

Der mikroskopische Ursprung der Reibung

Statistische Mechanik der Reibung und die Amontonschen Gesetze

Martin H. Müser

Seit prähistorischer Zeit sind wichtige technologische Fortschritte einhergegangen mit fundamentalen Erkenntnissen in der Tribologie¹⁾, der Wissenschaft von Reibung, Schmierung und Verschleiß zwischen zwei Oberflächen. Feuerstäbe, die durch Reibung chemische Reaktionen hervorrufen, sind ein historisches Beispiel für die Relevanz tribologischer Prozesse. Modernen Schmiermethoden ist es zu verdanken, dass der Lesekopf in einem Computer-Laufwerk in einem Abstand von lediglich 20 nm bei einer Geschwindigkeit von 20 m/s über die Festplatte „fliegt“. Trotz solcher Fortschritte besteht kein wissenschaftlicher Konsens darüber, welche Prozesse auf molekularer Skala zu Reibung und Abrieb führen. Sowohl neuartige experimentelle Methoden als auch Computersimulationen erlauben immer tiefere Einblicke in die für die Tribologie relevanten mikroskopischen Vorgänge.

In vielen alltäglichen und fast allen technologischen Prozessen spielt Reibung zwischen festen Körpern eine fundamentale Rolle. Oft versucht man Reibung zu reduzieren, unter anderem, um die für die Bewegung benötigte Energie zu minimieren. Schätzungen zufolge entstehen in den Industrieländern durch Reibung und Verschleiß jährliche Verluste in Höhe von ca. 5 % des Bruttosozialprodukts. Jedoch ist Reibung häufig auch ein erwünschtes Phänomen. Ohne sie könnten Fahrzeuge weder bremsen noch beschleunigen. Seit Beginn der empirischen Wissenschaften gab es intensive Bemühungen, sowohl die Phänomenologie der Reibung als auch deren Ursachen aufzuklären. Berühmte Wissenschaftler wie Leonardo da Vinci, Coulomb, Euler und Sommerfeld haben wichtige Beiträge zum Verständnis der Reibung geliefert. Auch Feynman machte sich Gedanken über Reibung, wie man seiner berühmten Rede „There’s Plenty of Room at the Bottom“ entnehmen kann. Er spekulierte, dass Nanomaschinen unter Umständen ohne Schmiermittel auskämen. Diese Meinung wird von vielen Theoretikern heute geteilt, wenn auch aufgrund anderer Schlussfolgerungen. Das Buch „History of Tribology“ von D. Dowson [1] liefert einen unterhaltsamen, historischen Überblick über die faszinierende Rolle der Tribologie in Wissenschaft und Technik. So erhielt der Homo sapiens, wider der griechischen Mythologie, das Feuer nicht von Prometheus, sondern von den Neanderthalern.

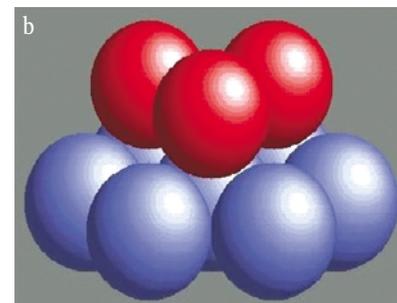
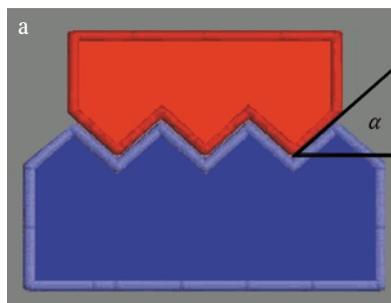


Abb. 1: Zwei klassische Vorstellungen der geometrischen Verhakung von Oberflächenrauigkeit, frei nach Euler a) und BÉlidor b). Beide folgten dem Amontonschen Argument, dass die Lateralkraft den kombinierten Effekt von geometrischer Rampe und Last auf den oberen (roten) Körper

kompensieren muss. Euler ging im Jahr 1750 dabei von gezackten Oberflächen aus, BÉlidor schlug bereits 13 Jahre früher sphärische Kappen als Oberflächenrauigkeit vor mit einer zugrunde liegenden dichtesten Kugelpackung.

Die Tribologie befindet sich wieder inmitten einer Revolution, angetrieben durch neue, verfeinerte experimentelle Methoden, mit denen sich die Reibung in immer besser definierten, mechanischen Kontakten untersuchen lässt. Die zwei vielleicht wichtigsten, experimentellen Techniken sind das atomare Kraftmikroskop (AKM) [2] und der Surface Force Apparatus (SFA) [3]. Beide Methoden liefern komplementäre Information. Mit dem AKM wird die sog. trockene Reibung zwischen einer AKM-Spitze und einem Substrat gemessen. Typischerweise beträgt der Krümmungsradius ca. 30 nm und die Kontaktfläche ca. 10 nm². Im SFA werden zwei senkrecht zueinander stehende Zylinder gegeneinander gerieben, deren Oberflächen meist aus atomar flachem Glimmer bestehen. Hier sind die charakteristischen Linedimensionen des Kontaktes einen Faktor 100 bis 1000 größer als im AKM, und die Oberflächen sind mit Lösungs- oder Schmiermittel bedeckt. Auch Computersimulationen, die einen direkten Einblick in die komplexe, atomare Dynamik geben können, tragen zunehmend zum Verständnis der Reibung auf mikroskopischer Ebene bei [4]. Zusammen mit der Quarzkristall-Mikrowaage, auf die hier nicht näher eingegangen wird, werden alle diese Methoden unter dem Schlagwort Nanotribologie zusammengefasst [3].

