

## 論文

マクロメニスカスの振動伝達特性  
に関する研究

- 動的ばね定数および減衰係数の周波数依存性 -

松岡 広成  
福井 茂寿

鳥取大学 工学部応用数理工学科

(〒680-0945 鳥取県鳥取市湖山町南4-101)

加藤 孝久

機械技術研究所機械量子分子工学特別研究室

(〒305-8564 茨城県つくば市並木1-2)

原稿受付 2000年3月9日

"トライボロジスト" 第45巻 第10号 (2000) 757 ~ 768

**Abstract** An apparatus which can measure the dynamic meniscus force was developed and experiments of vibration transfer by liquid meniscus bridge were carried out. It was found that the amplitude ratio and the phase shift obtained by the experiments could be qualitatively explained by the linearized vibration theory based on a simple mass-spring-dashpot system. Estimation method of the dynamic spring constant and damping coefficient of the meniscus bridge was established and their frequency dependence was clarified.

## 1. はじめに

近年の機械技術の発展により、機械要素、特に情報機器の小型化は著しい。このような小型機械システムにおいては、従来無視されていたファンデルワールス力<sup>1,2)</sup>やメニスカス力<sup>3)</sup>などのいわゆる表面力が、その動的特性に大きな影響を与えるようになる。例えば、機械要素間の凝着や、空気中から吸着した水によって形成されるメニスカス力によって、マイクロマシンの動きが阻害される。また、ハードディスクでは、コンタクト・スタート・ストップ(CSS)時におけるヘッドスライダとディスクとの凝着が大きな問題となる。

一方、表面力を利用してより良い機械特性を得ようとする方法も提案されている。例えば、ハードディスクのヘッド・媒体インターフェース(HDI)では、さらなる高記録密度化のために、従来の空気膜浮上方式HDIに代えてコンタクト方式HDIが提案されている<sup>4,5)</sup>。この新方式HDIでは、ディスクのうねりや粗さによるコンタクトヘッドの跳躍運動が1つの大きな問題となっている<sup>6,7)</sup>。これに対し、佐藤らはディスクとヘッドスライダ間に形成されたメニスカスの吸引力によってヘッドの跳

躍が抑制されることを実験的に示している<sup>8)</sup>。また、加藤らは、準静的なメニスカス力を考慮してコンタクト方式HDIの動特性シミュレーションを行い、ヘッドの跳躍現象に及ぼすメニスカス力の影響を明らかにしている<sup>9)</sup>。このように、表面力の特性、特に動的特性に関する知見は、近い将来の技術にとって必要不可欠なものであると考えられる。

ここでは、トライボロジカルな問題にも密接に関係する表面力の中の1つ、メニスカス力に着目する。静的なメニスカス力については、これまで実験的、理論的にかんがりの研究が行われてきた。Israelachviliらは、メニスカス力の静的特性を実験的に研究している<sup>10-13)</sup>。Orrらは、メニスカス形状とメニスカス力について理論的に考察している<sup>14)</sup>。また、静的メニスカス力の応用研究としては、CSS特性の研究などがある<sup>15,16)</sup>。これに対し、動的なメニスカス力の特性に関する研究はほとんどない。Friedenbergらは、メニスカスをVoigtモデルでモデル化しているが、そのばね定数は静的な実験から得られたものであり、2面間距離によらないものとしている<sup>17)</sup>。Bhushanらは、メニスカス形成における時間依存性について報告している<sup>18)</sup>。

## A Study on Vibration Transfer Characteristics of Macroscopic Liquid Meniscus Bridge

- Frequency Dependence of the Spring Constant and the Damping Coefficient -

By Hiroshige MATSUOKA, Shigehisa FUKUI, Department of Applied Mathematics and Physics, Faculty of Engineering, Tottori University (4-101 Minami, Koyama-cho, Tottori-shi, Tottori 680-0945) and Takahisa KATO, Special Research Group on Quantum and Molecular Mechanical Engineering, Mechanical Engineering Laboratory (1-2 Namiki, Tsukuba-shi, Ibaraki 305-8564)

Key Words : meniscus bridge, vibration transfer, dynamic spring constant, damping coefficient, frequency dependence

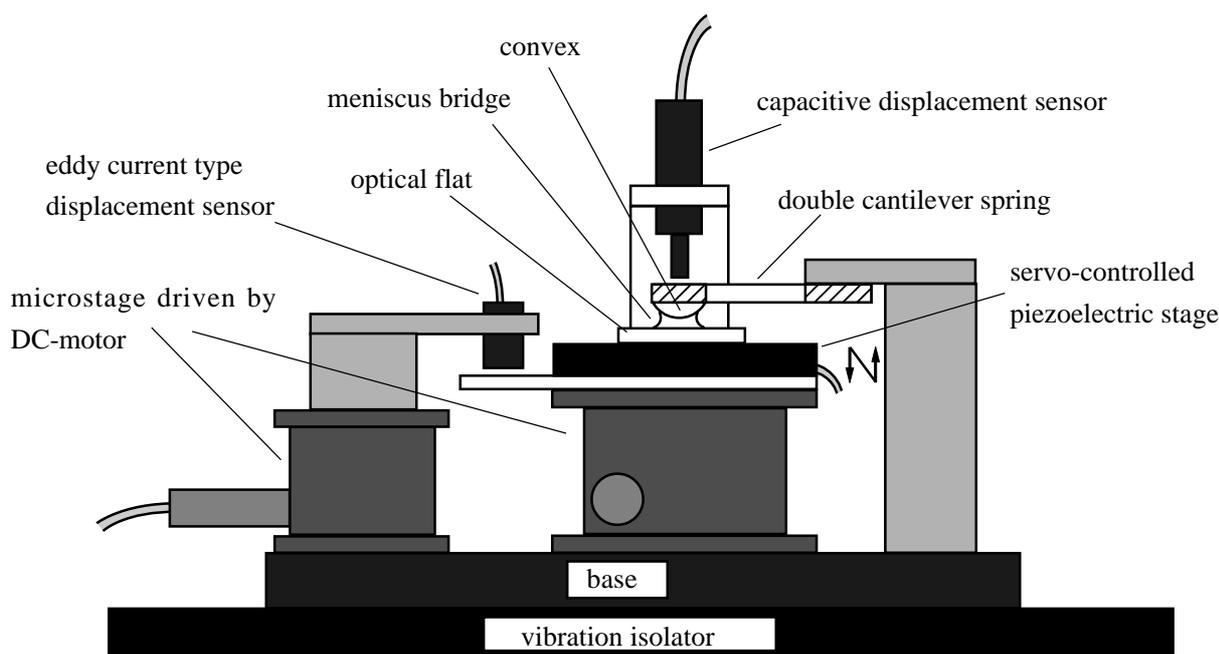


Fig. 1 Apparatus for investigating the dynamic meniscus shown schematically

本研究では，分子的効果が現れると予想されるナノメートル程度の超微小領域を対象とするための予備的検討として，まず比較的マクロなメニスカスによる吸引力を動的に測定する実験装置を開発し，これを用いた振動伝達実験により得られた結果から，マクロメニスカスの動的ばね定数および減衰係数を得るための評価手法を確立し，これらの周波数依存性を明らかにしたので報告する．

## 2. 実験装置

実験装置の概略を Fig. 1 に示す．光学用の平面ガラス基板と球面ガラスレンズ（曲率半径  $R = 10$  mm）の間に，実験液体のメニスカスが形成される．平面ガラス基板は微動用ピエゾステージ上にあり，このピエゾステージによって上下に振動を加えることができる．一方の球面ガラスレンズは平行板ばねに取り付けられている．平面ガラス基板の振動がメニスカスを介してガラスレンズに伝わり，これによる平行板ばねの変位を静電容量形変位計で測定する．ピエゾステージの入力と変位計の出力との比較によって，メニスカスの振動応答を求める．本研究では，強制振動として正弦波を入力する．この際のパラメータとしては，入力強制振動（加振）振幅  $A_{in}$ ，入力振動（加振）角周波数  $\omega$

