粗さ表面の Lennard-Jones 表面力を考慮した球面と平面の接触特性の数値解析法*

小野 京右^{*1}Numerical Analysis Method of Adhesive Contact Mechanics between a Sphere and a Flat
Considering Lennard-Jones Surface Forces of Noncontacting Rough SurfacesKyosuke ONO^{*1}^{*1}Mechanical Engineering Research Laboratory, Hitachi Ltd.
Kiri-hara-cho 1, Fujisawa-shi, Kanagawa-ken, 252-8588 Japan

A new numerical analysis method for elastic adhesive contact mechanics between a sphere and a flat with a sub-nanometer roughness is presented by taking account of Lennard-Jones (LJ) surface forces. In contrast to conventional theories, the LJ forces of contacting asperities and all noncontacting rough surfaces are taken into account. Elastic deformation of mean height surfaces is also taken into account. Convergent solutions obtained by a simple under-relaxation iteration method are shown for two contact models: 2-mm radius glass slider and magnetic disk with relatively large roughness, and 20-mm radius head model contacting with a magnetic disk with low roughness. Comparison of this new theory with previous theory considering LJ surface forces of mean height surfaces and modified Chang-Etsion-Bogy theory with and without deformation of mean height surfaces are presented. It is found that the present theory gives the largest external adhesion force and that this theory tends to approach the mean height surface theory as roughness height decreases to zero.

Key Words : Nanotribology, Contact Mechanics, van der Waals Forces, Lennard-Jones Forces, Head-Disk Interface

1. 結 言

Lennard-Jones (LJ) 表面力 (以下では LJ 表面力とも略称する) に基づく固体壁面の吸着・接触現象は, 1970 年代より表面科学の基礎分野で研究されてきたが⁽¹⁻⁶⁾, 近年, 磁気ディスク装置や MEMS のトライボロジー分野で関心が高まっている. 磁気ディスク記憶装置のヘッド・ディスクインタフェース技術における, van der Waals (vdW) force に関する研究の経緯についてはすでに前報⁽⁷⁾で述べた. 最近では, 発熱素子によってヘッド近傍を熱膨張突出させる Thermal Flying Height Control (TFC と略す. Dynamic Flying Height Control (DFC)とも呼ばれる)が採用され⁽⁸⁾, ヘッドとディスク (潤滑膜がある場合は潤滑膜の表面) の平均高さ面間のすきまは 2~3 nm 以下となりつつあり, 間欠接触によるヘッドやディスク媒体の摩耗信頼性確保が重要な課題となっている. また各ヘッドの浮上すきまを校正するために TFC によりヘッドをディスクに軽く接触させるので, 微小な粗さと LJ 表面力を考慮して接触時の特性を詳細に明らかにすることが重要になっている. 筆者の解析によれば, 潤滑剤の流動成分の平均厚さが 0.3 nm 以下になると定常的なメニスカス架橋長さは最大でも 1 nm 以下となる. よって潤滑剤の流動成分の厚さを極力小さくした場合の TFC ヘッドの非接触記録の限界は固体面間の LJ 表面力に支配されると考えられる.

従来, 粗さ突起接触時の LJ 表面力を考慮した平面・平面接触モデルに対する理論として Chang-Etsion-Bogy (CEB)理論⁽⁹⁾があり, 更に表面に潤滑薄膜が存在する場合の吸着・接触理論として Stanley-Etsion-Bogy (SEB)理論⁽¹⁰⁾がある. これらの理論では, 接触突起の LJ 表面力と非接触突起の LJ 表面力とを考慮している. しかしこれらの理論では Greenwood-Williamson (GW)⁽¹¹⁾の突起接触モデルを前提としており, 粗さ平均高さ以下の表面は注目していないといってよい. よって接触面間距離が, 粗さ平均面およびそれ以下の面の LJ 表面力も無視できないほ

* 原稿受付 2011 年 1 月 5 日

^{*1} 正員, 名誉員, 日立製作所 機械研究所 (〒252-8588 神奈川県藤沢市桐原町 1)
(現: 〒東京都八王子市南陽台 2-27-4)
E-mail: ono_kyosuke@nifty.com

ど小さくなってくると、LJ 表面力を過小評価すると考えられる。またこれらの理論では、突起間干渉、即ちバルク変形ないし平均面間の変形は無視されている。この仮定は曲面の接触では成立しないことはもちろんであるが、飯田・小野⁽¹²⁾および小野・山根⁽¹³⁾らは、平面同士の接触でも、磁気ヘッドとディスクの接触の場合のように粗さ高さが小さく突起密度が大きい場合には成立しないことを示した。即ち、接触突起の干渉量が突起高さの rms 値以上になると、突起剛性が平均面の剛性より大きくなるため、平均面の変形が支配的となり、また吸着力の不連続的な変化および吸着・分離過程のヒステシス現象が生じやすくなる。更に、突起表面のみを考慮する粗さ接触理論は、粗さ高さが限りなく小さくなっていったとき、粗さのない表面の吸着・接触理論に漸近しない。

このような観点から筆者は、TFC ヘッド面を等価的な球面と見なしたときのヘッドと媒体の LJ 表面力による弾性接触問題を解析してきた。特に実際のヘッド面とディスク面の粗さ高さはサブナノメートル以下になっているので、平均面間と接触突起の LJ 表面力と弾性変形に注目した吸着・接触特性を解析する手法を開発してきた。まず、平均面間の吸着・接触特性に注目し、磁気ディスクにおける非接触記録の限界は約 1 nm 程度であること、またヘッドとディスクが接触したとき、平均面間の吸着力がメニスカス力以下となるには接触粗さ高さが 0.5 nm 以上にする必要があることを示した⁽¹⁴⁾。次に粗さ突起における LJ 表面力を明確にするため、半径 1 μm の粗さ突起の表面に更に原子間平衡距離 z_0 近傍の極微小な粗さが存在すると仮定した場合の接触特性を解析し、平均面間が z_0 にほぼ等しい場合には、2 面の押し込み量が增大しても接触面内の LJ 表面力はゼロとなるため、接触面の Tabor パラメータ^(5, 15)の値いかんにかかわらず剛体球と平面の吸着力で表わされること、相互作用力は極微小粗さ高さに左右されずほぼ一定の特性を示すこと、および実験的に計測できる表面エネルギーと Hamaker 定数との一般的な関係を示した。更に、接触突起と平均面間の LJ 表面力を考慮して吸着・接触力特性を解析する簡易手法を示した^(16, 17)。次に、平均面間と接触突起の LJ 表面力と弾性変形を考慮して球面と平面の吸着・接触特性を解析する手法を提案し、TFC ヘッドの接触時の吸着力の増大を抑圧しつつヘッド・ディスク面間すきまを小さくするには、突起半径を小さく、突起密度を大きくする必要があることを明らかにした^(7, 18)。

