O TOPLOTNIH STROJIH IN ENTROPIJSKEM ZAKONU

Janez Strnad

Fakulteta za matematiko in fiziko Univerze v Ljubljani

Povzetek. *- Razmišljanje srednješolskemu učitelju fizike ponuja nekaj mogočih poti do izkoristka toplotnih strojev in do entropijskega zakona. Pri tem se opre na energijski zakon in na plinsko enačbo, ki ju dijaki poznajo. Kot pomoč vpelje entropijski izrek. Ostaja v okviru termodinamike in ne predre do molekulske slike. Ob tem opozori na nekatere pasti. Sestavlja okostje, ki mu učitelji po svojem premisleku lahko dodajo meso.*

Abstract*.- This deliberation offers to the high school physics teacher some possible ways to the efficiency of thermal engines and the entropy law. It is based on the energy law and the molar gas equation that are known by students. As a remedy the entropy theorem is introduced. It remains within the realm of thermodynamics not progressing to the molecular viewpoint. Thereby the attention is called to some pitfalls. A skeleton is presented to whom flesh can be added by the teacher according to her or his preferences.*

V družbi je pogovor nanesel na ogrevanje in na ceno kurjave z drvmi, premogom, kurilnim oljem, plinom. Nekdo je pripomnil, da je mogoče s temi gorivi poganjati avtomobile. Spomnil se je, kako so med drugo svetovno vojno, ko je primanjkovalo bencina, za pogon tovornjakov uporabljali lesni plin. Za kabino je bil kotel, v katerem so kake pol ure pred vožnjo zakurili majhen ogenj. Pri suhi destilaciji drobno narezanih polen je nastal plin, ki je poganjal avtomobil. Drugi je dodal, da je mogoče dieselske stroje poganjati s kurilnim oljem, a da je to prepovedano. Tretji je omenil, da avtomobili uporabljajo tudi rastlinsko olje in da se nekateri bojijo, da bo zaradi tega primanjkovalo hrane. Potem se je pogovor obrnil k izkoristku. Peč na drva, premog, kurilno olje ali plin ne izkoristi vse toplote, ki se sprosti ob sežigu. Nekaj je zgoreli plini odnesejo skozi dimnik. Del teh izgub je neizogiben, ker bi dimnik ne vlekel, če ne bi zaradi segretih plinov nastala tlačna razlika med vratci peči in vrhom dimnika. Kaj pa izkoristek strojev, ki poganjajo avtomobile ali generatorje v elektrarnah? Znatno manjši je kot 1. Elektrarne izkoristijo le približno tretjino dovedene tolote, avtomobili še manj. S preostankom toplote obremenjujejo okolje. Mehanični stroji, na primer vodne turbine, imajo veliko večji izkoristek. Ali je mogoče preprosto pojasniti to razliko?

PREPROSTO DO IZKORISTKA

Na kar se da preprosti poti do izkoristka toplotnih strojev izhajamo iz *energijskega zakona* ali *prvega zakona termodinamike*. V termodinamiki se navadno ne oziramo na kinetično in potencialno energijo in se notranja energija W_n termodinamičnega sistema poveča za dovedeno delo A in dovedeno toploto Q:

$$\Delta W_n = A + Q \quad (1)$$

Delo in toplota sta pozitivna, če ju sistemu dovedemo, da se notranja energija poveča, in negativna, če ju sistem odda in se notranja energija zmanjša. Omejimo se na pline. Pri plinih je *enačba stanja*, to je zveza med osnovnimi termodinamičnimi spremenljivkami temperaturo T, tlakom p in prostornino V preprosta. Pri majhnem tlaku in pri temperaturi dovolj nad vreliščem se vsi plini vedejo približno kot *idealni plin*, za katerega velja *plinska enačba*:

$$pV= \frac{m}{M} RT \quad (2)$$

m je masa plina, M masa mola in R plinska konstanta.