$= 2\pi f$ ，固体表面間平均距離  $D_0$  が挙げられる．また， $D_0 = 25, 50, 100, 250$  mm,  $A_{in} = 5$  mm とし，加振周波数  $f$  を変化させて実験を行った．この実験条件でのメニスカス半径は，概略数十～数百 mm 程度である．

ピエゾステージは 1 nm 以下の駆動分解能をもち，かつ 100 mm の大きな駆動距離をもつサーボ制御形である．ステージ内部に高精度変位計が含まれており，変位を測定できる．このステージは粗動用マイクロステージ上に置かれマイクロステージの変位は渦電流形変位計によって測定される．

平行板ばねは，りん青銅をワイヤーカットで一体加工したものをを用いる．この板ばねのばね定数  $k_{dcs} = 197$  N/m，減衰係数  $c_{dcs} = 1.08 \times 10^{-2}$  kg/s である．球面レンズを含む板ばね先端の質量  $m = 7.25 \times 10^{-4}$  kg であり，このばね・質点系の固有振動数は，83.0 Hz である．装置の中心部を拡大したものを模式的に Fig. 2 に示す．

各センサからの出力は，高速・高精度 16 bit A/D 変換器を介してパーソナルコンピュータに取り込まれる．装置全体を除振台上に載せ，クリーンブース中に置く．

メニスカス形成に用いた液体は，ノルマルドデカンである．その分子式は  $C_{12}H_{26}$ ，表面張力は 24.9 mN/m，粘度は 1.47 mPa·s である<sup>19)</sup>．

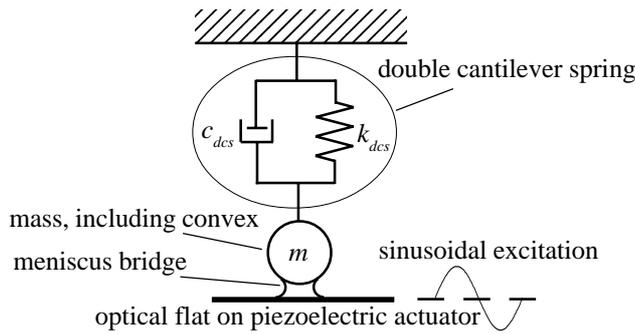


Fig. 2 Schematic of the double cantilever spring - mass - meniscus - flat system

### 3. 理論

#### 3.1 実験系のモデル化

本研究では、メニスカスが並列のばねとダンパをもつ、つまり、Voigtモデルでレオロジー的にモデル化できると仮定した<sup>17)</sup>。本実験系のモデル図を、Fig. 3に示す。

メニスカス力は、本来2面間距離に関する非線形な関数であるが、微小振動を仮定すると、Fig. 3に示されたモデルの運動方程式は線形化され、次式となる。

$$m\ddot{z} + c_{dcs}\dot{z} + k_{dcs}z = -k_m\Delta D - c_m \frac{d\Delta D}{dt} \quad (1)$$

ここで、 $z$ ：釣合位置からの質点の変位、 $k_m$ ：メニスカスのばね定数、 $c_m$ ：メニスカスの減衰係数、

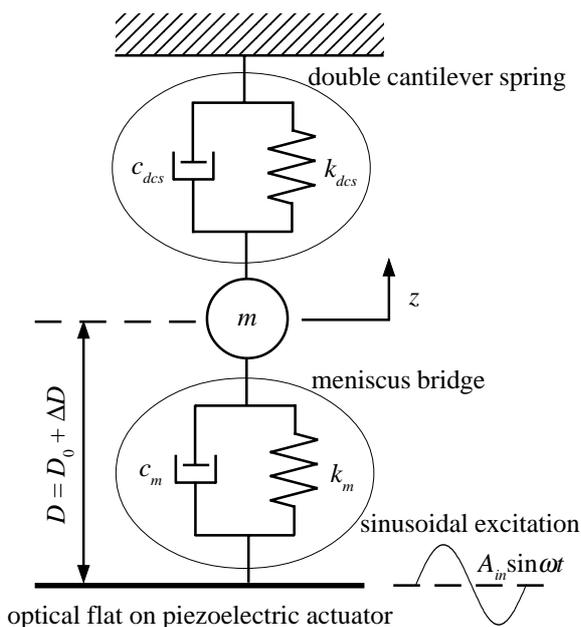


Fig. 3 Model of experimental system

$\Delta D = z - A_m \sin \omega t$ 、 $d\Delta D/dt = dz/dt - A_m \omega \cos \omega t$ 、 $A_m$ ：加振振幅、 $\omega$ ：加振角周波数である。式(1)を展開して整理すると、

$$m\ddot{z} + (c_{dcs} + c_m)\dot{z} + (k_{dcs} + k_m)z = k_m A_m \sin \omega t + c_m A_m \omega \cos \omega t \quad (2)$$

となる。

付録Aに示すように、準静的なばね定数 $k_{ms}$ が負であることから、一般にメニスカスのばね定数 $k_m$ は負の値をもち、2面間距離に関する非線形な関数と考えられる。付録Bで詳しく述べているが、 $(k_{dcs} + k_m) \leq 0$ であれば、式(2)の過渡解が指数関数的に増加し、質点は加振面の振動開始直後に平面ガラス基板に衝突するか、ガラス基板から遠くへ離れてしまう。一方、 $(k_{dcs} + k_m) > 0$ の場合は、過渡解は減衰し、式(2)の定常解は応答振幅を $A_{out}$ 、位相を $\varphi$ として、

$$z = A_{out} \sin(\omega t - \varphi) \quad (3)$$

と表せる。ここで、

$$A_{out} = \sqrt{\frac{k_m^2 + c_m^2 \omega^2}{(-m\omega^2 + k_{dcs} + k_m)^2 + (c_{dcs} + c_m)^2 \omega^2}} A_m \quad (4)$$

$$\varphi = \tan^{-1} \frac{k_m(c_{dcs} + c_m)\omega - c_m(-m\omega^2 + k_{dcs} + k_m)\omega}{k_m(-m\omega^2 + k_{dcs} + k_m) + (c_{dcs} + c_m)c_m \omega^2} \quad (5)$$

である。式(4)より、振幅比は、

$$\frac{A_{out}}{A_m} = \sqrt{\frac{k_m^2 + c_m^2 \omega^2}{(-m\omega^2 + k_{dcs} + k_m)^2 + (c_{dcs} + c_m)^2 \omega^2}} \quad (6)$$

で得られる。

振幅比 $A_{out}/A_m$ と位相差 $\varphi$ に対する $k_m$ と $c_m$ の影響の例を、それぞれFig. 4およびFig. 5に示す。ばね定数 $k_m$ が負の値をとるため、振幅曲線は特異な性質を示す(Fig. 4 (a))。  $k_m$ の絶対値が大きくなるに従って、振幅比がピークをとる周波数が小さくなる。これは、系の固有振動数である $\sqrt{(k_{dcs} + k_m)/m}$ が小さくなるためである。また、 $k_m$ の絶対値が大きくなるに従って、振幅曲線全体が上に押し上げられ、 $f \rightarrow 0$ での値も大きくなっていることがわかる。これは、式(6)で与えられる振幅比が、 $f \rightarrow 0$ では $|k_m/(k_{dcs} + k_m)|$ となるためである。位相差についても、 $k_m$ の変化、すなわち、固有振動数の変化によりその挙動が変化していることが分かる(Fig. 4 (b))。減衰係数 $c_m$ の影響としては、振幅曲線のピークを不明瞭にし、曲線全体を

