

MIÉRT NYÚLIK A GUMI?

Történeli áttekintés

Különös anyag a gumi. Nyújtsunk meg hirtelen egy gumiszalagot, ezután érintsük ajkunkhoz: melegnek érezzük! Egy gumiszalag adiabatikus megnyújtása éppen úgy hőmérsékletnövekedéssel jár, mint egy gáz adiabatikus összenyomása. Ha viszont egy kifeszített gumiszalagot melegíteni kezdünk, összehúzódik, mintha egy fordítva működő hőmérő volna. — A gumi sok tekintetben éppen ellentétesen viselkedik, mint a gázok; ezt a tulajdonságát érdemes megvizsgálunk.

A gumi rugalmasságára vonatkozó legkorábbi kutatási eredményeket J. Gough közölte (1805, Mem. Lit. Phil. Soc. Manchester 1, 288). A gumi termikus viselkedését J. P. Joule tanulmányozta részletesebben (1859, Phil. Transactions, Royal Society, London A 149, 91–131). Joule vulkanizált gumit vizsgált, ezt elsőként a Goodyear cég állította elő. H. Staudinger bizonyította először tisztán (1927, Kautschuk 63), hogy a gumiban makromolekulák találhatók. Valamivel később K. H. Meyer, G. von Susich, Valkó Imre molekuláris értelmezést adtak a gumi rugalmasságára (1932 Kolloidzeitschrift 59, 208): feltevésük szerint a molekulalánc C—C kötése körül való belső rotáció teszi lehetővé, hogy a makromolekulák véletlenszerűen összecsavarodott alakzatokat vegyenek fel. Az elképzelés szerint azért lép fel a megnyújtott rendszerben visszatérítő erő, mert a konformációk eredeti termikus megoszlása eltorzult. A molekulaláncok tehát úgy tekinthetők, hogy a gázokéhoz hasonló kinetikus rugalmasságot biztosítanak az anyagnak (C. Price, 1976 Proc. Royal Society, London, A 351, 331).

Ha megkíséreljük, hogy az iskolában bevezessük az entrópia fogalmát, nem az axiomatikus termodinamika absztrakt tárgyalásmódja lesz az erre legalkalmasabb módszer — a tanulóknak könnyebb konkrétan gondolkozniuk. Ezért alkalmaznak a különböző feldolgozásokban egyszerű molekuláris modelleket, pl. az ideális gáz kinetikus modelljét (PSSC, Sexl) vagy az Einstein-féle kristálymodellét (Nuffield, Tóth Eszter). A jelen dolgozat a makromolekulák láncmodelljét mutatja be abból a célból, hogy bővítsük a tanulmányozásra alkalmas anyagok választékát.

A gumi tapasztalati viselkedése

Ha egy tartályban levő gázra nyomást gyakorolunk, kezdetben könnyen nyomódik össze, majd ahogy a folyadéksűrűséget megközelítjük, egyre nehezebb és nehezebb lesz összenyomni.

Ha kihúzzunk egy gumiszalagot, eleinte könnyen nyúlik, majd mind nehezebben és nehezebben nyújtható, néhány száz százalékos relatív megnyúlást elérve a további nyújtás rendkívül nehéz, végül a gumiszál ridegen eltörik. Az 1. ábrán egy tipikus erő relatív megnyúlás görbe látható.

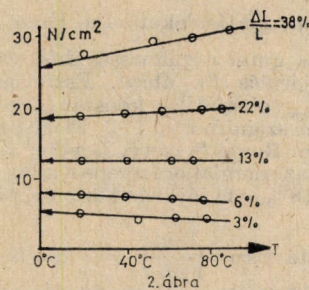
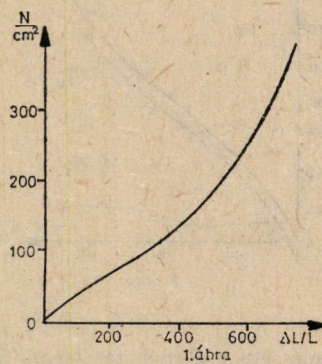
Ha egy gumiszalagot adott relatív megnyúláson tartunk és melegítjük, nő a feszessége, ahogy ezt a 2. ábra mutatja. Hasonlóképpen egy súlyt tartó

