

DK 621.56/.59:536.7.77

Uporabnost eksergijskega diagrama v hladilni tehniki

MIRAN OPREŠNIK

Računanje in ovrednotenje tehničnih procesov je povezano z ustreznimi snovnimi in energijskimi bilancami. V hladilni tehniki smo v te namene doslej zelo koristno uporabljali diagram p, i , tj. diagram, v katerem so na ordinatah naneseni tlaki p , pogostoma v logaritmčni skali, na abscisah pa specifične entalpije $i = I/m$ (slika 1). V diagramu sta vrisani spodnja ($x = 0$) in zgornja ($x = 1$) mejna krivulja, izoterme ($T = \text{konst}$), izentrope ($s = \text{konst}$), linije suhosti pare ($x = \text{konst}$) in ponavadi še izohore ($v = \text{konst}$).

S takim diagramom smo zelo enostavno določali posamezne vrednosti, ki so nas zanimala ob preračunavanju. To so predvsem stanja hladilne snovi v posameznih točkah procesa (slika 2), hladilna toplota Q_H/m , odvedena toplota Q_{od}/m in potrebno delo za pogon kompresorja W_t/m . Ker je tehnično delo v splošnem

$$W_t = I_1 - I_2 + Q \quad (1)$$

oziroma

$$dW_t = -di + dQ, \quad (2)$$

je adiabatsno in s tem seveda tudi izentropno tehnično delo zaradi $dQ = 0$ enako

$$dW_t = -di \quad (3)$$

oziroma

$${}_1W_{t2} = I_1 - I_2 \quad (4)$$

Če pišemo enačbo (4) za enoto hladilnega sredstva, je

$$\frac{{}_1W_{t2}}{m} = i_1 - i_2. \quad (5)$$

Vidimo torej, da lahko potrebno delo za pogon kompresorja v diagramu p, i enostavno odberemo kot daljico z razliko entalpij med stanjem 1 pred kompresijo in stanjem 2 po kompresiji.

Ker ob izobarah ni tehničnega dela ($W_t = 0$), dobimo iz enačbe (1), da je

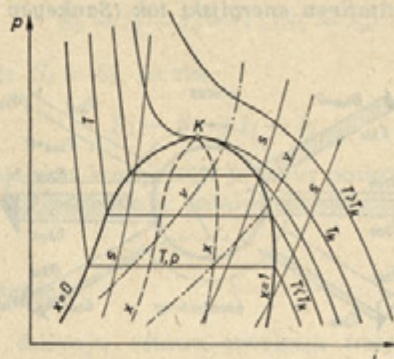
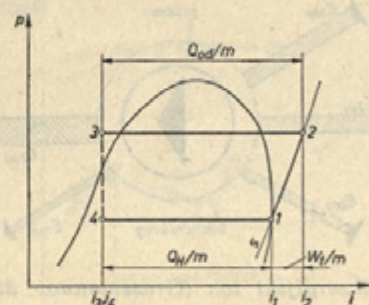
$$(Q)_p = I_2 - I_1 \quad (6)$$

oziroma za enoto hladilne snovi

$$(Q/m)_p = i_2 - i_1. \quad (7)$$

Tako lahko iz navedenega diagrama enostavno odberemo tudi hladilno toploto (Q_H/m) in iz procesa odvedeno toploto (Q_{od}/m), kar je jasno razvidno s slike 2.

Če upoštevamo, da se ob dušitvi ne spremeni entalpija ($i = \text{konst}$), tedaj takoj sprevidimo še


 SL 1. Diagram p, i


SL 2. Hladilni proces s podhladitvijo hladilnega sredstva

dodatno prednost tega diagrama za hladilno tehniko. Sam krožni proces v diagramu prikažemo zelo enostavno, lahko pa tudi odberemo večino potrebnih veličin stanja in energij.

Da bi ovrednotili določen proces, moramo izdelati bilance [1]. Zaradi zakona o ohranitvi mase mora biti vsota vseh dotekajočih in odtekajočih snovnih tokov

$$\sum_i \dot{q}_i = 0 \quad (8)$$

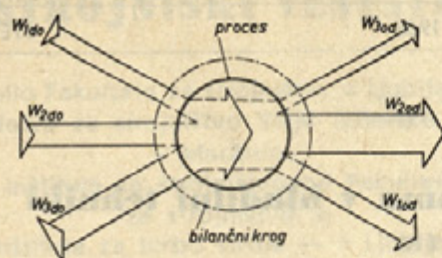
Zaradi zakona o ohranitvi energije velja enako tudi zanje