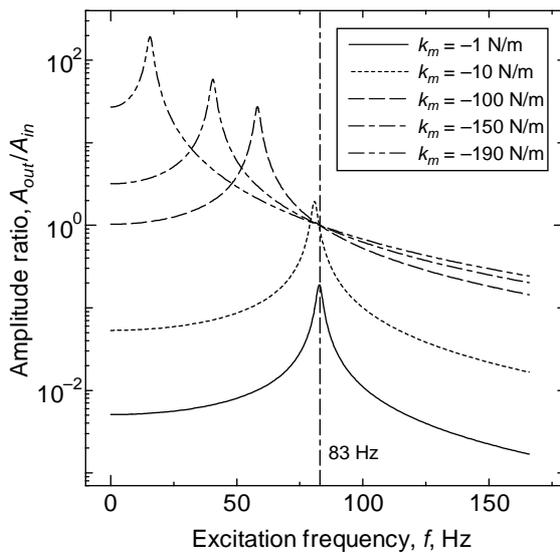
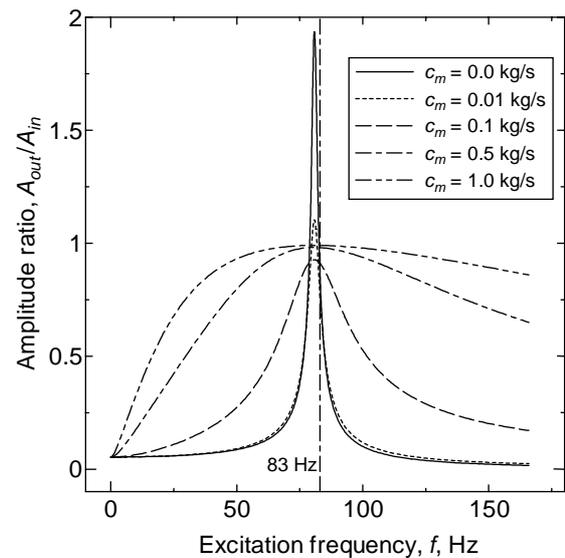
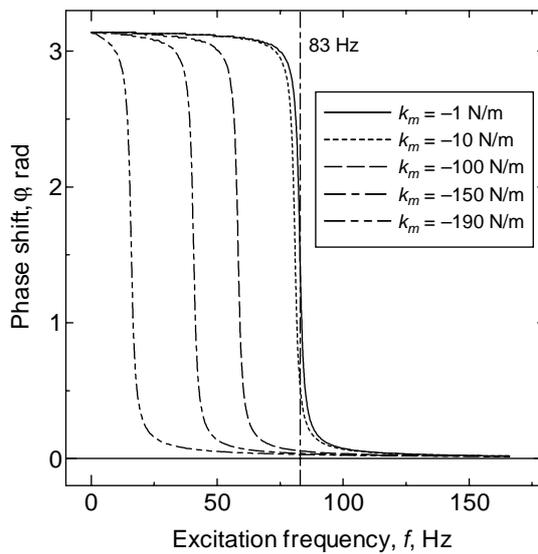
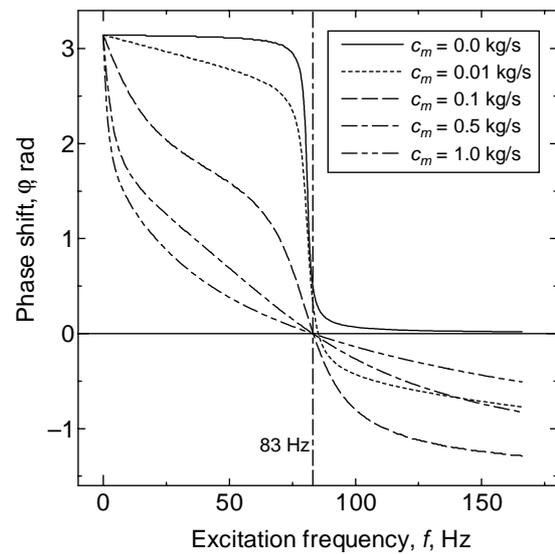
(a) Effect of  $k_m$  on the amplitude ratio(a) Effect of  $c_m$  on the amplitude ratio(b) Effect of  $k_m$  on the phase shift(b) Effect of  $c_m$  on the phase shift

Fig. 4 Effect of  $k_m$  on the amplitude ratio and the phase shift ( $c_m = 0.0$  kg/s)

Fig. 5 Effect of  $c_m$  on the amplitude ratio and the phase shift ( $k_m = -10$  N/m)

なだらかにしていることが分かる(Fig. 5 (a)) . 位相に対しては, その変化をなだらかにする(Fig. 5 (b)) . また, 固有振動数以上の振動数で,  $c_m = 0$  のときは位相差は急速にほぼ0に落ち着くが,  $c_m \neq 0$  では位相差が負になる .

### 3.2 メニスカスの動的ばね定数, 減衰係数の導出

メニスカスの動的ばね定数  $k_m$  と減衰係数  $c_m$  を, 周波数  $f$  の関数として実験値を用いて導出することを考える . 実験により振幅比と位相がわかるた

め, 式(5)および式(6)の  $\varphi, A_{out}/A_{in}$  にそれぞれ実験値を代入し,  $k_m, c_m$  について解けばそれらの値が得られることになる . しかし, これは連立2次方程式となり, その取り扱いが複雑になる . そこで, 解を式(3)のように仮定し, 式(2)に代入して  $k_m, c_m$  を求めると,

$$k_m = \frac{c_{dcs} \omega A_r \sin \varphi - (-m\omega^2 + k_{dcs}) A_r (A_r - \cos \varphi)}{A_r^2 - 2A_r \cos \varphi + 1} \quad (7)$$

$$c_m = A_r \frac{(-m\omega^2 + k_{dcs}) \sin \varphi + c_{dcs} \omega (A_r - \cos \varphi)}{\omega (A_r^2 - 2A_r \cos \varphi + 1)} \quad (8)$$