Marx György, Jon Ogborn, Tasnádi Péter

Budapest

London

Budapest



szalag melegítéskor összehúzódik és felemeli a súlyt. Ez a viselkedés természetesen a gumi melegedésére és lehűlésére egyaránt jellemző, ha a korábban említett módon meg van nyújtva, illetve el van ernyedve.

Fenomenologikus termodinamikai leírás

Tekintsük át a gumi termodinamikáját, szigorúan csak hozzáértő felnőttek számára leírt formában!

Reverzibilis izotermikus nyújtás esetén $Q = T \Delta S$, és a végzett munka $W = \text{erő} \cdot \Delta L$, mivel a térfogatváltozás elhanyagolható. Következésképpen, az első főtételt alkalmazva:

$$\Delta E = T \Delta S + \text{erő} \cdot \Delta L. \quad (*)$$

Az $F = E - TS$ szabadenergia változása így $\Delta F = \Delta E - T \Delta S - S \Delta T = \text{erő} \cdot \Delta L - S \Delta T$. Ebből következik:

$$\left(\frac{\partial F}{\partial T}\right)_L = -S \text{ és } \left(\frac{\partial F}{\partial L}\right)_T = \text{erő}.$$

A $\frac{\partial^2 F}{\partial L \partial T} = \frac{\partial^2 F}{\partial T \partial L}$ egyenlőség felhasználásával a Maxwell-féle szimmetriaösszefüggést kapjuk:

$$-\left(\frac{\partial S}{\partial L}\right)_T = \left(\frac{\partial \text{erő}}{\partial T}\right)_L \quad (**)$$

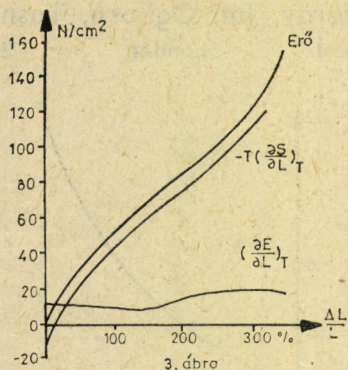
Írjuk le újra a (*) egyenletet, mint izotermikus megnyújtás esetére vonatkozó, hossz szerinti deriváltat:

$$\left(\frac{\partial E}{\partial L}\right)_T = T \left(\frac{\partial S}{\partial L}\right)_T + \text{erő}.$$

A (**) Maxwell-féle összefüggés felhasználásával kapott eredményünk:

$$\text{erő} = \left(\frac{\partial E}{\partial L}\right)_T - T \left(\frac{\partial S}{\partial L}\right)_T.$$

Tehát a gumi megnyújtásához szükséges erő két tagból tevődik össze. Az első tag valamilyen energianövekedést vesz figyelembe. A második tag a megnyújtott gumi entrópiacsökkenésére utal.



Az erő–hőmérséklet görbék tapasztalati úton figyelhetők meg (2. ábra). A $T = 0$ hőmérsékletre extrapolált erő a $\left(\frac{\partial E}{\partial L}\right)_T$ energiajárulékot adja. Ezen a módon tehát elkülöníthető a gumi rugalmasságához való energia- és entrópiáhozjárulás (3. ábra). Észrevehető, hogy az energiajárulékok gyakorlatilag konstans, és csak kis megnyúlások esetén szignifikáns. P. J. Flory pontosabb mérései (1976, Proc. Royal Society, London *A* 351, 351) azt jelezték, hogy az energiatag szerepe a gumi rugalmasságában csak 11–18%, a fő járulékot az entrópia-rugalmasság adja.