Zamislimo si, da se plin iz dela toplotno izolirane posode z zmernim tlakom razširi v drugi del posode z zanemarljivo majhnim tlakom. Potem ko zamrejo tokovi in se vzpostavi razvnovesno stanje, je temperatura prav tolikšna kot na začetku. Delo, ki ga opravi plin, ko se mu pri tlaku p spremeni prostornina za ΔV, izračunamo z enačbo $A = -p\Delta V$. Negativni znak upošteva, da plin delo prejme, ko se mu zmanjša prostornina, in ga odda, ko se prostornina poveča. Plin v prvem delu posode ne opravi dela, ko se razširi v prostor z zanemarljivo majhnim tlakom. Z okolico ne izmenja nič toplote. Zato se mu ne spremeni notranja energija, čeprav se prostornina poveča, tlak pa zmanjša. Iz tega izhaja, da notranja energija idealnega plina ni odvisna od tlaka in prostornine, ampak samo od temperature: $W_n = W_n(T)$. Pri spremembi, pri kateri se ne spremeni prostornina, je dovedeno delo enako 0 in se notranja energija spremeni za dovedeno toploto $\Delta W_n = Q_V = mc_V\Delta T$. Koeficient c_V je specifična toplota pri konstantni prostornini. Pri spremembi, pri kateri se ne spremeni tlak, je dovedena toplota $Q_p = mc_p\Delta T$ s specifično toploto pri konstantnem tlaku c_p. Pri tej spremembi je treba upoštevati tudi dovedeno delo. Po energijskem zakonu je: $mc_V\Delta T = mc_p\Delta T - p\Delta V = mc_p\Delta T - (m/M)\, R\Delta T$.

Enačba $\Delta W_n = mc_V\Delta T$ namreč velja za idealni plin pri vsaki spremembi, saj notranja energija ni odvisna ne od tlaka ne od prostornine. Medtem pri drugih snoveh zapisana enačba velja samo pri konstantni prostornini. Spremembo prostornine pri konstantnem tlaku smo s plinsko enačbo izrazili s spremembo temperature: $p\Delta V = (m/M)R\Delta T$. Po krajšanju z $m\Delta T$ preostane:

$$c_p - c_V = (R/M) \quad (3)$$

Specifična toplota pri konstantnem tlaku je večja kot specifična toplota pri konstantni prostornini. Razmerje med specifičnima toplotama vpeljemo kot $c_p / c_V = \kappa > 1$. Pri plinih z dvema atomoma v molekuli, na primer pri dušiku in kisiku, ki sestavljata zrak, je $\kappa = 7/5 = 1{,}4$.

Najprej naredimo s plinom izotermno spremembo iz začetnega stanja p', V', T' v končno stanje p, V, T. Pri tem je $T' = T$. Po zakonu se notranja enegija ne spremeni in je dovedena toplota enaka oddanemu delu:

$$Q = -A = p'(V-V') = p'V'\,\frac{(V-V')}{V'} = \left(\frac{m}{M}\right)RT\left(\frac{V}{V'}-1\right) \tag{4}$$

Sprememba prostornine $V - V'$ naj bo tako majhna v primerjavi s prostornino V', da ni treba upoštevati spremembe tlaka. Nato naredimo adiabatno spremembo, to je spremembo s toplotno izoliranim plinom, iz začetnega stanja p, V, T v končno stanje p_1, V_1, T_1. Pri tem se ne prenese nič toplote in se po energijskem zakonu notranja energija spremeni za dovedeno delo:

$$mc_V(T_1 - T) = -p(V_1 - V) = -pV\,\frac{(V_1 - V)}{V} = -m(c_p - c_V)T\left(\frac{V}{V'}-1\right).$$

Upoštevali smo enačbo (3). Zopet naj bo sprememba prostornine $V_1 - V$ zelo majhna v primerjavi z začetno prostornino V. Potem je tudi sprememba temperature $T_1 - T$ majhna v primerjavi z začetno temperaturo T. Relativna sprememba temperature je:

$$\left(\frac{T_1}{T}\right)-1 = -(\kappa-1)\left(\frac{V_1}{V}-1\right). \tag{5}$$