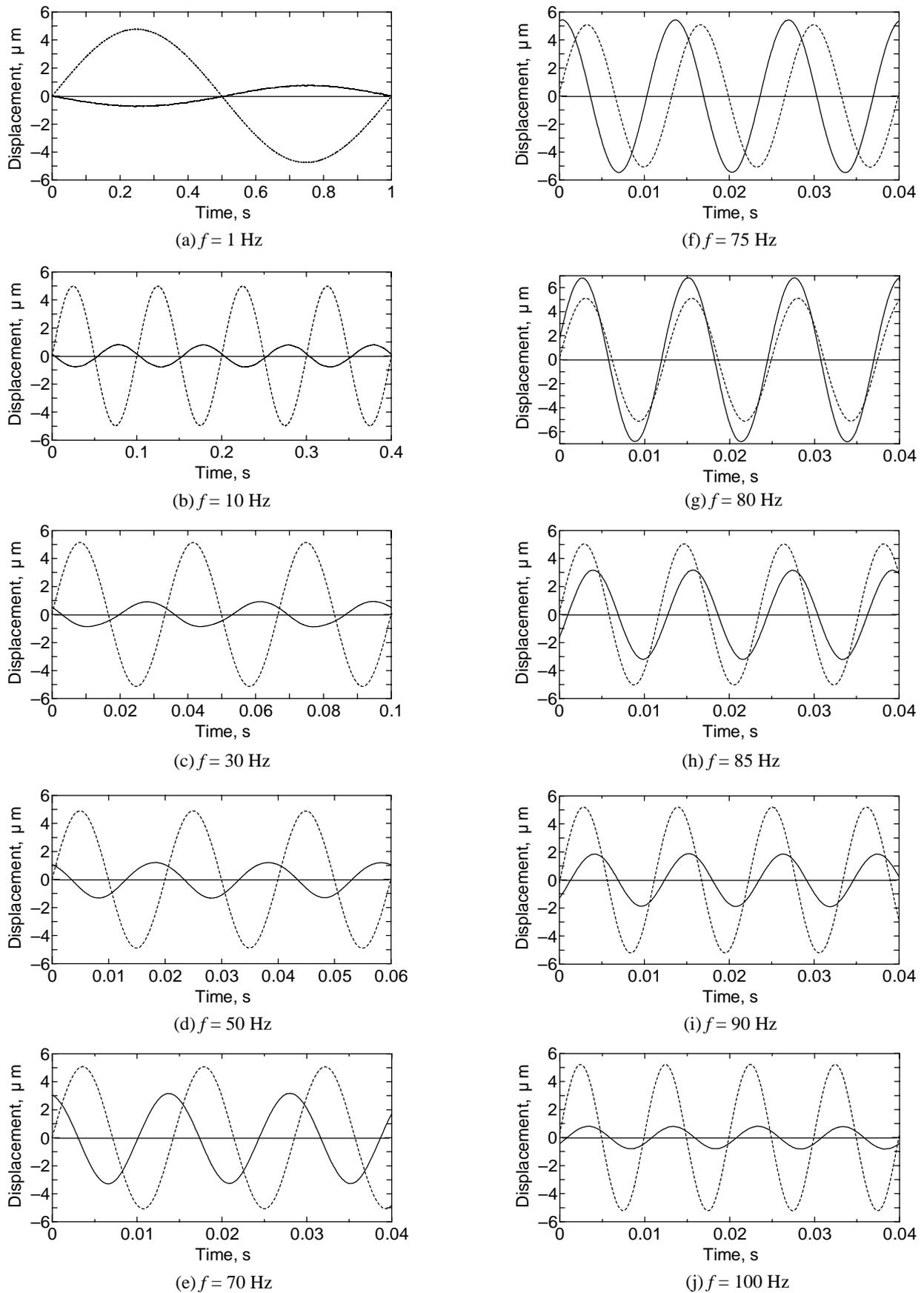


Fig. 6 Raw data for  $D_0 = 50 \mu\text{m}$  (dotted line : sinusoidal excitation, solid line : response)

となる．ここで， $A_r = A_{out}/A_m$ とした．これらの式により， $k_m, c_m$ が周波数の関数として求まる．

## 4. 実験結果

### 4.1 測定波形

本実験装置で得られた振動伝達実験測定波形の例を Fig. 6 に示す．図中の点線は正弦波状の強制振動を示し，実線は応答を示している．図より (i) 応答振幅は，1 Hz から 80 Hz 付近までは漸増し，その後は減少する（本実験装置の固有振動数は 83.0 Hz であることに注意）(ii) 加振周波数によって位相が変化する，ことがわかる．さらに (iii) すべての加振周波数  $f = \omega/2\pi$  において，正弦波状の応答が得られている．これは，微小振動の仮定によって得られた線形運動方程式(2)が，本実験条件の下での結果の解析において有効であることを示している．

ここで，本実験系は基本的には非線形系であり，応答振幅が変化することによってばね定数，減衰係数が変化し，応答波形に歪みが生じることがあり得る．本研究での非線形性は，平均 2 面間距離  $D_0$  に比べ，その変動分  $\Delta D = z - A_m \sin \omega t$  が無視できない場合に現れてくると考えられる．つまり， $\Delta D \ll D_0$ ，すなわち  $z - A_m \sin \omega t \ll D_0$  が満足されれば，ほぼ線形の現象であると考えられる．そこで， $\Delta D/D_0$  の最大値  $(\Delta D/D_0)_{max}$  を Fig. 6 のような実験波形から計算した結果を Fig. 7 に示す．Fig. 6 で

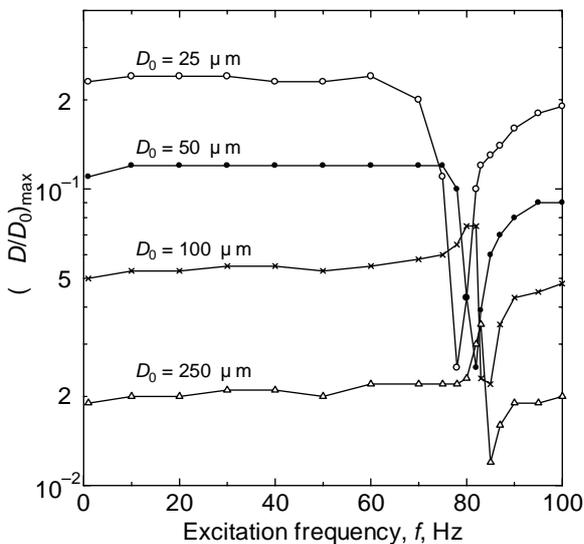


Fig. 7 Frequency dependence of  $(\Delta D/D_0)_{max}$

は，共振点近傍で応答振幅が大きくなっているが，同時に位相が 0 に近づくため  $(\Delta D/D_0)_{max}$  は小さくなるのがわかる．また，全体を通して  $(\Delta D/D_0)_{max}$  の最大値は 0.24 程度であることがわかる．このように比較的大きな比をとる場合でも，測定波形は Fig. 6 と同様，正弦波加振に対する応答として上下非対称性の無い正弦波波形が得られており，少なくとも本研究の実験条件では非線形性は認められなかった．

### 4.2 振幅比および位相差

得られた波形から振幅比を求めたものを Fig. 8 に示す．平均 2 面間距離  $D_0$  が小さくなるにつれて，振幅曲線のピークを示す振動数が小さくなるのがわかる．これは，2 面間距離によってメニスカスのばね定数  $k_m$  が変化し，前述したように，負のばね定数の値によってピークが移動することを示している (Fig. 4 (a) 参照)．また， $D_0 = 250$  mm から 100 mm ではピークの値が大きくなり， $D_0 = 100$  mm から 25 mm では小さくなっている．これらピーク値の変化は，さらに細かい周波数刻みでデータを取り，検討する必要があるが，定性的には以下のように説明できる． $D_0 = 250$  mm から 100 mm でのピーク値の急増の理由であるが，まず，2 面間距離  $D_0$  が大きく， $c_m \approx 0$ ， $c_{dcs} = 1.08 \times 10^{-2} \ll 1$  の場合，式(6)より共振点において振幅比は以下のように簡単化される．

$$\frac{A_{out}}{A_m} = \frac{\sqrt{m}}{c_{dcs}} \cdot \frac{|k_m|}{\sqrt{k_{dcs} + k_m}} \quad (9)$$

すなわち  $k_m$  が負でその絶対値が大きくなると，式(9)の分母は小さくなり，分子は大きくなるため，振幅比が大きくなるのがわかる．したがって，このようにメニスカスの減衰係数が小さい場合，2 面間距離が小さくなることによってメニスカスのばね定数の絶対値が大きくなり (Fig. A2 参照)，これにともなって  $A_{out}/A_m$  のピーク値が大きくなったと考えられる． $D_0 = 100$  mm から 25 mm においては，後述するように (Fig. 10)， $k_m$  の変化よりも  $c_m$  の変化が非常に大きく，その値も大きくなるため  $c_m$  の影響が顕在化してくるものと考えられる．さらに， $D_0$  が小さくなるにつれて振幅曲線全体がなだらかになっているのがわかる．これも，メニスカスの減衰係数  $c_m$  の影響であると考えられる (Fig. 5 (a) 参照)．