Ez indokoltá teszi a $\left(\frac{\partial E}{\partial L}\right)_T = 0$ közelítés használatát, vagyis azt a feltevést, hogy az „ideális gumi” energiája független a megnyúlásától. Ez egy analóg eredményre emlékeztethet bennünket: „ideális gáz” esetén

$$\left(\frac{\partial E}{\partial V}\right)_T = 0.$$

A fentebbi közelítést fel fogjuk használni az „ideális gumi” molekuláris modelljének felépítése során; ez a modell elég egyszerű ahhoz, hogy az iskolában is használhassuk, de elég reális ahhoz, hogy a gumi különös viselkedéséről kvalitatív vagy akár fél-kvantitatív formában is számot adjon.

A gumi molekuláris szerkezete

A nyersgumi vagy kaucsuktej az izoprén C_5H_8 monomér polimérláncaiból áll. Minden egyes monomér C–C σ -kötést tartalmaz, amely körül szabad forgás történhet, és így a lánc véletlenszerűen felcsavarodott alakot ölthet, ha a hőmérséklet nem túl alacsony (alacsony hőmérsékleten a gumi üvegszerűvé válik). A kaucsuktej nem mutatja a gumi jellegzetes tulajdonságait, ezeket a kénnel való „vulkanizálás” váltja ki. Ennek során a láncokat helyenként kén-hidak kapcsolják össze. A maximális megnyúlást a vulkanizálás mértéke határozza meg azáltal, hogy más más mértékű vulkanizálás esetén az összekötő hidak közé eső láncdarabokban különböző lesz a monomer láncszemek átlagos száma.

Ha a gumi annyira meg van nyújtva, amennyire csak lehetséges, az összekötő hidak között a láncok majdnem teljesen kiegyenesednek, az erő elkezd deformálni a kovalens kötések, megakadályozva, hogy a C–C kötések körül való termikus rotáció következtében újra felcsavarodjanak a láncok. Érdeemes megjegyezni, hogy a gumiról készült Röntgen-felvételek valóban olyan szerkezeti sajátosságokat mutatnak a megfeszített gumiban, ame-

lyek nem figyelhetők meg az ernyedő állapotban (Nuffield Advanced Physics, Unit 1, Materials and Structure).

A gumi egydimenziós modellje

Tegyük fel, hogy két kén-híd között a gumilánc N db merev egységből áll, melyek mindegyike a hosszúságú. A lánc így N db összefűzött iratkapocshoz hasonló. A maximálisra nyújtott lánc hossza $L_{\max} = Na$, de ha a lánc véletlenszerűen összecsavarodott alakot vesz fel, a tényleges L hosszúság ennél rövidebb.

Tegyünk N lépést egy egydimenziós útvonal mentén! Az egyes lépések $a_i = \pm a$ -val visznek tovább, így

$$L = \sum_{i=1}^N a_i,$$

$$\begin{aligned} L^2 &= \left(\sum_{i=1}^N a_i\right)^2 = \sum_i a_i^2 + 2 \sum_{i < j} a_i a_j = \\ &= a^2(N + 2 \sum_{i < j} (\pm 1)). \end{aligned}$$

A második tag a teljes rendetlenség állapotában kb. ugyanannyi $+1$ tagot tartalmaz, mint ahány -1 van benne, így értéke elhanyagolható N nagysága mellett. Ezért

$$L^2 = a^2 N,$$

$$L = a\sqrt{N}.$$

Ha egy megnyújtatlan gumiszál L hosszúságát összehasonlítjuk a teljesen megnyújtott állapotban mért L_{\max} hosszúsággal, egyszerű (noha durva) becslést kaphatunk N -re:

$$\frac{L_{\max}}{L} = \frac{aN}{a\sqrt{N}} = \sqrt{N}.$$

A hányados általában 4 és 6 között van, tehát N értéke körülbelül 25.