Sledi majhna izotermna sprememba iz začetnega stanja p_1, V_1, T_1 v končno stanje p_1', V_1', T_1', ko je $T_1' = T_1$. Dobimo enačbo, podobno (4):

$$Q_1 = \left(\frac{m}{M}\right)RT_1\left(\frac{V_1'}{V_1}-1\right). \tag{4'}$$

Nazadnje z majhno adiabatno spremembo iz začetnega stanja p_1', V_1', T_1' dosežemo prvotno stanje p', V', T'. V tem primeru velja enačba, podobna (5):

$$\left(\frac{T_1'}{T'}\right)-1 = -(\kappa-1)\left(\frac{V_1'}{V'}-1\right). \tag{5'}$$

Ker velja $T' = T$ in $T_1' = T_1$, je po enačbah (5) in (5') $V_1/V = V_1'/V'$. Tako enačbo (4) delimo z enačbo (4'), da preostane:

$$\frac{Q}{|Q_1|}=\frac{T}{T_1}, \quad \frac{Q}{T}+\frac{Q_1}{T_1}=0 \quad \text{in} \quad \frac{-Q_1}{Q}=\frac{|Q_1|}{Q}=\frac{T_1}{T}. \tag{6}$$

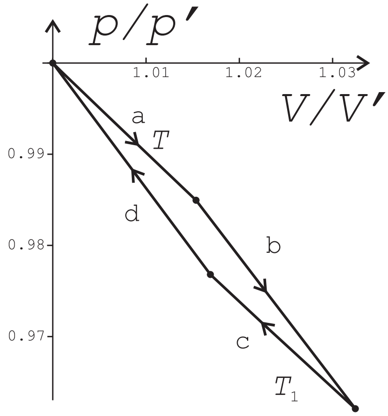
V celoti smo naredili *krožno spremembo*, pri kateri se končno stanje ujema z začetnim. Med adiabatnima spremembama sistem ne dobi ali odda nič toplote. Med prvo izotermno spremembo sistem prejme toploto Q in med drugo izotermno spremembo odda toploto $-Q_1 = |Q_1|$. Računali smo za majhne spremembe tlaka, prostornine in temperature, a zveza (6) ne vsebuje teh majhnih sprememb in velja splošno. Pomembno vlogo je imela pri vpeljavi absolutne temperature. V mednarodnem sistemu enot SI je sestavni del definicije enote za temperaturo, kelvina.

Z enačbo (6) izračunamo izkoristek toplotnega stroja, ki ga vpeljemo kot razmerje med oddanim delom $-A = |A| = Q+Q_1 = Q - |Q_1|$ in dovedeno toploto Q kot:

$$\eta = -\frac{A}{Q}=\frac{|A|}{Q}=1-\frac{|Q_1|}{Q}=1-\frac{T_1}{T}. \tag{7}$$

Opisano krožno spremembo imenujemo po Sadiju Carnotu, ki je leta 1824 v knjižici *Razmišljanja o gibalni moči ognja in o strojih, prirejenih za izkoriščanje te moči* vse toplotne stroje obravnaval z enotnega stališča ("gibalna moč ognja" ustreza današnjemu delu). V toplotnih strojih je videl gonilo razvoja, ker "bodo povzročili velik preobrat v civiliziranem svetu" in bodo "industriji omogočili napredek, katerega celotni obseg je komaj mogoče napovedati". Skrbelo ga je, da Francija pri razvoju toplotnih strojev ne bi preveč zaostala za Anglijo. Delovanje toplotnega stroja je primerjal z delovanjem mlinskega kolesa. Masa vode m, ki pade z višine z na višino z_1, opravi delo $-A = |A| = mg(z - z_1)$. Predstavljal si je, da toplota Q opravi delo $-A = |A| = konst \cdot Q(T - T_1)$, "ko pade s temperature T na temperaturo T_1". "Ne zadostuje sprostitev toplote, ampak si moramo priskrbeti tudi mraz, brez njega je toplota nekoristna." Carnotovo delo v času, v katerem energijskega zakona še niso poznali v celoti, je vredno občudovanja. Zaradi njega naj bi "fizika od toplotnih strojev dobila več kot toplotni stroji od fizike". Čeprav si je zamislil krožno spremembo, pa se ni v polni meri zavedal njene vloge. Primerjava z mlinskim kolesom je bila sicer pomembna, a je spregledala dejstvo, da toplotni stroj deluje periodično in ponavlja krožno spremembo.