次に、位相差を Fig. 9 に示す。 $D_0$  が小さいほど、位相の変化がなだらかになっていることがわかる。また、 $D_0 = 250 \mu\text{m}$  を除けば、固有振動数以上の振動数では負の値をとる。これも、減衰係数  $c_m$  の影響として定性的に説明することができる (Fig. 4 (b), 5 (b) 参照)。

これらより、メニスカスの振動伝達特性は、Fig. 3 に示したモデルにより、定性的に説明できることがわかる。

#### 4.3 動的ばね定数と減衰係数の周波数依存性

本節では、 $k_m, c_m$  を周波数の関数として求める。

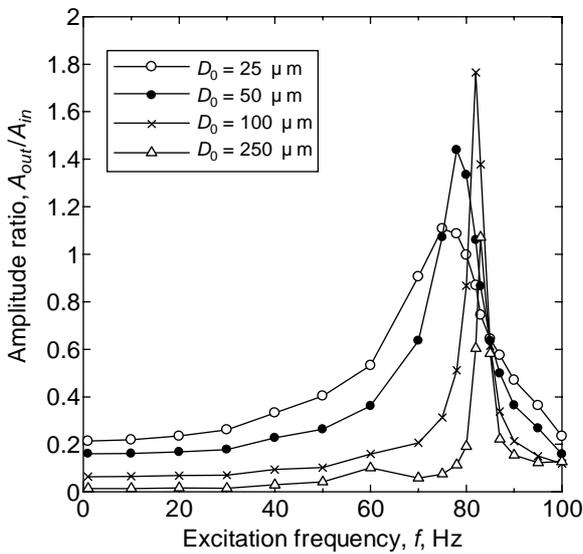


Fig. 8 Amplitude ratio obtained by the vibration transfer experiment

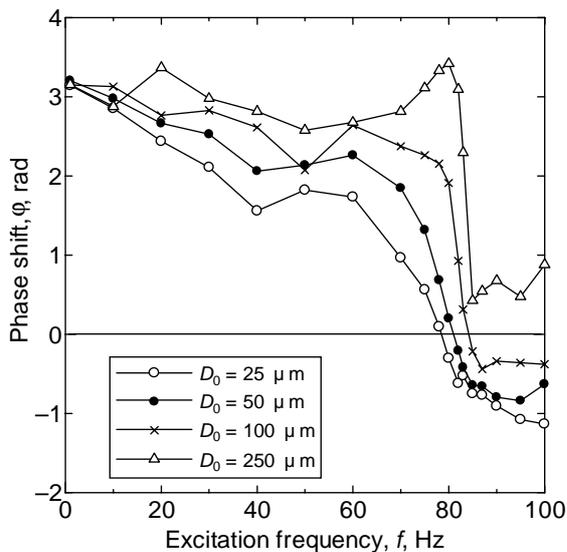
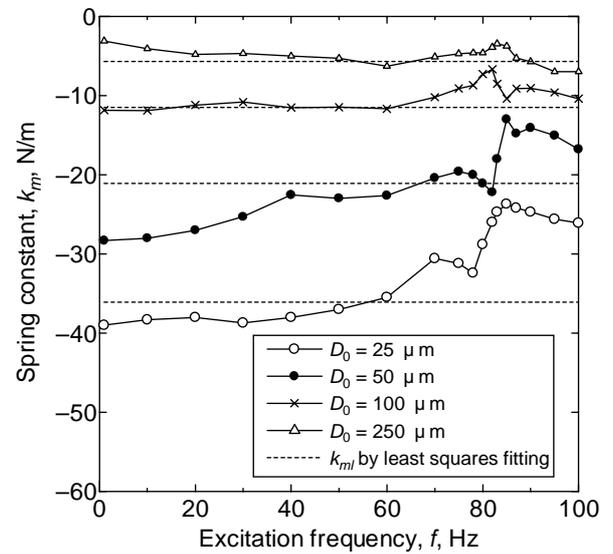
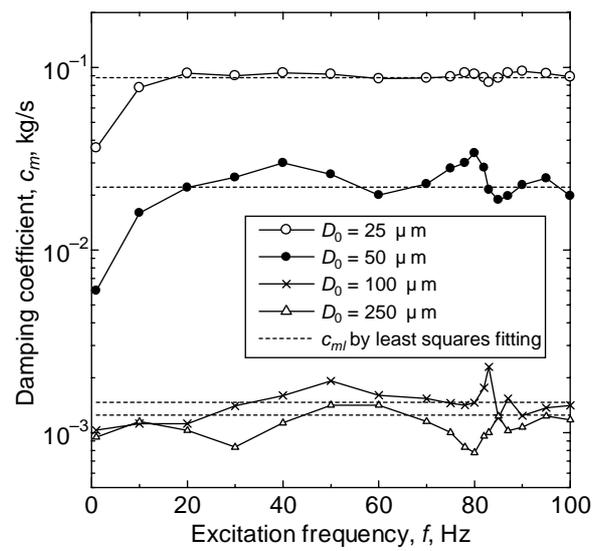


Fig. 9 Phase shift obtained by the vibration transfer experiment

振幅比  $A_r = A_{out}/A_{in}$ 、位相  $\phi$  の実験値を式(7), (8)に代入して求めた  $k_m, c_m$  を、Fig. 10 に示す。また、同図には付録 C で述べた最小二乗法により求めた、周波数に依存しない  $k_{ml}, c_{ml}$  も点線で示している。まず、Fig. 10 (a) に示すメニスカスのばね定数  $k_m$  は、平均 2 面間距離  $D_0$  が小さくなるほど、周波数依存性が強くなり、周波数が大きくなると、ばね定数の絶対値が小さくなる傾向がある。また、 $D_0$  が大きい場合は、その逆の傾向があること、および共振点近傍ではその値が大きく変動することが分かる。次に、Fig. 10 (b) に示すメニスカスの減



(a) Spring constant  $k_m$



(b) Damping coefficient  $c_m$

Fig. 10 Spring constant  $k_m$  and damping coefficient  $c_m$  as a function of frequency

衰係数  $c_m$  は、周波数依存性がほとんど見られないが、平均2面間距離  $D_0$  が小さく、かつ低周波領域において周波数依存性が強くなり、その値が急減する傾向があることがわかる。

これらの特性は、付録Aに述べた準静的理論では説明できないものである。また、付録Cに示したように、準静的理論から求めたばね定数  $k_{ms}$ 、およびスクイズ効果による液体の粘性減衰定数  $c_{msq}$  とは異なる値をとる。従って、メニスカスの効果を含む機械システムの動特性を予測する際には、このような動的な効果を考慮しなければならない。これらの結果に対する理論的な説明は今のところ困難であるが、強制振動に対するメニスカスの形状の応答に起因するものではないかと著者らは考えており、今後の課題である。

#### 4.4 実験波形との比較

本研究で求めた、周波数の関数としてのメニスカスの動的ばね定数  $k_m$  と減衰係数  $c_m$  の値を、式(4)、(5)に代入して式(3)を用いれば、球面レンズの応答が計算できる。そこで、平均2面間距離  $D_0 = 50$  mm において、加振周波数  $f = 10, 78, 100$  Hz について応答を計算し、実験結果と比較したものが Fig. 11 (a) - (c) である。また、付録Cに述べた最小二乗法による、周波数に依存しない  $k_{ml}, c_{ml}$  の値を用いた計算結果も同図に示す。図より、周波数の関数として求めた  $k_m, c_m$  の値を使用した場合は、実験波形とほとんど一致することがわかる。一方、周波数に依存しない形で求めた  $k_{ml}, c_{ml}$  を用いたものについては  $f = 78$  Hz (Fig. 11 (b)) では良い一致が得られるが、 $f = 10$  Hz (Fig. 11 (a)) では過少評価、 $f = 100$  Hz (Fig. 11 (c)) では過大評価となることがわかる。これは、式(6)の振幅曲線へのフィッティングの状況により、実験との一致の度合いが変わってくるためである。Fig. C1 の  $D_0 = 50$  mm についての結果を見れば、 $f = 10$  Hz 付近ではフィットされた曲線は実験結果より小さくなっており、振幅を過小評価する。 $f = 78$  Hz では実験結果とほぼ一致しているため、波形も一致する。同様に、 $f = 100$  Hz では曲線が実験結果よりも大きくなっているため、Fig. 11 (c) の波形の振幅が大きく出ているのである。位相についても、周波数に依存しない形で求めた場合は若干のずれが認められる。これらのことは、 $k_m, c_m$  の周波数依存性を

