

数値解析と表面分析による
トライボロジーの解明と制御
第1章 摩擦 第1節 摩擦の基礎
第2節 摩擦のメカニズム

松川 宏
青山学院大学理工学部

2018.01.31

第1章 摩擦

第1節 摩擦の基礎

1.1.1 序章

摩擦は最も身近な物理現象の一つであり，我々の身のまわりの様々な舞台や，多くの機械システムの中で現れる [1, 2, 3, 4]。地震も摩擦現象の一つである。図 1.1 のように床の上に置いた積み木を押す，という簡単な例を考えてみよう。積み木を押す外力がある臨界値より小さければ積み木はすべらず静止している。これは床から積み木に摩擦力が働き，外力と釣り合うためである。静止しているときに働く摩擦力を静摩擦力と呼ぶ。臨界値より大きな力を加えると積み木はすべり出す。この臨界値が最大静摩擦力である。すべり出し運動している積み木にもやはり摩擦力が働く。運動している際に働く摩擦力を動摩擦力と呼ぶ。

この摩擦は我々の生活に欠くことのできないものである。靴底と地面の間の摩擦が無ければ我々は歩くことができない。タイヤと道路の間の摩擦が無ければ自転車も自動車も走ることができない。繊維の間の摩擦が無ければ糸を縫うこともできず，糸の間の摩擦が無ければ布を織ることもできない。図 1.2 は上方から落とした砂が砂山を作る様子である。このように砂が砂山を作れるのも，砂粒と砂粒の間の摩擦があるからであ

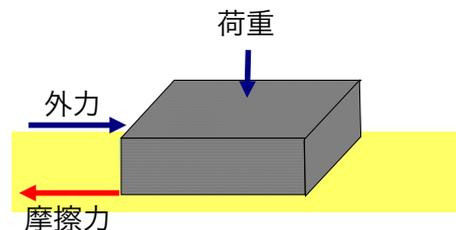


図 1.1: 床の上の積み木に働く荷重，外力と摩擦力



図 1.2: 砂山

る。砂や土の粒子の間の摩擦が無ければ山もできず谷も無く、この地上は平らになってしまうだろう。さらに摩擦は途方もない力も発揮する。図 1.3 は一枚ずつの紙を入れ子にした二冊の電話帳を介して自動車を持ち上げている写真である [5]。自動車には当然、その質量に比例した重力が働く。この図は二冊の電話帳の間の最大静摩擦力が自動車にかかる重力よりも大きいことを示している。実はこのように入れ子にした電話帳や本の最大静摩擦力は、入れ子にした紙の枚数に対して指数関数的に増加することが知られており、そのためページ数の多い電話帳は自動車をも持ち上げることができるのである [5]。

一方、摩擦は厄介な邪魔ものでもある。床の上で重い家具を動かす場合など、その厄介さが実感できるだろう。より重い物を動かすには摩擦はもっと厄介になる。そのため人間は古代から摩擦を低減するために様々な工夫を凝らしてきた。図 1.4 は古代エジプトの壁画に描かれた巨大な像を載せたそりを多くの人々が動かしている様子である。よく見るとそのそりの先頭で瓶から地面に液体を撒いている人がいるのがわかる。今日でもすべり面の摩擦を低減するために、すべり面間に液体を導入することは良く行われている。このそりの先頭の人もそりと地面の摩擦を低減



図 1.3: 自動車を持ち上げる電話帳の摩擦力 [5]。

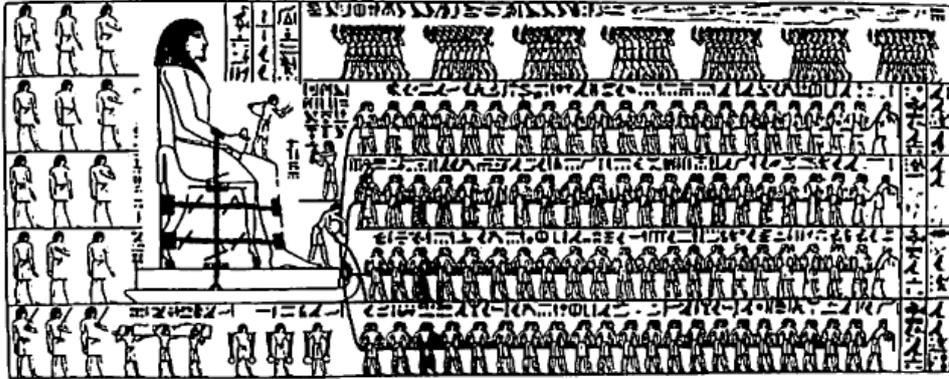


図 1.4: BC1880 頃の古代エジプトの壁画。

するために液体を撒いているのだと考えられている。このような摩擦を低減する技術を潤滑という。

このように古代から摩擦を低減しようと人間は工夫してきたわけであるが、その道は未だ半ばである。多くの機械の中ではすべり面がある。そこでは摩擦によりエネルギーが失われ、さらには摩擦の結果、機械部品がすり減り消耗してしまう。このような摩擦によってもたらされるすり減りを摩耗という。ガソリン自動車の場合、ガソリンの燃焼によって得られるエネルギーの10~15%は摩擦によって失われてしまい、それだけ燃費は悪くなり、二酸化炭素の放出量は増える。一方、化石燃料、放射性燃料に頼らず、環境にダメージを与えることも少ない発電方法として風力発電がすでに多く利用されている。この風力発電には風車の羽根に相当するブレードが必要だが、直径100m程度のブレードを用いた風力発電機も動いている。これだけブレードが大きいとそれを支える軸受けにかかる負荷も大きく、そこで働く摩擦力も大きな問題となる。この他にも摩擦が大きな問題となるシステムが多数あり、摩擦低減のための研究が活発に続けられている。そして最近では、実験室段階ながらほとんど摩擦が無いようなすべり面もつくられている。これについては3. 項および次節で簡単に触れる。

摩擦、摩耗、潤滑を扱う学問をトライボロジーといい、本書の主題である。その定義は日本トライボロジー学会のホームページによれば潤滑、

摩擦，摩耗，焼付き，軸受設計を含めた「相対運動しながら互いに影響を及ぼしあう二つの表面の間におこるすべての現象を対象とする科学と技術」である。1966年にイギリスでジョスト氏によってまとめられた報告書において初めて使われた言葉であり，ギリシャ語で擦るという意味のトライボから生まれた名称である。

1.1.2 摩擦の法則

さて，乾いた固体表面間のすべり摩擦については次の摩擦の法則が良く成り立つ事が知られている [1, 2, 3, 4]。

- (i) 摩擦力は荷重に比例する。
- (ii) 摩擦力は見掛けの接触面積に依らない。
- (iii) 動摩擦力は最大静摩擦力より小さくすべり速度に依らない。

注意しておくが，ここでの摩擦力は最大静摩擦力または動摩擦力である。最大静摩擦力以下の静摩擦力は外力と釣り合っているので，外力が一定ならば，荷重を2倍にしても変わらない。

この摩擦の法則の (i), (ii) はかのレオナルド・ダ・ヴィンチによって発見されていたことが知られている。図 1.5 に彼の実験のスケッチを示す。摩擦力が見掛けの接触面積に依らないことを示すため，ブロックの狭い面

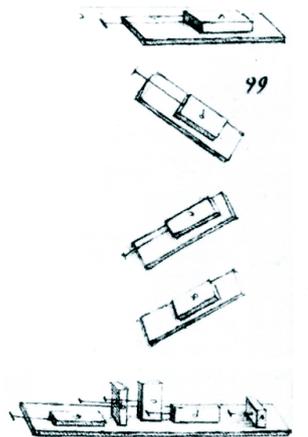


図 1.5: レオナルド・ダ・ヴィンチの摩擦の実験のスケッチ。

や広い面を基盤に接するようにして実験を行ったことがわかる。ダ・ヴィンチが (i), (ii), それもおそらく静摩擦力に関する法則だけしか発見できなかったのには理由がある。摩擦は前記のように我々の身のまわりで起こるほとんどの運動に現れる。そのため、摩擦力が働かない場合、どのような運動をするかはなかなかわからなかった。事実、古代ギリシャのアリストテレスは、物体は力を加え続けなければ運動を止めてしまう、と考えた。しかし、ニュートンによって、摩擦力も含め力が働かなければ物体は等速度運動をすること（慣性の法則）、力が働けば物体の質量 × 加速度が物体に働く力に等しいこと（ニュートンの運動方程式）、が明らかにされた。ダ・ヴィンチはニュートンより過去の人物である。ダ・ヴィンチには力と運動の関係はわからなかった。そのため、釣り合いの考えだけからわかる静摩擦力に関する法則だけを発見することができた。しかしそのようなダ・ヴィンチの発見も残念ながら歴史の中に埋もれてしまい、その後、アモンソンやクーロンによって再発見されたので、今日では上記の摩擦の法則はアモンソン・クーロンの法則と呼ばれる。特にダ・ヴィンチが最初に発見した (i), (ii) はアモンソンの法則と呼ばれる。摩擦の法則の” (i) 摩擦力は荷重に比例する ” を数式で表せば、摩擦力を F_{fric} , 荷重を N , 比例定数を μ として

$$F_{\text{fric}} = \mu N \quad (1.1)$$

と表される。比例定数 μ は摩擦係数と呼ばれ、特に最大静摩擦力の場合には静摩擦係数、動摩擦力の場合には動摩擦係数と言う。摩擦の法則の (ii) は、摩擦係数 μ は見掛けの接触面積に依存しないことを述べている。これは、(i) が成り立ち、かつ滑らせる物体の端の効果が無視できる場合は、自動的に成り立つ。2個の全く同じブロックを考えよう。まず図 1.6(a) に記すように、ブロックが一つの場合の摩擦力（最大静摩擦力または動摩擦力、以下同）を考える。次に、一つのブロックにもうひとつのブロックを載せたときの摩擦力 (b) を考えると、摩擦の法則 (i) より、これはブロックが一つの場合 (a) の摩擦力の 2 倍となる。次に二つのブロックを横に並べる (c) と、一つの物体と見なせる。この一つの物体の摩擦力は、一つのブロックが二つ横に繋がっているので、一つのブロックの摩擦力の 2 倍である。このように物体の量が 2 倍になったとき同じく 2 倍になる量を示量性の量という。例えば体積、質量などである。摩擦力は（端の効果が無視できる場合は）示量性の量である。（注 通常の場合の示量性の量は上記のような性質を持つが、摩擦は二つの物体の界面で起こる現象なので、物体の量が 2 倍になったという場合は接触面方向に 2 倍にな