V nekem slovenskem srednješolskem učbeniku preberemo: "Notranje energije snovi ni mogoče v celoti spremeniti v delo." Trditev nasprotuje energijskemu zakonu. Kot vsako drugo energijo je mogoče tudi notranjo energijo v celoti spremeniti v delo. Pomislimo na adiabatne spremembe. Trditev pa velja za toplotne stroje, ki ponavljajo krožno spremembo. Prav v tem smemo videti vzrok za njihov majhen izkoristek.



Slika 1. Diagram pV za majhno Carnotovo krožno spremembo a – b - c - d z idealnim plinom s $\kappa = 1{,}4$. Med spremembo a pri temperaturi $T = 300$ K je dovedena toplota Q, med spremembo c pri temperaturi $T_1 = 298$ K pa odvedena toplota $-Q_1 = |Q_1|$. Spremembe tlaka in prostornine so tako majhne, da na diagramu izoterm $pV = konst.$ in adiabat $pV^\kappa = konst.$ ne moremo razločiti od ravnih črt. Izkoristku ustreza razmerje ploščine paralelograma krožne spremembe in ploščine trapeza med izotermo T, obema ordinatama in odseka na osi V. Delo pri krožni spremembi je $-A_{kr} = \oint pdV$.

HITREJE DO IZKORISTKA

Računi postanejo preglednejši, če se ne ustrašimo integriranja in naravnih logaritmov. Enačbo (4) predelamo za diferencialno spremembo: $dQ = pdV = (m/M)RTdV/V$ in jo integriramo od V' do V pri $T = konst.$:

$$Q = \left(\frac{m}{M}\right) RT \ln\left(\frac{V}{V'}\right). \tag{8}$$

Tudi enačbo (5) predelamo za diferencialno spremembo:

$mc_V dT = -pdV = (m/M)RTdV/V$ delimo s T in enačbo $dT/T = (\kappa-1)dV/V$ integriramo od V do V_1 in od T do T_1:

$$\ln\left(\frac{T_1}{T}\right) = -(\kappa-1)\ln\left(\frac{V_1}{V}\right) = \ln\left(\frac{V}{V_1}\right)^{\kappa-1}.$$

Iz tega razberemo, da za adiabatno spremembo velja zveza: $TV^{\kappa-1}=konst$. Adiabatni spremembi povežeta enačbi $TV^{\kappa-1}=T_1V_1^{\kappa-1}$ in $T'V'^{\kappa-1}=T_1'V_1'^{\kappa-1}$. Ker je $T=T'$ in $T_1=T_1'$, takoj sledi $V/V' = V_1/V_1'$. Deljenje enačb (8) da potem $Q/T = |Q_1|/T_1$. Če upoštevamo, da je po plinski enačbi T/V sorazmerno s p, sledi:

$$pV^\kappa = konst. \tag{9}$$

Zgodovina enačbe (9) je povezana s hitrostjo zvoka v plinu. Isaac Newton je leta 1687 za hitrost zvoka navedel enačbo $c_N = \sqrt{p/\rho}$ z gostoto plina ρ, kar danes zapišemo kot $c_N = \sqrt{RT/M}$. Postopno so merjenja dala večjo hitrost. Ponudili so več razlag, tako da je nastala prava zmeda [4]. Pierre Simon de Laplace je v letih 1816, 1821 in 1823 po treh različnih nenavadnih poteh izpeljal enačbo (9) in pravo hitrost zvoka $c = \sqrt{\kappa} c_N$. Enačba (9)je postala znana s teorijo valovanja v plinu Simeona Denisa Poissona, zato jo včasih imenujejo po njem. Kljub ugledu Laplace ni prepričal sodobnikov - danes vemo, da utemeljeno. S časom so spoznali, da je eksponent κ povezan z razmerjem specifičnih toplot. Carnot leta 1824 in Emile Clapeyron, ki je leta 1834 podrobneje raziskal krožne spremembe, enačbi nista zaupala in zato nista podrobno obvladala adiabatnih sprememb. Enačbo je šele leta 1850 zares utemeljil Rudolf Clausius z energijskim zakonom za pline po podobni poti kot mi.