示した Fig. 10 から、それらの大小関係より予測できるものである。

このように、周波数の関数として求めた  $k_m, c_m$  を用いた場合は、実験結果と非常によく一致し、周波数に依存しない形で求めた場合は振幅、位相ともに曲線の一致の状況によってずれが生じる。従って、メニスカスの効果を含む機械システムの動的特性を正確に把握するためには、このような周波数に依存した動的メニスカス特性を考慮すべきである。ただし、最小二乗法を用いた場合でも、Fig. C1 に示すように、全体の定性的な性質はよく表しており、メニスカスを含む機械システムの動

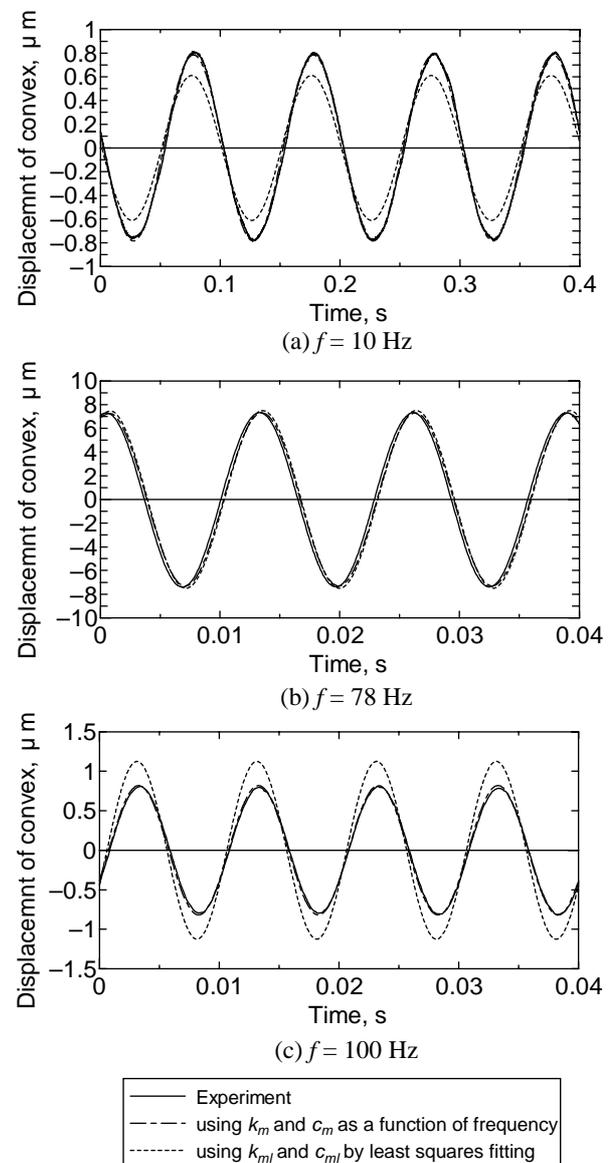


Fig. 11 Comparison between calculated and experimental responses for  $D_0 = 50 \mu\text{m}$

的特性の定性的傾向をみるには十分であると考えられる。

## 5. まとめ

動的メニスカスを測定する実験装置を開発し、これを用いてメニスカスによる振動伝達実験を行った。この実験により得られた振幅比および位相は、メニスカスを Voigt モデルで表し、微小振動を仮定した線形運動方程式から得られた結果により定性的に説明できる。

また、メニスカスの動的ばね定数および減衰係数の評価手法を確立し、それらの周波数依存性を明らかにした。ばね定数は平均 2 面間距離が小さくなると周波数依存性が強くなり、減衰係数はほとんど周波数に依存しないことがわかった。

さらに、周波数に依存したメニスカスの動的ばね定数と減衰係数、および最小二乗法による周波数に依存しない動的ばね定数と減衰係数を用いて応答の比較を行った。その結果、動的効果の重要性、とりわけ、周波数依存性を考慮することの重要性が明らかになった。

これらの結果は、メニスカスが影響を及ぼすような微小機械システムの動特性を明らかにする上で重要であり、特に計算機シミュレーションでは、本研究で述べたような動的特性を考慮して解析する必要があると考えられる。

## 謝 辞

本研究を遂行するにあたり、鳥取大学工学部応用数理工学科学学生北野修君に実験装置の製作、実験データの取得に協力して頂いた。ここに感謝の意を表す。

## 文 献

- 1) E. M. Lifshitz : The Theory of Molecular Attractive Forces between Solids, Soviet Phys. JETP, **2** (1956) 73.
- 2) J. N. Israelachvili & D. Tabor : The Measurement of van der Waals Dispersion Forces in the Range 1.5 to 130 nm, Proc. Roy. Soc. London, Ser. A, **331** (1972) 19.
- 3) H. K. Christenson : Adhesion between Surfaces in Undersaturated Vapors - A Reexamination of the Influence of Meniscus Curvature and Surface Forces, J. Colloid and Interface Sci., **121** (1988), 170.
- 4) H. Hamilton, R. Anderson & K. Goodson : Contact Perpendicular Recording on Rigid Media, IEEE Trans. Mag., **27** (1991), 4921.
- 5) H. Hamilton : Perpendicular Contact Recording on Rigid Media, Journal of the Magnetics Society of Japan, **18** - S1 (1994), 171.
- 6) K. Ono, K. Iida & K. Takahashi : Effects of Design Parameters on Bouncing Vibrations of a Single-DOF Contact Slider and Necessary Design Conditions for Perfect Contact Sliding, ASME J. Trib., **121** (1999), 596.
- 7) K. Ono & K. Takahashi : Analysis of Bouncing Vibrations of a 2-DOF Tripad Contact Slider Model With Air Bearing Pads Over a Harmonic Wavy Disk Surface, ASME J. Trib., **121** (1999), 939.
- 8) 佐藤明伸・安食賢・柳沢雅広 : ウェット方式によるコンタクト記録のHDI設計, 日本応用磁気学会誌, **21** (1997), 277.
- 9) T. Kato, S. Watanabe & H. Matsuoka : Dynamic Characteristics of an In-Contact Headslider Considering Meniscus Force Part 1: Formulation and Application to the Disk with Sinusoidal Undulation, ASME J. Trib., to be published.
- 10) L. R. Fisher & J. N. Israelachvili : Determination of the Capillary Pressure in Menisci of Molecular Dimensions, Chem. Phys. Lett., **76** (1980), 325.
- 11) L. R. Fisher & J. N. Israelachvili : Experimental Studies on the Applicability of the Kelvin Equation to Highly Curved Concave Menisci, J. Colloid and Interface Sci., **80** (1981), 528.
- 12) L. R. Fisher & J. N. Israelachvili : Direct Measurement of the Effect of Meniscus Forces on Adhesion: A Study of the Applicability of Macroscopic Thermodynamics to Microscopic Liquid Interfaces, Colloids and Surfaces, **3** (1981), 303.
- 13) J. N. Israelachvili : Intermolecular and Surface Forces, 2nd edition, Academic Press (1992).
- 14) F. M. Orr, L. E. Scriven & A. P. Rivas : Pendular Rings between Solids: Meniscus Properties and Capillary Force, J. Fluid Mech., **67** (1975), 723.
- 15) C. Gao, X. Tian & B. Bhushan : A Meniscus Model for Optimization of Texturing and Liquid Lubrication of Magnetic Thin-Film Rigid Disks, Trib. Trans., **38** (1995), 201.
- 16) K. Tanaka : Elastic Contact and Friction between Sliders and Circumferentially Textured Disks - Part II: Meniscus Force, ASME J. Trib., **120** (1998), 35.
- 17) M. C. Friedenberg & C. M. Mate : Dynamic Viscoelastic Properties of Liquid Polymer Films Studied by Atomic Force Microscopy, Langmuir, **12** (1996), 6138.
- 18) B. Bhushan, C. A. Kotwal & S. K. Chilamakuri : Kinetic

Meniscus Model for Prediction of Rest Stiction, ASME J. Trib., **120** (1998), 42.