る場合を考える必要がある。) (b) と (c) の場合の摩擦力は, (i) と摩擦力が示量性の量であることを認めれば等しい事になる。つまり摩擦力は見掛けの接触面積に依らない。このように摩擦の法則の (ii) は, (i) と摩擦力が示量性の量であることを認めれば, 導くことができる。ただし, 端の効果効く場合はこの限りでは無く, 摩擦力は見掛けの接触面積にも接触面の形状にも依存しうる。

先ほどの摩擦の法則の (i) の式 (1.1) を単位見掛けの接触面積当たりの式で表してみる。式 (1.1) が成り立つ二つの物体間の見掛けの接触面積を A とすると, $p = N/A$ は単位面積当たりの荷重, すなわち圧力である。単位面積当たりの面に働く力を応力という。圧力は面の法線方向に働く力なので法線応力とも言う。一方 $\tau_{\text{fric}} = F_{\text{fric}}/A$ は摩擦応力である。式 (1.1) 全体を見掛けの接触面積 A で割ってみると次式を得る。

$$\tau_{\text{fric}} = \mu p \quad (1.2)$$

つまり, 摩擦応力は摩擦係数 \times 法線応力, で与えられる。この式は摩擦応力や法線応力, 場合によっては摩擦係数が見掛けの接触面内の位置によって変わる場合にも成り立つ。ここで, 摩擦応力 τ_{fric} や法線応力 (圧力) p は図 1.6 の (c) のように物体の量が2倍になっても, 変わらない。このような物質の量に関係しない量を示強性の量という。

この摩擦の法則は上記のように様々な系で成り立つ。図 1.7 に示すのは, 鋼とアルミニウム間の摩擦係数の荷重依存性である [1]。荷重を5桁以上にもわたって変えているが, 摩擦係数は一定である。すなわち, 荷重が5桁以上変わっても, 摩擦の法則の (i) は成り立ち, 摩擦力は荷重に比例する。しかし, 成り立たない系もある。図 1.8 に示すのはゴムおよび幾つかのゲルの摩擦係数の荷重依存性である [6]。ゲルでは摩擦係数 μ がこの両対数のグラフで荷重の W 増加とともに直線的に減少している事がわかる。この荷重領域ではゴムの摩擦係数はほぼ一定であるが, より

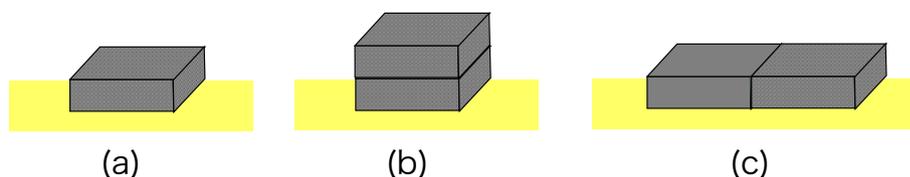


図 1.6: ブロックに働く摩擦力の荷重と見掛けの接触面積依存性。

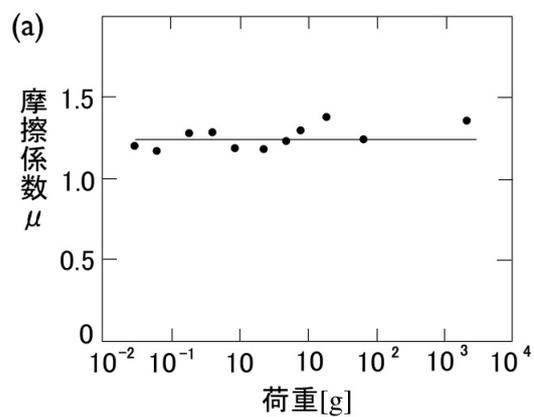


図 1.7: 鋼とアルミニウムとの間の摩擦係数の荷重依存性 [1]。

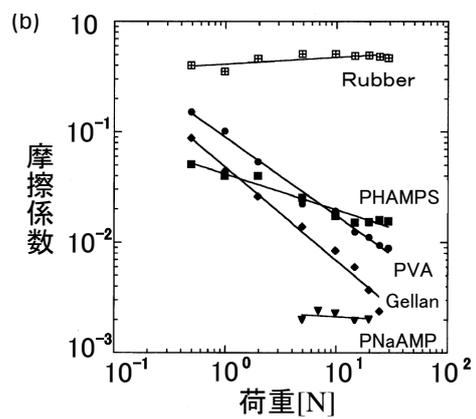


図 1.8: ゴムおよびゲルの摩擦係数の荷重依存性 [6]。

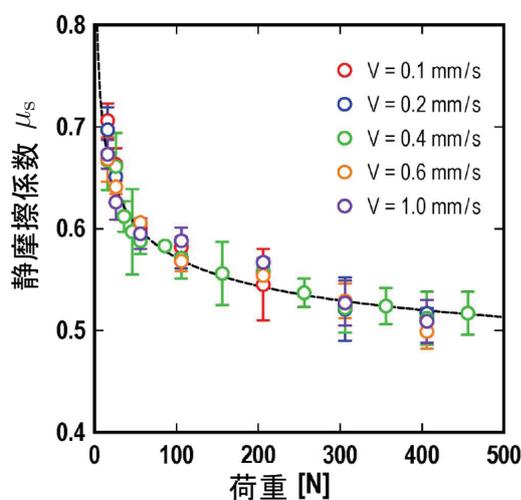


図 1.9: PMMA の静摩擦係数の荷重依存性 [7]。v は駆動速度。

高荷重ではやはり荷重の増加とともに直線的に減少する。これらの関係は式で表せば $\mu \propto W^{\alpha-1}$ ($\alpha < 1$) と、摩擦係数が荷重に対してべき関数的に振る舞うことを示している。実はこれらの系では摩擦係数は見掛けの接触面積 A にも依存し、その依存性もべき関数的、すなわち $\mu \propto A^{\beta}$ となる。そしてこれらのべき α と β の間には $\alpha + \beta = 1$ の関係が成り立つ。このことは摩擦力がやはり示量性の量であることを示している。それを確かめるために、上に記したように摩擦係数は W と A のべき関数なので $\mu(W, A) = CW^{\alpha-1}A^{\beta}$ と表そう。ここで C は比例定数である。すると、図 1.6(a) のときの摩擦力は $F_a = \mu(W, A)W = CW^{\alpha}A^{\beta}$ となる。図 1.6(c) の摩擦力は荷重も見掛けの接触面積も (a) の場合の 2 倍になっているので、 $F_c = \mu(2W, 2A)2W = C(2W)^{\alpha-1}(2A)^{\beta}2W = 2^{\alpha+\beta}CW^{\alpha}A^{\beta}$ となる。 $\alpha + \beta = 1$ ならば $F_c = 2F_a$ となり、確かに (c) の場合の摩擦力は (a) の場合の 2 倍である。このように $\alpha + \beta = 1$ の関係が成り立つとき摩擦力は示量性の量であることがわかる。

図 1.9 に示すのは Polymethyl methacrylate (以下 PMMA と記す) というアクリルガラスの静摩擦係数の荷重依存性である [7]。このときもやはり摩擦係数は荷重の増加とともに減少し、その依存性は中程度の荷重領域では $\mu = \mu_0 + CW^{-\gamma}$ となる。この系でも摩擦係数は見掛けの接触面積に依存するが、ゲルのときのような示量性の関係は成り立たない。つまり摩擦力は示量性の量ではなくなる。これはこの系では試料の端の効

果が重要であることを示している [8]。

さてこれまでは摩擦の法則の (i), (ii) に注目してきたが、今度は” (iii) 動摩擦力は最大静摩擦力より小さく速度に依存しない”，を見てみよう。図 1.10 に示すのは紙と紙の間の動摩擦係数のすべり速度 v 依存性を示したものである [9]。6 桁にわたって滑り速度を変えている。これだけの広い速度範囲で見ると動摩擦係数は明らかな速度依存性を示す。そして低速度領域では速度とともに減少し，高速度領域では逆に増加する。低速度領域ではこの片対数プロットの図が直線になることから $-\mu \propto \log(v)$ の関係が成り立つ事がわかる。囲み図は高速度領域の動摩擦係数を速度に対して線形プロットしたものであるが， μ は直線に載っている。これから高速度域では $\mu \propto v$ の関係が成り立つ事がわかる。このように動摩擦係数が速度依存性を持つのは一般的であり，摩擦の法則の (iii) が成り立つのは，興味ある狭い速度領域だけに注目するからだと考えられている。この動摩擦係数の速度依存性と大きく関係するのが，図 1.11 に示す静摩擦係数待機時間依存性である。実は多くの物質で最大静摩擦力に対応する静摩擦係数 μ_s は，2 つの物体が接してから，または静止してから次に最大静摩擦力を測るまでの時間，すなわち次に滑るまでの時間—待機時間—に依存する。その時間依存性を砂岩，鋼，プラスチック，厚紙の 4 つの物質について示したのが，図 1.11 である。静摩擦係数が，待機時間とともに対数関数的に増加することがわかる。この静摩擦係数の対数関数的待機時間依存性は一般的であると考えられている。

このように，多くの系で摩擦の法則 (i) (iii) が成り立たない例が見られる。実際，摩擦の法則はある荷重や速度の範囲で成り立つ現象論的な法則であり，その範囲を超えてしまえば，もはや成り立たないと考えられる。しかし，ある範囲では多様な系で成り立つ事も事実である。この摩擦の法則が成り立つ範囲，機構，成り立たなくなった場合，摩擦が示す振る舞いについては次節で議論する。