$$\sum_i \dot{W}_i = 0 \quad (9)$$

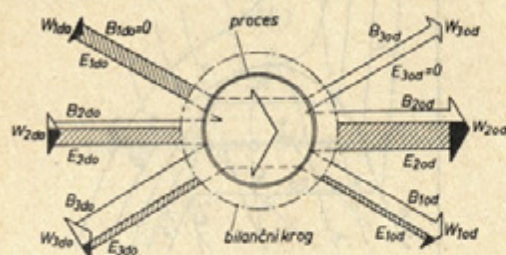
oziroma

$$\sum_i \dot{W}_{i\,do} = \sum_i |\dot{W}_{i\,od}| \quad (10)$$

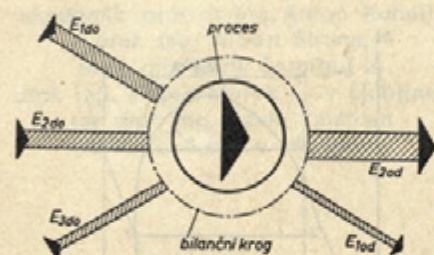
Tako sestavljeno energijsko bilanco, ki upošteva samo količine energij, imenujemo *kvantitativno energijsko bilanco*. Tej analizi ustrezen kvantita-



Sl. 3. Kvantitativni energijski tok (Sankeyev diagram)



Sl. 4. Kvalitativni energijski tok (Rantov diagram)



Sl. 5. Eksergijski tok (Grassmannov diagram)

tiven energijski tok ponavadi narišemo v Sankeyevem diagramu (slika 3).

Vsaka energija pa je sestavljena iz eksergije E [2], [3] in anergije B [4]

$$W_i = (E + B)_i \quad (11)$$

Zato lahko enačbi (9) in (10) pišemo tudi v naslednji obliki

$$\sum_i (E + B)_i = 0 \quad (12)$$

in

$$\sum_i (E + B)_{i\ do} = \sum_i |(E + B)_{i\ od}| \quad (13)$$

Seveda lahko tudi takšen energijski tok prikažemo v diagramu. V primerjavi s kvantitativnim energijskim tokom (slika 3) je ta vsekakor izpopolnjen. Na sliki 4 je narisana enak pretok energij kakor na sliki 3, vendar z upoštevanjem eksergijskega in anergijskega dela posamezne energije. Takšno bilanco imenujemo kvalitativno energijsko bilanco [5], ustrezeni diagram pa Rantov diagram. Eksergije so v tem diagramu prikazane s črnimi puščicami in šrafiranimi ploskvami, anergije so bele.

Kvantitativni energijski bilanci je za osnovo prvi glavni zakon termodinamike (zakon o ohranitvi energije). Kvalitativna energijska bilanca in seveda tej ustrezeni diagram pa upoštevata prvi glavni zakon ravno tako kakor kvantitativna bilanca, mimo tega pa zaradi delitve energijskih tokov v eksergije in anergije še drugi glavni zakon termodinamike. Takšna bilanca in diagram vsebujeta torej popolno termodinamično analizo.

Tu je treba ponovno poudariti, da velja zakon o ohranitvi samo za energijo, tj. za vsoto eksergije in anergije, ne velja pa za eksergijo ozir. anergijo posamezno. Eksergija lahko ostane pri pretoku skozi proces samo nespremenjena, zaradi nepovračljivosti pa se ponavadi zmanjša

$$\sum_i E_{i\ do} \geq \sum_i |E_{i\ od}| \quad (14)$$

oziroma

$$\sum_i E_i \geq 0 \quad (15)$$

Ravno obratne so razmere pri anergiji

$$\sum_i B_{i\ do} \leq \sum_i |B_{i\ od}| \quad (16)$$

oziroma

$$\sum_i B_i \leq 0 \quad (17)$$

Enačaj v teh enačbah velja samo za povračljive procese.

Omeniti je treba še eksergijsko bilanco in njej ustrezeni diagram — Grassmannov diagram, ki se je v praksi tudi uveljavil [6]. Takšna bilanca oziroma diagram kažeta samo vpliv drugega glavnega zakona termodinamike. Na sliki 5 je prikazan Grassmannov diagram za enak proces, kakršnega smo prikazali na slikah 3 in 4.

Prej smo pri procesih večinoma delali samo kvantitativne energijske bilance. Jasno je, da so te dajale nepopolne, včasih pa celo zmotne rezultate. Zato je v zadnjem času razumljiv velik razmah kvalitativne energijske bilance. V tem članku se ne bom spuščal v širše razglabljanje o njenem pomenu, pač pa priporočam interesantom nekaj literature [7]...[15]. Pripominjam še, da je tu zbran samo majhen del ustrezne literature.

