の過渡応答成分が少なく力測定には好ましいサスペンションである。

このように今までの検討結果を利用すると、上述の(a),(b),(c)のいずれもサスペンションの振動を小さくし、特に(b)はヘッドのつんのめりを緩和できることがわかる。すなわち低摩擦・低摩擦化としては好ましい方向であることがわかる。

しかるにこれらはいずれもワトラス型のHGAの小改良であり、次のことを目指す

表6-4-1 インライン型ワトラスサスペンションの各軸の剛性

Force	Dis- place- ment	(a) Load -arm	(b) Ginbal	(c) Combi- nation	(d) Neces- sary
F _x	x	R	R	R	R
F _x	θ_x	R	F	F	F
F _x	θ_y	R	F	F	F
F _x	θ_z	R	R	R	R
F _y	y	I	R	I	R
F _y	θ_x	I	F(R)	F(I)	F
F _z	z	F	R	F	F
M _x	θ_x	I	F	F	F
M _y	θ_y	R	F	F	F
M _z	θ_z	R	R	R	R



R: Rigid
I: Inbetween
F: Flexible

ための改良には限界がある。

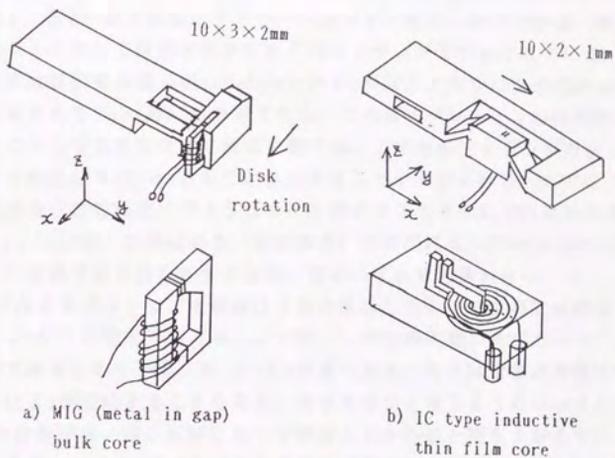
1番目はヘッドの低浮上量化を進めても低摩擦を目指す場合である。すなわち、ディスクが平滑化し表面張力の影響で摩擦力が大きくなっても、さらにコンタクトレコーディングで常に摩擦力が働いても低摩擦を目指す場合である。ワトラス型は表4-5-1, 6-4-1に示したように剛であるべき軸は剛に、柔であるべき軸は柔に、一軸を除いてはうまく設計されている。その一軸とは従来型の θ_y 、インライン型の θ_x である。前者は摩擦力がモーメントとして働くとスティックスリップを発生させ、後者はシークする時に大きく振動してアクセス時間を長くさせる。ワトラス型はサスペンションをヘッドの上に接着して作られるので、スライダ・サスペンション間に大きな距離が生じる。そうするとスライダに働いた力がサスペンションにはモーメントとして働くので上記の問題の一軸が発生する。そのうえ、この変形は速度方向に向かって先がつんのめるモードであるため、一度このモードで変形始めると力の増加でそのつんのめりがさらに増加する発散現象が生じる。

2番目はHDDを現在以上に薄化・小型化する場合である。上述したようにヘッド・サスペンションを別個に製作した後に接着するので、薄化するためには両者を薄くしなければならない。しかし仮にワトラス型のHGA全体を単純に相似して縮小すると、サスペンションよりヘッドの方に製作負担がかかる。現在の70%に縮小化したワトラス型でも小型になっただけで研削・ラップ・巻線が困難になる。

3番目はHGA全体を高剛性化する場合である。携帯用コンピュータのHDDの耐震性を向上させるためにHGAの高剛体化を必要とする。ワトラス型はz方向が特に柔であるため、落下衝撃でヘッドに加速度がかかると共振しディスクを叩いて傷をつける。

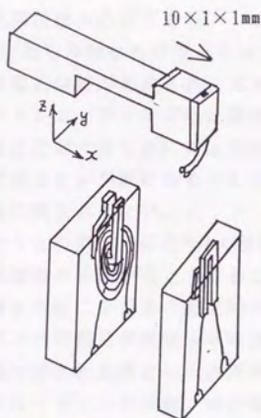
このワトラス型の限界を解決する方法は、ヘッド・サスペンションの一体化であると著者は考える。サスペンションとスライダとをシリコンかアルミナのエッチングによって切り出し、ヘッドにコア（磁気回路だけ）を別に作って貼りつけるかそこに回路をパターンニングするかして作成する。このような考えに従って得られたHGAの提案の例を図6-4-1に示す。なお、図中の矢印はディスク速度の方向（+x）、座標のx軸はディスク速度方向、y軸はシーク方向、z軸はディスクに垂直方向である。

図(a)は平行平板をサスペンションとして彫り込み、コアをコンポジット型のよように接着したものである。上に二枚、下に一枚の薄板が $50\mu\text{m}$ 厚に残るようエッチングされている。本研究のカセンサーと同じ構造であり、zは主変形モードで柔（それでもワトラスと比較すれば剛であるが）、 θ_y と θ_x は二次変形モードだがやや柔、x、y、 θ_z は剛であることがわかる。欠点は θ_y 、 θ_x が従来のものよりやや剛であるため、組立時にディスクとスライダとが平行になるよう初期調整が必要なことである。現在のワトラスは1度程度（約 $20000\mu\text{rad}$ ）の θ_y 、 θ_x はジンバルが吸収