1.1.3 近年の発展

2. 項まで古代エジプトから始まった摩擦の研究の展開を見てきたが，近年，その展開は新たなステージに入っている。それは，原子・分子スケールの摩擦が調べられるようになったことによる。このような研究は多くの実験技術・理論・数値計算の発展により可能となったのであるが，典型例としては摩擦顕微鏡 (Frictional Force Microscope, 以下 FFM と

記す)を挙げる事ができよう。FFMは原理的には、原子スケールでとがった針で試料表面を擦り、その時の針先端の原子と試料表面の原子の間に働く摩擦力を測るものである。その模式図を図1.12に示す。力を測るにはバネ定数のわかっているバネに力を加えその変位を測れば良い。しかし針先端の原子と試料表面の原子の間に働く摩擦力は極めて小さい。FFMではその小さな摩擦力による小さな変位(今の場合、針のねじれ)を図のように光学的に増幅して検出する。図1.13に、このFFMの針を原子スケールで清浄なKBr(100)表面のある軸に沿って走査したとき検出された摩擦力を、針の根本の位置に対して示す(左上のパネル)[10]。固着とすべりを繰り返す運動をスティック・スリップ運動という。図では周期的な振動が見えるがこれは原子スケールのスティック・スリップ運動である。周期は結晶表面の格子定数と一致する。この走査を行う軸を走査方向に対して垂直に少しづつずらしながら行うことによって、右上のパネルに示すように摩擦力の2次元マップが得られる。図の下のパネルは対応した計算機実験の結果である。FFMを用いた実験と計算機実験の結果は良い一致を示す。このような原子・分子スケールの摩擦現象などを研究する分野はナノトライボロジーと呼ばれる。

このような試料表面の結晶構造が強く反映した現象として、2枚のグラファイト間の摩擦力の結晶軸の相対角度依存性を図1.14に示す[11]。グラファイトの一層は蜂の巣構造をしており、6回回転対称性を持つ。図1.14には、それを反映した角度依存性が表れている。相対角度が0および60°のとき、すなわち2枚のグラファイトの結晶軸が揃っているときは摩擦力は大きいもののその近傍を除いて摩擦力は実験精度の範囲内で0となっている。このように摩擦力が消えてしまう現象は超潤滑¹と呼ばれ、平野と新庄らにより最初理論的に予言され[12]、その後実験的に検証されたものである[13, 14]。その機構については次節で議論する。

このような原子・分子スケールの摩擦研究は、それ自体の学問的興味やより大きなスケールの摩擦現象の基礎としての興味他に、ナノマシンと呼ばれる微細な機械の動作を保証するために不可欠である。図1.15に、動作部の大きさが300nmほどの大きさの電氣的クーロン力を駆動力とするモーターを示す[15]。軸に取り付けられた中央のプロペラの羽根が帯電している。プロペラを挟んだ両側の電極の電荷をお互いに逆の位相で周期的に変化させ、クーロン力によりプロペラを駆動する。プロペラ

¹超潤滑はここで紹介し次章でも議論するように、もともとはすべり方向に対してすべり面の上下の結晶面の格子定数の比が無理数の時に生じる現象として平野と新庄により名付けられた。しかし、今日ではより広い範囲の低摩擦現象も超潤滑と呼ばれる。

が滑らかに回るためには、プロペラが取り付けられた軸を台に固定する軸受けが重要となる。この軸受けの部分ですべりが起こり摩擦が発生する。このようなナノスケールの機械では、すべり面の粗さも当然高い精度で制御される。次節で説明するが通常のすべり面には凹凸があり、そのため真実接触点と呼ばれる「本当に接して」いて摩擦に寄与する部分はすべり面のごく一部である。しかしすべり面が原子スケールで平坦になってしまえば、すべり面全体が真実接触点になってしまい、大きな摩擦を発生しうる。機械要素の典型的な大きさを L とすればすべり面の面積、従って摩擦力は L^2 に比例することになる。一方、駆動力は一般には機械要素の体積に比例するので L^3 に比例する。機械要素が小さいほど、 L^3 に比例する駆動力に比べ L^2 に比例する摩擦力が相対的に大きくなり、機械は動けなくなってしまう。したがってナノマシンの動作を保証するためには、ナノスケールの摩擦の制御が必要である。この図のナノモーターは、軸受けとして多層のカーボンナノチューブを使っている。ナノチューブは層間の回転に対して超潤滑状態となり摩擦力が極めて小さい。このことが、このモーターの回転を保証するものとなっている。

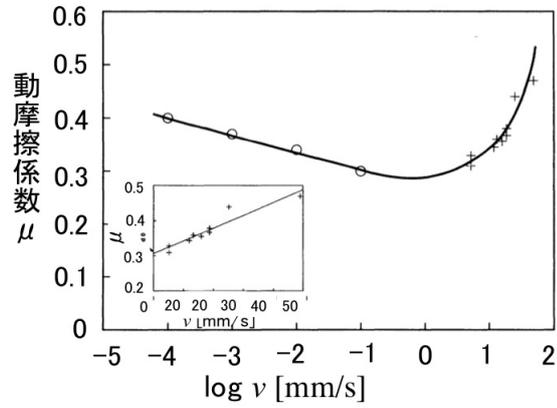


図 1.10: 紙の動摩擦係数の速度依存性 [9]。

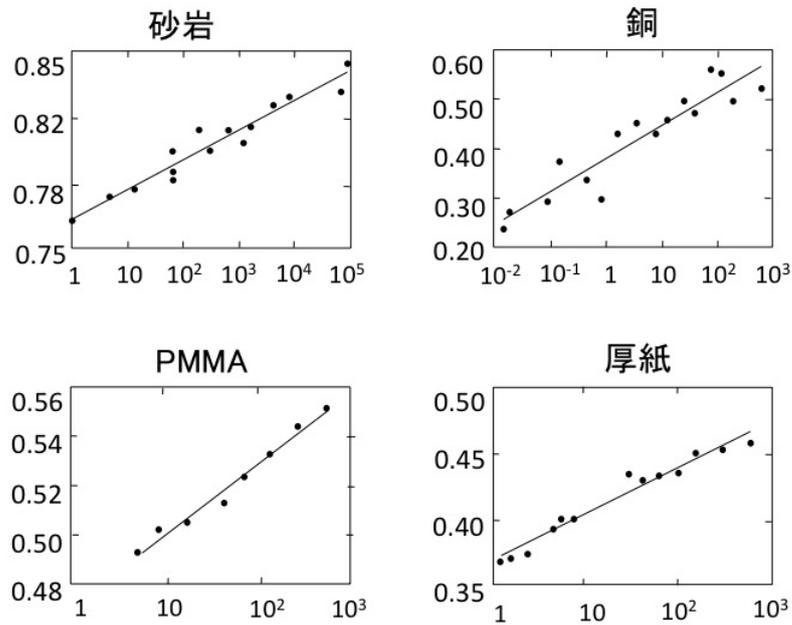


図 1.11: 砂岩，銅，プラスチック，厚紙の最大静摩擦力の待機時間依存性 [3]。縦軸は摩擦係数，横軸は待機時間で単位は秒である。

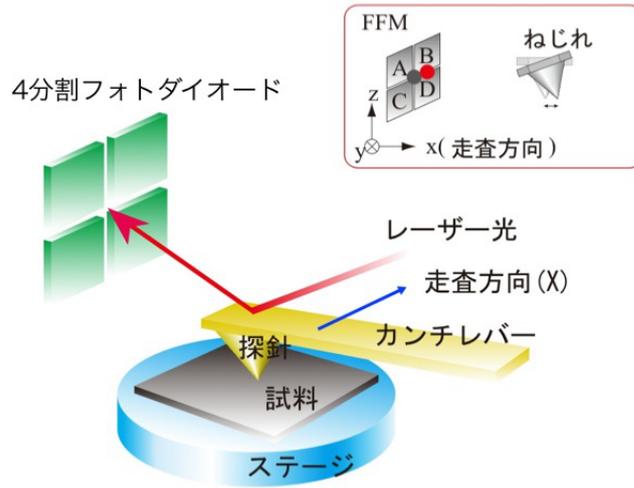


図 1.12: 摩擦力顕微鏡の模式図。愛知教育大学三浦研究室提供。

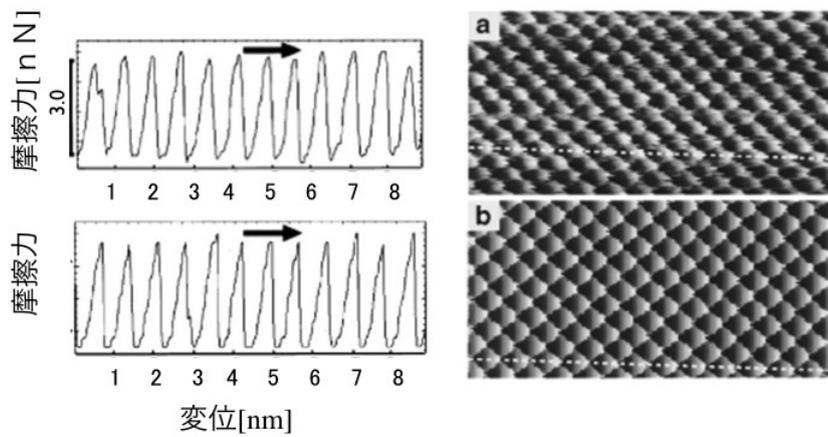


図 1.13: (左) 摩擦力顕微鏡 (FFM) による KBr(100) 表面の摩擦力と計算機実験との比較 [10]。上がある軸にそって FFM を走査したときの摩擦力の振る舞い。下は対応する計算機シミュレーションの結果。(右) 左の走査を軸を少しずつずらしながら行って得られた摩擦力の 2 次元マップ。摩擦力の大小を明暗で示している。上が実験結果, 下が対応する計算機シミュレーションの結果。