Trotz aller neuen Erkenntnisse fehlt ein Konsens darüber, welche atomaren Prozesse zur Reibung zwischen Festkörpern führen und warum diese sich häufig

¹⁾ griech. *tribein* = reiben

Prof. Dr. Martin Müser, Department of Applied Mathematics, University of Western Ontario London, Ontario, Kanada N6A 5B7

erstaunlich gut mit drei einfachen Gesetzen beschreiben lässt.

- ▶ *i*) Die Reibung F ist proportional zur Last,
- ▶ *ii*) sie hängt nicht von der (scheinbaren) Kontaktfläche ab, und
- ▶ *iii*) die kinetische oder *Gleitreibung* F_k ist nahezu unabhängig von der Gleitgeschwindigkeit.

Man unterscheidet zwischen *Haftreibung* F_s , der minimal notwendigen Kraft, um einen Festkörper relativ zum anderen in Bewegung zu versetzen und der kinetischen Reibung F_k , der minimal notwendigen Kraft, die Bewegung aufrecht zu erhalten. Gesetze (*i*) und (*ii*), die für Haft- und Gleitreibung gelten, wurden schon von Leonardo da Vinci auf einem Notizblatt vermerkt. Jedoch wurden sie erst 1699 von Guillaume Amontons publiziert und heißen deshalb die „Amontonsschen Gesetze“. Die Unabhängigkeit der Gleitreibung von der Geschwindigkeit hat Coulomb entdeckt, weshalb diese Gesetzmäßigkeit auch das „Coulombsche Reibungsgesetz“ heißt [1].

Geometrische Verhakung als Ursache

Befassen wir uns zunächst mit der statischen Reibungskraft oder Haftreibung. Hierzu gab es im frühen 18. Jahrhundert einen bemerkenswerten Erklärungsversuch des französischen Ingenieurs Bernard Forest de BÉLIDOR. Wie auch andere Wissenschaftler seiner Zeit folgte er dem Argument Amontons, dass Oberflächen in Wirklichkeit rau sind. Die Rauigkeit auf mikroskopischer Ebene bewirke dann eine geometrische Verhakung, die sich als Reibung äußere. Die zugrunde liegende Annahme war, dass Festkörper starr sind und sich nicht gegenseitig durchdringen können. Ferner wurde von Adhäsion auf mikroskopischer Ebene abgesehen. Wären die Oberflächen so geformt wie in Abb. 1a und würden die beiden Körper mit einer Last oder Kraft L gegeneinander gepresst, so würde dies, unabhängig von der Tiefe der Zacken und im Einklang mit Amontons, zu einer Haftreibung von $L \tan \alpha$ führen. Man könnte den statischen Reibungskoeffizienten $\mu_s = F_s/L$ also mit einer effektiven Rampe assoziieren. Das Bemerkenswerte an BÉLIDORS Theorie ist die Form der postulierten Rauigkeit, nämlich eine regelmäßige Anordnung von sphärischen Kappen in einer geometrisch dichten, triangulären Anordnung. Seine in Abb. 1b illustrierte Modellvorstellung entsprach also exakt der atomaren Struktur von [111]-Oberflächen flächenzentrierter oder [001]-Oberflächen hexagonal dichtester Kristalle. BÉLIDORS geometrische Überlegungen führen zu einem Reibungskoeffizienten von $\mu_s = 0,34$, was durchaus einem typischen experimentellen Wert entspricht.

Das beschriebene geometrische Konzept hat jedoch einen Haken. Die Rauigkeit zweier Oberflächen passt nicht so gut zueinander wie zwei nach DIN genormte Eierkartons. Im Allgemeinen sind kristalline Oberflächen inkommensurabel, das heißt, die Periodizität a der Oberfläche des oberen Körpers entlang einer Raumrichtung entspricht nicht einem (einfachen) rationalen Vielfachen der Periodizität b des Substrates entlang derselben Raumrichtung. Selbst zwei identische, perfekt kristalline Oberflächen sind in aller Regel inkommensurabel, da es nur ein verschwindend kleines Maß an ausgezeichneten relativen Orientierungen θ der beiden Festkörper gibt, für die a/b eine rationale Zahl ist. Die Inkommensurabilität zwischen starren Oberflächen bewirkt, dass die beiden Festkörper keine

signifikante, mit der Systemgröße anwachsende Lateralkraft bzw. Reibung aufeinander ausüben können, da die Unebenheiten des oberen Festkörpers im statistischen Mittel genauso oft nach links wie nach rechts gedrückt werden. Diesem Einwand hat bereits Amontons ein plausibles Argument entgegengesetzt, das man in der heutigen Sprache wie folgt formulieren kann: Weil Festkörper deformierbar sind, können sich die beiden Oberflächen an wichtigen Stellen tief ineinander verzahnen. Dies führt zu einem Gewinn an potentieller Energie, der die für die elastische Deformation der Zwischenräume benötigte Energie dominieren kann. Der Effekt, den elastische Deformationen auf die Reibung haben, wird in der modernen Tribologie unter zwei verschiedenen Gesichtspunkten bzw. auf verschiedenen Längenskalen untersucht, nämlich die Deformation *innerhalb* eines mikroskopischen Kontaktes und die elastische Wechselwirkung *zwischen* mikroskopischen Kontakten. Es sei hier daran erinnert, dass makroskopische Körper rau sind. Somit ist der wirkliche Kontakt A_{real} um Größenordnungen kleiner als die unseren Augen erkennbare Kontaktfläche.