Učitelj naj presodi, ali je vredno ubrati pot brez integriranja. Pri tem je pomembno, da upošteva, koliko dijaki obvladajo integriranje. Na drugi strani je vredno imeti pred očmi zaključek Victorja F. Weisskopfa. Njegovemu prijatelju, ki se je močno zanimal za naravo, so "preprosti matematični koraki kot brezkončni nizi logičnih korakov pregnali vsako navdušenje" [3]. Enačbi (8) in (9) je mogoče vpeljati kot eksperimentalni izkušnji, četudi dijaki še niso vešči integriranja. Omenili smo, da so z enačbo (9) tako ravnali v razvoju fizike.

Zanimiv zgled je *stroj na stisnjen zrak*, ki ne ponavlja krožne spremembe [1]. V začetnem stanju je zrak v jeklenki pri velikem tlaku p'. Pri prehodu skozi stroj zrak opravi delo in se razpne do manjšega tlaka p v okolici. Vzemimo, da bi bila sprememba reverzibilna in temperatura konstantna. Stroj bi po enačbi (8) oddal delo:

$$A = -Q = -\int p dV = -\int \left(\frac{m}{M}\right) RT \left(\frac{dV}{V}\right) = -\left(\frac{m}{M}\right) RT \ln\left(\frac{p'}{p}\right).$$

Izkoristek bi bil $-A/Q = 1$. Dejanski izkoristek je manjši, ker sprememba ni reverzibilna in ni izotermna, a ni vezan na omejitev zaradi krožne spremembe. Delovanje stroja spominja na delovanje Carnotovega mlinskega kolesa.

Tudi človeško telo ni toplotni stroj [1], [2]. V mišicah potekajo zapletene spremembe. Izkoristek pri tem lahko preseže 20%. V toplotnem stroju, ki bi ponavljal krožno spremembo, bi morala višja temperatura doseči okoli 100° C, če ima okolica sobno temperaturo. Delovanje človeškega telesa je bolje primerjati z električno baterijo, ki jo sproti polnimo.

ENTROPIJSKI IZREK IN ENTROPIJSKI ZAKON

Količina Q/T, ki iz rezervoarja z višjo temperaturo med prvo izotermno spremembo v Carnotovi krožni spremembi preide v stroj, se ujema s količino $-Q_1/T_1$, ki iz stroja med drugo izotermno spremembo preide v rezervoar z nižjo temperaturo. Pri prehodu iz stanja p', V', T' v stanje p_1', V_1', T_1' je sprememba:

$$\Delta S = Q/T \tag{10}$$

odvisna samo od končnega in začetnega stanja, a ni odvisna od vmesnih stanj. Zaradi tega smemo vpeljati *entropijo* S kot *funkcijo stanja* ali *termodinamično spremenljivko*, to je enolično funkcijo osnovnih termodinamičnih spremenljivk. Toplota Q in delo A nista termodinamični spremenljivki. Pri prehodu med začetnim in končnim stanjem dovedeno delo in dovedena toplota nista odvisna samo od začetnega in končnega stanja, ampak tudi od vmesnih stanj. Notranja energija pa je termodinamična spremenljivka, zato je njena sprememba pri krožni spremembi enaka 0. Prav to je značilno za termodinamično spremenljivko. Iz energijskega zakona za krožno spremembo: $0 = \Delta W_n = A_k + Q_k$ izhaja $Q_k = -A_k$. Enačba (10) velja za vsako spremembo, ker vsako spremembo lahko sestavimo iz samih majhnih izotermnih in adiabatnih sprememb. Med adiabatno spremembo se ne prenese nič toplote, med izotermno spremembo i pa se pri temperaturi T_i prenese toplota Q_i. Sprememba entropije pri krožni spremembi je:

$$\Delta S_{kr} = \sum\nolimits_{kr} Q_i/T_i = 0. \tag{11}$$

Majhno dovedeno toploto Q_i je mogoče nadomestiti z dQ in vsoto z integralom. Pri prehodu iz začetnega v končno stanje je sprememba entropije:

$$\Delta S = \sum\nolimits_i Q_i/T_i\,. \tag{12}$$

To enačbo imenujmo *izrek o entropiji*. Ali velja splošno?