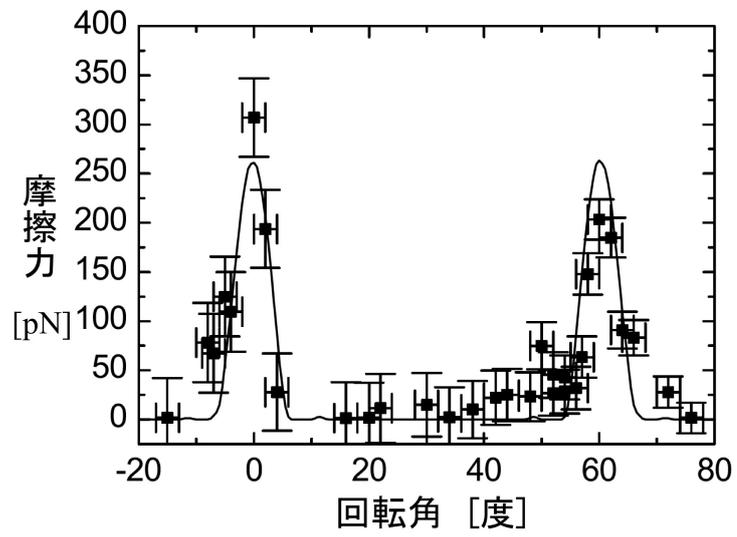


図 1.14: 清浄グラファイト間の摩擦の結晶軸の相対角度依存性 [11]。

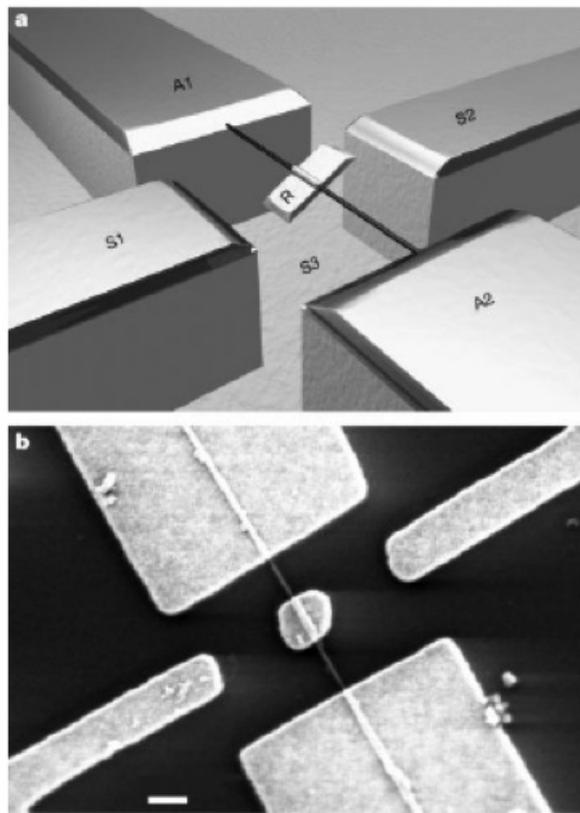


図 1.15: クーロン力で駆動するナノモーター [15]。上は模式図であり，下は電子顕微鏡写真。軸受けには多層のカーボンナノチューブが使われている。右の図で左下の棒の長さが 300nm である。

参考・引用文献

- [1] E. Rabinowicz, Friction and Wear of Materials, 2nd edition, (Wiley Interscience) (1995)
- [2] B. N. J. Persson, Sliding Friction-Physical Principles and Applications-, 2nd edition, (Springer) (2000)
- [3] T. Baumberger and C. Caroli, Advances in Physics **55** , 279 (2006)
- [4] 松川宏, 摩擦の物理, 岩波講座物理の世界, (岩波書店) (2012)
- [5] H. Alarcon, T. Salez, , C. Poulard, J.-F. Bloch, E. Raphael, K. Dalnoki-Veress and F. Restagno, Self-Amplification of Solid Friction in Interleaved Assemblies, Phys.Rev.Lett., 116, 015502 (2016) 解説として, K・ダルノキ=ベレス, T・サレ, F・レスタニュー, (松川宏 訳), なぜ差し挟んだ電話帳の摩擦は自動車を引っぱり上げられるのか?, パリティ 32, No.1 (2017)
- [6] J. P. Gong and Y. Osada, Prog. of Polymer Science **27**, 3 (2002)
- [7] Y. Katano, K. Nakano, M. Otsuki and H. Matsukawa, Scientific Reports, **4**, 6324 (2014).
- [8] M. Otsuki and H. Matsukawa, Scientific Reports, **3**, 1586 (2013)
- [9] F. Heslot, T. Baumberger, B. Perrin, B. Caroli and C. Caroli, Phys. Rev., **E49**, 4973 (1994)
- [10] E. Gnecco, R. Bennewitz, T. Gyalog and E. Meyer, J. Phys., Condens. Matter., **13**, R619 (2001)
- [11] M. Dienwiebel, G. S. Verhoeven, N. Pradeep, J. W. M. Frenken, J. A. Heimberg, and H. W. Zandbergen, Phys. Rev. Lett., **92**, 126101 (2004)

- [12] M. Hirano and K. Shinjo, Phys. Rev., **B41**, 11837 (1990).
- [13] M. Hirano, K. Shinjo, R. Kaneko and Y. Murata, Phys. Rev. Lett., **67**, 2642 (1992).
- [14] M. Hirano, K. Shinjo, R. Kaneko and Y. Murata, Phys. Rev. Lett., **78**,1448(1997).
- [15] A. M. Fennimore, T. D. Yuzvinsky, W.-Q. Han, M. S. Fuhrer, J. Cumings and A. Zettl, Nature, **424**, 408 (2003)

第2節 摩擦のメカニズム

1.2.1 凹凸説と凝着説

摩擦は前節でも記したように極めて身近な現象であるため古くから調べられ、その発生のメカニズムも考えられてきた。もっとも古くから考えられてきたメカニズムが凹凸説である。道具や機械部品のすべり面の表面はどんなに滑らかに見えても、十分小さなスケールで見れば凹凸がある。ある物体の上に他の物体を載せると、もっとも重力エネルギーを得できるのは図 1.16 に示すように上の物体の下面の凸と下の面の凹がかみ合った状態である。その状態で上の物体を横にずらそうとすると、上の面の凸は下の面の凹の底から動かねばならず、重力エネルギーを損する。エネルギーを損しても動かすためには、力が必要である。この力が摩擦力である、と考えるのが凹凸説である。凹凸説でも前節で紹介した摩擦の法則、アモントンの法則は説明できる。また、動かしていくと上の凸が下の凹の底に落ちて重力エネルギーを得ることがあるが、そのときの速度は上の凸が下の凹の底から上がっていくときに比べ極めて速くなるのでそれだけ他の自由度（例えば格子振動）にエネルギーが逃げていく、として動摩擦力も説明する。その時のエネルギーの逃げる程度（エネルギー散逸）は重力によって決まるのですべり速度に依存しない、と考えれば速度に依存しない動摩擦力も説明できたことになり、アモントン-クーロンの法則全体が説明できたことになる。この説に従えば、直感的にわかるように、表面の凹凸が激しいほど、すなわち表面が粗いほど、摩擦力、摩擦係数は大きくなる。では実際はどうなるであろうか？図 1.17 に PMMA 2 枚の間の静摩擦係数の表面粗さ依存性を示す [1]。二つのすべり面は同じ表面粗さを持っている。図からわかるように、ある程

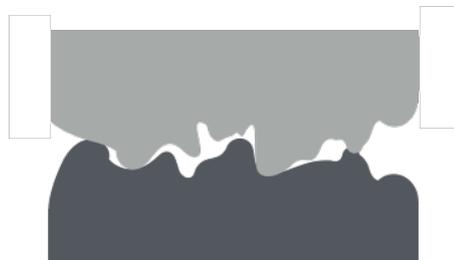


図 1.16: 上の物体の下面の凸と下の物体の上面の凹がかみ合った状態。

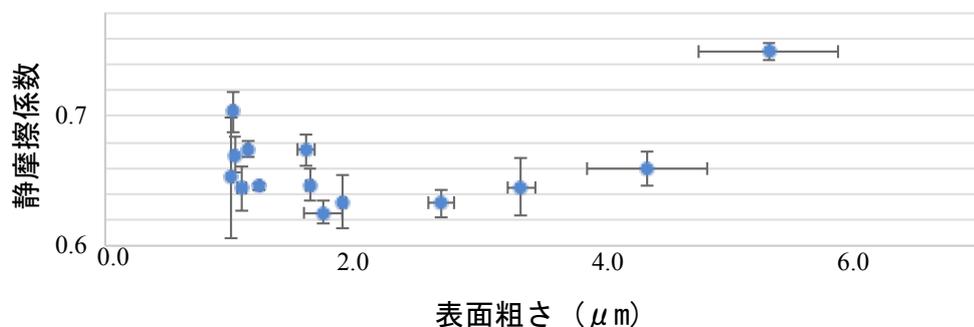


図 1.17: アクリルガラス (PMMA) 間の静摩擦係数の表面粗さ (2 乗平均平方根) 依存性 [1]。

度以上粗い表面では粗くなるとともに摩擦係数が増加するが、逆に、ある程度以上滑らかになると、滑らかなほど摩擦係数が増加する。これは凹凸説の予言と逆である。これらのことから凹凸説は、少なくともある程度以上滑らかな表面間では、摩擦の主要なメカニズムではないと言えよう。