Superlubrizität und die Amontonschen Gesetze auf mikroskopischer Skala

In den frühen 1990er Jahren haben insbesondere Shinjo und Hirano [5] durch aufwändige Modellrechnungen gezeigt, dass elastische Deformationen innerhalb atomar flacher Kontakte fast nie in der Lage sein sollten, den diskutierten Effekt der Inkommensurabilität zwischen sauberen Oberflächen zu kompensieren. Sie sagten vorher, dass saubere mechanische Kontakte zwischen drei-dimensionalen Festkörpern sich *superlubrisch* verhalten sollten, vorausgesetzt A_{real} ist hinreichend groß. Das heißt, μ_s sollte bereits für μm große Kontakte nahezu verschwinden und der kinetische Reibungskoeffizient $\mu_k = F_k/L$ sollte im Widerspruch zum Coulombschen Reibungsgesetz proportional zur Gleitgeschwindigkeit sein. In die Rechnungen flossen nicht nur realistische, interatomare Wechselwirkungspotentiale ein, sondern (sehr viel wichtiger) die korrekte Dimensionalität. Ein-dimensionale Modelle, die oft zur qualitativen Beschreibung von Reibungsphänomenen verwendet werden, unterdrücken mit wenigen Ausnahmen den Effekt der Superlubrizität aus Gründen, die wir später bei der Behandlung von Wechselwirkungen zwischen Mikrokontakten diskutieren werden.

Die experimentelle Verifizierung der von Shinjo und Hirano theoretisch vorhergesagten Superlubrizität ist schwierig. Dies liegt zum Teil an den Ausgangshypothesen der Rechnungen, die eine experimentelle Überprüfung der Vorhersagen schwierig macht. Dazu zählen periodische Randbedingungen, die Randeffekte unterdrücken, die Vernachlässigung der Oberflächenkrümmung sowie die Verwendung perfekt sauberer Oberflächen. Die Kernpunkte der Vorhersagen von Shinjo und Hirano bleiben prinzipiell unberührt, wenn alle diese Effekte näherungsweise berücksichtigt werden, mit Ausnahme der Oberflächenverunreinigungen und der zusätzlichen Einschränkung, dass die Oberflächen nicht kaltverschweißen²⁾ oder chemisch miteinander reagieren dürfen [6]. Unter diesen Bedingungen, so zeigen detaillierte Computersimulationen, sind die Schlussfolgerungen korrekt, die man aufgrund von Abbildung 1 ziehen kann: Ist die wirkliche Kontaktfläche A_{real} fest vorgegeben, dann wächst F_s linear mit

2) Wenn Atome irreversibel in bzw. durch die Grenzfläche diffundieren, sodass sie nicht mehr eindeutig einem der beiden Festkörper zugeordnet werden können, verliert die Grenzfläche ihre ursprüngliche Bedeutung. Findet dieser Prozess bei Umgebungstemperatur statt, dann spricht man von Kaltverschweißung.

der Last L an. Der Proportionalitätsfaktor μ_s ist nur dann unabhängig von A_{real} , wenn die Oberflächen kommensurabel sind. Wenn eine Oberfläche zwar atomar flach, aber unregelmäßig angeordnet ist, verschwindet μ_s proportional zu $1/(A_{\text{real}})^{1/2}$. Diese Gesetzmäßigkeit folgt aus der Annahme, dass die Richtung der Lateralkraft auf Oberflächenatome zufällig ist. Für inkommensurable Strukturen verschwindet μ_s noch schneller mit wachsender Kontaktfläche, das heißt, der Kontakt ist superlubrisch [6].

Molybdändisulfid (MoS_2) eignet sich gut zum Test der vorhergesagten Superlubrizität. MoS_2 hat ähnlich wie Graphit eine Schichtstruktur und ist chemisch inert. Zwei bemerkenswerte Experimente zwischen MoS_2 -Oberflächen sollen hier kurz angesprochen werden. In einem Experiment an der Ecole Centrale de Lyon haben Jean Michel Martin und Mitarbeiter einen ca. 120 nm dicken MoS_2 -Film mit Hilfe von Magneton-Sputtern auf gesäuberte Stahloberflächen aufgebracht [7]. Auf den Oberflächen entstehen Kristallite mit Linearabmessungen von lediglich wenigen Nanometern. Obwohl die Oberflächen damit nicht kristallin, sondern eher ungeordnet sind, wurde innerhalb der Messgenauigkeiten Superlubrizität nachgewiesen. In einem Tribometer, das die Reibungskraft zwischen einem Stift und einer rotierenden Scheibe misst, wurden Reibungskoeffizienten von weniger als 0,001 beobachtet. Dies würde bedeuten, dass man ein eine Tonne schweres Objekt durch eine Lateralkraft von weniger als 10 N verschieben könnte. Die dem Bélidorschen Reibungskoeffizient von $\mu_s = 0,34$ zuzuordnende Haftreibung entspräche dagegen 3400 N. Es muss der Vollständigkeit halber angemerkt werden, dass die sehr kleinen Reibungskoeffizienten zwischen MoS_2 -Oberflächen nur gemessen werden können, solange sich die Oberflächen im Ultra-Hoch-Vakuum (UHV) befinden und solange sie nicht verschleifen. In weniger idealisierten Laborbedingungen, z. B. in einer Edelgasatmosphäre und bei Verschleiß, ist der Reibungskoeffizient zwischen MoS_2 -Oberflächen zwar noch immer klein ($\mu_s \approx 0,02$), aber dennoch mindestens 20-mal so groß wie unter den idealisierten UHV-Bedingungen.