しかし、非接触面の LJ 表面力が平均面間の LJ 表面力にほぼ等しくなるのは、平均面間距離より粗さ高さが十分小さい領域であり、突起接触状態の特性解析では、接触面積が小さく且つ平均面間距離が小さい場合にのみ有効と考えられる。LJ 表面力は 2 面間の距離の 3 乗に逆比例するので、粗さ高さの大きい部分の LJ 表面力の寄与が大きく、谷に近い領域の LJ 表面力の寄与は小さい。よって粗さを小さくしていったときの非接触記録の限界すきまを議論する場合にはよいが、接触時の突起による間隙が 1 nm 以上となる場合の非接触面の LJ 表面力を平均面間の LJ 表面力で評価すると、過小評価することになると考えられる。

そこで本論文では、粗さ高さの確率分布を考慮した非接触面の LJ 表面圧力と、接触突起の LJ 表面力、および Hertz 接触反力を考慮した吸着・接触理論（粗さ高さ面理論または Rough Height Surface (RHS)理論とよぶ）を提案する。また本理論に基づき、前報で示した半径 2 mm の球面ガラススライダと磁気ディスクの吸着・接触問題と、最近の磁気ディスクに近い表面粗さパラメータを用いた半径 20 mm の TFC ヘッドモデルと磁気ディスクの吸着・接触特性を計算し、従来の CEB 理論を修正した理論（Modified CEB 理論を略して MCEB 理論と呼ぶ）および筆者が提案してきた平均面間の LJ 表面力による理論（以下では平均面理論または Mean Height Surface(MHS)理論とよぶ）を比較的に示す。

まず 3 章では、解析モデル、RHS 理論および数値解析法を述べる。また比較する MHS 理論と MCEB 理論も簡単に説明する。第 4 章では、まず平均面の弾性変形を無視し突起だけの弾性変形を考慮した場合の吸着・接触特性を比較的に示す。次に平均面の弾性変形をも考慮して 2 種類の粗さ特性をもつ球面と平面の吸着・接触特性の計算結果を比較的に議論する。第 5 章では本研究の結論を述べる。

2. 記号・単位

- A : Hamaker 定数 [J]
- E^* : 接触面の合成ヤング率 [Pa]
- F_{ex} : 球面から平面へ作用する外力の総和 ($= F_{Lncr} + F_{Lca} - F_H$) [N]
- F_H : 平面から球面に作用する接触突起の Hertz 接触力 [N]
- F_{Lca} : 平面に作用する接触突起の LJ 力 [N]
- F_{Ljm} : 平面に作用する平均面間の LJ 力 [N]

- F_{LJca} : 平面に作用する非接触突起の LJ 力 [N]
 R : 球面の曲率半径 [m]
 R_a : 粗さ突起の曲率半径 [m]
 $O-r\theta, O-s\phi$: 円筒座標系
 P_{LJ} : 平行平面間に作用する LJ 圧力 [Pa]
 P_{LJca} : 平面に作用する接触突起の LJ 圧力 [Pa]
 P_{LJnca} : 平面に作用する非接触突起の LJ 圧力 [Pa]
 P_{LJncr} : 平面に作用する非接触粗さ面の LJ 圧力 [Pa]
 P_{LJm} : 平面に作用する平均面間の LJ 圧力 [Pa]
 P_H : 球面に作用する突起の Hertz 接触圧力 [Pa]
 P_{rH} : 接触突起の真実 Hertz 接触圧力 [Pa]
 P_{ex} : 球面から平面に作用する総外圧力 ($= P_{LJca} + \alpha P_{LJncr} - P_H$)
 a : 解析領域半径 [m]
 b : 球面の z 座標高さ
 d : 球面の頂点の z 座標位置, 接近量 [m]
 $h(r)$: 球面と平面のすきま分布 [m]
 h_a : z_m からの平均すきま分布 ($= h_m - z_m$) [m]
 h_m : 平均面間のすきま分布 ($= b - w$) [m]
 h_0 : 球面頂点と平面の平均面間の最小すきま [m]
 $w(r)$: 平面の平均面の変形分布 [m]
 $w_G(r)$: 単位力による平面の変形分布 [m/N]
 z_a : 突起頂点の突起平均高さ z_m からの z 座標 [mm]
 z_m : 粗さ突起高さの平均値 [mm]
 z_r : 粗さ高さの z 座標 [mm]
 z_0 : 原子間平衡距離 [mm]
 α : 非接触面の LJ 圧力に寄与する面積比
 α_m : 平均面(MHS)理論における α の値
 α_r : 粗さ高さ面(RHS)理論における α の値
 $\Delta\gamma$: 接触による接触面の表面エネルギー減少量 [N/m]
 $\phi_a(z_a)$: 突起高さ z_a の確率密度関数
 $\phi_r(z_r)$: 粗さ高さ z_r の確率密度関数
 η_a : 接触突起の LJ 圧力に寄与する面積比
 η_H : Hertz 接触における真実接触面積比
 η_r : 粗さ高さ分布の接触領域の確率 (面積比)
 σ_a : 突起高さの rms 値 [m]
 σ_r : 粗さ高さの rms 値 [m]
 ρ : 粗さ突起密度 [μm^{-2}]

3. 理論解析法

3・1 解析モデルと基礎方程式

本論文では, 平均面が球と平面の吸着・接触問題を対象とし, 接触突起による LJ 圧力と接触しない面の粗さ高さ分布を統計的に考慮した LJ 圧力の和として求める理論を論じる. 粗さ高さがサブナノメータになると表面の平均面近傍や谷の部分の LJ 表面力をも考慮する必要があると考えられるからである. 本理論は直交座標系を用いれば任意の形状をもつ曲面の吸着・接触問題に適用できる.

図 1(a) に球面と平面との吸着・接触問題の解析モデルと座標を, また図 1(b) に局所的な粗さ接触の解析モデルを模式的に示す. 接触問題で一般に行われるように, 球面側は粗さのない滑らかな剛体面とし, 球面側の弾性

Fig. 1 Analytical model of spherical slider-disk contact

特性と粗さ特性は等価的に平面側で表現する．球面と平面の変形は軸対称なので，相互作用力のない平面の平均粗さ高さ面上に原点を有し，球面の頂点を通る垂直線を z 軸とする静止円筒座標系 $O-r\theta z$, $O-s\varphi z$ を設定する．

球面の曲率半径を R ，頂点の z 座標高さを d とし，球面の z 座標高さを b とすると， b は

$$b = r^2/(2R) + d \quad (1)$$

で与えられる．また，平面の平均高さ面の変形を w ，平面の平均面からの粗さ高さを z_r とし，球面と平面のすきまを h とすると，

$$h = b - (w + z_r) = h_m - z_r \quad (2)$$

の関係がある．ここで $h_m (= b - w)$ は平均面間のすきまである．一方，平均突起高さ z_m からの各突起頂点の z 座標を z_a とすると，突起位置の h は z_a , z_m を用いて次式でも表わされる．

$$h = b - (w + z_m + z_a) = h_a - z_a \quad (3)$$

ここで $h_a (= b - w - z_m = h_m - z_m)$ は，平均突起高さからの球面の平均すきまである．

接触突起の吸着・接触力に関する表面粗さのパラメータは，平均突起高さ z_m ，そこからの各突起頂点の高さ z_a ，突起の平均的曲率半径 R_a ，および突起密度 ρ である．突起は等方性でその高さの rms 値を σ_a ，高さ分布の確率密度関数を $\phi_a(z_a)$ とする．また本理論における非接触面の LJ 圧力を計算するパラメータは，粗さ高さの rms 値 σ_r およびその確率密度関数 $\phi_r(z_r)$ である．平均突起高さ z_m は突起の変形によって変化するが，変形のない初期値の値を用いている．