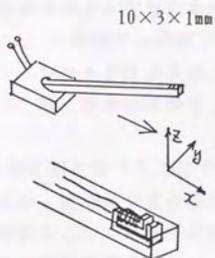


a) MIG (metal in gap)
bulk core

b) IC type inductive
thin film core



c) IBM type inductive
& MR (magnetoresistance)
thin film core



d) Censtor type
inductive
thin film core

図6-4-1 将来のHGAの例

できるが、このサスペンションでは吸収量を $1000\mu\text{rad}$ 程度に抑えたい。

図(b)はコア・スライダ・サスペンションを同じ基板上に形成させてしまうものであり、5-3の自己剥離型サスペンションを一体化した例である。根元に平行平板がヘッドに接して放射平板がそれぞれエッチングで作成されている。5-3で試みたものは放射平板の根元がねじれたため θ_y が設計とおりにならなかったが、これは十分剛であり $1\mu\text{rad/nN}$ が実現できる。このサスペンションの欠点は θ_x がやや剛であることでやはり組立時に調整を要する。これを解決する一手段として放射平板を傘形に作成し θ_x も θ_y と同じ剛性にする事が挙げられる。コアは「ICヘッド」と呼ばれる「蚊取線香」のようなコイル部がスライダに平行に形成されているもの⁽²⁸⁾、「IBM型」と呼ばれる「蚊取線香」が垂直になっているもの、MR(磁気抵抗素子)回路で読み出しをするもの、等のいずれでも構わない。

図(c)はサスペンションを単純に片持ち梁にしたもので生産には好ましいものである。 θ_y が片端固定の曲げモードで柔、 z が両端固定の曲げモード、 θ_y がねじれモードで両者ともやや柔、 x, y, θ_z が剛である。欠点は摩擦力が働くかつんのめる方向に θ_y が変位することである。梁をななめに渡すようにエッチングで残せば、図(b)の放射平板と同じ形状になって摩擦力がかかると持ち上がるモードに変えられ直せるが、 z と θ_x がより剛になる欠点が新たに生じる。いずれにしてもヘッド姿勢の初期調整は必要である。

図(d)は最も単純なもので「レコード針」のように見えるHGAである⁽²⁹⁾。針の先にだけに磁気回路が形成され、スライダ面積がほとんどないため動圧は発生せずコンタクトレコーディングには最適である。 y, z が柔で x が剛である。ディスクのうねりに追従するためには z が柔に、ビットシフトとオフトラックを防ぐためにはそれぞれ x と y が剛になるべきである。 y を剛に直すには針を y 方向に幅を持たせた薄板に変えればよい。

このような小型・一体化HGAの長所は全体的に剛になったことでスティックスリップや低周波の振動が防止できることであるが、短所はやはり剛になったことでディスク面と平行になるよう組立時の調整が必要なことである。この短所はディスクやハウジングの部品が現在より精度よくできれば解決できる。

その他の潜在的長所として小押付力、スライダ面粗さ制御、ピエゾによるダイナミックローディング可能、等が考えられる。これらのHGAはスライダ面積が小さいため押付力を小さくしても低浮上量が得られる。押付力が小さいことは本節内のHGAの小型化のところで述べたように摩擦を減少させる効果がある。また第1章の1-3で述べたようなスライダに凹凸をつけてディスクのテクスチャーの代替とする技術⁽⁵⁷⁾を用いることもできる。多結晶膜をスライダ面にスパッタした後にエッチングすれば自由に面粗さを制御することができる。表面張力を小さくするためにどちらかの面に粗さが必要な場合は、広いディスク面ではなく狭いヘッド面で加工制御ができた方が好ましい。なお梁にピエゾを張り付ければ容易にダイナミック

ローディングができる。図(a),(b)の平行平板を取り付けたものは θ_x や θ_y の変化なくz方向のみに変化できるので変化量の小さいピエゾでも確実にヘッドをアンローディングできる。それだけではなくピエゾで押付力を調整することで浮上量制御も可能である。

次に小型・一体化HGAの展望を検討する。HDDは一部の大型で高価なHDDを除けば家電製品と同様に安価であることが優先される。すなわち記録容量増加や占有体積減少の価格当り寄与分の大きい部品が優先して使われるのである。例えば設備コストの大きい薄膜ヘッドは高価であるため、どのHDDでも記録容量増加のためやむを得ない場合のみ採用している。このような状況であるから薄膜型が製造上有利になる相似比70%や50%で縮小した小型のヘッド分野でも薄膜型の2/3の価格の安いコンポジット型やモノリシック型が依然かなりの市場を占めると考える。本節の小型・一体化HGAは薄膜型と比べてもさらに高価であり、使われるとしたらHDD自体がウインチェスタ方式から脱皮した時点、例えばコンタクトレコーディングする時点で使われ始めるであろう。その時は500Mbits/inch²と現在の4~5倍の記録密度が必要となっていると思われる。