In dem eben diskutierten Experiment entspricht die gemessene Reibungskraft F_s , wie in allen anderen makroskopischen Reibungsexperimenten auch, der Summe von Reibungskräften aus Einzelkontakten. Die Linearität zwischen F_s und L impliziert daher keineswegs, dass dieses Gesetz auch mikroskopisch gilt. Wie auch bei dem Nachweis der Superlubrizität ist es schwierig, geeignete Materialien zu finden, deren Oberflächen atomar flach sind und die – anders als Metalle – bei der Kontaktbildung nicht miteinander kaltverschweißen. Dennoch gelang es kürzlich, die Gültigkeit der Amontonschen Gesetze für trockene, kommensurable Einzelkontakte nachzuweisen. Die japanischen Wissenschaftler Miura und Kamiya brachten eine kleine MoS_2 -Flocke mit einer AKM-Spitze in eine kommensurable Anordnung mit einem MoS_2 -Substrat und fanden eine lineare $F_s = \mu_s L$ -Beziehung [8]. μ_s hing dabei allerdings von der Gleitrichtung ab und war in der Größenordnung von $\mu_s = 0,02$.

„Dreck“ und andere Effekte

Sir William Hardy zeigte in seinen Arbeiten im frühen 20. Jahrhundert, dass eine einzige molekulare Lage an Schmiermittel die Reibung zwischen metallischen Oberflächen um eine Größenordnung reduzieren

kann, obgleich die Oberflächenrauigkeit natürlich nur marginal beeinflusst wird [9]. Aufgrund dieser Experimente ist hinlänglich bekannt, dass die Oberflächenunebenheiten die Reibung und den Abrieb zwischen Festkörpern zwar beeinflussen können, dass sie dennoch nicht der mikroskopische Ursprung der Reibung sind. Da Schmiermittel Reibung offensichtlich verringern, liegt die Schlussfolgerung nahe, dass sie die molekularen Kraftfelder zwischen Oberflächen reduzieren. In vielen Fällen ist dies richtig, insbesondere dann, wenn Schmiermittel oder andere Verunreinigungen eine Kaltverschweißung der beiden Festkörper verhindern. Vor dem Hintergrund der Rechnungen von Shinjo und Hirano liegt jedoch folgende Frage auf der Hand: Unter normalen Bedingungen sind adsorbierte Atome und Moleküle, wie z. B. Kohlenwasserstoffe, auf Oberflächen allgegenwärtig. Wie beeinflussen diese Partikel die Reibungskraft, wenn die perfekt sauberen Oberflächen superlubrisch wären?



Abb. 2: Adsorbierte „Schmiermittel“-Atome (grün) sitzen bevorzugt an solchen Stellen, an denen der Abstand zwischen oberer Wand (rot) und Substrat (blau) groß ist. Dies führt zu einer durch die Adatome vermittelten geometrischen Verhakung der beiden Oberflächen. Ähnlich wie in Abb. 1a muss dann die obere Wand eine charakteristische Steigung α überwinden, um relativ zum Substrat verschoben werden zu können. Allerdings brauchen bei diesem Reibungsmechanismus die Gitterkonstanten der beiden im Kontakt befindlichen Festkörper nicht übereinzustimmen.

Dieser Frage sind Mark Robbins an der Johns Hopkins University in Baltimore und der Autor dieses Artikels zusammen mit Kollegen systematisch nachgegangen [6, 10]. Theoretische Überlegungen und Computersimulationen führen zu der Antwort, dass die auf den Oberflächen adsorbierten Partikel, seien es absichtlich hinzugefügte Schmiermittel oder einfache Verunreinigungen, nahezu automatisch zu endlicher Haftreibung führen. Abbildung 2 zeigt den zugrunde liegenden Mechanismus. Weil adsorbierte Partikel nur schwach an die jeweiligen Oberflächen gebunden sind, können sie sich bei der Kontaktbildung verhältnismäßig leicht in solche Positionen setzen, an denen der Abstand zwischen oberer und unterer Wand (relativ) groß ist. Dies bewirkt, dass die adsorbierten Partikel sowohl dem Rauigkeitsprofil des oberen als auch des unteren Festkörpers gerecht werden können, was dann die Wände miteinander verhakt. Da die lokalen Drücke in Kontakten meist sehr groß sind, kann die thermisch aktivierte Diffusion der Partikel oft vernachlässigt werden.

Dieses Szenario ist nicht nur für ein-dimensionale, sondern auch für zwei-dimensionale Grenzflächen gültig. Es behält auch seine Gültigkeit, wenn die Oberflächen durch mehrere Lagen Schmiermittel getrennt sind. Da der diskutierte Mechanismus im Wesentlichen geometrischer Natur ist, folgt die Gültigkeit des Amontonschen Gesetzes auf mikroskopischer Skala nahezu zwanglos – zumindest unter der Annahme, dass die lokalen Oberflächenkrümmungen hinreichend klein und die Adhäsion gegen die externe Normalkraft vernachlässigbar sind.³⁾

3) Die angesprochenen Effekte können separat berücksichtigt werden und begründen experimentell beobachtete Abweichungen vom Amontonschen Gesetz, insbesondere für stark adhäsive und leicht deformierbare Materialien wie z. B. hauchdünne Kunststoff-Folien.