この凸凹説に替わって、今日、摩擦のメカニズムとして考えられているのが凝着説である。この説でもら凹凸説と同じく、どんなに滑らかに見える表面も十分小さなスケールで見れば凹凸がある、という事実から出発する。そのような二つの面を接しさせたとき、「本当にくっついている」部分は二つの表面の凸 (アスペリティ) 同士でつくられるからなる接触部分だけであり、その面積は見掛けの接触面積のうち、わずかでな部分であろう。その「本当にくっついている」部分を真実接触点という。そのような真実接触点では原子間力や分子間力による凝着が起きていると考える。図 1.18 を参照されたい。この状態で、一方の物体に力を加え滑らず場合、真実接触点での凝着を切らねばならない。そのために必要な力が摩擦力だと考えるのが、凝着説である。

今日では二つの物体表面のくっつけた場合、凝着が起こっていることは様々な手段で検証されている。さらに、一つの真実接触点において凝着が起こり、剪断を加えるとそれが変形し摩擦力が働き、さらにせん断を加えると真実接触点が破断することも、Micro Electro Mechanical System, 通称 MEMS と透過型電子顕微鏡 (Transmission Electron Microscope, Trans-

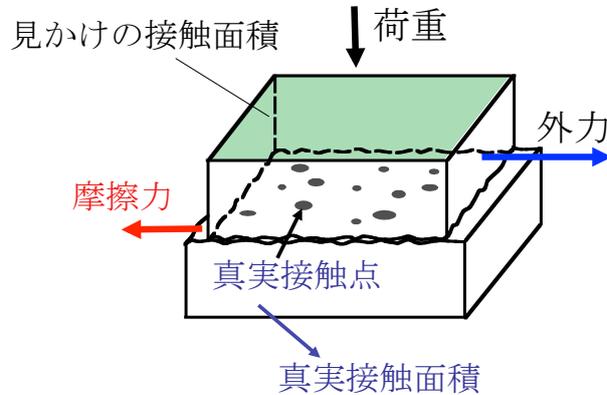


図 1.18: 2つの固体表面の凸凹と真実接触点。

mission Electron Microscope, 通称 TEM) を用いた実験により観測されている [2]。実験は超高真空中できれいな Ag 表面で行われている。図 1.19 は Ag からなる二つのアスペリティが真実接触点を形成し、せん断とともに変形、破壊するまでの様子 (左のパネル) とその際の力の振る舞い (右のパネル) をみたものである²。左のパネル (a) は左右から近づいてきた Ag の二つのアスペリティが凝着し真実接触点を形成した直後の TEM の写真である。真実接触点のサイズは図からわかるように 10nm 程度である。このあと、右側のアスペリティの根本を上方に動かしている。アスペリティを動かすのに、静電気力を駆動力とする MEMS が使われている。真実接触点では二つのアスペリティは凝着しているので、右側のアスペリティの運動に伴い、(b~e) に示されるように真実接触点は変形し、(f) に至って壊れる。このときの摩擦力を右側のアスペリティの根本の変位に対して示したが右のパネルである。この図は、凝着により摩擦力が発生していることを明確に示している。

1.2.2 凝着説とアモントンクーロンの法則

前小節で記したように摩擦が生じる機構は真実接触点での凝着である。では凝着説でどのようにアモントンクーロンの法則が説明されるかを

²真実接触点を形成するアスペリティの変形を観測した先駆的実験として文献 (3) がある [3]。

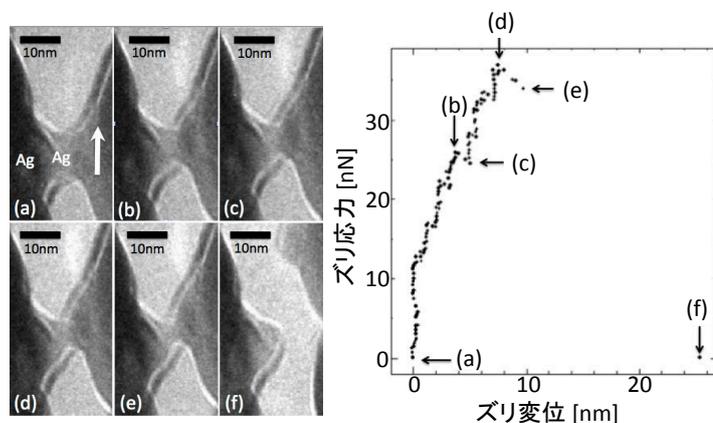


図 1.19: (左) TEM によって観測された左右の Ag によって作られる真実接触点の形成, 変形, 破壊の様子。右側のアスペリティの根本を上方にズリ運動を行わせている。(a) は形成直後, (b~f) で変形し, (f) で壊れている。(右) ズリ応力をズリ変形量に対して示す。アスペリティを動かすのに静電気力を駆動力とする MEMS が使われている。文献 [2]。

考えよう。

単位面積あたりの凝着を切る力であるせん断強さを σ_0 , 真実接触面積を A_r とすると, 摩擦力 F_{fric} は,

$$F_{\text{fric}} = \sigma_0 \times A_r \quad (1.3)$$

と表される。ここで真実接触面積 A_r が荷重 W に比例する, すなわち $A_r = aW$ と仮定する (a は比例定数) と, 摩擦係数 μ は

$$\mu = \frac{F_{\text{fric}}}{W} = \frac{\sigma_0 \times A_r}{W} = a\sigma_0 \quad (1.4)$$

で与えられる。ここでさらにせん断強さは一定であると仮定すると, 摩擦係数が見かけの接触面積に依存せず定数となったので, アモントン-クーロンの法則の最初の 2 つ, すなわちアモントンの法則は説明できたことになる。

最初の仮定, すなわち真実接触面積 A_r が荷重 W に比例する事は実験的に確かめられている。図 1.20 に光学的手法で観測した, 2 枚の PMMA の板の間の真実接触点の様子を示す [4, 5]。左のパネルから真実接触点が

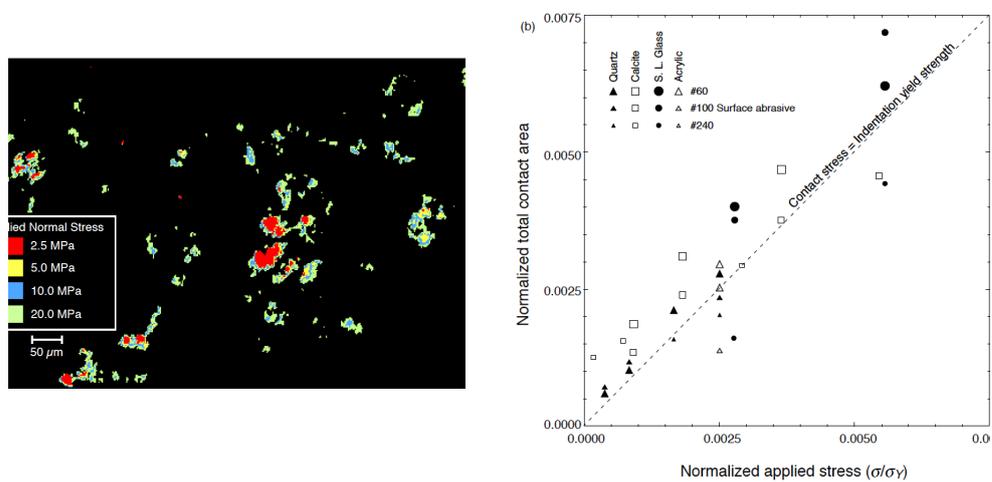


図 1.20: (左) PMMA 板間の真実接触点が荷重とともに増加する様子。荷重は 2.5, 5.0, 10.0, 20.0 MPa である。[4]。グレーの部分が生真実接触点である。(右) 水晶, 方解石, ガラス, PMMA の真実接触面積の圧力依存性 [5]。真実接触面積は見掛けの接触面積で, 圧力はそれぞれの物質の降伏応力で規格化している。

形成され、真実接触面積が荷重とともに増加していることがわかる。また右のパネルから真実接触面積が荷重に比例することがわかる。通常の条件下では、真実接触面積は見かけの接触面積の1/100程度以下、1つの真実接触点の大きさは数 $10\mu\text{m}$ 程度かそれ以下である。

真実接触面積が荷重に比例する機構は何であろうか？下の物体に上の物体を載せた場合を考えよう。最も簡単な説明は、真実接触面積が見掛けの接触面積に比べ極めて小さいため、各真実接触点の圧力が降伏応力に達し一定となっているというものである[6, 7, 8]。物を変形させればその変形を元に戻そうという復元力が働く。変形が小さい間は、復元力は変形の大きさに比例する（フックの法則）。これが弾性である。しかし変形が大きくなると塑性領域に入り、復元力の増加の割合は徐々に小さくなる。そしてついには復元力はある一定値となる。変形が押し込みである場合のその一定となった復元力の単位面積当たりの大きさが降伏応力である。単位面積当たりの復元力、すなわち圧力が一定なので、上の物体の荷重を支えるため真実接触面積が荷重に比例することになる。

しかし、これは真実接触面積が見掛けの接触面積に比べ十分小さく、真実接触点の圧力が十分高い場合である。機械を考えると、精密に作られたすべり面ほどその表面粗さは小さく、真実接触面積と見掛けの接触面積の比は大きくなる。その比がある程度大きければ、真実接触点での圧力は低く弾性変形の領域にあると考えられる。そのような弾性変形の領域にある一つのアスペリティを考えると、その接触面積は荷重に比例しない。しかし高さが分布している多くのアスペリティを考えると、その全真実接触面積は、全荷重に比例することを示すことができる。アスペリティの高さ分布について制限があるが、かなり広い範囲の分布に関して比例関係は成り立つ³。従って、せん断応力が一定ならば、摩擦力が荷重に比例し見掛けの接触面積に依存しないというアモントンの法則が成り立つことになる[6, 7, 8, 9]。

せん断応力が一定という仮定が成り立つかどうかについては議論がある。真実接触点を形成する二つのアスペリティの先端が清浄で同じ結晶格子形、同じ格子定数ならば、最もエネルギーの低い状態では凝着をもたらす原子間あるいは分子間の全結合エネルギーは真実接触点にある原子対・分子対の数に比例し、せん断外力を加えてズリ運動を起こそうとすれば全結合を切らねばならず、そのために必要な力の大きさは真実接