以上の検討から、ワトラス型HGAを用いたウインチェスタ方式に代わる将来の低摩擦・低摩耗磁気ヘッドシステムとして、ヘッド・サスペンションを一体化した小型HGAを用いるシステムが好ましいことがわかる。この方式は低浮上量化(コンタクトレコーディング化)・小型化・高剛性化の3者を同時に進める時に有用であるが、ディスク・ヘッドが平行になるようなヘッド姿勢の初期調整が必要である。また、この梁にピエゾを貼り付ければダイナミックローディングが、図6-4-1(b)のような形状をエッチングで得れば自己剝離型サスペンションがそれぞれ得られ、第5章でわかった低摩擦化に加えて小型化が達成できる。

第7章 結言

ハードディスク用磁気ヘッドの滑走時の挙動に注目し、ヘッドに働く5軸の力をカセンサー(歪ゲージ式)で、その3軸の変位を光学機器で、ディスクとの接触を電気抵抗で、各々測定した。ディスクとして塗布型と薄膜型の2種類を、ヘッドとして従来のワトラス(IBM3370)型サスペンションを取り付けたモノリシック型とコンジット型の2種類を、それぞれ用いた。新たに設計したカセンサーは2nNの高分解能と3.0kHzの高固有振動数とを持ち、実機ドライブに搭載して5軸の力を同時測定できた。また接触電気抵抗の逆数(コンダクタンスと呼ぶ)は接触点で授受された力の垂直成分(接触垂直力と呼ぶ)に比例することを確かめた。

(1) ヘッドの滑走時の挙動に関して次のことがわかった。

(A) カセンサーで測定された力は、摩擦力、押付力(ロードアームがヘッドに与える垂直荷重)、その2つの力が原因のモーメント、の3つである。

滑走時に発生する摩擦力は、コンダクタンスと同じように速度の増加に従って減少し、コンダクタンスが零になる速度(滑走から浮上に移行する速度で離陸速度と呼ぶ)で数nNの最小値をとる。摩擦力は摩擦係数 μ にして0.2~0.3であり、真実接触点では塑性変形が生じていない。

押付力の大きさはヘッドの状態が静止・滑走・浮上のどの状態にあっても一定である。ヘッドの垂直方向の力の釣合を考えると、押付力は接触垂直力と流体力学的負荷容量との和に常に等しいこと、滑走時の接触垂直力を流体力学的負荷容量と分離して測定できないこと、ロードアームの垂直方向のばね定数が $0.015\text{mN}/\mu\text{m}$ と柔なのでディスクのうねりや人工的に作った突起(バンプと呼ぶ)に沿ってヘッドが垂直に変位しても押付力の変化は無視できるほど小さいこと、等がわかった。

測定できたモーメントを押付力・摩擦力で除すると、スライダ面と測定原点との距離が得られた。この二つの力がスライダ面で着力していることを示している。

(B) 摩擦力は速度にかかわらずコンダクタンスに比例する。Mn-Znフェライトのモノリシック型ヘッドと、表層がAr雰囲気ですパッタしたカーボン膜である薄膜型ディスクと、の組合せでコンダクタンスを測定したが、比例係数は $250\text{mN}\cdot\text{k}\Omega$ であった。この値は潤滑液を付与しない基板では面粗さにかかわらず常に同じ値を示し、潤滑液を付与した基板でもテクスチャーを付与すると同じ値を示す。

(C) 摩擦力でロードアームがねじれ変形し、この変形に関し次のことがわかった。このねじれの共振周波数は1.5~2.6kHzである、この変形はロードアーム根元の平板部分で生じる、ヘッドは $6\sim 9\text{nN}/\mu\text{m}$ の割合で後方に変位する、このねじれ回

転成分はジンバルが吸収するのでヘッドは回転せずに前後に並進運動する、共振の減衰能は小さく共振は発生後約0.1秒続く、等である。

(D) ディスク・ヘッドの接触で生じる摩擦力（実際摩擦力と呼ぶ）はロードアームを共振させる。力センサーで測定される摩擦力（測定摩擦力と呼ぶ）はそのロードアームを伝達してきた力であるため、測定摩擦力にはロードアームの共振が観察される。すなわち、バンプに衝突した場合のように、デルタ関数で表される実際摩擦力が発生しても正弦波で表される測定摩擦力が得られる。実際摩擦力は個々の真実接触点でインパルス状に発生する摩擦力の総和であるから、測定摩擦力はそれらのインパルス応答の正弦波の総和であると考えられる。測定摩擦力が直流（非時間変動）成分を持つ場合はこの正弦波が互いに相殺されている場合であり、多くの接触点で接していたことがわかる。

(E) 滑走時の接触電気抵抗を周期0.06msecでサンプリングしたが、速度が離陸速度の約1/2より小さい場合は、抵抗が無限大ではない値で一定になり任意の瞬間に多くの真実接触点で接していることを示している。速度が離陸速度の約1/2より大きくなると、抵抗は時間的に変動し接触面積が変動していることを示している。また、離陸速度と同等になると、抵抗は時々無限大を示し非接触の瞬間があることを示している。接触抵抗と測定摩擦力に現れる交流（時間変動）成分の発生原因は、周期0.5nm以上のディスク表面の凹凸である。ヘッドは速度が大きくなるとその凹凸の凸部と選択的に接触すると考えられる。

(F) 潤滑液を付与した平滑なガラス基板の薄膜型ディスクは、テクスチャーと潤滑液とを付与したアルミニウム基板のそれと比べると、潤滑液の絶縁性と表面張力の影響によって摩擦力とコンダクタンスとの比は500~2500mN・kΩと2~10倍大きくなる。この場合にスティックスリップが生じることがある。スティック時はヘッドの流入端がつんのめりカーボンと固体接触するが、スリップ時はつんのめりが戻り潤滑液と液体接触する。スティック時にはアルミニウムディスクの場合の8~12倍と著しく大きい摩擦力が発生する。