Za postavitev kvalitativne energijske bilance moramo torej poznati eksergije in anergije. Specifično eksergijo neke snovi enostavno izračunamo po enačbi

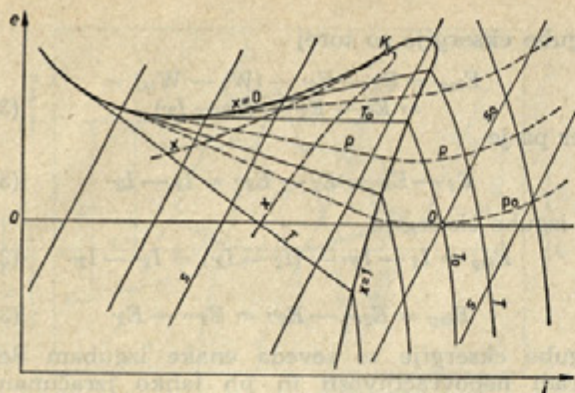
$$e = \frac{E}{m} = i - i_0 - T_0 (s - s_0) \quad (18)$$

specifično anergijo pa po enačbi

$$b = \frac{B}{m} = T_0 (s - s_0) \quad (19)$$

Analogno velja za eksergijo toplote

$$E_Q = Q \frac{T - T_0}{T} \quad (20)$$

Sl. 6. Diagram e, i

in za anergijo

$$B_Q = Q \frac{T_o}{T} \quad (21)$$

Iz enačb vidimo takoj, da sta obe veličini — eksergija in anergija — odvisni od temperature okolice T_o . Entalpija i_o in entropija s_o sta pa ustrezni veličini pri temperaturi in tlaku okolice.

V tehniški praksi zelo radi uporabljamo diagrame za hitro in nazorno prikazovanje procesov ter določanje vrednosti. Razmeroma enostavno lahko odberamo eksergije v diagramu p, i oziroma v diagramu $\lg p, i$ [16]. Diagram, ki je posebno prikladen za uporabo v hladilni tehniki, pa je diagram e, i (slika 6) [17], [18]. V tem diagramu so na ordinati nanese specifične eksergije, na abscisi pa specifične entalpije. Izentrope ($s = \text{konst}$) so premice. V diagramu sta vrisani mejni krivulji ($x = 0$ in $x = 1$), nadalje izoterme ($T = \text{konst}$), izobare ($p = \text{konst}$), krivulje enake suhosti pare ($x = \text{konst}$), lahko pa še izohore ($v = \text{konst}$), skratka vse, kar je že vseboval diagram p, i , dodatno k temu pa še eksergije.

Za posamezne preobrazbe veljajo naslednje zakonitosti:

Izobara:

Iz enačbe (1) za tehnično delo izhaja zaradi $W_t = 0$ enačba (6) za toploto, izmenjano ob izobari, ki je enaka razliki entalpij v začetnem in končnem stanju (slika 7). Enostavno pa lahko dobimo tudi eksergijo izmenjane toplote

$$\begin{aligned} (E_Q)_p &= \int_1^2 (T - T_o) dS = \int_1^2 T dS - \int_1^2 T_o dS = \\ &= iQ_2 - T_o (S_2 - S_1) = i_2 - i_1 - T_o (S_2 - S_1) \end{aligned}$$

To pa je tudi enako razliki eksergij v začetnem in končnem stanju

$$\begin{aligned} E_2 &= i_2 - i_o - T_o (S_2 - S_o) \\ E_1 &= i_1 - i_o - T_o (S_1 - S_o) \\ (E_Q)_p &= E_2 - E_1 = i_2 - i_1 - T_o (S_2 - S_1) \end{aligned} \quad (22)$$

Izentropa:

Ob izentropni kompresiji oziroma ekspanziji je (slika 8)

$$W_{ts} = i_1 - i_2 = E_1 - E_2 \quad (23)$$

kar lahko takoj dokažemo. Ker je

$$E_1 = i_1 - i_o - T_o (S_1 - S_o)$$

in

$$E_2 = i_2 - i_o - T_o (S_2 - S_o)$$

in ker je $S_1 = S_2$, je res

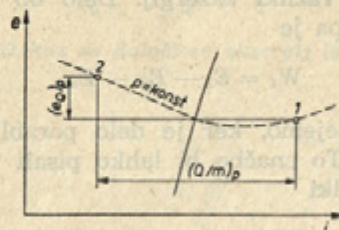
$$E_1 - E_2 = i_1 - i_2.$$

Pri izentropni kompresiji je torej povečanje eksergije enako povečanju entalpije.