(Ez a következtetés két- és három dimenzióban is érvényes, ahol a_i most a hosszúságú vektorokat jelent és $\sum \bar{a}_i \bar{a}_j = 0$.)

Dobókocka, papír és ceruza segítségével a tanuló maguk is kipróbálhatják az egydimenziós véletlen sétát, de bemutatathatunk számítógépes simulációt is. Hasznos szemléltető eszköz lehet a tanítás során egy írásvetítőre dobott iratkapocslánc.

*

Modellláncunk N egységből áll. Egy dimenzióban minden egység kétféle irányítottságú lehet. Ez 2^N orientációt jelent, azaz összesen 2^N azonos energiájú konfiguráció-mikroállapotot. Így a lánc konfigurációs entrópiája $S_{\text{könf}} = k \cdot \ln 2^N = kN \ln 2$. Ez a megnyújtott hosszal arányos: $S_{\text{könf}} = (k/a)L_{\max} \ln 2$.

Ha a lánc teljesen ki van nyújtva, minden egység ugyanabban az irányban áll. Ez egy kivételes, $S_{\text{könf}} = k \cdot \ln 1 = 0$ konfigurációs entrópiájú mikroállapot. Hirtelen (adiabatikus) megnyújtás ese-

tén $\Delta S_{\text{konf}} = -kN \cdot \ln 2$. A teljes entrópia nem csökkenhet, $S = S_{\text{konf}} + S_{\text{vibr}} = \text{konstans}$, tehát az S_{vibr} rezgési entrópiának nőnie kellett: $\Delta S_{\text{vibr}} = kN \cdot \ln 2$. Ez annak az energianövekedésnek a következménye, amelyet a nyújtási munka hozott létre:

$$Q = T\Delta S = kNT \cdot \ln 2.$$

Ez a hő a molekularezgések intenzitását növeli – a gumi felmelegszik. Ha egy monomer egység n lineáris oszcillátorból áll, az N monomérből álló lánc rezgési energiája $E_{\text{vibr}} = NnkT$, ami $C = Nnk$ hőkapacitást jelent. A gumi mérésével kapott fajhője $c = 2 \text{ kJ kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$. A C_5H_8 monomér molekulasúlya 68, azaz tömege $m \approx 10^{-25} \text{ kg}$, így a monomer hőkapacitása

$$nk = 2 \cdot 10^{-25} \text{ kJ/K}.$$

Ebből a gumi-monomer rezgési szabadsági fokainak száma $n \approx 15$ -nek adódik (ez gyakorlatilag egyenlő a monomeben levő atomok $n = 13$ számával). Így a $Q = kNT \cdot \ln 2$ hő

$$\Delta T = \frac{Q}{C} = \frac{NkT \cdot \ln 2}{nNK} = \frac{T}{n} \cdot \ln 2$$

hőmérsékletnövekedést eredményez, ami 15°C körüli érték. Ez a számítás kísérlettel ellenőrizhető: a hirtelen kinyújtott befőttesgumit ajkunk melegebbnek éri. Kényelmesebb úgy mérnünk, hogy egy szobahőmérsékletű, maximális hosszára megnyújtott gumiszalagot hirtelen összeugrani engedünk, ekkor lehül; a hőmérsékletváltozás termoelemmel mérhető. A tapasztalat szerint a ΔT néhány foknyi, tehát az egydimenziós becslés hibája egy nagyságrend.

Egy mérés során $25 \cdot 10^{-5} \text{ kg}$ tömegű gumiszalag $0,2 \text{ m}$ -rel való megnyújtásához átlagosan 5 N erő volt szükséges, vagyis $1,0 \text{ J}$ munkát végeztünk. Ha feltételezzük, hogy ez a hő mind a rezgések intenzitásának növelésére fordítódik, $c = 2 \text{ kJ kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$ fajhő esetén számítással $\Delta T = 2 \text{ K}$ adódik.