(G) 摩擦力を測定しながらCSSテストを行うと、摩擦でディスク表面が平滑化し離陸速度が徐々に小さくなることがわかった。最大の摩擦力もテスト開始時の5~15倍と大きくなりスティッキングに至る。またクラッシュに至ると摩擦粉がヘッド・ディスク間に挟まって離陸速度が大きくなることがわかった。

(2)ヘッドの滑走状態のモデルとして次のことが得られた。

(H) 理想平滑面上のヘッド浮上量（仮想浮上量と呼ぶ）がディスクの仮想最大面粗さの1/2まで下がった場合、ヘッドは浮上から滑走に移行する。仮想最大面粗さは、測定条件として10nmのディスクに平行方向の分解能と3mm四方の測定面積との両条件が成立する場合に得られる最大面粗さである。実際のディスク上の平均浮上量は滑走時では速度にかかわらず仮想最大面粗さの1/2に等しく、浮上時では仮想浮上量に等しい。

(I) 測定摩擦力は、真実接触点同士の凝着・剪断に必要な微小力積とある時間内の接触回数との積に比例する。撃力である実際摩擦力の大きさを力ではなく力積で考える理由は、その大きさを力積量で表すと測定できなかった力発生時間を含んで検討できるため、インパルス応答の測定摩擦力の大きさは実際摩擦力の力積に比例するため、の2つである。

本研究で用いる軽荷重・多接触点・弾性変形の条件下で表面張力の影響が小さく設計されたディスクを用いた場合、真実接触点面積と微小摩擦力は、接触面の材質・表面形状で決定され、速度・潤滑液・押付力の影響を受けない。また、総真実接触面積は真実接触点面積・接触時間・接触回数の3者の積に比例し、測定摩擦力は微小摩擦力・接触時間・接触回数との積に比例する。そして、一定速度の滑走状態下の測定摩擦力と実際摩擦力とは時間変動がないので大きさは比例する。これらの関係から、総真実接触面積も実際摩擦力も接触時間と接触回数との積に比例するので、実際摩擦力は総真実接触面積に比例することが導ける。

また、本研究で用いる軽荷重・多接触点・弾性変形の条件下では、総真実接触面積は接触垂直力に比例する。これと先の実際摩擦力は総真実接触面積に比例するという関係を用いると、実際摩擦力が接触垂直力に比例するというAmontonsの法則が滑走時でも成立することが導ける。

この法則は摩擦力はコンダクタンスに、コンダクタンスは接触垂直力にそれぞれ比例する実験結果から確認できた。

(J) (F)のスティックスリップが発生するメカニズムを次のように考えた。摩擦力が大きくなってヘッド・ロードアーム間のピボットが固着すると、ヘッドはロードアームと一体になって回転し流入端が前方に約100 μ radつんのめる。流入端は潤滑液を突き破ってカーボンを掘り起こそうと強固に弾性接触し、スティックスリップのスティックが始まる。

(3) CSSテストでクラッシュ・スティッキングに至るメカニズムとして次のことが得られた。

(K) クラッシュとスティッキングとは不良形態が異なるが、潤滑液を過度に付

与した場合のスティッキングを除き、両者とも摩耗が原因である。CSSテストを繰り返すとディスク凸部が摩耗し表面が平滑になる。表面が変化し凝着力が増加すると摩擦力が増加してスティッキングに、摩耗粉がヘッド・ディスク間に挟まるとヘッド滑走が不安定になりクラッシュに、それぞれ至る。

スティッキング時の面粗さはガラス基板のそれと同程度にまで平滑化されるが、スティッキング時は $\mu=2$ でありガラスの $\mu=0.5$ より大きいので平滑化が凝着力増加の直接の原因ではない。凝着力増加の原因解明には表面をSTM等で物理的に解析することが必要である。

(4) 低摩擦・低摩耗磁気ヘッドシステムとして次のことを試みた。

(L) 摩擦・摩耗が発生する滑走状態を行わない方法としてダイナミックローディングを試み、次のことがわかった。ローディング後のヘッドに働く押付力が増加していく過程ではディスク・ヘッドの接触がないこと、空気膜の剛性は大きくヘッドが $1000 \mu\text{rad}$ 傾いていても 0.1insec 内で安定姿勢に収束すること、持ち上げた時の姿勢がディスクに平行でないとローディング前の押付力の零の期間に接触する可能性の高いこと、等がわかった。

(M) (F)に示したスティック時の著しく大きな摩擦力の発生を防止する方法として新型サスペンションを試みた。従来ワトラス型サスペンションは摩擦力が大きくなると流入端がつんのめり、スティックスリップを発生させる。そこで、摩擦力で流入端が持ち上がるように変形する自己剝離型サスペンションを新たに設計し、スティックスリップが防止できることを確かめた。

(N) 従来ワトラス型HGAを用いたウインチェスタ方式に代わる低摩擦・低摩耗磁気ヘッドシステムとして、ヘッド・サスペンションを一体化した小型HGAを用いる方式を提案した。ヘッド・ディスク間が平行になるようにヘッド姿勢の初期調整ができれば、上記の(L)(M)を達成する理想的な小型システムを得ることができる。

