

高分子ゲルの静止摩擦の待機時間効果: 真実接触領域の直接観察

北海道大学大学院 理学研究科

加藤秀章、新田高洋、芳賀永、川端和重

固体の表面滑り摩擦においては、以下に示すアモントン・クーロンの法則という経験則が成り立つことが知られている。(i) 摩擦力は垂直荷重に依存する、(ii) 摩擦力は見かけの接触面積に依存しない。この法則は、摩擦界面でメソスケールの真実接触領域 A_{real} が形成され、その面積と物体間の凝着力によって摩擦力が決定されるという *Asperity Contact Model* で説明がなされている[1]。実際に A_{real} を観察した例は少ないが、例えば Dieterich らによって表面を粗したアクリルプラスチック間で観察されている[2]。また、固体同士を接触させてからせん断外力を印加するまでの時間(待機時間 t_w) の対数に比例して静止摩擦力 F_c が増大する現象が知られている。この現象は様々な種類の固体物質で確認されている[3]。これは、 t_w が長くなるにつれて表面突起が塑性流動により潰れ、 A_{real} がより大きく成長するためであると考えられている。

一方、高分子ゲルは、弾性率が典型的な金属に比べ $1/10^5$ 程度と非常に柔らかい物質であり、特異な摩擦の性質を示す。例えば、生体内の関節部では関節軟骨(ゲル)が表面滑り摩擦をしており、金属の場合では考えられないくらい低摩擦($\mu \sim 10^{-3}$)を維持している。そこで、我々は高分子ゲルの滑り摩擦、特に静止摩擦に注目し、その研究を行っている。

試料には 2%寒天ゲルを用い、 F_c の測定は水中で行った。 t_w 一定のもとでの F_c は垂直荷重と共に増加し、見かけの接触面積に依存しない[4]。この実験結果から、寒天ゲルにおいても F_c がアモントン・クーロンの法則を満たすことがわかった。このことは、金属などの固体と同様に、金属に比べて非常に柔らかいゲルの摩擦界面においても A_{real} が形成されていることを示唆している。また、 F_c は待機時間のべき乗で大きくなる(図1)。この結果から、金属に比べ、寒天ゲルは強い待機時間依存性を持っていることがわかった。

我々は *AFM* を用い、寒天ゲルの表面形状と弾性率像を測定した[5][6]。ゲルの表面には無数の突起が存在する。しかし、これらの突起は高さが 100nm 程度、弾性率が典型的な金属の $1/10^5$ 程度と非常に小さく、柔らかいものである。このような小さく、柔らかい表面突起だけでは垂直荷重を支えることはできないと考えられる。静止摩擦力実験から示唆された A_{real} が形成されているのかを明らかにするために、寒天ゲル/ガラス摩擦界面の直線観察を行った。寒天ゲルと水は屈折率が異なるため、寒天ゲル/ガラス界面と水/ガラス界面では反射率が異なる。このことを用いて、摩擦界面からの反射光強度の空間分布から A_{real} を直接観察した。その結果、摩擦界面には寒天

ゲルとガラスが接触していることを示す反射光強度の弱い領域(暗い領域)が見られた(図 2)。この領域の面積は待機時間と共に成長し、その待機時間依存性と静止摩擦力の待機時間依存性は一致した(図 3)。また、暗い領域はゲルの移動と共に摩擦界面を移動した。これらの結果から、この暗い領域が真実接触領域に対応していると言える。従って、静止摩擦力実験から示唆されたように、寒天ゲルはガラスとメソスケールの真実接触領域でのみ接触していることを直接観察により明らかにした。

一方、図 3 の待機時間の短い領域は A_{real} が存在せず、 F_c が 0 に近く、非常に小さい。この領域の F_c をより詳細に調べたのが図 4 である。ある臨界待機時間 t_c で摩擦力の待機時間依存性に変化が現れている。この変化は、潤滑状態から摩擦状態への動的な転移のために起こると考えている。この t_c は垂直荷重と共に減少し、見かけの接触面積に依存しない(図 5)。このことは、この転移が界面バルク水の単なる吐出しでは説明できないことを示唆している。我々は、この転移は水に関係した真実接触領域の形成と関係があると考えている。

ゲルは非常に柔らかいにもかかわらず、何故 A_{real} のみでその荷重を支えられているのかを明らかにするために、乾燥したガラス上での F_c の見かけの接触面積依存性を測定した。その結果、 F_c は水中の $10^2 \sim 10^3$ 倍程度も大きく、また、見かけの接触面積と共に増加した。これらの結果から、界面に局所的に閉じ込められた水が A_{real} に加わる有効圧力を減少させ、真実接触領域を形成していると考えている。

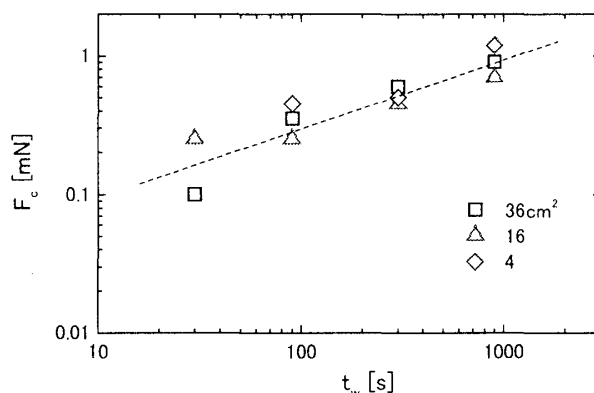


図 1 静止摩擦力の待機時間依存性. 見かけの接触面積; □ 36 cm^2 , △ 16 cm^2 , ◇ 4 cm^2 . 静止摩擦力は待機時間のべき乗で増加, 見かけの接触面積には依存しない.