³ただし、その比例関係が成り立つのは真実接触面積と見掛けの接触面積の比がある程度以上小さい場合である。

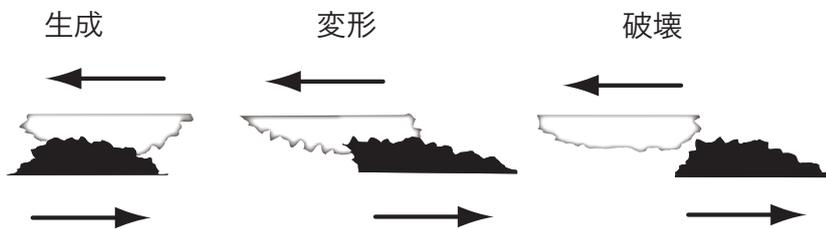


図 1.21: すべり運動に伴う真実接触点の生成，変形と消滅はスティック・スリップ運動を引き起こす [8]。

触点にある原子対・分子対の数に比例し，真実接触面積にも比例することになり，単位面積当たりの凝着を切る力であるせん断応力は一定となるだろう。だが格子形が異なったり格子定数が異なれば，あるいはアスペリティ先端が結晶ではなくガラス状態となっていれば，せん断外力を加えてズリ運動を起こす時，結合エネルギーを得する原子対・分子対もあれば，損する原子対・分子対もある。その場合，ズリ運動を起こすのに必要な力は真実接触点の原子対・分子対の数に比例しなくなり，せん断応力は一定ではなくなる [10, 11]。⁴しかしその場合でも，高さが分布している多くのアスペリティを考えると，その全凝着力は全荷重に比例することを示すことができる。こうして凝着説に基づいてアモントンの法則を説明することができる。詳細については文献等を参考にされたい [12]。

この項の最後に，アモントン・クーロンの法則の3番目の法則，「動摩擦力は最大静摩擦力より小さくすべり速度に依存しない」を考える [8]。すべり摩擦を生じる一方のすべり面を持つ物体にせん断力を加えある速度ですべり運動を起こしたときを考える。このとき図 1.21 のように，すでにある真実接触点を形成するアスペリティはまず変形し，次に凝着が壊れ接触点は消滅する。一方，他の場所で一方のすべり面のアスペリティを他方のすべり面のアスペリティと真実接触点を形成し，その後変形し，消滅する。これを繰り返しながら，一方の物体全体としてはある一定速度ですべり運動を続ける。このとき一方の物体全体としては一定の速度で動いていても，真実接触点をつくり，壊すことを繰り返す各アスペリティの運動はそうではない。図 4 にも示されるように真実接触点をつくって

⁴このような状況が前節で記した超潤滑状態を作る。

いる間は凝着によってアスペリティはスティック状態にあり、物体全体としての一定速度のすべり運動のため変形し、その近傍に弾性エネルギーが蓄積される。凝着が切れた瞬間にアスペリティはその貯まった弾性エネルギーによってスリップし、新たに生じた平衡状態の周りで振動する。やがて振動は緩和し止まる。このように全体としては一定のすべり速度で運動していても、系の内部では局所的なスティック・スリップ運動を繰り返している。そして変形するとき蓄積した弾性エネルギーは、凝着の切断、スリップのときの高速運動、新たな平衡状態の周りでの振動などによって散逸し動摩擦力が生じる⁵。このエネルギー散逸の典型的時間スケールは、凝着の切断のエネルギー緩和に要する時間、スリップ速度に対応した時間、その後の振動の緩和時間、であるがどれも局所的な運動に伴うものであり、全体としてのすべり運動の時間スケールに比べ十分早い。したがってそれぞれのスティック・スリップ運動は独立で、一方の物体がある距離滑ったときの全エネルギー散逸はその間に起こった各真実接触点のスティック・スリップ運動によるエネルギー散逸の和となる。単位時間あたりの各真実接触点のスリップの回数は物体全体としての一定のすべり速度に比例するから、単位時間あたりのエネルギー散逸も物体全体のすべり速度に比例する。エネルギー散逸は全摩擦力のした仕事である。したがって全摩擦力 \times 全体のすべり速度 = 単位時間あたりのエネルギー散逸 \propto 単位時間あたりの各真実接触点のスリップの回数 \propto 全体のすべり速度となるので、摩擦力がすべり速度によらないことになる。このような局所的スティック・スリップ運動がアモントン-クーロンの法則の3番目の振る舞いが現れる機構だと考えられる。

さてここまでは摩擦を生じる物体の内部の条件、例えば圧力、せん断応力などは物体の中で一様だと考えてきた。しかし、いつでも一様だとは限らない。例えば下の基盤の上に物体を載せその物体を後ろから押す場合を考える。後ろから押す外力が系全体の最大静摩擦力より小さければ上の物体は全体としては動かない。そのため外力によるせん断応力は上の物体の前方にまでは十分に伝わっていかず、上の物体の中のせん断応力は一定とならず、物体の後の方が大きくなる。このため、系全体の最大静摩擦力より小さい外力下でも、局所的なすべりが物体の後端から起こる [13, 14, 15, 16]。地震も摩擦現象の一種であるが、地震で言えばこのような局所的なすべりは前震であり、物体全体のすべりは本震に対応

⁵ 摩耗も動摩擦力に寄与する場合があるが、ここでは摩耗のない、または無視できるすべりを考えている。また真実接触点をつくるときには凝着エネルギーを得するが、これはすべり運動に寄与せず熱エネルギーとして散逸するだけであると考えられる。

する。そのような運動は実験的にも観測されている。このような内部の条件の不均一性は、接触面が一原子でできているのではなく有限の大きさを持っていけば、多かれ少なかれ生じていると考えられるが、一般には大きな物体ほどその効果は大きいであろう。このような系の中の一様性が破れた場合は、これまでのアモントン-クーロンの法則の説明が成り立たなくなり、前節で紹介したように摩擦係数が荷重にも見掛けの接触面積にも依存する。これについても詳細は文献を参照されたい [13, 14]。

1.2.3 最大静摩擦力の待機時間依存性，動摩擦力の速度依存性

前節で図 1.11 に示したように最大静摩擦力は、下の物体に上の物体を載せてから最大静摩擦力を測るまでの時間，待機時間，に依存し待機時間が長いほど最大静摩擦力が大きくなる。この項ではまずこの現象を考えてみよう [6, 7, 8]。

2. 項で摩擦力はせん断強さ × 真実接触面積 で与えられることを見てきた。最大静摩擦力が待機時間とともに増加するのならば，せん断強さか真実接触面積，あるいはその両方が待機時間とともに増加していると考えられる。図 1.22 に PMMA 板間に 10MPa の圧力を加え続けた場合の待機時間の増加による真実接触点の像の変化を示す。明らかに真実接触面積が待機時間とともに増加している [4]。この真実接触面積の待機時間による増加が最大静摩擦力の待機時間による増加をもたらす⁶。その時間依存性は最大静摩擦力の待機時間依存性と同じく対数関数的である。この真実接触面積の増加の原因は熱揺らぎによる塑性変形である。当然のことであるが全ての摩擦現象は有限の温度のもとで起こる。そこでは物体を構成する各原子はランダムな熱運動をしている。外力下ではその熱運動は外力の方向に起こりやすい。真実接触点をつくるアスペリティ内の原子は荷重という外力をうけ荷重方向にゆっくりと熱運動する。そのような運動を熱的クリープ運動という。この結果アスペリティは縮んでいくが，アスペリティは全体としては体積を保存しようとするので，荷重方向に垂直方向には広がっていく。よって真実接触面積は増大するのである。

⁶多くの物質ではせん断強さは待機時間依存性を示さないが，ある条件化のある物質では大きなせん断強さ依存性を示す [17]。これは真実接触点での化学結合が時間とともに強くなるからである。この場合，最大静摩擦力の待機時間依存性は図 1.11 に示されるそれよりも桁違いに大きい。

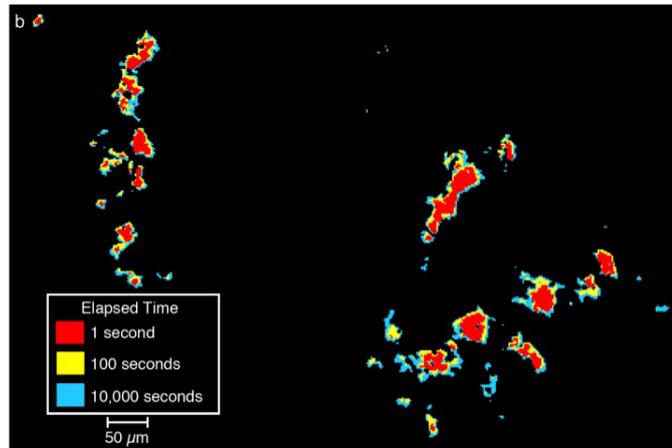


図 1.22: PMMA 板間の真実接触面積が待機時間とともに増加する様子 [4]。待機時間は 1, 100, 10000 秒である。

この真実接触面積の待機時間依存性は図 1.10 に示した動摩擦力の速度依存性にも関係する。しかしここではまず、真実接触点をつくるアスペリティの変形が無視できる場合に動摩擦力の速度依存性を考えよう [6, 7, 8, 18]。図 1.23 左のパネルに一つの真実接触点を構成する二つのアスペリティの全エネルギー U_{tot} を一方の表面のあるアスペリティ（ここではアスペリティ A と呼ぼう）の根本の座標 X に対して示す。他方の表面のアスペリティは固定し、二つのアスペリティは直径 a の大きさで変形は無視できるとしている。 $X = 0$ でアスペリティ同士の真実接触面積が最大になり、両者の原子分子の結合エネルギーが最小 $-U_b$ となるが、アスペリティ A が横にずれ X の絶対値が a を超えると全ての結合が切れ $U_{\text{tot}} = 0$ となる。ここに一定の外力 F_{ext} を動けるアスペリティ A に加える。 F_{ext} を受けてアスペリティ A が X だけ外力の方向に動けば、エネルギーが $-F_{\text{ext}}X$ だけ下がるので、二つのアスペリティの全エネルギー U_{tot} は外力の無い場合に比べ右下がりになる。エネルギーの一番低い状態は U_{tot} の谷の底 $X = 0$ の近傍である。熱運動が無視できる場合、外力があろうとなかろうとアスペリティ A は U_{tot} の谷底にいる。しかし、熱運動が無視できない場合、熱の効果によりアスペリティ A は谷底から崖を登り谷の外に出ることができる。谷の外に出るということは凝着がなくなったのであるから、真実接触点が壊れたということである。外力があれば、登る崖の