In der Tat führt der gerade diskutierte Mechanismus durch Oberflächenverunreinigungen zum Amontonschen Gesetz, wie detaillierte Computersimulationen zeigen [6, 10]. Die Lateralkraft wächst proportional und unabhängig von der Kontaktfläche mit der Normalkraft an. In diesen Simulationen werden die beiden Wände als elastisches Medium behandelt, das aus diskreten Gitterpunkten besteht. Zwischen den beiden Wänden befinden sich kurze Polymere oder einfache,

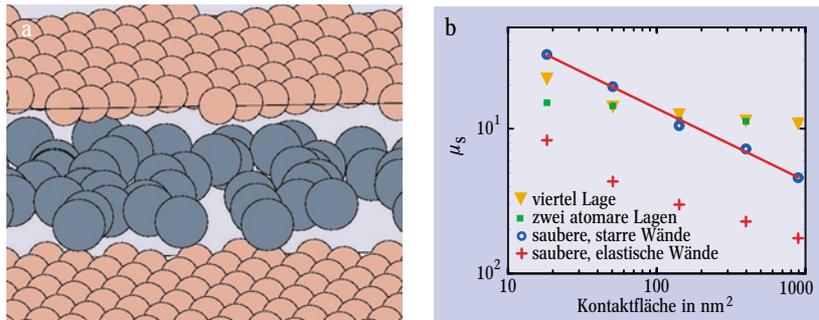


Abb. 3:
 ► a) Ausschnitt der Simulationsgeometrie für inkommensurable Wände, die durch sphärische Partikel getrennt sind.
 ► b) Reibungskoeffizient μ_s zwischen einer amorphen und einer kristallinen Wand bei verschieden starker Benetzung als Funktion der Kontaktfläche. Fläche,

trockene Wände werden mit zunehmender Kontaktfläche zusehends superlubrisch. Sind adsorbierte Partikel anwesend, erhält man einen wohldefinierten Reibungskoeffizienten, der nur schwach von der Benetzung abhängt. (nach Ref. [6])

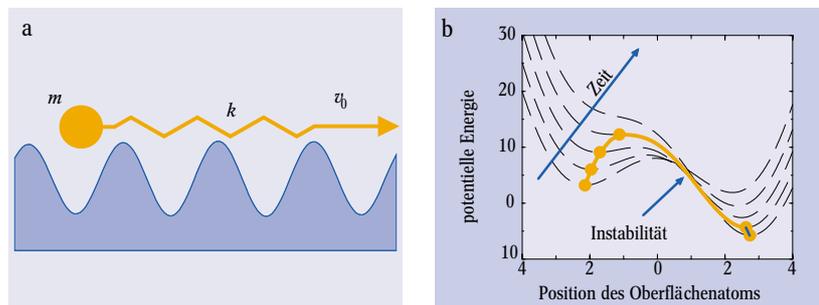


Abb. 4:
 ► a) Minimalistisches Modell für elastische Instabilitäten. Ein Atom ist mit einer Feder der Härte k an seine Gleichgewichtslage im oberen Festkörper gebunden, der sich mit einer Geschwindigkeit v_0 relativ zum Substrat bewegt.

► b) Potentielle Energie des Oberflächenatoms zu verschiedenen, äquidistanten Zeitpunkten. Die Punkte symbolisieren die Lage des betrachteten Atomes in mechanisch stabilen Positionen.

sphärische Partikel, deren Wechselwirkungen sowohl untereinander als auch mit den Wandatomen als van-der-Waals-Kräfte modelliert werden (Abb. 3a).

Abbildung 3b zeigt, dass der Reibungskoeffizient nicht von der Kontaktfläche abhängt, solange Verunreinigungen die Wände davon abhalten superlubrisch zu werden. Der Haftreibungskoeffizient hängt bei endlicher Benetzung nur schwach von der Benetzung ab. Die Gültigkeit des Amontonschen Gesetzes für einen Einzelkontakt wurde auch experimentell mit Hilfe des Surface Force Apparatus (SFA) in der Gruppe von Jacob Israelachvili an der University of California in Santa Barbara gefunden [11]. Das Experiment zeichnete sich dadurch aus, dass der Einfluss adhäsiver Kräfte zwischen den Glimmer-Oberflächen im SFA durch eine geeignete Salzkonzentration im Lösungsmittel minimiert wurde.

Gleitreibung und die Rolle dynamischer Instabilitäten

Die bisherigen Überlegungen erklären Haftreibung, aber nicht Gleitreibung, weil geometrische Verhakung nicht automatisch zu Energie-Dissipation führt. Die potentielle Energie, die notwendig ist, um den oberen Festkörper in Abb. 1a um eine halbe Gitterkonstante nach rechts zu bewegen, reicht prinzipiell aus, um ihn beliebig weit nach rechts zu bewegen. Coulombsche Reibung, die nur sehr schwach von der Gleitgeschwindigkeit abhängt, suggeriert jedoch, dass die obere Wand, so wie Sisyphus, immerzu eine (konstante) Steigung hinaufläuft, ohne jemals am gewünschten Gipfel anzukommen – ein Vergleich, der auf Leslie zurückgeht [4]. Brillouin stellte fest, dass das Coulombsche Reibungsgesetz somit einiges über die Natur der relevanten, mikroskopischen Prozesse verrät. Selbst wenn die relative Gleitgeschwindigkeit v_0 der makroskopischen Objekte klein ist, muss es auf mikroskopischer Skala quasi-diskontinuierliche Sprünge bzw. dynamische Instabilitäten geben. Während eines solchen Sprunges erreichen mikroskopische Freiheitsgrade große Geschwindigkeiten, die eben nicht gegen null gehen, wenn v_0 gegen null geht. Die in einem solchen Sprung freiwerdende Energie wird dann in Wärme oder plastische Verformung umgewandelt.