謝辞

本研究を進めるにあたり多くの方々にご助言・ご協力を頂いた。

特に、東京大学の畑村洋太郎教授には研究の方針決定から論文の日本語訂正まで全てにわたったご指導を、日立金属株式会社磁性材料研究所の篠原肇室長には資金、実験設備、等の援助を仰いだ。私個人の趣味のような研究を、しかも私が関係職場を離れてから三年間も続けさせて頂いたお二人に深謝する。

また、東京大学の木村好次教授には本論文の内容について徹底的にご指導して頂いた。私のトライボロジーの学識不足を全ページにわたって真っ赤になるまで指摘して頂き、内容を充実させることができた。感謝と尊敬の念に耐えない。

この研究を進展させ実に多くのデータを積み上げたのは、東京大学畑村研究室に在籍した宮崎英樹君（現浜松ホトニクス株）と石丸直彦君（現旭ガラス株）である。二人の情熱でこの研究が実ったと言っても過言ではない。

東京大学の長尾高明教授、田中正人教授、金子成彦助教授には論文の内容について有用なご助言を頂いた。松本潔君（現株日立製作所）にはカセンサーの製作を、板野昌平君（現NTT株）にはCSSテストの実験をそれぞれまとめて頂いた。長岡技術科学大学の矢鍋重夫教授・田中紘一教授には変位を測る方法を、株日立製作所中央研究所の浜口哲夫君には接触抵抗を測る方法をそれぞれ教えて頂いた。

日立金属株の方々、原田英樹専務取締役をはじめとして多くの方々には、この研究結果が会社に益をもたらさないにもかかわらず、私の我がままを聞いて頂いた。黒田正信主任研究員には、私がインターマグでこの研究を発表するためバンクーバーに出発した後に、事後承諾の書類を作って頂いた。恒松裕之研究員、中島清君、森幸子さん、杉山隆君、伊藤元通君には直接実験の面倒を見て頂いた。アメリカでこの論文を日本語で執筆するに当たり、池田剛一氏、草間俊介氏の協力を仰いだ。また、執筆中の勤務先のHMT Technology Corp.のラルフハリントン部長には補充実験のための時間を許して頂いた。

私の好奇心から発した研究を四年間も続けさせて頂いた上記の方々には心より感謝する。

なお、本論文は自宅の食堂テーブルの上で真夜中と週末の時間を削って執筆したものである。当然のことながら妻の厚子には部屋の整頓とサンフランシスコの休暇とが常に満たされない忍耐を一年半も続けてもらった。心の底より感謝し、本論文の完成をともに喜びたい。

参考文献

- (1)金子峻; 磁気ディスク装置、「磁気記録技術」p555-594、日本工業技術センター
- (2)C. M. Jefferson, A Variable Head to Disk Spacing Controller for Magnetic Recording on Rigid Disks, IEEE Trans. Magn., 24-6, Nov. (1988) pp2736-2738
- (3)例えば D. B. Bogy, G. Bouchard, W. R. Chang & F. E. Talke; Use of the Laser Doppler Vibrometer to Measure the Surface Topography of Magnetic Disks, Wear, 107(1986), pp227-244
- (4)例えば S. E. Millman, R. F. Hoyt, D. E. Horne & B. Beye; Motion Pictures of IN-SITU Air Bearing Dynamics, IEEE Trans. Magn., 22-5, Sep. (1986) pp1031-1033
- (5)例えば G. L. Best, D. E. Horne, A. Chiou & H. Sussner; Precise Optical Measurement of Slider Dynamics, IEEE Trans. Magn., 22-5, Sep. (1986) pp1017-1018
- (6)C. E. Yeack-Scranton; Novel Piezoelectric Transducers to Monitor Head-Disk Interactions, IEEE Trans. Magn. 22-5 Sep (1986) pp1011-1016
- (7)林武文、大久保俊文、望月研二、佐藤勇武; 小型圧電素子による浮動ヘッドスライダの接触検出及び動特性の評価、953回機講論No880-5 (1988) pp5-7
- (8)Y. Kawakubo, Y. Seo, M. Tokoyama, K. Tanaka; Head Contact Pressure and Low Speed Sliding Test on Coated Magnetic Disks, IEEE, Trans. Magn. 23-5, Sep. (1987) pp3438-3440
- (9)R. C. Tseng, F. E. Talke; Transition from Boundary Lubrication to Hydrodynamic Lubrication of Slider Bearings, IBM Journal of research and development, Vol.18 No.6, Nov. (1974) pp534-540
- (10)柳沢雅広; 薄膜磁気ディスク用潤滑剤の自己修復性、潤滑学会34期全大予稿集、B-30 (1989)、P433-436
- (11)S. Suzuki, F. E. Kennedy Jr.; Measurement of Flash Temperature and Contact between Slider and Magnetic Recording Disk, IEEE Trans. Magn. 25-5, Sep. (1989) pp3728-3730
- (12)例えば Y. T. Hsia, G. A. Donoto; An Experimental Investigation of Molecular Rarefaction Effect in Gas Lubricated Bearings at Ultra-Low Clearance, Trans. ASME, Vol.105, Jan. (1983), pp120-130
- (13)福井茂寿、金子礼三; ボルツマン方程式に基づく超微小すきま浮動ヘッドのスライダの静特性解析、953回機講論No880-5、(1988)、pp13-15
- (14)青六弘、木村好次; 流体潤滑理論による混合潤滑へのアプローチ、潤滑、