- 19) 日本化学会編：化学便覧，基礎編 II，改訂 3 版，丸善 (1984).
- 20) J. P. Montfort & G. Hadziioannou : Equilibrium and Dynamic Behavior of Thin Films of a Perfluorinated Polymer, J. Chem. Phys., **88** (1988), 7187.
- 21) J. M. Georges, S. Millot, J. L. Loubet & A. Tonck : Drainage of Thin Liquid Films between Relatively Smooth Surfaces, J. Chem. Phys., **98** (1993), 7345.

### 付録 A : メニスカスの準静的ばね定数と粘性減衰係数

準静的なメニスカス力  $F_{ms}$  は、次式で与えられる

9) .

$$F_{ms} = 4\pi R\gamma \left( 1 - \frac{2D}{\sqrt{4D^2 + R^2\phi_0^4}} \right) \quad (A1)$$

ここで， $R$  : 球面レンズの曲率半径 ( $R = 10$  mm) ,  $\gamma$  : 液体の表面張力 ,  $D$  : 2 面間距離 ,  $\phi_0$  : 充填角 ( $\phi_0 = 0.007$  rad) である . ただし , 液体と固体の接触角は  $0$  deg と仮定している . 2 面間距離  $D$  による  $F_{ms}$  の例を Fig. A1 に示す . 2 面間距離が大きくなるに従って ,  $F_{ms}$  は小さくなるのが分かる .

メニスカスの準静的なばね定数  $k_{ms}$  は , 式(A1)を 2 面間距離  $D$  に関して微分することによって得られ , 次式となる .

$$k_{ms} = \frac{\partial F_{ms}}{\partial D} = \frac{-8\pi R^3\gamma\phi_0^4}{(4D^2 + R^2\phi_0^4)^{3/2}} < 0 \quad (A2)$$

式(A2)より ,  $k_{ms}$  は 2 面間距離の関数となり , 負の値をもつことがわかる .  $k_{ms}$  の例を Fig. A2 に示す . ここでは ,  $k_{ms}$  の絶対値がプロットされている . 図より , 2 面間距離が大きくなるに従って , メニスカスの準静的ばね定数が小さくなるのがわかる .

次に , メニスカスの減衰係数が液体の粘性によるスクイズ効果によって起こると仮定すれば , 球 - 平面間の粘性減衰係数  $c_{msq}$  は , 次式で与えられる

20, 21) .

$$c_{msq} = \frac{6\pi R^2\eta}{D} \quad (A3)$$

ここで ,  $\eta$  : 液体の粘度 ,  $D$  : 2 面間距離である .

### 付録 B : 式(2)の過渡解

本文および付録 A に述べたように , メニスカスのばね定数  $k_m$  は負の値をとるため , その解は特異な性質を示す . ここでは , 運動方程式(2)の過渡解に着目する .

式(2)の同次方程式は ,

$$m\ddot{z} + (c_{dcs} + c_m)\dot{z} + (k_{dcs} + k_m)z = 0 \quad (B1)$$

である . また , 解を  $z = \exp(\lambda t)$  と仮定して得られる式(B1)の特性方程式は ,

$$m\lambda^2 + (c_{dcs} + c_m)\lambda + (k_{dcs} + k_m) = 0 \quad (B2)$$

となる . 式(B1)の解の形は , 式(B2)の解によって次のように分類される .

(i)  $(c_{dcs} + c_m)^2 - 4m(k_{dcs} + k_m) < 0$  , すなわち ,

$(c_{dcs} + c_m)^2/4m < (k_{dcs} + k_m)$  のとき

式(B1)の解は , 次式で与えられる .

$$z = \exp(-\alpha t)(C_1\cos\omega_n t + C_2\sin\omega_n t) \quad (B3)$$

ここで ,  $C_1, C_2$  は定数 ,

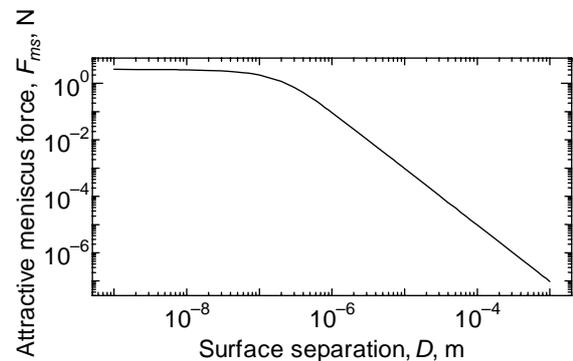


Fig. A1 Relation between the quasistatic meniscus force and the surface separation

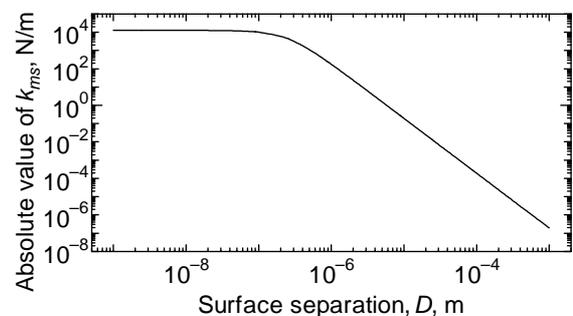


Fig. A2 Relation between the quasistatic spring constant of the meniscus bridge and the surface separation

$$\alpha = \frac{c_{dcs} + c_m}{2m} > 0$$

$$\omega_n = \frac{\sqrt{4m(k_{dcs} + k_m) - (c_{dcs} + c_m)^2}}{2m}$$

である． $\alpha > 0$ であるので，式(B3)は振動的に減衰する．

(ii)  $(c_{dcs} + c_m)^2 - 4m(k_{dcs} + k_m) = 0$ ，すなわち，

$$(c_{dcs} + c_m)^2 / 4m = (k_{dcs} + k_m) \text{ のとき}$$

式(B1)の解は，

$$z = (C_1 + C_2) \exp(-\alpha t) \quad (\text{B4})$$

となり，振動せずに減衰していく．

(iii)  $(c_{dcs} + c_m)^2 - 4m(k_{dcs} + k_m) > 0$ ，すなわち，

$$(k_{dcs} + k_m) < (c_{dcs} + c_m)^2 / 4m \text{ のとき}$$

特性方程式(B2)の解は，

$$\lambda_1 = \frac{-(c_{dcs} + c_m) + \sqrt{(c_{dcs} + c_m)^2 - 4m(k_{dcs} + k_m)}}{2m}$$

$$\lambda_2 = \frac{-(c_{dcs} + c_m) - \sqrt{(c_{dcs} + c_m)^2 - 4m(k_{dcs} + k_m)}}{2m}$$