Das erste quantitative Modell, welches solche Instabilitäten auf mikroskopischer Skala beschreibt, ist das Prandtsche Modell [12], das auch heute oft zur Erklärung tribologischer Phänomene herangezogen wird (Abb. 4). Es sei der Vollständigkeit halber angemerkt, dass dieses ein-dimensionale Modell in der bisherigen angelsächsischen Literatur Tomlinson-Modell heißt, obwohl Prandtl's Arbeit früher erschien und sogar den Effekt thermischer Fluktuationen berücksichtigte. Prandtl nahm an, dass Atome in den Oberflächen harmonisch mit einer Federkonstante k an ihre Gleichgewichtslage gekoppelt sind. Jedes Oberflächenatom des oberen Festkörpers spürt eine periodische, konservative Kraft $F = -\nabla V$ vom Substrat. Zusätzlich wird die Wechselwirkung von dem betrachteten Atom mit den nicht explizit berücksichtigten Phononen oder anderen elementaren Anregungen in den Festkörpern durch das Stokesche Reibungsgesetz $F = -\gamma v$ modelliert, wobei γ ein Dämpfungsterm und v die Geschwindigkeit des betrachteten Atoms ist. Wie kann aus dem Stokeschen Gesetz auf mikroskopischer Skala das Coulombsche Reibungsgesetz für den Festkörper folgen? Diese Frage lässt sich beantworten, wenn man die Dynamik des Systems als Funktion der Federkonstante k untersucht. Ist die Kopplung k an den Gleichgewichtsplatz größer als ein bestimmter kritischer Wert k_c , nämlich der maximalen Krümmung des Substratpotentials, gibt es immer genau eine mechanische Gleichgewichtslage. Diese bewegt sich mit einer Geschwindigkeit in der Größenordnung von v_0 . Somit bewegt sich auch das betrachtete Atom immer mit einer ähnlichen Geschwindigkeit, wodurch die Reibungskraft in der Größenordnung von γv_0 sein muss. Daraus folgt Stokesche Reibung. Ist die Kopplung an den Gleichgewichtsplatz kleiner als k_c , kommt es zu dem Szenario in Abb. 4b: Eine mechanisch stabile Position kann durch eine infinitesimal kleine Translation des oberen Festkörpers instabil werden. Das Atom bewegt sich dann schnell auf die nächste Gleichgewichtsposition zu. Die Energiedifferenz zwischen der alten und der neuen stabilen Lage wird zunächst in kinetische Ener-

gie des Atoms umgewandelt und schließlich in das Phononenbad dissipiert. Der Energie-Verlust ΔE_{diss} hängt nun im Wesentlichen davon ab, wie oft Instabilitäten induziert werden. ΔE_{diss} wächst somit linear mit der relativen Verschiebung der beiden Oberflächen ab, ist aber nahezu unabhängig von v_0 . Dies ist gleichbedeutend mit Coulombscher Reibung. Ähnliche Instabilitäten und einhergehende mikroskopische Hysteresen können auch durch adhäsive Wechselwirkungen zwischen leicht deformierbaren Oberflächen hervorgerufen werden. Dies trifft insbesondere auf Reibungsphänomenen in biologischen Systemen zu [13].

Vermutlich ist das Prandtl'sche Modell auf atomarer Skala nicht relevant. Die „Federn“ zwischen Atomen innerhalb eines Festkörpers sind typischerweise viel zu stark, als dass die in Abb. 4 skizzierten bistabilen Situationen und die damit einhergehenden elastischen Instabilitäten hervorgerufen werden könnten. Dennoch lässt sich das Modell auf größeren Skalen sinnvoll anwenden, zum Beispiel bei der Beschreibung der Geschwindigkeit- und Temperatur-Abhängigkeit der Reibung zwischen AKM-Spitze und Substrat [14]. Zudem ist das Prandtl'sche Modell didaktisch wertvoll. So illustriert es, warum die Präsenz von Partikeln zwischen Oberflächen zu Coulombscher Reibung führen kann – auch dann, wenn die Bindungen nicht als elastisch, sondern durch realistischere Potentiale beschrieben werden. Diesbezüglich gibt es allerdings ein Kuriosum. Instabilitäten von derartigen Partikeln sind lediglich an zwei-dimensionalen, nicht jedoch an ein-dimensionalen Grenzflächen zu erwarten [15]. In ein-dimensionalen Grenzflächen sind adsorbierte Partikel nämlich in aller Regel stärker an eine Wand gekoppelt als an die andere. Damit ist ihre Relativgeschwindigkeit zu den Wänden maximal in der Größenordnung von v_0 , woraus Stokessche Reibung folgt. Für zwei-dimensionale Grenzflächen gilt dieses Argument nicht, weil nun die Atome seitwärts wegspringen können, was einer Instabilität entspricht. Dies könnte in Nanomaschinen von Bedeutung sein. Wenn es möglich wäre, die Bewegung von Schmiermittelatomen, wie zum Beispiel dem quasi-sphärischen Octamethylcyclotetrasiloxane (OMCTS), in hinreichend kleine, torusförmige Kugellager einzuschränken, wäre die Coulombsche Reibung in solchen Kontakten abwesend. Die Haftreibung bleibt von diesem Argument unbeeinträchtigt [15].

Wechselwirkung zwischen Mikrokontakten

Bisher haben wir nur über isolierte Mikrokontakte gesprochen. Makroskopische Grenzflächen zwischen Festkörpern bestehen jedoch als Folge der fraktalen Natur von Oberflächen aus vielen Einzelkontakten, deren Zusammenspiel zu vielen Fragen führt. Zwei zentrale Punkte sollen hier kurz angesprochen werden, nämlich der Effekt des genannten Zusammenspiels auf das Amontons'sche Gesetz und die Frage, wie stark korreliert sich Einzelkontakte bewegen.