*

Az egydimenziós lánc valamelyik elrendeződése esetén jelöljük az „előrefelé lépő” monomerek számát N_+ -szal, a „hátrafelé lépők” számát N_- -szal.

$$N_+ + N_- = N = \frac{L_{\text{max}}}{a}$$

$$N_+ - N_- = \frac{L}{a} = x.$$

A vizsgált $L = ax$ hosszúságú makroállapot

$$W(x) = \binom{N}{N_+} = \binom{N}{\frac{N+x}{2}}$$

számú különböző elrendeződéssel (mikroállapottal) valósítható meg.

Növeljük az „előrefelé lépő” monomerek számát $N_+ + 1$ -re! Ekkor a „hátrafelé lépő” mono-

merek száma $N_- - 1$ -re csökken. A lánc hossza összesen $\Delta L = a\Delta x = 2a$ értékkel nő. Mennyit változik $W(x)$?

$$\begin{aligned} W(x+2) &= \frac{N!}{(N_++1)!(N_- - 1)!} = \\ &= \frac{N_-}{N_+ + 1} \cdot \frac{N!}{N_+! N_-!} = \frac{N_-}{N_+ + 1} W(x) \approx \frac{N_-}{N_+} W(x), \end{aligned}$$

következésképpen

$$\frac{W(x+2)}{W(x)} \approx \frac{N_-}{N_+} = \frac{\frac{1}{2}(N-x)}{\frac{1}{2}(N+x)} = \frac{1-x}{1+x}.$$

Ha a monomereknek ezt az átfordulását r -szer ismétljük meg,

$$\frac{W(x+2r)}{W(x)} \approx \left(\frac{1-x}{1+x} \right)^r.$$

A megfelelő entrópiaváltozás

$$\Delta S = k \cdot \ln \left(\frac{W(x+2r)}{W(x)} \right) = kr \cdot \ln \frac{1-x}{1+x}.$$

Ennek az eredménynek a továbbfejlesztésével meglehetősen jól lehet magyarázni az 1. ábrán látható erő-megnyúlás görbe alakját. Most azonban csak olyan kis megnyúlások vizsgálatára szorítkozunk, amelyek esetén az $\ln(1+\varepsilon) \approx \varepsilon$, ha az $\varepsilon < 1$ közelítés használható, és így fennáll:

$$\Delta S \approx -2kr \frac{x}{N}.$$

Ha „ r ” db „hátrafelé lépést” cserélünk „előrefelé lépésre”, az $L = ax$ hosszúságú lánc $\Delta L = 2ar$ -rel nyúlik meg, így azt kapjuk, hogy

$$\Delta S = -\frac{k}{Na^2} L\Delta L.$$

A ($\Delta E = 0$) „ideális gumi” modell $F = E - TS$ szabadenergiájának változása izotermikus megnyújtás ($T = \text{konstans}$) esetén:

$$\Delta F = -T\Delta S = \frac{kT}{Na^2} L\Delta L.$$

A szabad energia fenti változása a munkavégzés következménye, tehát

$$\Delta F = \text{erő} \cdot \Delta L,$$

következésképpen

$$\text{erő} = \frac{kT}{Na^2} L.$$

A rugóállandó, mint a fenti egyenlőségből látható, az abszolút hőmérséklettel arányos, ezt kísérlettel ellenőrizni lehet (2. ábra):

$$D = \frac{kT}{\langle L^2 \rangle}.$$

Függesszünk egy m tömegű testet egy gumiszalagra, melynek így bekövetkezett megnyúlását jelölje z :

$$Dz = mg,$$

ebből

$$z = \frac{mg}{D} = \frac{mg \langle L^2 \rangle}{kT}.$$

A megfeszített gumiszalag tehát melegítés közben összehúzódik, ez éppen ellentétes a legtöbb kristály viselkedésével. Az anomális viselkedés az entropia-rugalmasság következménye, szemben az Einsteinkristály energia-rugalmasságával. (Hasonlítsuk össze egy higanyos hőmérő viselkedését egy gumi-hőmérőével!)