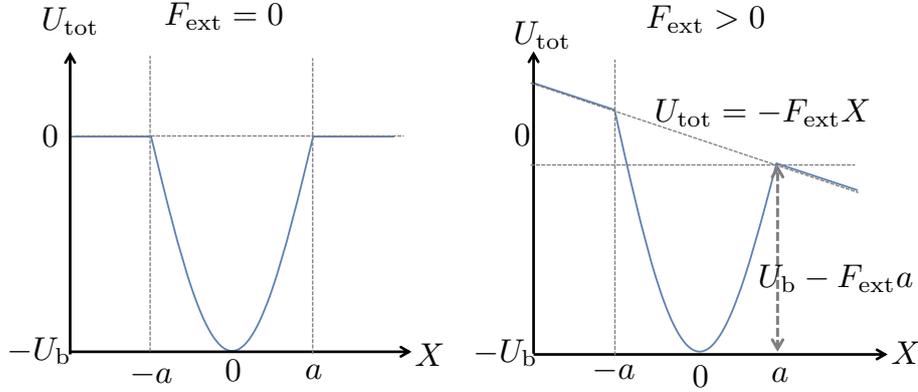


図 1.23: 真実接触点を形成する二つのアスペリティの全エネルギー。左のパネルは外力 $F_{\text{ext}} = 0$, 右のパネルは $F_{\text{ext}} > 0$ の場合。

高さの低い外力の方向, すなわち図で右に行く可能性が高い。このときの昇る崖の高さは $U_b - F_{\text{ext}}a$ である。簡単のため左に行く可能性は無視しよう。すると, アスペリティA が単位時間に谷底から飛び出て右に行く確率 P_{\rightarrow} は統計力学によれば次式で表される。

$$P_{\rightarrow} = \omega_0 \exp \left[-\frac{(U_b - F_{\text{ext}}a)}{k_B T} \right] \quad (1.5)$$

ここで ω_0 は単位時間当たりにアスペリティA が崖を登ろうとトライする回数, k_B はボルツマン定数, T は絶対温度である。一度, 谷底から出てしまえばアスペリティA は他の表面の次のアスペリティに捕まるまですばやく動く。これよりアスペリティA の平均の速度 v は $v = dP_{\rightarrow}$ で与えられる。ここで d は一つの固定されたアスペリティの谷から出たアスペリティA が次のアスペリティに捕まるまでに進む距離であり, 平均の真実接触点間の距離と考えられる。定常状態では外力は摩擦力 F_{fric} と釣り合っているので $F_{\text{ext}} = F_{\text{fric}}$ となり

$$v = \omega_0 d \exp \left[-\frac{(U_b - F_{\text{fric}}a)}{k_B T} \right] \quad (1.6)$$

となる。式 1.6 を F_{fric} について解いて

$$F_{\text{fric}} = N \frac{k_B T}{a} \log \left[\frac{v}{\omega_0 d} \right] + \text{定数} \quad (1.7)$$

を得る。ここで、式 1.6 までは一つの真実接触点を作る一対のアスペリティを考えていたが、現実の系では多くのアスペリティがあることを考慮し、系の全真実接触点の数 N を掛けた。こうして動摩擦力がすべり速度の対数に依存して増加することを示すことができた。この振る舞いは直感的には、すべり速度が小さい場合は真実接触点は熱揺らぎの助けを借りて壊れアスペリティは動いていくことができるので駆動力=摩擦力は小さくて済むが、すべり速度が大きいと熱揺らぎに助けをもらう前に強制的に真実接触点を壊して動いて行かなければならないので摩擦力が大きくなる、と理解することができる。この効果は直接効果と呼ばれ、この効果による動摩擦力のすべり速度への対数依存性の係数を伝統的に A と記す。すなわち

$$F_{\text{fric}} = A \log [v] + \text{定数} \quad (1.8)$$

先ほどの真実接触面積が待機時間の対数に依存して増加することも全く同様に示すことができる。

ここまではアスペリティは変形しないとしてきた。しかし、真実接触面積の待機時間依存性の議論で見てきたように、長い間接触している真実接触点の面積は接触時間の対数に依存して増加する。運動している場合、一つの真実接触点ができから壊れるまでの時間、すなわち真実接触点の寿命は平均としてはすべり速度に反比例する。そのためこのアスペリティの変形の効果は、すべり速度の逆数の対数に依存して増加する、つまりすべり速度の対数に依存して減少する、という振る舞いをもたらす。この効果は間接効果と呼ばれる。このときの対数依存性の前の係数を伝統的に B と記す。すなわち

$$F_{\text{fric}} = -B \log [v] + \text{定数} \quad (1.9)$$

この両方の効果を考えると摩擦力のすべり速度依存性は、

$$F_{\text{fric}} = (A - B) \log [v] + \text{定数} \quad (1.10)$$

と表される [6, 7, 8, 18, 19, 20]。式 1.10 でわかるように $A - B$ が正なら、速度の増加とともに摩擦力は増加する、つまり速度強化の振る舞いを示す。このとき一定のすべり速度の運動は安定である。しかし、 $A - B$ が負なら、速度の増加とともに摩擦力は減少し速度弱化となる。このとき一定のすべり速度の運動は不安定となる。なぜなら速度が揺らいで少し大きくなると摩擦力が減少し加速しより速度が大きくなってしまいうからである。そしてスティックスリップ運動が起こることになる。

このように一般には動摩擦力はすべり速度に依存し、その依存性は速度強化と速度弱化の両方の場合がある。この二つの振る舞いは同じ物質間でも、温度や圧力により変わることがある。その興味深い例が地震である [19]。地震は断層の示すスティックスリップ運動である。そしてカリフォルニアのサンアンドレアス断層という有名な断層では、浅い場所でも深い場所でも地震は起きない。適当な深度の場所でのみ地震が発生する。これは上記の $A - B$ が深度に依存し、適当な深度でのみ負になるためであると考えられている。

さて式 1.10 の動摩擦力の速度依存性は定常状態において成り立つ。では非定常状態ではどうなるのであろうか? そのような場合には一般には摩擦力はその瞬間のすべり速度だけでは決まらず、過去の履歴で決まる状態変数を呼ばれる量にも依存する。詳細は文献を参照されたい [6, 7, 8, 18, 19, 20]。例えばすべり速度を v_1 から v_2 へ急激に増加させた場合を考えよう。このとき上記の直接過程はすぐに新たな速度 v_2 に追随するが、間接過程が v_2 に追随するためにはすべての真実接触点を形成するアスペリティの組み替えが起こり真実接触点の寿命がリセットされてその後 v_2 に対応する真実接触点の大きさに変わる必要がある。そのためこの間接効果は速度変化に対応するのに時間がかかる。これが直接効果、間接効果という名前の由来である。図 1.24 にすべり速度を急激に変化させたときの摩擦力の振る舞いを 6 種類の物質に対して示す [4]。速度変化とともにすぐに応答する過程とゆっくり応答する過程があることがわかる。これが直接過程と間接過程である。この間接過程のために、動摩擦力はその瞬間のすべり速度だけでは決まらず、一般には過去のすべり速度に依存する。このことが大きな効果をもたらすのが制振である。機械の中のすべり面でスティックスリップ運動が起こると機械は振動し雑音が発生したり摩耗が増大するなど、悪い影響を及ぼす。このスティックスリップ運動を押さえるために良く行われるのが、すべり面の支持部の剛性を高めることである。実はこれによってスティックスリップ運動を制振できるのは動摩擦力が過去のすべり速度に依存するからである。その瞬間のすべり速度にしか依らないのであれば、支持部の剛性を高めることによりスティックスリップ運動の振幅は小さくなるが消えることはない。しかし、過去のすべり速度にも依存するため、ある程度以上支持部の剛性を高めるとスティックスリップ運動は完全に収まり、定常すべりが達成される。