平面に作用する圧力は，非接触面の粗さ高さ分布を考慮した統計的な LJ 圧力 P_{LJcr} ，接触突起部の統計的な LJ 圧力 P_{LJca} ，接触突起による統計的な Hertz 接触圧力 P_H である．両面が粗さ接触したときの平面の平均面の変形 w (上側を正とする) は接触面間に作用する総合圧力を P_{ex} (上側を正) とすると，次式で与えられる．

$$w(r) = \iint P_{ex} w_G(r, s, \theta - \varphi) ds d(\theta - \varphi) \quad (4)$$

ここで P_{ex} は次式で与えられる．

$$P_{ex} = \alpha P_{LJcr}(h_m) + P_{LJca}(h_a) - P_H(h_a) \quad (5)$$

式(4)において, w_G は位置 (s, φ) の半無限体平面に作用する単位集中力による観測位置 (r, θ) の弾性変形分布 (Green 関数) で, 次式で表される⁽¹⁹⁾.

$$w_G(r, s, \varphi, \theta) = \frac{1}{\pi E^* \sqrt{r^2 + s^2 - 2rs \cos(\theta - \varphi)}} \quad (6)$$

ここで, E^* は接触面の合成ヤング率で, 両面のヤング率を E_1, E_2 , ポアソン比を ν_1, ν_2 とすると, 次式で与えられる.

$$\frac{1}{E^*} = \frac{1 - \nu_1^2}{E_1} + \frac{1 - \nu_2^2}{E_2} \quad (7)$$

次に式(5)の各圧力について説明する. すきま h の平行な平面間に作用する LJ 圧力 P_{LJ} は, Hamaker 定数を A とすると次式で与えられる.

$$P_{LJ}(h) = \frac{A}{6\pi h^3} \left\{ 1 - \left(\frac{z_0}{h} \right)^6 \right\} \quad (8)$$

よって非接触接面の統計的な LJ 圧力 P_{LJnr} は, 球面と平面の平均面からの距離は h_m なので, 式(8)を用いて次式で与えられる.

$$P_{LJnr}(h_m) = \int_{-\infty}^{h_m - z_0} P_{LJ}(h) \phi_r(z_r) dz_r \quad (9)$$

ここで定積分の上限値を h_m ではなく $h_m - z_0$ としているのは, 後述するように 2 面は接触間隙 z_0 をもつと考えているためである.

次に図 1(b) の粗さ接触のモデルを参照して接触突起による LJ 圧力 P_{LJca} を考える. 従来, 球面と平面の LJ 表面力に関する理論には, 接触面内だけの LJ 圧力のみを考慮したモデルによる Jhonson-Kendall-Robert (JKR) 理論⁽¹⁾ と接触面内の吸着力を無視し, 周囲の吸着圧力のみを考慮した Derjaguin-Muller-Toporov (DMT) 理論⁽²⁾ がある. 前者はヤング率が小さく球の半径が大きく接触面積が大きい場合 (Tabor パラメータ⁽¹⁵⁾ が大) に成り立ち, その逆の場合には後者が近似できると考えられ, CEB 理論でも後者の仮説に立っている.

ところで DMT 理論モデルも JKR 理論モデルも粗さ突起面の接触は粗さのない面を前提としているが, そもそも実際の表面はフラクタル性があるから粗さ突起表面の粗さ高さが z_0 以下になっているとは考えにくい. このような観点から前報^(16, 17) では, 半径 $1 \mu\text{m}$ の突起と平面との間隙が極微小粗さや摩耗粉で z_0 前後のすきま h_0 をもっていると仮定した場合の吸着・接触特性を式(4)~(6) 等を用いて数値解析した. その結果, 接触突起の吸着力は, 一般に, 接触面積と式(8)の積と, すきま h_0 をもつ剛体の球と平面の吸着力の和で近似的に与えられること, したがって接触面のすきまが $h_0 = z_0$ のときには, Tabor パラメータ値と押し込み量のいかんにかかわらず LJ 吸着力は一定値

$$F_{LJ*} = \frac{AR_a}{8z_0^2} \quad (10)$$

により近似できることを明らかにした. 式(10)は後述する剛体の球と平面の LJ 表面力(22)から得られる式に一致する. 一方表面エネルギーが $\Delta\gamma$ で表わされる剛体の球面と平面の吸着力は Derjaguin により

$$F_a = 2\pi R_a \Delta\gamma \quad (11)$$

で表わされることはよく知られている⁽²⁰⁾．そこで式(10)と式(11)が等しいとおくと，よく知られた表面エネルギーと Hamaker 定数との関係式

$$A = 16\pi z_0^2 \Delta\gamma \quad (12)$$

が得られる．

そこで本理論では，突起接触面の間隙がほぼ z_0 に近づいているとの仮説を前提に，接触突起の吸着力は Tabor パラメータと接近量 d の値にかかわらず式(11)で表わされると考える．実際突起半径が 10 nm 以下になると Hertz 接触応力は表面材料の降伏応力を超えるようになるので，極微小突起は塑性変形し接触間隙に停留する．式 (8) から分かるように，突起と平面の間隙が z_0 より大きければ，急激に増大する引力により極微小突起ないし摩耗粉は圧縮され，また z_0 より小さければ斥力が生じるので z_0 の間隙で安定していると仮定するのが合理的と考えられる．そしてこの場合，突起球面と平面とは間隙 z_0 のとき接触したと考えるのが妥当と考えられる．なお前報⁽⁷⁾ では，粗さ突起の接触間隙が厳密に z_0 でなくても z_0 の近傍にあれば，吸着力と Hertz 反力の差である相互作用力特性は接触間隙によってあまり変化しないことも明らかにしている．したがって，全吸着力の中で，接触突起による吸着力が支配的な場合には，本理論は接触突起面のすきまが厳密に z_0 でなくても有効である．また逆に，接触突起による LJ 表面力が非接触面の LJ 表面力に対して無視できる微小間隙の領域では，もちろん本理論は有効である．

かくして接触突起による単位面積当たりの統計的な LJ 圧力 P_{Lca} は

$$P_{Lca}(h_a) = 2\pi R_a \Delta\gamma \rho \int_{h_a - z_0}^{\infty} \phi_a(z_a) dz_a \quad (13)$$

で与えられる．

一方，突起部の接触反力は，Hertz 接触反力で与えられ，Hertz 接触反力による平均接触圧力は接触突起の反力の総和に突起密度をかけて次式で与えられる．

$$P_H(h_a) = \frac{4}{3} E^* \rho R^{1/2} \int_{h_a - z_0}^{\infty} (z_a - h_a + a_0)^{3/2} \phi_a(z_a) dz_a \quad (14)$$