A gumi háromdimenziós modellje

Figyeljük meg az $N = 24$ darabból álló Rubik-kígyót! Minden darabja 4 különböző helyzetben állhat a megelőzőkhöz képest, tehát a kígyó alakja összesen $W = 4^{23} = 7 \cdot 10^{13}$ -féle lehet.

Általánosítsuk a gumimodellt három dimenzióra! Az általánosítás nem fog minőségileg új eredményeket szolgáltatni, csak a teljesség kedvéért említjük. (Kizárólag felnőttek számára!)

Az sp^3 hibrid állapotban a C—C kötések vegyértékszöge $109,5^\circ$. A $\text{CH}_3\text{—CH}_2\text{—CH}_2\text{—CH}_3$ molekulában a középponti C—C kötés konfigurációja három különböző helyzetű lehet (4. ábra), így egy hosszú $\text{CH}_3\text{—(CH}_2\text{)}_{N-1}\text{—CH}_3$ lánc egymástól különböző konfigurációinak száma $W = 3^N$, tehát $S = kN \cdot \ln 3 = 1,09 \cdot kN \approx kN$. Ez csak akkor igaz, ha a transz és cisz konfigurációk egyenlő energiával rendelkeznek. A valóságban azonban, a Pauli-elv következtében, a transz konfiguráció ε_0 -al alacsonyabb energiájú, mint a cisz konfiguráció ($\varepsilon_0 \approx 12 \text{ kJ/mol} = 0,02 \text{ aJ}$, szemben a szobahőmérsékletet jellemző $kT = 0,004 \text{ aJ}$ értékkel). Így a két cisz-konfiguráció $\exp(-\varepsilon_0/kT) = 0,0067$ -szer kevésbé gyakran fordul elő, mint a transz-konfiguráció (5. ábra).

A közepes négyzetes lánchossz kiszámításához írjuk fel, mint előbb:

$$L = \sum_i a_i, \quad L^2 = Na^2 + 2 \sum_{i < j} a_i a_j.$$

$\sum_i a_i a_j$ összeg meghatározásakor azt kell számításba vennünk, hogy a_i és a_{i+1} szöge $109,5^\circ$ és a φ azimuttszög a $\varphi = 0$ és $\varphi = \pm 120^\circ$ értékeket egyaránt felveheti, de az utóbbit $\exp(-\varepsilon_0/kT)$ -szer kisebb valószínűséggel. Így a lánc közepes hossza a hőmérsékletnek valamely $f(T)$ függvénye:

$$L^2 = Na^2 \cdot f(T).$$

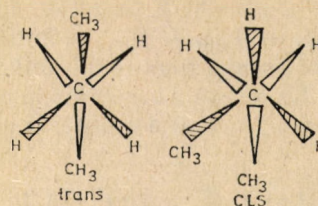
A Rubik-kígyónak a valóságban kevesebb, mint 4^{23} konfigurációja van, hiszen önmagukat keresztező alakzatok nem valósulhatnak meg. Az $L^2 = Na^2 \cdot f(T)$ helyett a számítógépes szimulációk nagy N értékek esetén a következő összefüggéseket adták:

$$L^2 = N^{3/2} a^2 \cdot f(T) \text{ két dimenzióban}$$

$$L^2 = N^{6/5} a^2 \cdot f(T) \text{ három dimenzióban}$$

$$L^2 = Na^2 \cdot f(T) \text{ négy dimenzióban.}$$

*



4. ábra

A különböző hosszúságú háromdimenziós konfigurációk mikroállapotainak számát a megfelelő egydimenziós eloszlások szorzatából kaphatjuk meg. Láttuk, hogy egy dimenzióban

$$\Delta \ln W(L) = -\frac{rx}{N} = -\frac{L\Delta L}{Na^2} = -\frac{L\Delta L}{\langle L^2 \rangle}$$