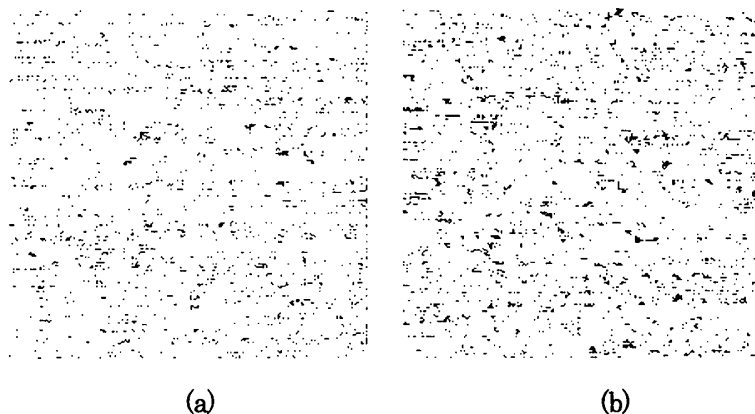


図 2 摩擦界面の直接観察像. 黒い領域が真実接触領域を示す. (a); 待機時間 230s, (b); 待機時間 1800s. 待機時間と共に黒い領域の密度や平均的な面積が大きくなっている.

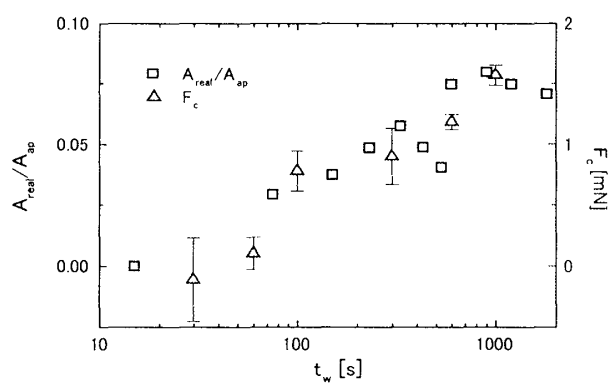


図 3 真実接触領域の面積の割合と静止摩擦力の待機時間依存性. □; 真実接触領域の面積の割合, △; 静止摩擦力. 真実接触領域の面積と静止摩擦力の待機時間依存性には一致が見られる.

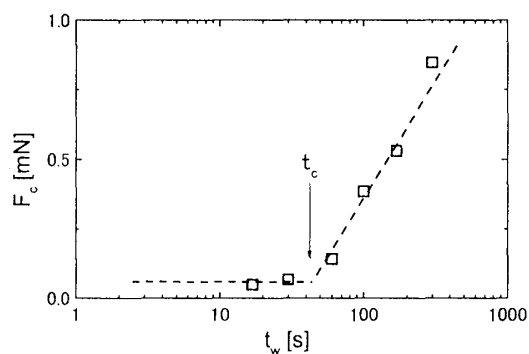


図 4 短い待機時間領域での静止摩擦力の待機時間依存性. 静止摩擦力の待機時間依存性にある待機時間 t_c で変化が見られる.

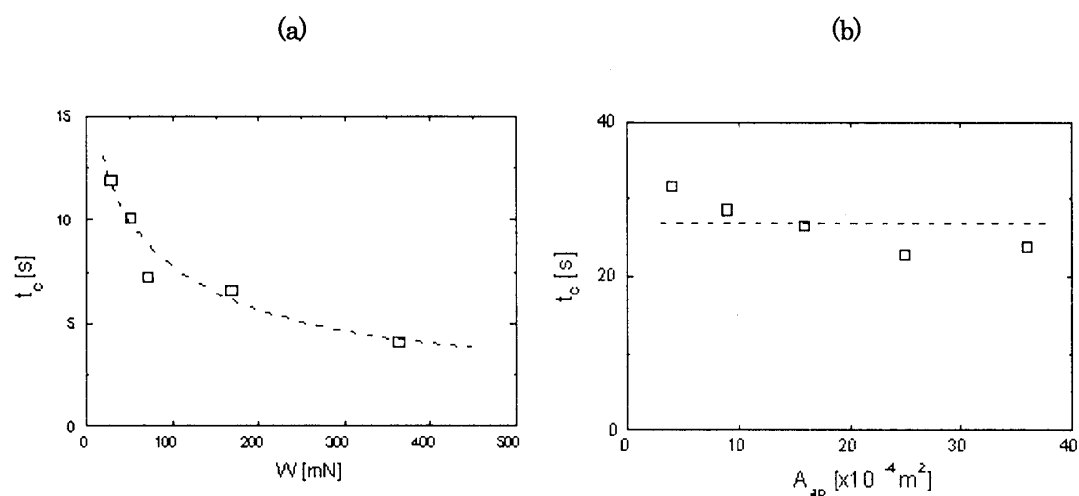


図 5 摩擦状態の転移を起こす臨界時間の荷重及び見かけの接触面積依存性. (a);荷重依存性. (b);見かけの接触面積依存性. t_c は垂直荷重に依存し, 見かけの接触面積に依存しない.

Reference

- [1] B. N. J. Persson, "Sliding Friction: Physical Principles and Applications", (Springer, 1998)
- [2] J. Dieterich *et al.*, Pure Appl. Geophys. **143**, 283 (1994)
- [3] Dokos. *et al.*, J. Appl. Mechanics, **13**, 148 (1946)
- [4] T. Nitta *et al.*, J. Phys. **IV** France, **12**, Pr9-319-Pr9-320 (2002)
- [5] T. Nitta *et al.*, Ultramicroscopy, **82**, 223-226 (2000)
- [6] T. Nitta *et al.*, J. Elec. Micro., 52(3), 277-281 (2003)