Vol.24, No.4 (1979), pp195-200

(15)H. J. Lee, R. D. Henpstead, J. Weiss; Study of Head and Disk Interface in Contact Start Stop Test, IEEE Trans. Magn. 25-5, Sep. (1989) PP3722-3724

(16)例えば M. Hashimoto & N. Tagawa; Self-Load/Unload Slider Dynamics for Non-Contact Start Stop Operations with Negative Pressure Flying Head Mechanisms, IEEE Trans. Magn, 25-5, Sep. (1989), pp3719-3721

(17)例えば 畑村洋太郎; 建設機械の将来とセンサ、日本機械学会誌、Vol.86, No.774 (1983) pp32-37

(18)S. Yanabe, M. Ito, K. Tanaka, T. Shinohara, H. Tsunenatu; Measurement of Sliding Behaviours of a Magnetic Head Slider in CSS Test, IEEE Trans. Magn. 24-6, Nov. (1988), pp2635-2637

(19)例えば 有賀敬治; 磁気ディスク装置ヘッド支持機構の振動解析、昭59精機学会春季講論、515、(1984)、pp289-292

(20)白倉昌明、大橋秀雄; 「流体力学(2)」(1969) コロナ社

(21)例えば 谷村眞治; 材料の高速変形と構成式、金属学会会報、Vol.29 No.5, (1990) pp337-344

(22)G. Binning & C. F. Quate; Atomic Force Microscope, Physical Review Letters, Vol.56, No.9, Mar(1986) pp930-934

(23)金子礼三、野中潔、安田享祐; 走査型トンネル顕微鏡および表面間作用力測定機の試作と磁気ディスク表面の測定、潤滑学会32期全大予稿集、D-12、(1987) pp197-200

(24)森田清三; 新しい表面観察技術-走査形トンネル顕微鏡と原子間力顕微鏡、金属学会会報、Vol.29, No.5 (1990) pp349-357

(25)B. Marchon, N. Neiman, R. Fisher & M. R. Khan; Influence of Texture & Chemical Environment in the Tribology of the Head/Disk Interface, Contributed paper to Diskcon, Session I, (1989)

(26)Y. Mehmandoust, H. Tsai, H. Samani & A. Eltoughy; Hydrogenated Amorphous Carbon (a-C:H) Overcoat for Thin-film Magnetic Rigid-disk Application, HA07, Internag'90 Digest (1990)

(27)S. Yoneoka, T. Owe, K. Aruga, T. Yamada & M. Takahashi; Dynamic of Inline Flying-Head Assemblies, IEEE Trans. Magn. 25-5, Sep. (1989) pp3716-3718

(28)J. P. Lazzari & P. Deroux-Dauphin; A New Thin Film Head Generation - IC head, IEEE Trans. Magn. 25-5, Sep. (1989) pp3190-3193

(29)Censtor; An Overview of the Company, 1990.3

(30)稲永和彦、太田斉、苗村康次、大前伸夫; 磁気ディスク用スパッタカーボン

- 膜の摩擦特性、潤滑学会34期全大予稿集、B・26 pp419-422 (1989)
- (31) 葛野正典、上田誠一、田中久一郎； 磁気ディスクの摩擦と損傷(5) 湿度の影響、潤滑学会34期全大予稿集、B・22 pp405-408 (1989)
- (32) 杉山隆、篠原肇、出蔵隆輝； 磁気ディスク用液体潤滑剤の検討、潤滑学会34期全大予稿集、B・28 pp425-428 (1989)
- (33) K. Merchant, P. Mee, M. Smullen, S. Smith; Lubricant Bonding and Orientation on Carbon Coated Media, IEEE Trans. Magn. 26-5, Sep. (1990) pp2688-2690
- (34) M. Suk, B. Bhoshan, D. B. Bogy; Role of Disk Surface Roughness on Slider Flying Height and Air Bearing Frequency, IEEE Trans. Magn. 26-5, Sep. (1990) pp2493-2495
- (35) Montedison; technical Report AM2001, July (1990)
- (36-41) パウデン、テイパー (曾田範宗訳)；「固体の摩擦と潤滑」、丸善(1954 訳1961)
- (36') p21 電気抵抗による真実接触面積の測定
- (36) p237 J. S. Courtney-Pratt, G. K. Todor; Proc. Inst. Mech. Eng. 155, 293 (1946)
- (37) p82-109 第5章 金属の摩擦機構 (特に図37 p91)
- (38) p190-217 第10章 境界潤滑の機構 (特に図82 p209)
- (39) P169-189 第9章 金属潤滑面の境界摩擦
- (40) p100-106 金属薄膜の潤滑特性 (特に図41 P100, 図44 p102, 図48 p106)
- (41) p216 境界潤滑剤の性能
- (42-49) 木村好次、岡部平八郎；「トライボロジー概論」、養賢堂 (1982)
- (42) 第5章 流体潤滑 (5レイノルズ方程式の解 p94-98)
- (43) 第5章 流体潤滑 (10流体潤滑の限界 p112-114)
- (43') 第7章 焼付現象
- (44) 第8章 摩擦 (2摩擦の種類 p177-181)
- (45) 図104 p209 木村好次ほか； 潤滑学会21期総会予稿集 (1977) 33
- (46) 図19 p33 木村好次； 潤滑11-11 (1966) 467
- (47) 第8章 摩擦 (11潤滑と摩擦 p210)
- (48) p213 笹田直； 潤滑24-11 (1979) 700
- (49) p26 R. Holm; Electric Contacts, Almqvist and Wiksells, Upsala (1946)
- (50) p121 R. Stribeck Z. des VDI, 46, 36 (1902) 1341
- (51) Uzi Landman, W. D. Luedtke, Nancy A. Burnham, Richard J. Colton; Atomic Mechanisms and Dynamics of Adhesion, Nanoindentation, and