Zakon je splošnejši od izreka, čeprav zakonov in izrekov v fiziki ne razločujemo tako ostro kot v matematiki. Odpirata se dve mogoči poti. Na prvi najprej spoznamo izrek, ki ga potem na podlagi dodatnih eksperimentalnih spoznanj posplošimo v zakon. Pri drugi se najprej dokopljemo do zakona in sledi izrek kot poseben primer. V srednji šoli je pogostejša prva pot, na univerzi pa druga.

Izkušnja kaže, da izrek (12) ne velja splošno. Spremembe, za katere velja, razglasimo za *reverzibilne spremembe*. Spremembe, za katere ne velja, so *ireverzibilne spremembe*. Začasno s tem ireverzibilne spremembe razločimo od reverzibilnih. Vzemimo za zgled razpenjanje plina v prostor z zanemarljivo majhnim tlakom. Zamislimo si kot *nadomestno reverzibilno spremembo* izotermno razpenjanje plina, ki vodi iz enakega začetnega stanja v enako končno stanje. Entropija je enolična funkcija stanja in njena sprememba je odvisna samo od končnega in začetnega stanja. Če imata dve spremembi enaki začetni in končni stanji, sta tudi spremembi entropije enaki. Po enačbi (4) je pri nadomestni reverzibilni spremembi $\Delta S > 0$. Pri ireverzibilnem razpenjanju se ne prenese nič toplote, tako da bi po izreku (12) pričakovali $\Delta S = 0$. To kaže, da velja za ireverzibilne spremembe:

$$\Delta S > \sum_i Q_i / T_i \,. \qquad (13)$$

To z izrekom (12) združimo v *entropijski zakon* ali *drugi zakon termodinamike*:

$$\Delta S \geq \sum_i Q_i / T_i \,. \qquad (14)$$

Izrek in spodnji znak zadevata idealizirane - reverzibilne - spremembe, zakon in zgornji znak pa dejanske - ireverzibilne - spremembe. Spremembo entropije v toplotno izoliranih sistemih $S \geq 0$ lahko uporabimo kot mero za ireverzibilnost.

Entropijski izrek smo vpeljali, da bi poudarili, kako je reverzibilne spremembe mogoče zajeti z energijskim zakonom in enačbo stanja. Za dijake utegne biti laže, če najprej obvladajo ohranitev entropije pri reverzibilnih spremembah. Potem entropijski izrek razširimo v entropijski zakon, po katerem pri ireverzibilnih spremembah entropija nastaja iz nič. Povezava entropijskega zakona in entropijskega izreka spominja na povezavo energijskega zakona in izreka o kinetični in potencialni energiji.

Z entropijskim zakonom izračunajmo izkoristek toplotnega stroja: $-A_{kr}/Q_i$. Namesto izkoristka po entropijskem izreku $(Q - |Q_1|)/Q = 1 - T_1/T$ dobimo po zakonu izkoristek $\eta < 1 - T_1/T$. Vzrok za to je ireverzibilnost sprememb v dejanskih toplotnih strojih. Ne smemo zamolčati, da obstaja še drugi vzrok, ki ni povezan z ireverzibilnostjo. Dejanski stroji namreč prejemajo toploto pri temperaturi, ki je nižja od T, in jo oddajajo pri temperaturi, ki je višja od T_1. Trditev, da je majhen izkoristek "posledica ireverzibilnosti", potemtakem zavaja. Približno polovica ali nekaj več toplote, ki jo dejanski toplotni stroj odvede v okolico, je posledica krožnega reverzibilnega delovanja, preostali del pa gre na račun obeh omenjenih pojavov, reverzibilnega dovajanja toplote pri nižji in odvajanja pri višji temperaturi ter ireverzibilnosti. Tudi trditev, da ni mogoč *perpetuum mobile druge vrste*, to je reverzibilno delujoč stroj pri vseskozi konstantni temperaturi, izhaja iz entropijskega izreka. Iz $0 = \sum_i Q_i / T_i = Q/T$ sledi $A_{kr} = 0$. Za ta primer da entropijski zakon $A_{kr} < 0$. Izkoristek bloka 5 z močjo 345 MW Toplotne elektrarne Šoštanj ima Carnotov izkoristek 63% in dejanski izkoristek 33%. Pri tem gre okoli 10% električne moči za lastno rabo stroja. Carnotov izkoristek Nuklearne elektrarne Krško z močjo 696 MW je 47%, dejanski izkoristek pa 35%.