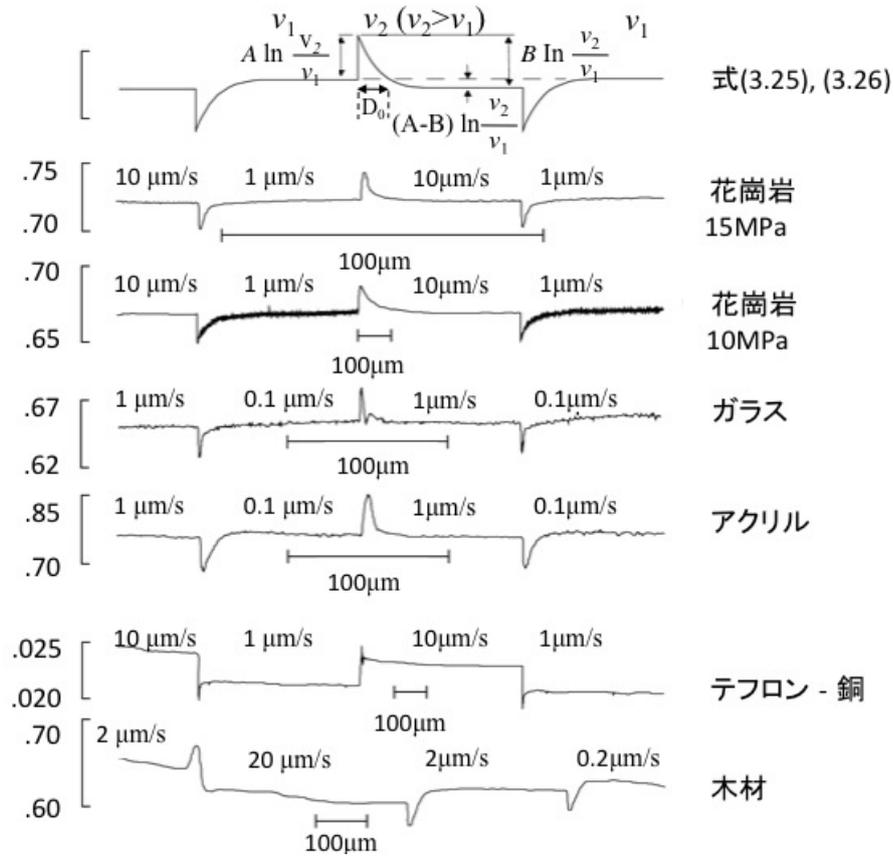


図 1.24: さまざまな物質の摩擦力の駆動速度の変化に対する応答 [4]。一番上の線は文献 [20] によって提案された現象論的式によって予測される振る舞い。

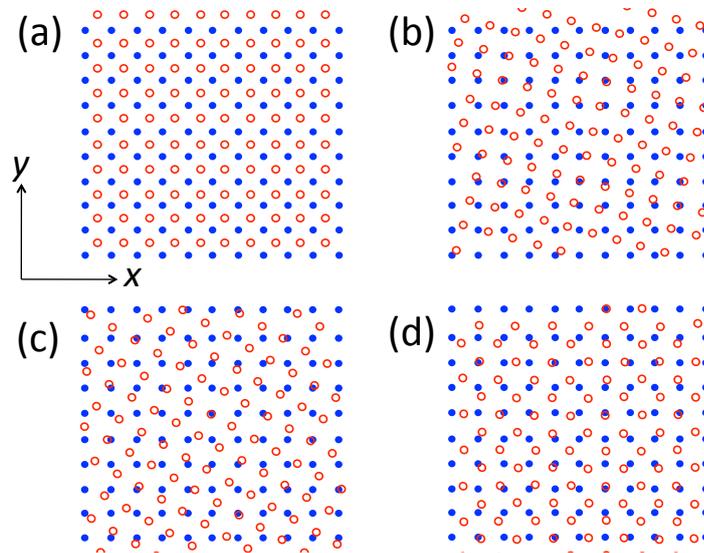


図 1.25: 結晶軸の相対角度を (a) 0° , (b) 15° , (c) 30° , (d) 45° としたときの 2 枚の正方格子の原子配置。

1.2.4 摩擦が消えるメカニズム

この節では摩擦のメカニズムを議論してきたが、最後に前節で紹介した摩擦力が消える超潤滑のメカニズムを考えよう。これまではある程度巨視的な系の摩擦を対象としてきた。そこではすべり面の凹凸の結果生じる真実接触点が大きな役割を果たした。しかし超潤滑は原子的なスケールで乱れのない清浄表面間で現れる。そのような清浄表面を作りやすいのは層状物質である。そのため、超潤滑は層状物質において現れることが多い。図 1.14 で示した 2 枚のすべり面の結晶軸をずらした時に現れる超潤滑も、層状物質であるグラファイトを用いた実験で現れた。簡単のため格子定数の同じ正方格子の 2 枚のすべり面を例にとり、摩擦力に 2 枚のすべり面の結晶軸の相対角度依存性が現れる理由を考える。結晶軸の相対角度を 0° , 15° , 30° , 45° としたときの 2 枚の正方格子の原子配置を図 1.25 に示す。結晶軸が一致していれば、2 つの格子の x 軸方向の格子間隔の比は $1/1$ である。このように格子間隔の比が有理数の場合を整合 (コメンシュレート) という。だが、結晶軸の相対角度が 45° になると、一方の正方格子の x 軸方向の格子定数は $\sqrt{2}$ 倍になってしまうので、格子定数の比が無理数になってしまう。このような場合を不整合 (インコメンシュレート) という。相対角度が 15° , 30° の場合も同様にイン

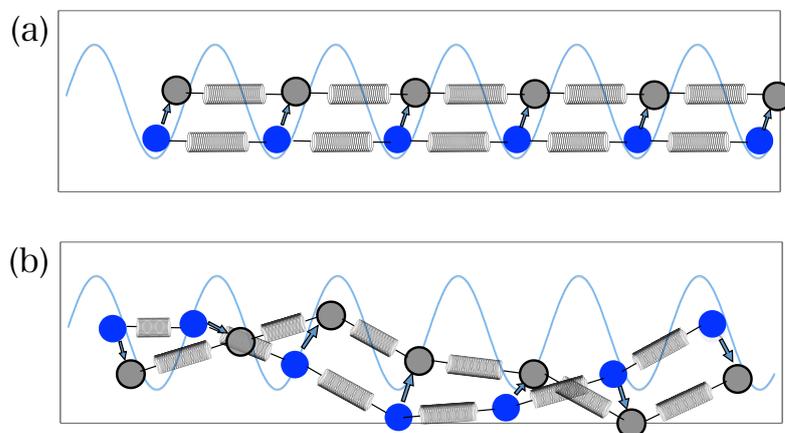


図 1.26: 1次元の場合の (a) コメンシュレートと (b) インコメンシュレートでの原子の配置。周期ポテンシャルは下の基板との相互作用を，バネは上の物質を構成する原子間の相互作用を表す。

コメンシュレートになる。コメンシュレートとインコメンシュレートでの摩擦の振る舞いの違いを簡単のため1次元のモデルに基づいて考えてみる。図1.26に (a) コメンシュレートと (b) インコメンシュレートでの原子の配置を示す。下の物体の変形を無視すると，下の物体が上の物体のすべり面の原子に及ぼす効果は，図のように周期ポテンシャルで表すことができる。上の原子列の平均間隔 ℓ と周期ポテンシャルの周期 a との比 ℓ/a は，同じ結晶面の二つのすべり面の場合，上に記したように結晶軸の相対角度で表される。(a) にはその比が $1/1$ のコメンシュレートの場合を示している。もっともエネルギー的に安定な状態（黒丸で示す）はすべての原子がポテンシャルの谷底にいるときである。ここに外から力をかけて上の原子列を動かすと，灰色の丸で示したようにすべての原子がポテンシャルの山を登るので大きな力が必要である。すなわち最大静摩擦力は大きい。 ℓ/a が有理数 m/n (m と n は整数) ならば，原理的には同様のことが起こる。(b) に示すインコメンシュレートな場合は状況がまったく変わる。原子列の平均間隔と周期ポテンシャルの周期の比 ℓ/a が無理数なため，外力を加え上の原子列を動かすと，黒丸で示す配置から灰色の丸で示す配置へ変わるが，このときポテンシャルエネルギーを損する原子もいるが得する原子もいる。そのためエネルギーは上の原子列が動

いても変わらず，最大静摩擦力は0となる。このとき系は並進対称性をもち，動摩擦力は低速では速度に比例する。このようなメカニズムにより摩擦力は表面の結晶軸の相対角度に依存し，インコメンシュレートの場合は消えてしまう。詳細は文献を参照されたい [8]。

このようなインコメンシュレートな原子配置のメカニズムの他にも、現在では様々な機構での超潤滑が提案され実験的にも検証されている。それらについては後の節、章を参照されたい。

参考・引用文献

- [1] 寺本光一, 青山学院大学理工学部 2016 年度卒業論文
- [2] T. Sato, T. Ishida, S. Nabeya and H. Fujita, *J. Phys., Conf. Ser.*, **258**, 012005 (2010)
- [3] T. Kizuka, *Phys. Rev., B* **57**, 11158 (1998)
- [4] J. H. Dieterich and B. D. Kilgore, *Pure and Appl. Geophys.*, **143**, 283 (1994)
- [5] J. H. Dieterich and B. D. Kilgore, *Tectonophysics*, **256**, 219 (1996)
- [6] B. N. J. Persson, *Sliding Friction-Physical Principles and Applications-*, 2nd edition, (Springer) (2000)
- [7] T. Baumberger and C. Caroli, *Advances in Physics*, **55**, 279 (2006)
- [8] 松川宏, 摩擦の物理, 岩波講座物理の世界, (岩波書店) (2012)
- [9] J. A. Greenwood and J. B. P. Williamson, *Proc. of Royal Soc. of London Ser. A*, **295**, 300 (1966)
- [10] S. Akarapu, T. Sharp and M. O. Robbins, *Phys. Rev. Lett.*, **106**, 204301 (2001)
- [11] R. Minami, M. Matsuda, H. Kato and H. Matsukawa, Numerical experiments on the dynamics of Sheared and pulled-off single asperity and the origin of static friction, 6th World Tribology Congress, Extended Abstract PS1-43 (2017)
- [12] H. Matsukawa, in preparation, トライボロジー会議 2017 秋
- [13] Y. Katano, K. Nakano, M. Otsuki and H. Matsukawa, *Scientific Reports*, **4**, 6324 (2014).

- [14] M. Otsuki and H. Matsukawa, *Scientific Reports*, **3**, 1586 (2013)
- [15] S. M. Rubinstein, G. Cohen, and J. Fineberg, *Phys. Rev. Lett.*, **98**, 226103 (2007)
- [16] O. Ben-David, and J. Fineberg, *Phys. Rev. Lett.*, **106**, 254301 (2011)
- [17] Q. Li, T. E. Tullis, D. Goldsby and R. W. Carpick, *Nature*, **480**, 233 (2011)
- [18] F. Heslot, T. Baumberger, B. Perrin, B. Caroli and C. Caroli, *Phys. Rev.*, **E49**, 4973 (1994)
- [19] C. C. Scholz, *Nature*, **391**, 37 (1998)
- [20] A. L. Ruina, *J. Geophys. Res.*, **88**, 10359 (1983)