Ein einfaches Argument zeigt, dass die Gültigkeit des Amontons'schen Gesetzes auf makroskopischer Skala keineswegs dessen Gültigkeit auf mikroskopischer Skala voraussetzt [9]. Wenn man annimmt, dass der weichere der beiden Festkörper sich an den wirklichen Kontaktstellen durch plastische Deformation an den anderen ideal anpasst, dann entspricht dort der Normaldruck der Druckfestigkeit σ_y des weicheren der beiden Festkörper. Den Scherdruck, den ein solcher Kontakt (maximal)

ausübt, kann man nun mit der Scherfestigkeit σ_s des weicheren Materials abschätzen. Bei der Bildung des Quotienten von Scherkraft bzw. Haftreibungskraft $F_s = \sigma_s A_{\text{real}}$ und Normalkraft $L = \sigma_y A_{\text{real}}$ ergibt sich ein statischer Reibungskoeffizient von $\mu_s \approx \sigma_s / \sigma_y$ [9], der nicht von der scheinbaren Kontaktfläche abhängt. Andere, detailliertere Modelle von fraktalen Oberflächen führen ebenso wie die gerade angestellte Betrachtung zu einer von der externen Last L unabhängigen Druckverteilung in den Einzelkontakten und zu einer Kontaktfläche A_{real} , die ungefähr proportional zu L ist [16]. Die Amontons'schen Gesetze können unter solchen Bedingungen auch unabhängig von der mikroskopischen $F_s(L)$ -Gesetzmäßigkeit folgen.

Obleich wir in den meisten Fällen an der Reibung zwischen drei-dimensionalen Festkörpern interessiert sind, die im Wesentlichen in einer zwei-dimensionalen Grenzfläche stattfindet, ist es wichtig, die elastischen Wechselwirkungen der Einzelkontakte als Funktion

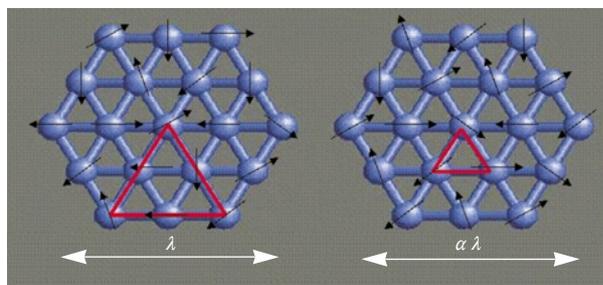


Abb. 5: Schematische Darstellung des Wettbewerbs von elastischen Kräften und Zufallskräften unter einer Skalentransformation. Die blauen Punkte repräsentieren ein Oberflächen- bzw. Volumenelement (OE). Die Bindungen zwischen den Punkten symbolisieren die elastischen Wechselwirkungen zwischen den OEs in Form von Federn mit Federkonstante k , und die Pfeile stehen für Kräfte F_p , die auf die OEs wirken. Alle Komponenten dieser Kraft sind zufällig mit endlicher Varianz um null verteilt. Beschreibt man das System auf einer vergrößerten Skala $\alpha\lambda$ statt auf der Skala λ , muss man sowohl die Stärke der elastischen Federn k als auch die Zufallskräfte F_p anpassen.

der Dimensionalität zu studieren [4]. Wenn zwei Festkörper in Abwesenheit einer externen Scherspannung in Kontakt gebracht werden, kann man annehmen, dass die Scherkräfte F_p auf individuelle Einzelkontakte zufällig verteilt sind. Außerdem wirken auf die im Kontakt befindlichen Oberflächenelemente (OE) elastische Rückstellkräfte innerhalb der Festkörper. Eine zentrale Frage ist nun, ob die Zufallskräfte F_p die Rückstellkräfte F_e dominieren, was dem Fall weicher Federn in Abb. 4 entspräche. Umgekehrt können die elastischen Kräfte die Zufallskräfte dominieren, sodass die Festkörper sich als Gesamtheit bewegen.

Die aufgeworfene Frage kann man am besten beantworten, indem man untersucht, wie sich elastische und stochastische Kräfte verhalten, wenn wir das Problem auf immer größer werdenden Längenskalen λ formulieren und dabei fordern, dass die physikalischen Eigenschaften dieser Skalentransformation $\lambda \rightarrow \alpha\lambda$ invariant sind (Abb. 5) [4, 16]. Unter der Annahme, dass die Zufallskräfte F_p völlig unabhängig sind, findet man, dass die $F_p(\lambda)$ von der Ordnung $O(\lambda^{d_{\text{int}}/2})$ sind, wobei d_{int} die Dimensionalität der Grenzfläche ist.⁴⁾ Die elastischen Kopplungen k , die zwischen Oberflächenelementen auf einer Skala λ wirken, sind von der Größenordnung $O(k^{d_{\text{sol}}-2})$, wobei d_{sol} die Dimensionalität des Festkörpers ist. Dies ergibt sich aus der Forderung, dass die für

4) Wenn die physikalische Dimension der Grenzfläche d_{int} ist, wirken demzufolge auf ein OE in der größeren Beschreibung $\alpha^{d_{\text{int}}}$ mal mehr Zufallskräfte als in der ursprünglichen Beschreibung. Bei unabhängigen Zufallszahlen addieren sich die Varianzen, also die zweiten Momente. Damit skalieren sich die F_p nach $\sqrt{\alpha^{d_{\text{int}}}} F_p$.

eine elastische Deformation notwendige Energie nicht davon abhängen darf, wieviele Stützstellen zu deren Berechnung verwendet werden.