次に式(5)において，非接触粗さ面の LJ 圧力の係数にある α は，接触突起の吸着力に寄与する面積比を除いた非接触面の LJ 圧力に寄与する面積比である．上述のように，接触突起部の吸着力は Hertz 接触する接触面とその周辺の面積を含んでいる．一方，粗さ高さ α と干渉する粗さ面の面積は球面が突起と Hertz 接触する真実接触面積とほぼ同じであると考えられるので，これらより大きい接触突起の吸着力に寄与する面積比を除去する必要がある．まず，接触した粗さ高さの面積比 η_r は次式で与えられる．

$$\eta_r(h_m) = \int_{h_m - z_0}^{\infty} \phi_r(z_r) dz_r \quad (15)$$

接触突起の LJ 表面力に寄与する有効半径を r_{ef} とすると，接触突起の有効面積比は次式で表わされる．

$$\eta_a(h_a) = \pi \rho \int_{h_a - z_0}^{\infty} r_{ef}^2 \phi_a(z_a) dz_a \quad (16)$$

一方、干渉量が $(z_a - h_a + z_0)$ となる接触突起の Hertz 接触半径 r_H は

$$r_H = \{R_a(z_a - h_a + z_0)\}^{1/2} \quad (17)$$

で与えられ、Hertz 接触の接触面積比 η_H は、

$$\eta_H(h_a) = \pi \rho \int_{h_a - z_0}^{\infty} R_a(z_a - h_a + z_0) dz_a \quad (18)$$

で与えられる。

次に接触突起の LJ 圧力に寄与する面積の半径 r_{ef} と接触半径 r_H との関係を、半径 R_a の接触突起の吸引圧力が生じる領域を数値計算することによって調べた。 r_{ef} を、接触突起周辺の吸引圧力が最大値の 10% に低下する半径 (吸引力で約 85% の領域に相当する) とすると、 r_{ef} と r_H の関係は、 R_a を変化させても、接触押し込み量が 1 nm の範囲内では

$$r_{ef} = 2r_H / 3 + \lambda \quad (19)$$

で近似的に表わされることが分かった。ここで λ は主として R_a により決まる値で、以下に示す $R_a = 1.24 \mu\text{m}$ および 20 nm の場合、それぞれ $\lambda = 23 \text{ nm}$ および 3.5 nm であった。かくして式(5)の α は次式の α_r で与えられる。

$$\alpha_r = \frac{1 - \eta_a}{1 - \eta_r} \quad (20)$$

式(20)の意味は、非接触粗さ面の LJ 圧力を、まず全粗さ平面の LJ 圧力に変換してから、接触突起の LJ 力に寄与しない面積比をかけていることが理解されよう。なお、Hertz 接触の見掛けの圧力は式(14)で与えられるが、真実接触面積で平均化した真実接触圧力 P_{rH} は次式で与えられる。

$$P_{rH} = P_H / \eta_H \quad (21)$$

以上が本理論の基礎式である。

数値計算で比較する CEB 理論では、接触突起の LJ 圧力は式(13)で、Hertz 圧力は式(14)で与えられる。ここで接触突起の LJ 力について、Chang らの論文⁽⁹⁾では、Muller ら⁽²¹⁾の理論に基づき、接触面の吸着力は零と仮定し (この場合、接触面積は無視できるほど小さいとする DMT モデルを採用しており、本論文のようにいる、間隙が z_0 に近いと零としている訳ではない)、接触面周辺の吸着力は Hertz 接触時の変形分布を仮定して式(8)を積分している。しかし Tabor⁽²²⁾が指摘しているように、球と平面の Hertz 接触による周辺のすきまは、吸着・接触の場合に比べてかなり小さく見積もられるので、計算される吸引力は実際より大きく評価される。すでに前報^(16, 17)において、数値解析により接触突起の周辺の LJ 圧力の総和は常に式(10)で近似できることが示されているので、ここでは式(13)を用いる。この意味で、ここで比較する CEB 理論は修正された CEB 理論 (Modified CEB 理論の意味で以後 MCEB 理論という) であることに注意されたい。一方、非接触突起の LJ 圧力を P_{LJnca} とすると、距離 h_0 だけ離れた剛体球と平面との LJ 力は式(8)の積分から

$$F_{LJr} = \frac{AR}{6h_0^2} \left(1 - \frac{z_0^6}{4h_0^6} \right) \quad (22)$$

で与えられるので、これを非接触突起について総和して

$$P_{LJncr}(h_a) = \rho \int_{-\infty}^{h_a - z_0} F_{LJr}(h_a - z_0 - z_a) \phi_a(z_a) dz_a \quad (23)$$

で与えられる。また、MCEB 理論を拡張して平均面の変形を考慮した吸着・接触特性を計算する場合 (Extended MCEB 理論の意味で EMCEB 理論という) には、式(5)の αP_{LJncr} の代わりに式(23)を用いる。

一方筆者が既報^(7,18)で提案した MHS 理論では、接触突起の LJ 圧力と Hertz 接触圧力はそれぞれ式(13), (14)であり、非接触面の平均面の LJ 圧力 P_{LJm} は式(8)から次式で与えられる。

$$P_{LJm}(h_m) = \frac{A}{6\pi h_m^3} \left\{ 1 - \left(\frac{z_0}{h_m} \right)^6 \right\} \quad (24)$$

この平均面の LJ 圧力は全面積を考慮しているのので、接触突起の吸着力に寄与する面積比を除去する必要がある。このときの有効面積率 α は

$$\alpha_m = 1 - \eta_a \quad (25)$$

で与えられる。平均面理論では式(5)において P_{LJncr} の代わりに式(24)の P_{LJm} を、 α に式(25)を用いる。

3・2 数値解析法

球面と平面が接触・非接触にかかわらず、式(1)～(6), (8), (9), (13)～(21)を連立させて解く。各圧力により平面の平均面の高さ $w(r)$ が変形し、 $w(r)$ により $h(r)$ が変化し再び各圧力が変化するので、繰り返し計算により収束を求める。まず Green 関数 w_G の円周方向の積分は、母数 $k = 2rs/(r^2 + s^2)$ に関してテイラー展開し、解析的に円周方向に項別積分し、半径方向座標に関する影響係数のみを離散値として求めた。即ち半径座標を N 個の代表点で表し、各圧力を代表点の値で表わした。Green 関数の妥当性は Hertz 圧力に対する変形 w を計算して検証し、Hertz 接触変形分布の厳密解に対する誤差が 0.2% 以下となるようにテイラー展開項数 4000, 分割数 400 を選んだ。Green 関数(6)は作用点と観測点が一致すると特異性があるので、観測点 r に関して $0 \leq r \leq a$ の領域を $N+1$ 個の離散点 r_i を設定し、次に力作用点 s を $s_i = (r_i + r_{i+1})/2$ として観測点の中間位置に設定した。力作用点の平均面がその力によって変位しないとするのは、Hertz 接触による突起の変形が平均面自体の変形を含んでいるためでもある。式(4)