így

$$W(L) = C \cdot \exp\left(-\frac{L^2}{2\langle L^2 \rangle}\right).$$

Három dimenzióban tehát

$$W(X, Y, Z) =$$

$$\begin{aligned} &= C \cdot \exp\left(-\frac{x^2}{2\langle x^2 \rangle}\right) \exp\left(-\frac{y^2}{2\langle y^2 \rangle}\right) \exp\left(-\frac{z^2}{2\langle z^2 \rangle}\right) = \\ &= C \cdot \exp\left(-\frac{\frac{3}{2}(x^2 + y^2 + z^2)}{\langle L^2 \rangle}\right) = \\ &= C \cdot \exp\left(-\frac{3L^2}{2\langle L^2 \rangle}\right). \end{aligned}$$

Innen megkaphatjuk az entrópiának és a szabad energiának L -től való függését:

$$F(L) = F(0) - \frac{3kT}{2\langle L^2 \rangle} L^2 = F(0) - \frac{1}{2} DL^2,$$

ahol

$$D = \frac{3kT}{N^{6/5} a^2 \cdot f(T)}$$

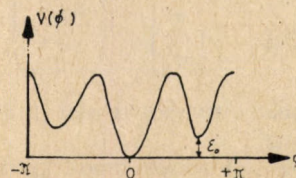
a gumi rugóállandója. Ez az eredmény nem nagyon különbözik az egydimenziós esetben kapott értéktől. A tapasztalati korrekciós tényező szobahőmérsékletű gumi esetén $f(T) = 4,5$.

*

A gumiban a molekulalánccok véletlenszerűen rendeződnek el. Ha a gumi térfogata nem változik, a gumiszalag λ relatív megnyúlása a szalag irányára merőleges láncok $\sqrt{\lambda}$ -szor való megrövidülését eredményezi. Így a megnyújtás következtében fellépő entrópiacsökkenést részben ellensúlyozza az oldalirányú összehúzódás következtében fellépő entrópiánövekedés. Ez okozza, hogy az erő-megnyúlás görbe meredeksége a közepes megnyúlásoktól kezdve megnő.

A teljes szabadenergia-változás három dimenzióban

$$F(\lambda) = K - \frac{kT}{2} \left(\lambda^2 + \frac{2}{\lambda} \right).$$



5. ábra



Hooke törvénye nem érvényes. A maximális megnyúlás esetén $\lambda = \sqrt{N}$, tehát

$$Q = F(0) - F(\sqrt{N}) = \frac{kT}{2} \left(N + \frac{2}{\sqrt{N}} - 3 \right) = NkT(0,5 + N^{-3/2} - 1,5N^{-1}),$$

ami egy 2/3-os faktoriall kisebb Q értéket jelent, mint az egydimenziós modellben kapott érték.

KEMÉNY ENERGIA — LÁGY ENERGIA

Az energiával kapcsolatos publikációk sokat foglalkoznak a mennyiségi kérdésekkel (sok millió tonna olaj, gáz, uránium szerepel ezekben; az, hogy sokat fogyasztunk, stb.). Anélkül, hogy tagadnánk e nézőpont fontosságát, szeretnénk hangsúlyozni az energia-probléma másik oldalát, amely nagyon sokszor rejtve marad: ez a különböző energiaforrások minősége. A gyakorlatban ez az aspektus éppolyan fontosnak bizonyult, mint az első.

I. Az energiaforrások racionális osztályozása „sűrűségük” szerint

Az „energia” szó két görög szóból származik, amelyek jelentése „binnen” és „erő” („munka”). Ezért bevezető definícióként az energiát egy test olyan tulajdonságaként írhatjuk le, amely lehetővé teszi, hogy a test erőt fejtson ki és munkát végezzen.

Így már látható, hogy az energia-kérdés két lényeges pontra koncentrálódik. Elsősorban az energiaforrásokra, azaz a természetben található „nyers” formákra (olaj, gáz, szén, napenergia, vízi- és szélenergia, stb.), és másodsorban azok használatára, azaz a hálózatban hasznosított munkára (világítás, fűtés, főzés, szállítás, ipari árucukkek, stb.).