Die elastischen und zufälligen Kräfte wachsen also gleich schnell unter einer Skalentransformation an, wenn die Gleichung $d_{\text{int}}/2 = d_{\text{sol}} - 2$ erfüllt ist, also zum Beispiel für $d_{\text{int}} = 2$ und $d_{\text{sol}} = 3$. Sind die Oberflächen nominell flach, wachsen die Zufallskräfte weniger stark an als in dieser Abschätzung. Die elastischen Kräfte dominieren dann die Zufallskräfte. Dies kann bei perfekt sauberen Oberflächen zur Superlubrizität führen. Bei niedrig-dimensionalen Systemen ist der Effekt der elastischen Rückstellkräfte jedoch klein, und die Oberflächen der Festkörper zerfallen in elastisch schwach miteinander wechselwirkende Untereinheiten. Wenn die beiden Oberflächen gegeneinander gleiten, sind dynamische Instabilitäten dann unvermeidbar. Betrachtungen dieser Art spielen eine Rolle für unterschiedlich große Objekte – vom atomaren Kraftmikroskop bis hin zu tektonischen Platten.

Fazit

Eine Vielzahl atomistischer und makroskopischer Prozesse kann prinzipiell zur Verhakung zweier Oberflächen führen und damit zur Haftreibung bzw. bei endlichen Gleitgeschwindigkeiten zur kinetischen Reibung. Die in diesem Artikel angesprochene Verzahnung der Oberflächenrauigkeit, elastische Instabilitäten, Verhakung durch physisorbierte Partikel, plastische Verformung sowie die Kaltverschweißung sind diesbezüglich nur eine unvollständige Liste. In gut definierten Einzelkontakten lässt sich mit zunehmender Sicherheit bestimmen, welcher dieser Prozesse relevant ist – z. B. indem Experimente mit atomistischen Computersimulationen verglichen werden. Rückschlüsse auf makroskopische Systeme bleiben jedoch eine Herausforderung. So kann das Amontonssche Gesetz und einige seiner Verallgemeinerungen sowohl in der mikroskopischen als auch in der mesoskopischen Mechanik begründet werden. Letztendlich sind es aber fast immer die atomistischen Eigenschaften der Oberflächen und der Schmiermittel die bestimmen, wie groß Energieverlust und Abrieb sind, wenn zwei Oberflächen gegeneinander reiben. Die Erforschung atomistischer Reibungsprozesse wird daher weitere wichtige Einsichten dazu liefern, wie die tribologischen Eigenschaften von mechanischen Kontakten verbessert werden können. Ein exemplarisches Beispiel sei zum Abschluss genannt: Zinkdithiophosphat (ZDDP) ist als Korrosionsschutzadditiv vor vielen Jahrzehnten entwickelt worden und wird noch heute Motorölen als Verschleißschutz beigelegt. Noch immer liegt aber kein detailliertes Verständnis vor, worin die besonderen, mechanischen Eigenschaften von ZDDP begründet liegen. Nach einem Ersatz von ZDDP wird dringend gesucht, weil diese Chemikalie Katalysatoren beeinträchtigt und damit umweltschädlich ist.

Literatur

- [1] *D. Dowson*, History of Tribology, Longman, New York (1979)
- [2] *U. D. Schwarz* und *H. Hölscher*, Phys. Bl., Dezember 1998, S. 1127
- [3] *B. Bhushan*, *J. N. Israelachvili* und *U. Landman*, Nature **374**, 607 (1995)
- [4] *M. H. Müser*, *M. Urbakh* und *M. O. Robbins*, Adv. Chem. Phys. **126**, 187 (2003)
- [5] *K. Shinjo* und *M. Hirano*, Surf. Sci. **283**, 473 (1993)
- [6] *M. H. Müser*, *L. Wenning* und *M. O. Robbins*, Phys. Rev. Lett. **86**, 1295 (2001)
- [7] *J. M. Martin*, *C. Donnet*, *Th. Le Mogne* und *Th. Epicier*, Phys. Rev. B **48**, 10583 (1993)
- [8] *K. Miura* und *S. Kamiya*, Europhys. Lett. **58**, 610 (2002)
- [9] *F. P. Bowden* und *D. Tabor*, The Friction and Lubrication of Solids, Oxford Classic Texts, Oxford (2001)
- [10] *G. He*, *M. H. Müser* und *M. O. Robbins*, Science **284**, 1650 (1999)
- [11] *A. Berman*, *C. Drummons* und *J. N. Israelachvili*, Tribol. Lett. **4**, 95 (1997)
- [12] *L. Prandtl*, ZS. f. angew. Math. u. Mech. **8**, 85 (1928)
- [13] *M. Scherge* und *S. Gorb*, Biological Micro- and Nanotribology, Springer, Berlin (2001)
- [14] *E. Gnecco* et al., Phys. Rev. Lett. **84**, 1172 (2000); *Y. Sang*, *M. Dubé* und *M. Grant*, Phys. Rev. Lett. **87**, 174301 (2001)
- [15] *M. H. Müser*, Phys. Rev. Lett. **89**, 0224301 (2002)
- [16] *B. N. J. Persson*, Sliding Friction, Springer, Berlin (1998)

Der Autor

Martin Müser studierte Physik in Aachen, Lyon und Saarbrücken. Seit Beginn seiner Doktorarbeit (1995) bei Kurt Binder an der Universität Mainz liegt sein Forschungsschwerpunkt im Bereich der Computersimulation kondensierter Materie. Der Doktorarbeit folgten zwei Post-Doc Jahre an der Columbia University in New York bei Bruce Berne und ein einjähriger Aufenthalt an der Johns Hopkins University in Baltimore bei Mark Robbins. Nach Mainz zurückgekehrt, habilitierte er sich über Simulationen und Theorien zur Reibung zwischen Festkörpern (2002). Seit Herbst letzten Jahres ist er Assistant Professor am Department of Applied Mathematics an der University of Western Ontario. Seine Arbeitsschwerpunkte sind die Simulation quantenmechanischer Vielteilchensysteme, die Tribologie und kristalline Silikate. In seiner Freizeit betreibt er die Disziplin(en) des Triathlons.