Fig. 2 Flowchart of iterative numerical calculation

の積分は台形公式で計算した。

図 2 に数値計算の flowchart を示す。まず Green 関数即ち影響係数を計算する。次に、最初分離量 d_l を非接触領域にとり、平面の変形の初期値 $w_{il}=0$ を仮定して各圧力を計算し、更に変形 w_i を計算し、 $k+1$ 回目の相対誤差比が $\varepsilon (=10^{-5})$ 以下になれば収束解とした。 d_l に対する収束解が求められれば、次に d を微小に Δd だけ小さくしたときの解を計算する。この場合変形 w の初期値には前回の収束解を用いた。また、 w を繰り返し計算する際に、緩和係数 β を掛けた分だけ w の値を変化させた。解析で考慮すべき領域半径 a は $d=0$ のときの a 位置の球面と平面との距離 δ が 5 nm となるような a を選んだ。

収束解の各圧力 P_{LJncr} , P_{LJca} , P_H , 各有効面積比 η_r , η_a , η_H , 非接触有効面積比 α_r , α_m などが得られると、 $\alpha_r P_{LJncr}$, $\alpha_m P_{LJca}$, P_H を解析領域で積分して、それぞれ球面から平面に作用する非接触面の LJ 表面力 F_{LJncr} , 接触突起による LJ 表面力 F_{LJca} , Hertz 接触力 F_H を計算し、更に総和外力 $F_{ex} = F_{LJncr} + F_{LJca} - F_H$ を計算した。

4. 数値計算結果

4・1 数値解析例

数値計算例として 2 つの例を示す。まず Case A は既報(7)に記載した半径 2 mm のガラススライダと磁気ディスクの表面粗さパラメータを用いた計算例である。磁気ディスクは 2003 年頃の NiP を下地にもつ長手記録用アルミ媒体で、比較的表面粗さが大きい場合である。表 1 にスライダとディスクの材料特性を、表 2 に表面粗さ特性を示す。表 2 の 3 行目の値はスライダとディスクの合成粗さパラメータである。まず合成系の粗さ高さおよび突起高さの rms 値はスライダとディスクの rms 値の 2 乗平均値で、合成系の平均突起高さはスライダとディスクの平均突起高さの和で与えられる。また文献(23)等によれば、2 つの面の突起半径を R_{a1} , R_{a2} とし、突起密度を ρ_1 , ρ_2 とすると、合成系の突起の統計的な等価半径 R_{ef} および突起密度 ρ_{ef} は

Table 1 Parameter values of case A

Physical parameter	Unit	Value
Disk Young's modulus E_1	GPa	163
Glass slider Young's modulus E_2	GPa	83
Disk Poisson's ratio ν_1		0.3
Glass slider Poisson's ratio ν_2		0.21
Glass slider radius R	mm	2
Surface energy change of contact	N/m	0.06
Atomic equilibrium distance z_0	nm	0.165

Table 2 Surface roughness parameter values of the hemispherical glass sliders (scan area = $1 \times 1 \mu\text{m}$) and magnetic disk (scan area = $5 \times 5 \mu\text{m}$) in case A

	Roughness	Asperity			
	rms	rms	Mean height	Density	Radius
	[nm]	[nm]	[nm]	$[\mu\text{m}^{-2}]$	$[\mu\text{m}]$
Slider	0.33	0.15	0.56	179	1.36
Disk	0.67	0.31	0.52	31.3	3.06
Composite	0.747	0.344	1.08	100.7	1.24

$$\frac{1}{R_{ef}^2} = \frac{1}{R_{a1}^2} + \frac{1}{R_{a2}^2} \quad (26)$$

Table 3 Parameter values of case B

Physical parameter	Unit	Value
Disk Young's modulus E_1	GPa	140
TFC head Al_2O_3 Young's modulus E_2	GPa	180
Disk Poisson's ratio ν_1		0.3
TFC head Al_2O_3 Poisson's ratio ν_2		0.25
TFC head radius R	mm	20
Surface energy change of contact	N/m	0.06
Atomic equilibrium distance z_0	nm	0.165

Table 4 Surface roughness of magnetic disk (scan area = $0.5 \times 0.5 \mu\text{m}$) in case B

	Roughness	Asperity			
	rms	rms	Mean height	Density	Radius
	[nm]	[nm]	[nm]	$[\mu\text{m}^{-2}]$	[nm]
Disk	0.28	0.2	0.45	4500	20

$$\frac{1}{\rho_{ef} R_{ef}^2} = \frac{1}{\rho_1 R_{a1}^2} + \frac{1}{\rho_2 R_{a2}^2} \quad (27)$$

の関係があるので、これを用いて計算した。

Case B は最近の垂直記録用磁気ディスクの比較的粗さの小さい場合で、表 3 に TFC ヘッドの後端部の Al_2O_3 材とアルミ基材の磁気ディスクの材料特性を示す。硬質皮膜をもつ磁気ディスクの表面のヤング率もほぼ同じとみなしてよい。表 4 に磁気ディスクの表面粗さパラメータを示す。注目すべきは突起半径が 20 nm と小さく、突起密度が $4500 \mu\text{m}^{-2}$ と大きいことである。これは垂直記録媒体の独立した磁区領域が個々の突起に対応しており、信号の S/N を高めるには磁区のサイズを小さくしなければならないからであるが、既に前報(7)で論じたように、粗さを低減ししかも接触時の吸着力を低下するにはこうすることが必須である。Case B では、半径 20 mm の TFC ヘッド面の表面粗さは、なじみ効果のため十分小さいと考え、以下の計算例ではこれを無視する。Case A, B において、原子平衡距離 z_0 は文献(20)により 0.165 nm とした。また、球と平面の接触による表面エネルギー変化は、前報^(16,17)の解析法による AFM プローブと磁気ディスクの吸着力が実験値にほぼ一致する $\Delta\gamma = 2\gamma = 60 \text{ mN/m}$ とした。このとき式(2)から得られる Hamaker 定数は $8.21 \times 10^{-20} \text{ J}$ となる。粗さ高さの平均値からの変位 z_r の確率密度関数 $\phi(z_r)$ は標準偏差 σ_r のガウス分布をしていると仮定し、また突起高さの z_m からの変位 z_a の確率密度関数 $\phi_a(z_a)$ は標準偏差 σ_a のガウス分布をしていると仮定した。

4・2 突起の弾性変形のみを考慮した場合の吸着・接触特性の比較

まず粗さ平均面は変形しないとしたときの接触特性について 3 つの理論を比較する。図 3 は Case A の粗さの大きい場合の結果である。図 3(a) では、本 RHS 理論の各圧力および MHS 理論と MCEB 理論の非接触面の LJ 表面圧力 P_{Ljm} と P_{Ljnc} を、正規化分離量 h_a/σ_a の関数として示す。これから非接触 LJ 圧力は $h_a/\sigma_a > 5$ では $P_{Ljnc} > P_{Ljncr}$ であるが、 $h_a/\sigma_a < 4$ では $P_{Ljnc} < P_{Ljncr}$ となり、特に $h_a < 0$ ($h_m < z_m$) の領域では P_{Ljncr} が大きい値を示している。これは本 RHS 理論が粗さの平均面や谷面の LJ 圧力を考慮しているからである。一方 MHS 理論の P_{Ljm} は $h_a/\sigma_a > -1$ では他の理論よりかなり小さいが、 $h_a/\sigma_a < -1$ では MCEB 理論より大きくなり、さらに $h_a/\sigma_a < -2$ では RHS 理論より大きくなっている。これは h_a/σ_a が大きい領域では平均面より接近している面の LJ 圧力の寄与が大きいためである。図 3(b) は各理論による外圧力 $-P_{ex} = P_H - P_{Ljca} - \alpha_r P_{Ljncr}$ ($\alpha_m P_{Ljm}$ または P_{Ljnc}) を h_a/σ_a の関数として比較的に示している。図 3(a) から類推されるように、 $-P_{ex}$ の吸引圧力は RHS 理論 > MCEB 理論 > MHS 理論の順となっ

