

Friksjonskrefter

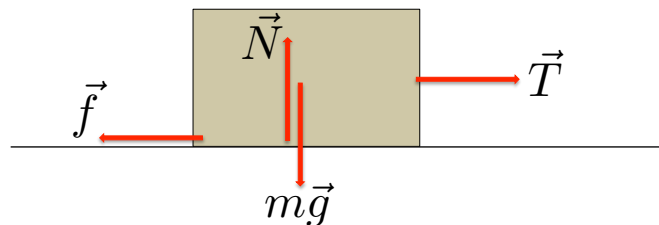
Skal sjå på:

- “tørr” friksjon
- friksjon i væsker og gassar

Tørr friksjon

Ein lekam er på eit underlag. Vi dreg på lekamen med ei trekkraft $\vec{T}$ med retning parallelt med underlaget. Det er friksjon mellom lekamen og underlaget, så ei friksjonskraft $\vec{f}$ verkar også parallelt med underlaget. Friksjonskrafta har retning slik at den prøver å motverke bevegelsen, dvs. den verkar i motsett retning av trekkrafta.

Kraftdiagram for lekamen:



(For å forenkle notasjonen i den vidare diskusjonen, definer $f = |\vec{f}|$, $T = |\vec{T}|$, $N = |\vec{N}|$)

Dersom lekamen er i ro er friksjonskrafta **statisk**:

$$\text{I ro: } N1 \Rightarrow f = T$$

Empirisk finn ein at storleiken til den statiske friksjonskrafta kan **maksimalt** vere $\mu_s N$, der N er storleiken til normalkrafta og μ_s er den **statiske friksjonskoeffisienten**.

Altså: For ei **statisk** friksjonskraft (dvs. når lekamen er i ro i forhold til underlaget) har vi

$$f \leq \mu_s N$$

Merk at dette er ein **ulikskap** som uttrykkjer at det er ei **øvre grense** på storleiken til ei **statisk** friksjonskraft. *NB! Ein svært vanleg feil studentar gjer (også på eksamen!) er å forveksle denne ulikskapen ($\leq$) med ein likskap ($=$).*

Dersom trekkrafta T er større enn $\mu_s N$ vil lekamen skli (gli) på underlaget. Då er friksjonskrafta ikkje statisk, men **kinetisk**.

Empirisk finn ein at storleiken til ei **kinetisk friksjonskraft** er gitt som

$$f = \mu_k N$$

der μ_k er den **kinetiske friksjonskoeffisienten**.

Friksjonskoeffisientane avheng av materiala lekamen og underlaget består av og kor røye/gleite overflatene er. Nokre døme ser du i tabellen under.

Material	μ_s	μ_k
Stål mot stål, rein flate	0,7	0,6
Stål mot stål, olja flate	0,09	0,05
Tre mot tre	0,25 – 0,5	0,2
Glas mot glas	0,9	0,4
Gummi mot tørr asfalt	1,0	0,8
Gummi mot våt asfalt	0,30	0,25
Ski mot snø (0° C)	0,1	0,05
Teflon mot teflon	0,04	0,04

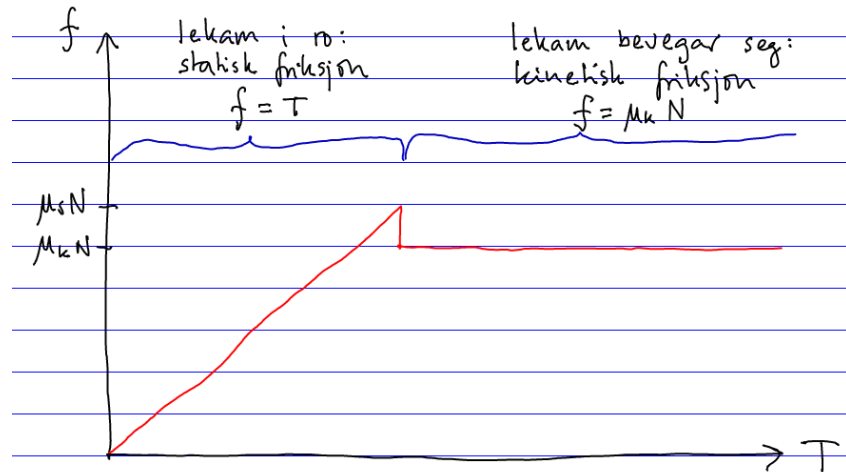
Tabellen eksemplifiserer at

* for same material og tilhøve er

$$\mu_k \leq \mu_s$$

* friksjonen er større for tørre tilhøve enn for våte tilhøve

Basert på det vi har lært om eigenskapane til statiske og kinetiske friksjonskrefter kan vi no lage følgjande graf som viser korleis friksjonskrafta f varierer med trekkrafta T , når vi startar med lekamen i ro, og aukar trekkrafta T frå null:

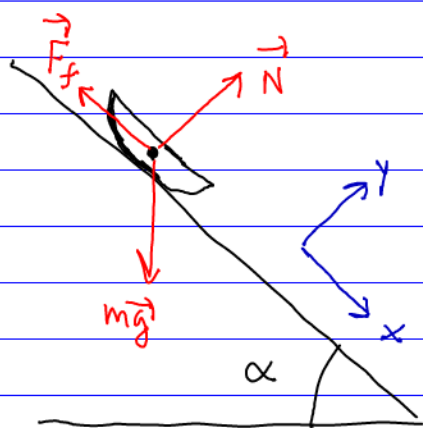


Merk at sidan $\mu_k \leq \mu_s$ har vi at **kinetisk friksjonskraft** $\leq$ **maks statisk friksjonskraft**

- I mange samanhengar er friksjon uønska. Den fører til tap av mekanisk energi, uønska varmeutvikling og fysisk slitasje. Ein prøver då å redusere friksjonen, t.d. ved oljing av delar i ein motor. I andre samanhengar kan friksjon vere ønska eller t.o.m. essensielt, som t.d. for veggrepet til ein bil.
- På mikroskopisk nivå skuldast friksjon mellom to lekamar elektromagnetiske krefter mellom molekyla i grensesjiktet mellom lekamane.

Eks. 5.17 i YF

Ein slede med masse m sklir ned ein bakke med helningsvinkel α . Den kinetiske friksjonskoeffisienten er μ_k . Finn akselerasjonen.



$$\begin{aligned} \text{N2 i y-retn: } N - mg \cos \alpha &= m a_y = 0 \\ \Rightarrow N &= mg \cos \alpha \end{aligned}$$

$$\text{N2 i x-retn: } mg \sin \alpha - F_f = m a_x$$

$$\text{Kinetisk friksjon} \Rightarrow F_f = \mu_k N$$

$$\Rightarrow \underline{a_x = g (\sin \alpha - \mu_k \cos \alpha)}$$

Sjekk av spesialtilfelle:

$$\alpha = 90^\circ \Rightarrow a_x = g \quad \checkmark$$

$$\mu_k = 0 \Rightarrow a_x = g \sin \alpha \quad \checkmark$$

Merk også at dersom $\mu_k > \tan \alpha$ er $a_x < 0$. Ein nedoverskliande slede vil då minke i fart og etter kvart stoppe heilt opp. Då blir F_f statisk og kan ta verdiar opp til

$$|F_{f, \text{statisk, max}}| = \mu_s N = \mu_s mg \cos \alpha$$

$$\geq \tan \alpha \cdot mg \cos \alpha = mg \sin \alpha$$

Som er "trekkrafta" ned bakken pga. tyngdekrafta. Friksjonskrafta hindrar difor vidare bevegelse, dvs. $a_x = 0$ etter at kjelken har komme til ro, som stemmer med vår intuisjon/erfaring.

Friksjon i væsker og gassar

Friksjonskraft f på lekam som bevegar seg i ei væske eller ein gass

- verkar mot bevegelsesretninga
- aukar med hastigheiten gjennom mediet

Semi-empirisk:

$$f \simeq -bv \quad \text{for små objekt, liten fart}$$

$$f \simeq -Dv^2 \quad \text{for større objekt, større fart}$$

der b og D er konstantar som avheng av storleiken og forma til lekamen og eigenskapar til væska/gassen

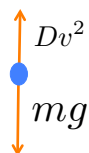
Sidan f her avheng av v , gir dette via N2 at akselerasjonen ikkje er konstant. Må difor finne v vha. integrasjon (sjå t.d. øving 1, oppg. 3).

Merk: Slutfarten kan finnast ved ganske enkle betraktningar, utan å løyse ei diff. likning.

Eksempel: Fallskjermhopp

Friksjonskrafta gjeven som $f \simeq -Dv^2$

Kraftdiagram:



$$\Rightarrow \text{N2 i y-retning: } mg - Dv^2 = m \frac{dv}{dt}$$

Anta start frå ro ($v = 0$). Sidan $LHS > 0$ blir $dv/dt > 0$, altså v aukar. Dette betyr at LHS minkar, så auken i v blir mindre og mindre, inntil den blir 0, som skjer når $LHS = 0$. Då er tyngdekrafta og friksjonskrafta like store. Slutfarten v_t finn ein difor frå likninga $LHS = 0$ (kraftlikevekt):

$$mg - Dv_t^2 = 0 \quad \Rightarrow \quad v_t = \sqrt{\frac{mg}{D}}$$

I fritt fall ("spread-eagle"-stilling): D liten $\Rightarrow v_t$ stor (~ 200 km/t)

Med fallskjermet utløyst: D stor $\Rightarrow v_t$ liten (~ 20 km/t)