Ireverzibilnim spremembam kaže posvetiti precej pozornosti, ker obvladujejo pojave v naravi. Zamislimo si pojave, ki se približajo ustreznim reverzibilnim pojavom. Pri prenosu toplote pa naletimo na težave, ki jih ne smemo zamolčati. Če naj toplota prehaja s telesa na telo pri obrnjeni spremembi reverzibilno, se morata temperaturi teles razlikovati za zelo majhno razliko, tako majhno, da je ne moremo izmeriti. Potem si lahko mislimo, da z zelo majhno spremembo temperature toplotni tok s telesa na telo preusmerimo. Zelo majhna temperaturna razlika poganja zelo majhen toplotni tok. Za prenos končne toplote potrebujemo zato zelo dolgo časa. Reverzibilni pojavi s prenosom toplote so zato zelo počasni in trajajo zelo dolgo. Iz tega izhaja pomembno spoznanje, da bi imel stroj, ki bi ponavljal Carnotovo krožno spremembo, zelo majhno moč. Od delujočega toplotnega stroja pa zahtevamo precejšnjo moč. Carnotov toplotni stroj je potemtakem idealizacija z omejenim praktičnim pomenom [5]. Na drugi strani naštejemo izrazito ireverzibilne pojave. Mednje sodijo poleg razpenjanja plina v prostor z zmanjšanim tlakom vsi transportni pojavi, to je prehod snovi, gibalne količine in notranje energije - difuzija, viskoznost, toplotno prevajanje, - trenje, neprožna deformacija trdnih teles, upor, strditev podhlajene in izparitev pregrete kapljevine, električni tok, magnetna histereza.

Smiselno je navesti nekaj oblik entropijskega zakona iz razvoja fizike [6]. Razviti termodinamični pogled je smiselno dopolniti z molekulsko sliko [6], [7], ker je entropijski zakon statistična izjava - za razliko od energijskega zakona, ki velja pri termodinamičnem opisu in pri pojavih med posameznimi molekulami.

Po opisani poti dijaki najprej usvojijo spoznanje, da je entropija termodinamična količina, to je enolična funkcija stanja, in izračunajo njene spremembe po neposredno merljivih podatkih. To ne nasprotuje razširjenemu prepričanju, da je na univerzi potreben mikroskopski pogled na entropijski zakon [7].

LITERATURA

[1] R. W. Pohl, *Mechanik, Akustik und Wärmelehre*, Springer, Berlin 1955, str. 328.

[2] J. Strnad, *Človeška moč*, Presek **26** (1998/99) 2-7.

[3] V. F. Weisskopf, *Is physics human*, Phys. Education **11** (1976) 75.

[4] J. Strnad, *Hitrost zvoka v zraku in razmerje specifičnih toplot*, Obzornik mat. fiz. **45** (1998) 123-129.

[5] J. Strnad, *Ali sodi entropijski zakon v srednjo šolo?*, Vzgoja in izobraževanje **18** (1987) 14-22.

[6] J. Strnad, *O toplotnih strojih*, Obzornik mat. fiz. **60** (2013) 24-30

[7] F. Reif, *Thermal physics in the introductory physics course: Why and how to teach it from a unified atomic perspective*, Am. J. Phys. **67**, 1051-1062 (1999) in drugi članki v tem zvezku, ki je posvečen "termični in statistični fiziki".