Fig. 3 LJ attractive pressures, Hertzian contact pressure, and external pressure for RHS, MHS and CEB theories and effective area ratios as a function of normalized spacing in case A when mean surface deformation is ignored. (a) LJ attractive pressures P_{LJncr} , P_{LJm} , P_{LJnca} and P_{LJca} and Hertzian contact pressure P_H . (b) External pressure $-P_{ex}$ ($= P_H - P_{LJca} - \alpha_r P_{LJncr}$ (RHS theory), $P_H - P_{LJca} - \alpha_m P_{LJm}$ (MHS theory), and $P_H - P_{LJca} - P_{LJnca}$ (MCEB theory)). (c) Effective area ratios of α_r for RHS theory and α_m for MHS theory.

Fig. 4 LJ attractive pressures, Hertzian contact pressure, and external pressure for RHS, MHS and CEB theories and effective area ratios as a function of normalized spacing h_d/σ_a in case B when mean surface deformation is ignored. (a) LJ attractive pressures P_{LJncr} , P_{LJm} , P_{LJnca} and P_{LJca} and Hertzian contact pressure P_H . (b) External pressure $-P_{ex}$ ($= P_H - P_{LJca} - \alpha_r P_{LJncr}$ (RHS theory), $P_H - P_{LJca} - \alpha_m P_{LJm}$ (MHS theory), and $P_H - P_{LJca} - P_{LJnca}$ (MCEB theory)). (c) Effective area ratios of α_r for RHS theory and α_m for MHS theory.

ている。図 3(c) は α_r , α_m の特性である。図 3(b) において $-P_{ex}$ が負で最小となる位置は $h_d/\sigma_a \approx 1.0$ であり、このとき α_r , α_m は 0.9 程度になっている。

表面粗さが小さい Case B の場合の突起変形のみを特性を図 4(a)~(c) に示す。図 4(a) から、この場合にはすべての領域で P_{LJncr} , $P_{LJm} > P_{LJnca}$ となっており、MHS 理論の方が MCEB 理論より RHS 理論に近い値となっている。図 3(a), 4(a)には赤線で平均面位置を示し、平均面から z_0 離れた位置も示している。 P_{LJm} はすきま h が z_0 になると最大値をとり、その近傍では $P_{LJm} > P_{LJncr}$ となる。 σ_r , σ_a , z_m が零に近づくに従い、RHS 理論の P_{LJncr} は粗さのない面の LJ 圧力でもある P_{LJm} の曲線に漸近するようになる。図 4(b) はスライダに作用する吸引圧力 $-P_{ex} = P_H - P_{LJca} - \alpha_r P_{LJncr}$ ($\alpha_m P_{LJm}$ または P_{LJnca}) の h_d/σ_a に対する特性の比較である。 $-P_{ex}$ が負となる吸引圧力は MCEB 理論より MHS 理論の方が大きくなっている。図 4(c) は α_r , α_m の h_d/σ_a に対する特性である。最大の吸引圧力は $h_d/\sigma_a \approx 2.0$ で生じているので、この近傍では α_r , α_m はほぼ 1.0 となっている。

4・3 平均面の弾性変形を考慮した吸引・接触特性

4・3・1 Case A の場合

Case A の $R = 2 \text{ mm}$ の球と平面の接触特性について、RHS 理論、MHS 理論および MCEB 理論に平均面の弾性変形を考慮した EMCEB 理論の比較を図 5 に示す。図 5 は、 $d = z_m + 5\sigma_a = 2.8 \text{ nm}$ から $d = z_m - 4\sigma_a = -0.296 \text{ nm}$ まで $\sigma_d/2$ ずつ低減していったとき、平面から球面へ作用する接触突起の吸引力 $-F_{LJca}$ 、非接触面の吸引力 $-F_{LJncr}$, $-F_{LJm}$, $-F_{LJnca}$ 、ヘルツ接触力 F_H および外力 $-F_{ex}$ の d に対する変化である。また図 6 に、図 5(a) の RHS 理論による、(a)

Fig. 5 Comparison of RHS, MHS and EMCEB theories for contacting asperity LJ force $-F_{LJca}$, noncontacting surface LJ force $-F_{LJncr}$ ($-F_{LJm}$ or $-F_{LJnc}$), Hertzian contact force F_H , and external force $-F_{ex}$ in case A. (a) RHS theory, (b) MHS theory and (c) EMCEB theory

Fig. 6 Contact characteristics by RHS theory for case A when d is changed from $z_m + 5\sigma_a (= 2.8 \text{ nm})$ to $z_m - 4\sigma_a (= -0.296 \text{ nm})$. (a) Deformation w vs. radial position r , (b) Normalized spacing h_d/σ_a vs. r , (c) Effective area ratios of η_a , η_r and η_H vs. r , (d) F_H , $-F_{ex}$, $-F_{LJca}$, and $-F_{LJncr}$ vs. minimum spacing h_0 .

平面の変形分布 w , (b) h_d/σ_a の分布, (c) η_a , η_r , η_H の分布, および (d) 平面から球面に対する各吸引力, ヘルツ接触力, 外力の球面の頂点の最小すきま h_0 に対する特性を示す。

図 5 において, 接触突起の吸引力 $-F_{LJca}$ は 3 つの理論によりあまり大きな差はないが, 非接触面の吸引力は $\text{RHS} > \text{EMCEB} > \text{MHS}$ の順序となっている。これは図 6(b) に示すように, $d = 1 \text{ nm}$ 近傍では中央部のすきまは $h_d/\sigma_a \approx 0$ となっているので, このときの図 3(a) に示す P_{LJca} , P_{LJncr} , P_{LJnc} , P_{LJm} の大きさに対応している。 $-F_{ex}$ の最大吸着力は RHS 理論が -0.074 mN , MHS 理論が -0.008 mN , EMCEB 理論が -0.041 mN であり, RHS 理論値でも既報⁽⁷⁾ に示した半径 2 mm 球の衝突分離時のメニスカス吸着力の $1/7$ 程度である。図 5(c) の EMCEB 理論では, d を更に小さくしていても $-F_{LJnc}$ は減少しない傾向があるが, これも図 3(a) において, P_{LJnc} は h_d/σ_a が 0 より小さくなると減少するからである。これが非接触突起の LJ 圧力を計算する CEB 理論の問題点であると考えられる。