Az embernek ezért úrrá kell lennie ezeken a „nyers” forrásokon, a konkrét felhasználás érdekében hasznosítani, szervezni, szállítani és tárolni kell. Ebben rejlik az egész energia-probléma: hidat kell építeni az energiaforrások és alkalmazásuk között, hogy képesek legyünk ezeket a „nyers” energiaforrásokat „hatásos” energiává alakítani.

Az 1983. májusában Balatonyörökön rendezett, Entropy in the School c. nemzetközi konferencián elhangzott előadás. Fordította *Sebestyén Dorottya*.

Összefoglalás

A gumival könnyű kísérletezni, az eredmények érdekesek és meglepőek. Az entrópiaváltozástól való függésük nyilvánvaló.

Az itt közreadott gondolatmenet nem minden részlete elég könnyű ahhoz, hogy az iskolában is felhasználható legyen, a tanárok informálása céljából azonban fontos. A bolyongási probléma tárgyalása például, különösen egy dimenzióban, nem túlságosan nehéz, és lehetőséget ad arra, hogy egy mikroszkopikus paraméter (N) értékét a makroszkopikus viselkedés alapján becsüljük meg. Nehezebb feladat az erő-megnyúlás görbe alakjának indoklása az egydimenziós modell alapján, de érdemes megkísérelnünk, hogy néhány tanulóval ezt a gondolatmenetet is végigkövessük.

Egyszerű entrópia-becslés alapján meg tudjuk magyarázni a gumi megnyújtásakor ill. összehúzódnásakor bekövetkező hőmérséklet-változást — ezt értékes további példaként használhatjuk fel arra, hogy megmutassuk az entrópia statisztikus értelmezésének erejét.

(Fordította *Sebestyén Dorottya*)

L. Timbal Duclaux
Electricité de France

Az energia-paradoxon: hiány a bőség ellenére

Tehát vannak „nyers” energiaforrások és „hatásos” energiaforrások. Ez a megkülönböztetés alapvető a jelenlegi energiavita tisztázásában — az emberek sokszor beszélnek az energiáról, anélkül, hogy pontosan meghatároznák, melyik fajtára hivatkoznak. Az eredmény: süketek dialógusa és véget nem érő viták.

Vegyük a következő példát! A vulkanológus kimutatja, hogy lábunk alatt a Föld bővelkedik energiában, amely hó formájában a Föld belsejéből származik. Ez a geotermikus energia. És azzal vádolja az állami szerveket, hogy mellőzik ezt az energiaforrást a többi mellett. Hasonlóképpen a fizikus azt mondja, hogy naponta sok milliárd kalória energia érkezik hozzánk a Napból. „Csak hasznosítani kell” — mondja — „és minden energia-problémánk megoldódik, a világ a továbbiakban megszabadul az energiagondoktól.”

Mások ellenkező véleményen vannak: „A Nap és a geotermikus energia nem oldhatja meg problémáinkat. Legfeljebb — szinte elhanyagolható, — kiegészítő energiaforrásul szolgálhatnak.”

Ez vezet az energia-paradoxon lényegéhez. Egyik oldalon a Föld bővelkedik energiában, de másfelől az embernek nem volt és még ma sincs elegendő energiája. Ezt bizonyítja napjaink ellentmondása, ami főként abból a tényből ered, hogy tegnap az olaj bőséges és olcsó volt, a hetvenes években ritkább lett és drágább. Ára 1973 és 1979 között több, mint hússzorosára nőtt. És mivel jelenleg az egész világon felhasznált energia 60%-a szénhidrogénekből származik, ez tekintélyes felfordulást okozott a világgazdaságban. A jelenlegi helyzet tisztázását kezdjük a különböző energiaforrások minőségi vizsgálatával.