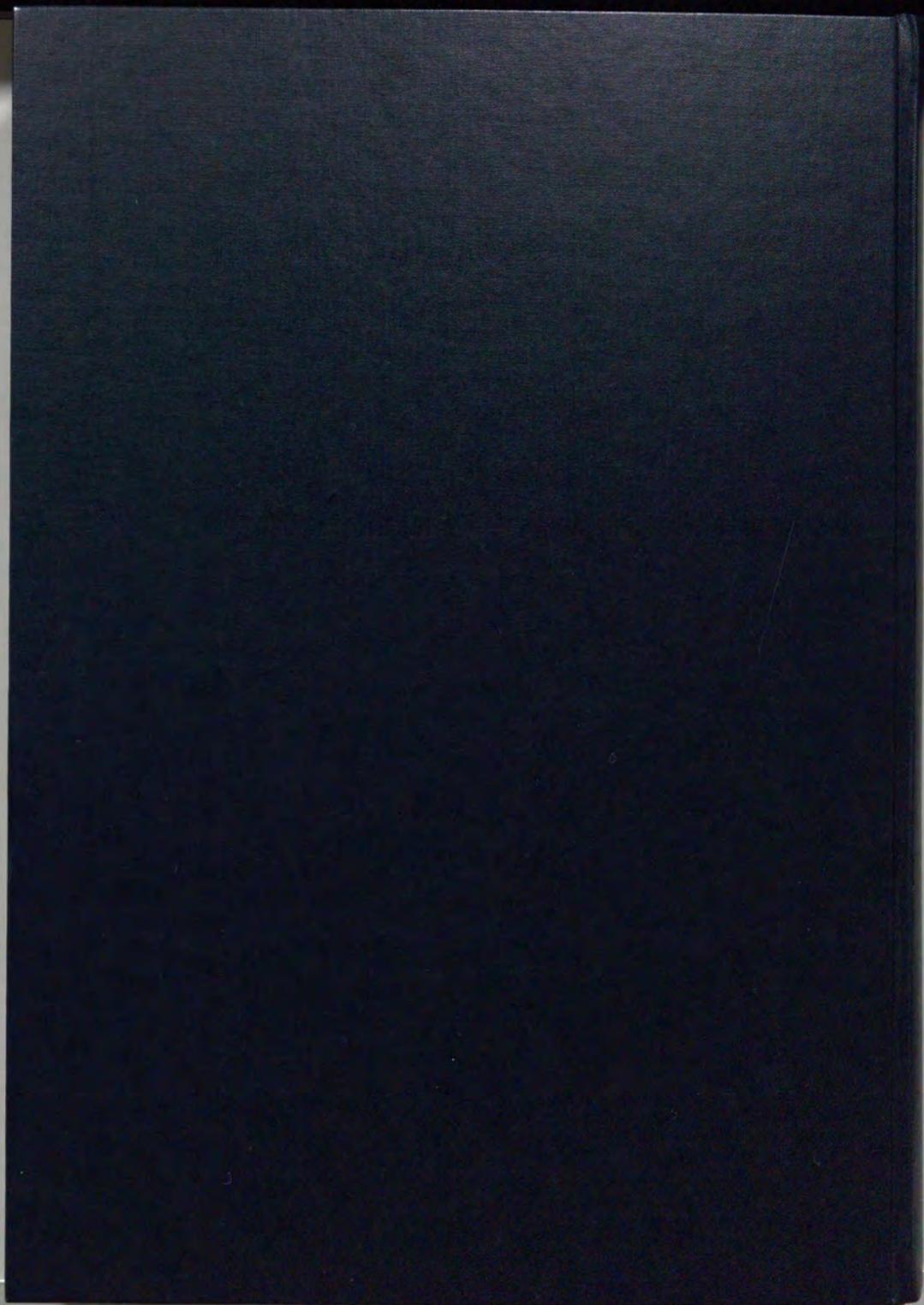
- Fracture, Science, Vol.248 P454-461 27 Apr. (1990)
- (52) Jacob N. Israelachvili, Patricia M. McGuiggan, Andrew M. Homola; Dynamic Properties of Molecularly Thin Liquid Films, Science, Vol.240 p189-191 8 Apr. (1988)
- (53) T. G. Jeong & D. B. Bogy; Natural Frequency of Sliders and Transducers Used to Detect Slider-Disk Contacts, IEEE Trans. Magn. 25-5, Sep. (1989) pp3725-3727
- (54) T. Yogi, C. Tsang, G. Castillo, G. L. Gorman, K. Jo, T. Nguyen; Longitudinal Media for 1 Gb/in² Areal Density, IEEE Trans. Magn. 26-5, Sep. (1990) pp2271-2276
- (55) R. A. Cutler, Y. X. Bui, R. R. Dubin; Long Term Field Performance of Bonded Lube on Particulate Disks, Contributed paper to Diskcon'90, Session 3 Sep. (1990)
- (56) Uri Cohen; Stictionless Non-textured Magnetic Disk with Soft Metallic Overcoat, Contributed paper to Diskcon'90, Session 3 Sep. (1990)
- (57) 古市眞治ほか; Magnetic Head and Process for Fabricating the Same, 特許出願中、日立金属株
- (58) 松浦司、狩野勇、坂井裕一、熊谷宗人、鈴木栄久; 磁気ディスク用硬質カーボン膜の機械的特性、潤滑学会34期全大予稿集、B-25 pp417-418 (1989)
- (59) T. Yanashita, G.L.Chen, J. Shin, & T. Chen; Sputtered ZrO₂ Overcoat with Superior Corrosion Protection and Mechanical Performance in Thin Film Disk Application, IEEE Trans.Magn. 24-6, Nov. (1988), pp2629-2634
- (60) J. F. Archard; Elastic Deformation and the Laws of friction, Proc. Roy. Soc. Lond. SA 243, 1233 (1957)
- (61) S. Timoshenko, J. N. Goodier; Theory of Elasticity, 2nd edn, McGraw-Hill, NY (1951) p382
- (62) 柳沢雅広、塚本雄二、山口弘高; 薄膜疲労試験機の開発、潤滑学会33期全大予稿集、A-24 (1988)、P349-352
- (63) 川久保洋一、石原平吾、瀬尾洋右、平野義行; 塗布型磁気ディスクCS/S時のヘッドクラッシュ発生過程の検討、JSPE-54-05 (1988) pp73-79
- (64) T. Ohwe, S. Yoneoka, K. Aruga, T. Yamada & Y. Mizoshita; A Design of High Performance Inline Head Assembly for High-Speed Access, IEEE Trans. Magn. 26-5, Sep. (1990) pp2445-2447
- (65) T. G. Jeong & D. B. Bogy; Slider-Disk Interaction During the Load-Unload Process, IEEE Trans. Magn. 26-5, Sep. (1990) pp2490-2492
- (66) R. Kaneko, T. Miyamoto; Friction and Adhesion Forces on Magnetic Disk Surface, IEEE Trans.Magn. 24-6, Nov. (1988), pp2641-2643