図 6 では, 図(a), (b) は d が σ_a だけ変化する毎に, 図(c) は d が $2\sigma_a$ 変化する毎に, また図(d) の各力は d が $\sigma_a/2$ だけ変化する毎に示している。図 6(a), (b), (d) から, d を減少させていくと, 最初は平面の平均面が球面に吸い寄せられ, 突起が圧縮され平均面の最小すきま h_0 は d よりも急速に減少するが, 中央部の h_d/σ_a が零近傍になると突起剛性が増大して変形しなくなり, ディスク平均面が変形していくことがわかる。図 6(c) の η_a , η_r , η_H を見ると, 常に $\eta_H < \eta_r$ で, 面積比が 0.02 以上では $\eta_r < \eta_a$ となっており合理的であるが, 面積比が 0.01 以下では $\eta_r > \eta_a$ となっている。これは rms 粗さ高さが rms 突起高さに対して大きく評価されすぎたためと思われる。図 6(c) で突起高さが変形しなくなる $h_d/\sigma_a = 0$ の近傍では, 図 6(c) の η_H , η_r は 0.1 以下であるが, η_a は 0.2 程度となっている。

4・3・2 Case B の場合

図 7 に, 球の半径が 20 mm で粗さが小さい Case B の場合について, $d = z_m + 7\sigma_a = 1.85 \text{ nm}$ から $d = z_m - \sigma_a = 0.25 \text{ nm}$ まで $\sigma_d/2$ ずつ低減していったときの各理論による吸着・接触特性を比較的に示す。Case A に比べて Case B では突起半径が小さく突起密度が大きいため, 接触している突起の割合が小さく, 吸引力は非接触面の LJ 力が支配的となっている。 $-F_{ex}$ の最大吸着力は, RHS 理論が -0.49 mN , MHS 理論が -0.20 mN , EMCEB 理論が -0.16 mN となっている。これから Case B のような微小粗さ領域では, MHS 理論の方が EMCEB 理論より正しい値を与えるといえる。また注目すべきは, RHS 理論では $d = 1.6 \text{ nm}$ で不連続的に吸引力が増加していることである。

Fig.7 Comparison of RHS, MHS and ECEB theories for contacting asperity LJ force $-F_{LJca}$, noncontacting surface LJ force $-F_{LJncr}$ ($-F_{LJm}$ or $-F_{LJca}$), Hertzian contact force F_H , and external force $-F_{ex}$ as a function of separation d in case B. (a) RHS theory, (b) MHS theory and (c) EMCEB theory

図 8 に、 $d = z_m + 7\sigma_a$ から $d = z_m - \sigma_a$ まで減少させたときの RHS 理論による (a) 平面の平均面の変形 w の分布、(b) すきま h_d/σ_a の分布、(c) 吸引圧力 $\alpha_r P_{LJncr}$, P_{LJca} の分布、(d) 平面から球面に作用する外圧力 $-P_{ex}$ の分布、(e) η_a , η_r , η_H の分布、および (f) 各力の最小すきま h_0 に対する変化を示す。図 8(a), (b), (d) は d が σ_a 変化する毎に、図 8(c), (e) は d が $2\sigma_a$ 変化する毎に示し、また図 8(f) は d が $\sigma_a/2$ 変化する毎の値を示している。

図 8(f) から分かるように、この場合には最小すきまが $h_0 = 1.34$ nm ($d = 1.65$ nm) から $h_0 = 0.96$ nm ($d = 1.55$ nm) へ不連続的に変化している。このとき図 8(a) から推測されるように、平均面の高さ w は 0.28 nm から 0.55 nm へ跳躍し、球面に接触している。これは弾性面の局所的な不安定変形現象である。また図 8(b) から、接触すると突起剛性が高いため、 d を小さくしても平均面のすきまは $h_d/\sigma_a \approx 2.5$ より小さくならない。MHS 理論、EMCEB 理論では吸引力を過小評価するので、このような跳躍現象は見られない。Case B の場合には、図 8(c) から、非接触面の LJ 圧力が支配的である。図 8(d) の球面に作用する外圧力 $-P_{ex}$ は、中央部では Hertz 接触による圧縮圧力が生じ、周辺部では吸引圧力が生じている。また図 8(e) から、Case B の場合は、常に $\eta_a > \eta_r > \eta_H$ となっており、 $d = z_m - \sigma_a$

Fig. 8 Adhesive contact characteristics between 20-mm-radius sphere and flat by RHS theory for case B when d is changed from $z_m + 7\sigma_a (= 1.85$ nm) to $z_m - \sigma_a (= 0.25$ nm). (a) Deformation w vs. r , (b) h_d/σ_a vs. r , (c) $\alpha_r P_{LJncr}$ and P_{LJca} vs. r , (d) $-P_{ex}$ vs. r , (e) η_a , η_r , η_H vs. r , and (f) F_H , $-F_{ex}$, $-F_{LJca}$, and $-F_{LJncr}$ vs. h_0 .

$= 0.25 \text{ nm}$ のときも $\eta_a \approx 0.03$ である。よって図示しないが、 $\alpha_r \approx 1.0$, $\alpha_m \approx 1.0$ となっている。これから Case B のように表面粗さが小さい場合には、RHS 理論も MHS 理論も非接触面の LJ 圧力は、式(5)において接触突起による吸引圧力の面積効果 α を考慮する必要がないといえる。

以上の結果から、Case B のように、表面粗さ高さの $3\sigma_r$, あるいは突起高さの $z_m + 3\sigma_a$ が 1 nm 程度以下になる場合には、谷部を含むすべての粗さ面の LJ 表面圧力を考慮する RHS 理論でなければ吸着・接触現象を正しく評価できないといえる。またこのような領域では接触突起による LJ 圧力に対して非接触突起による LJ 圧力が支配的となり、また接触突起の LJ 圧力に寄与する面積比も 0.1 より小さくなるので、非接触面による LJ 圧力の有効面積比 α は 1.0 とみなしてよく、既報^(7,18)で述べた MHS 理論により微小粗さをもつ球面と平面の吸着・接触特性を近似的に評価することができるといえる。

なお、真実接触圧力は示していないが、Case A および Case B における接触中央部の式(21)の P_{rH} はそれぞれ 0.5 , 3 GPa 程度であった。Case A および Case B における球面側の降伏応力はそれぞれ、 3 , 5 GPa 程度なので、弾性接触の範囲である。しかし突起頂点半径が 10 nm より小さくなると、 Al_2O_3 材でも塑性変形領域に接近し、上記微小突起相当になるので、磁気記録の高密度化に際してのヘッド・ディスクインタフェースの摩耗信頼性では、突起接触応力特性にも注目する必要がある。

5. 結 論

サブナノメートルの粗さをもつ球面と平面の吸着・接触現象を、より厳密に解明できる新たな RHS 理論を提案した。本 RHS 理論は、接触突起による LJ 表面力と、非接触面の谷部を含むすべての粗さ面の LJ 表面力を表面粗さの高さ分布を考慮して統計的に計算し、更に接触突起と平均面の弾性変形を考慮するものである。2つの表面粗さの例の吸着・接触特性を、従来の CEB 理論を修正した MCEB 理論および筆者がすでに提案した MHS 理論と比較評価した。得られた結論を以下に記す。