となる ( $\lambda_1, \lambda_2$  は実数)．従って，式(B1)の解は，

$$z = C_1 \exp(\lambda_1 t) + C_2 \exp(\lambda_2 t) \quad (\text{B5})$$

となる．ここで， $\lambda_2 < 0$ であるため，式(B5)の第2項  $C_2 \exp(\lambda_2 t)$  は常に減衰していく．しかし，第1項は  $\lambda_1$  の符号によって次のように変わる．

(iii-a)  $\lambda_1 < 0$ ，すなわち，

$$0 < (k_{dcs} + k_m) < (c_{dcs} + c_m)^2 / 4m \text{ のとき}$$

式(B5)の第1項  $C_1 \exp(\lambda_1 t)$  は，指数関数的に減衰する．よって，この時は式(B5)は全体に減衰する解となる．

(iii-b)  $\lambda_1 \geq 0$ ，すなわち  $(k_{dcs} + k_m) \leq 0$  のとき

式(B5)の第1項  $C_1 \exp(\lambda_1 t)$  は，減衰せず，指数関数的に増大するか，定数として残る．従って，質点は釣合位置すなわち平均2面間距離の位置に留まることができず，加振開始直後に平面ガラス基板に衝突するか，遠くに離れていってしまう．どちらに移動するかは，加振開始時に加振面が質点に近づく方向か遠ざかる方向かによって決まる．式(2)の一般解は，式(B5)と式(3)の和として，

$$z = C_1 \exp(\lambda_1 t) + C_2 \exp(\lambda_2 t) + A_{out} \sin(\omega t - \phi) \quad (\text{B6})$$

で与えられる．例えば，初期条件を  $t = 0$  で  $z = 0$ ， $dz/dt = 0$  とすると，定数  $C_1, C_2$  は次のようになる．

$$C_1 = \frac{(-m\omega^2 + k_{dcs} + k_m)(c_m \lambda_2 - k_m) - (c_{dcs} + c_m)(c_m \omega^2 + k_m \lambda_2)}{(\lambda_1 - \lambda_2) \{ (-m\omega^2 + k_{dcs} + k_m)^2 + (c_{dcs} + c_m)^2 \omega^2 \}} \omega A_{in}$$

$$C_2 = \frac{(-m\omega^2 + k_{dcs} + k_m)(k_m - c_m \lambda_1) + (c_{dcs} + c_m)(c_m \omega^2 + k_m \lambda_1)}{(\lambda_1 - \lambda_2) \{ (-m\omega^2 + k_{dcs} + k_m)^2 + (c_{dcs} + c_m)^2 \omega^2 \}} \omega A_{in}$$

従って，定数  $C_1$  の符号は主に  $A_{in}$  によって決まることがわかる． $C_1 < 0$  の場合はガラス基板に衝突し， $C_1 > 0$  の場合は遠くへ離れてしまう．

これらより  $(k_{dcs} + k_m) > 0$  の場合は，過渡解が減衰し，質点が釣合位置で安定に振動することができる．言い換えれば  $(k_{dcs} + k_m) \leq 0$  の場合は，メニスカスによる振動伝達実験を行うことが困難になる．本研究においては，平行板ばねのばね定数  $k_{dcs} = 197 \text{ N/m}$  であり，メニスカスの動的ばね定数の最大値は，周波数に依存するデータ (Fig. 10 (a)) により， $k_m \approx -39 \text{ N/m}$  であるから  $(k_{dcs} + k_m) \approx 158 \text{ N/m}$  となり  $(k_{dcs} + k_m) > 0$  の範囲で実験を行っていることがわかる．

#### 付録 C：式(6)を用いた最小二乗法による動的ばね定数と減衰係数の計算

本文第4.3節のように，一般的にはばね定数  $k_m$  および減衰係数  $c_m$  の値は周波数の関数であると考えられるが，簡単のため周波数依存性はないと仮定し，振幅曲線に最小二乗法を適用して  $k_m, c_m$  の値を求めることにし，これを  $k_{ml}, c_{ml}$  とする．このような仮定の利点は，メニスカス力が影響するような微小機械システムの計算機シミュレーションに，得られた定数の値を容易に組み込めることである．

式(6)を用いて最小二乗法を適用した結果を Fig. C1 に示す．すべての平均2面間距離  $D_0$  に対して比較的良い一致を示すことがわかる．また，得られた  $k_{ml}, c_{ml}$  の値を Fig. C2 (a), (b) にそれぞれ示す．Fig. C2 には，式(A2)を用いて計算した準静的ばね定数  $k_{ms}$  および式(A3)による粘性減衰係数  $c_{msq}$  も同時に示している．これらより，動の実験から得られたメニスカスのばね定数  $k_{ml}$  は，準静的理論によるばね定数  $k_{ms}$  よりもその絶対値が大きく，また，減衰係数  $c_{ml}$  は，スクイズ効果による粘性減衰係数  $c_{msq}$  よりも小さいことがわかる．

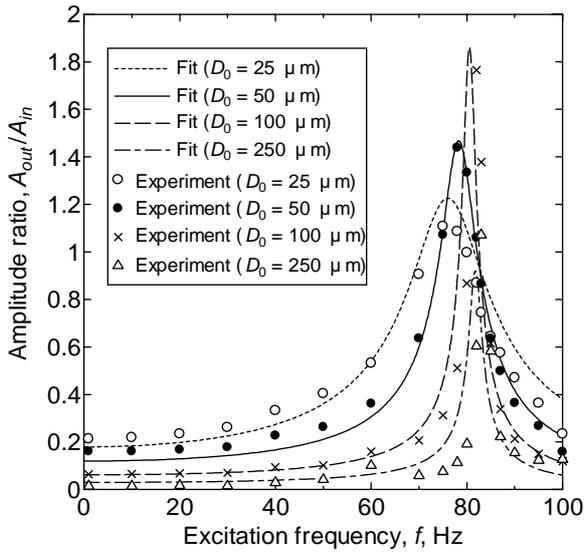
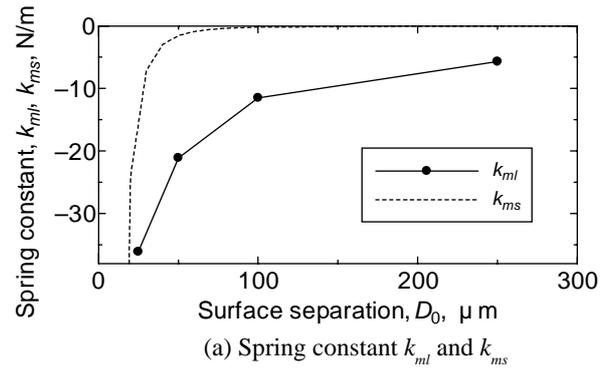
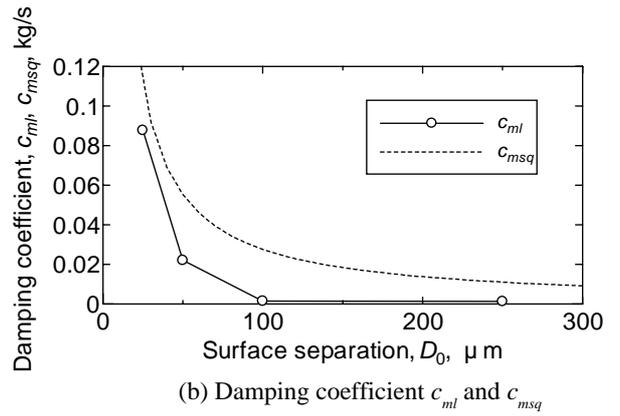


Fig. C1 Results of the least squares fitting to eq. (6)



(a) Spring constant  $k_{ml}$  and  $k_{ms}$



(b) Damping coefficient  $c_{ml}$  and  $c_{msq}$

Fig. C2 Spring constant  $k_{ml}$  and damping coefficient  $c_{ml}$  by the least squares fitting