- (67)L.-Y. Zhu, K. F. Hallanasek, D. B. Bogy; Measurement of Head/Disk Spacing with a Laser Interferometer, IEEE Trans.Magn. 24-6, Nov. (1988), pp2739-2741
- (68)G. L. Best, K. L. Deckert, S. E. Millman, G. P. Singh; Effect of Disk Roughness on Slider Dynamics, IEEE Trans.Magn. 24-6, Nov. (1988), pp2748-2750
- (69)D. Hanze, P. Mui, G. Clifford, R. J. Davidson; Multi-Channel Interferometric Measurement of Slider Flying Height and Pitch, IEEE Trans. Magn. 25-5, Sep. (1989) pp3710-3712
- (70)K. Tanaka, A. Shinamoto, K. Nishinori, & A. Watanabe; Characterization of Two Differently Sputtered-Carbon Coated Thin Film Disks by Low Energy Photo Electron Spectroscopy Method and Ultra-Micro Hardness Testing, Technical Report for HMT, Nov. (1990)
- (71)Y. Li, D. Trauner, F. E. Talke; Effect of Humidity on Stiction and Friction of the Head/Disk Interface, IEEE Trans. Magn. 26-5, Sep. (1990) pp2487-2489
- (72)J. White; A Uniform Flying Height Rotary Actuated Air Bearing Slider, IEEE Trans. Magn. 22-5, Sep. (1986) pp1028-1030
- (73)V. Ponnaganti, R. Noteboom, A. Eshel; On Non-Linear Response of Head-Disk Interface to Wavy Excitation, IEEE Trans. Magn. 22-5, Sep. (1986) pp 1008-1010
- (74)L. L. Nunnally, M. A. Burtleson; On-Line Tribology Measurements on Lubricated Rigid Disk, IEEE Trans. Magn. 26-5 Sep. (1990) pp2679-2681
- (75)森田知二、井上博元、河田薫、梅崎光政; FT-IRによる γ - Fe_2O_3 薄膜媒体上の微小面積潤滑厚測定、潤滑学会34期全大予稿集、B-31 pp437-439 (1989) 論文全域にわたり
- (*) 宮崎英樹; 磁気ディスクヘッドに作用する摺動抵抗力に関する研究、東京大学工学部機械工学科昭和63年度修士論文、76122 (1989)
- (*) 石丸直彦; 磁気ディスクとヘッドのトライボロジー的問題解決のための研究、東京大学機械工学科平成元年度修士論文、86120 (1990)

以 上

表紙	1 枚
要旨目次	4 枚
本文	3 1 9 枚
本紙	1 枚
計	3 2 5 枚

学位論文
平成 3 年 9 月 2 7 日 提出
中尾政之





Kodak Color Control Patches

Blue Cyan Green Yellow Red Magenta White 3/Color Black

Kodak Gray Scale

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

C Y M

© Kodak, 2007 TM, Kodak