- (1) 表面粗さ高さの $3\sigma_r$, あるいは突起高さの $z_m + 3\sigma_a$ が 1 nm 程度以下になる場合には、谷部を含むすべての粗さ面の LJ 表面圧力を考慮する RHS 理論でなければ吸着・接触現象を正しく評価できないことを明らかにした。
- (2) このような微小粗さ領域では、接触突起による LJ 圧力に対して非接触突起による LJ 圧力が支配的となり、また接触突起の LJ 圧力に寄与する面積比も 0.1 より小さくなるので、非接触面による LJ 圧力の有効面積比 α は 1.0 とみなしてよい。このため、既報^(7,18)で述べた MHS 理論は MCEB 理論より RHS 理論に近い特性を示し、MHS 理論により球面と平面の吸着・接触特性を近似的に評価することができる。
- (3) Case B の磁気ディスク媒体とヘッドスライダの材料特性条件を前提にして、表面粗さ高さの $3\sigma_r$, あるいは突起高さの $z_m + 3\sigma_a$ が 1 nm 程度になる場合には、RHS 理論では局所的な弾性変形による不安定接触現象が生じる。よって磁気ディスクの浮上ヘッドの浮上すきま(平均面間すきま)を 1.5 nm 以下にする場合には、最小すきま領域の空気膜剛性による不安定吸着防止技術が重要になる。
- (4) 表面粗さを更に小さくしていくと、本 RHS 理論は MHS 理論に漸近し、更に粗さのない球と平面の吸着・接触理論に漸近する。粗さ高さの確率分布を考慮した本接触理論は、粗さを有する面の吸着・接触理論と粗さのない球面と平面の吸着・接触理論を統合することができる。

文 献

- (1) Johnson, K. L., Kendall, K., and Robert, A. D., "Surface Energy and the Contact of Elastic Solids," *Proc. R. Soc. London, Ser. A*, Vol. 324 (1971), pp. 301–313.
- (2) Derjaguin, B. V., Muller, V. M., and Toporov, Y. P., "Effect of Contact Deformations on the Adhesion of Particles," *J. Colloid Interface Science*, Vol. 53 (1975), pp. 314–326.
- (3) Maugis, D., "Adhesion of Spheres: The JKR-DMT transition using a Dugdale model," *J. Colloid Interface Science*, Vol. 150, No. 1 (1992), pp. 243–269.
- (4) Attard, P. and Parker, J. L., "Deformation and Adhesion of Elastic Bodies in Contact," *Physical Review A*, Vol. 46, No. 12 (1992), pp. 7959–7971.
- (5) Greenwood, J. A., "Adhesion of Elastic Spheres," *Proc. R. Soc. Lond., A* (1997), Vol. 453, pp. 1277–1297.
- (6) Feng, J. Q., "Contact Behavior of Spherical Elastic Particles: a Computational Study of Particle Adhesion and Deformations," *Colloids and Surfaces*, Vol. 172 (2000), pp. 175–198.

- (7) 小野京右, “サブナノメートルの粗さをもつ球面と平面の Lennard-Jones 表面力による接触特性の数値解析法”, 日本機械学会論文集 C 編, 76 巻, 764 号 (2010), pp. 949–959.
- (8) Kurita, T., Shiramatsu, K., Miyake, A., Kato, M., Soga, H., Tanaka, S., Saegusa, S., and Suk, M., “Active Flying- Height Control Slider Using MEMS Thermal Actuator,” *Microsystem Technology*, Vol. 12, No. 4 (2006), pp. 369–375.
- (9) Chang, W.R., Etsion, I., and Bogy, D. B., “Adhesion Model of Metallic Rough Surfaces,” *Transaction of ASME, Journal of Tribology*, Vol. 110, No. 1 (1988), pp. 50–56.
- (10) Stanley, H. M., Etsion, I., and Bogy, D. B., “Adhesion of Contacting Rough Surfaces in the Presence of Sub-Boundary Lubrication,” *Transaction of ASME, Journal of Tribology*, Vol. 112, No. 1 (1990), pp. 98–104.
- (11) Greenwood, J. A., and Williamson, J. B. P., 1966, “Contact of Nominally Flat Surfaces,” *Proc. R. Soc. London, Ser. A*, Vol. A295 (1966), pp. 300–319.
- (12) Iida, K., and Ono, K., “Design Consideration of Contact/Near-Contact Sliders Based on a Rough Surface Contact Model,” *Transaction of ASME, Journal of Tribology*, Vol. 125, No. 3 (2003), pp. 562–570.
- (13) Ono, K. and Masami, Y., “Analysis of Contact Characteristics of Small Rough Surfaces Taking Bulk Deformation and Meniscus Force into Consideration,” *Transaction of ASME, Journal of Tribology*, Vol. 129, No. 3 (2007), pp. 453–460.
- (14) Ono, K., “Effect of van der Waals Forces in a Near Contact Head-Disk Interface,” *IEEE Transaction on Magnetics*, Vol. 44, No. 11, part 2, (2008) pp. 3675–3678.
- (15) Tabor, D., “Surface Forces and Surface Interactions,” *J. Colloid Interface Science*, Vol. 58 (1977), pp. 2–13.
- (16) 小野京右, “球面と平面の Lennard-Jones 表面力による吸着・接触特性の数値解析”, 日本機械学会論文集 C 編, 75 巻, 754 号 (2009), pp. 1872–1879.
- (17) Ono, K., “Numerical Analysis of Contact Mechanics between a Spherical Slider and a Flat Disk with Low Roughness Considering Lennard-Jones Surface Forces,” *J. Adhesion Science and Technology*, Vol. 24 (2010), pp. 2341–2362.
- (18) Ono, K., “Contact Characteristics of Spherical Head and Magnetic Disk Considering van der Waals Forces and Elastic Deformation of Contacting Asperities and Mean Height Surfaces,” *IEEE Transaction on Magnetics*, Vol. 45, No. 10, (2009), pp. 3612–3615.
- (19) 小野京右, “三次元弾性接触問題の新しい数値解析法”, 日本機械学会論文集 A 編, 51 巻, 470 号 (1985), pp. 2309–2316.
Ono, K. “Improved Numerical Analysis of Three-Dimensional Elastic Contact Problems,” *Proceeding of JSLE International Tribology Conference* (July, 1985), Tokyo, pp. 3–8.
- (20) Mate, C. M., *Tribology in Small Scale*, Oxford University Press (2008), pp. 113–114.
- (21) Muller, V. M., Derjaguin, B. V., and Toporov, Y. P., “On Two Methods of Calculation of the Force of Sticking of an Elastic Sphere to a Rigid Plane,” *Colloids and Surfaces*, Vol. 7 (1983), pp. 251–259.
- (22) Tabor, D., “Surface Forces and Surface Interactions,” *Journal of Colloid and Interface Science*, Vol. 58, No.1 (1976), pp. 2–13.
- (23) MacCool, J. I., “Comparison of Models for the Contact Rough Surfaces,” *Wear*, Vol. 107 (1986), pp. 37–60.