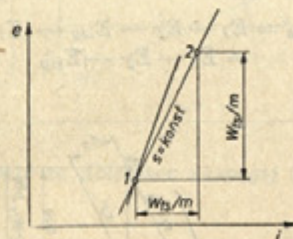
Dušenje:

Pri dušenju ostane entalpija nespremenjena, eksergija pa se zmanjša od e_1 na e_2 (slika 9). Ker pri dušenju ne pridobimo nobenega dela, je zmanjšanje eksergije ravno enako izgubam zaradi nepovračljivosti

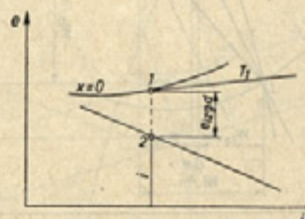
$$e_{\text{izg d}} = e_1 - e_2 \quad (24)$$



Sl. 7. Izobarna preobrazba



Sl. 8. Izentropna preobrazba



Sl. 9. Dušitev

Vpliv notranjega izkoristka kompresorja:

Če izentropno komprimiramo delovno snov od začetnega stanja 1 do stanja 2, porabimo delo $W_{t\min} = W_{ts} = I_1 - I_2 = E_1 - E_2$ (slika 10). V izvedenih kompresorjih pa nimamo izentropne kompresije, ampak se pojavljajo izgube, zaradi katerih se entropija poveča. Kompresijska krivulja (1—2') bo torej v diagramu e, i potekala desno od izentropne (1—2). Potrebno delo za pogon kompresorja je torej

$$\frac{W_{t2'}}{m} = \frac{W_t}{m} = i_1 - i_2' = \frac{i_1 - i_2}{\eta_{sk}} \quad (25)$$

kjer je η_{sk} notranji (izentropni) izkoristek kompresorja. Če predpostavimo adiabatno kompresijo, torej kompresijo brez izmenjave toplote z okolico, je sprememba entropije zaradi nepovračljive preobrazbe enaka razliki entropij hladilnega sredstva v začetnem in končnem stanju, torej

$$\Delta s = s_2' - s_1 \quad (26)$$

V primerjavi z izentropno kompresijo porabimo več dela, in sicer je razlika obeh del

$$W_t - W_{ts} = I_1 - I_2' - (I_1 - I_2) = I_2 - I_2' \quad (27)$$

Ob izentropni kompresiji je delo po enačbi (23) tudi enako razliki eksergij. Delo ob kompresiji z izgubami pa je

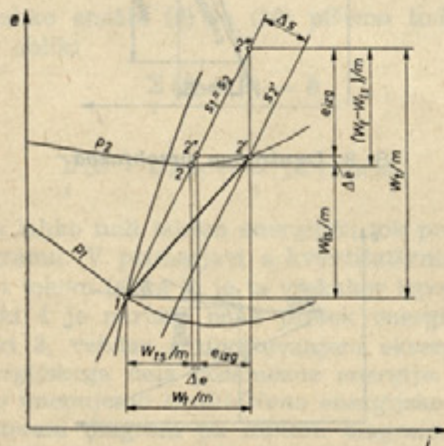
$$W_t = E_1 - E_2' - E_{izg} \quad (28)$$

(izgube odštejemo, ker je delo porabljeno, torej negativno). To enačbo bi lahko pisali tudi v navadnejši obliki

$$|W_t| = E_2' - E_1 + E_{izg} \quad (29)$$

Razlika del je torej

$$W_t - W_{ts} = E_1 - E_2' - E_{izg} - (E_1 - E_2) = E_2 - E_2' - E_{izg} \quad (30)$$



Sl. 10. Vpliv notranjega izkoristka

Izgube eksergije so torej

$$E_{izg} = E_2 - E_2' - (W_t - W_{ts}) = E_2 - E_2' - (I_2 - I_2') \quad (31)$$

Ker pa je

$$E_2 - E_2' = E_2 - E_2' = I_2 - I_2' \quad (32)$$

so izgube eksergije

$$E_{izg} = I_2 - I_2' - (I_2 - I_2') = I_2' - I_2'' \quad (33)$$

ali

$$E_{izg} = E_2''' - E_2'' = E_2''' - E_2 \quad (34)$$

Izgube eksergije so seveda enake izgubam dela zaradi nepovračljivosti in jih lahko izračunamo tudi po znani enačbi z uporabo enačbe (26)

$$E_{izg} = \Delta W = T_o \Delta S = T_o (s_2' - s_1) \quad (35)$$

Za dokaz izhajamo iz enačbe (34)

$$e_{izg} = e_2''' - e_2'' = i_2''' - i_o - T_o (s_2''' - s_o) - i_2'' + i_o + T_o (s_2'' - s_o) = i_2'' - T_o (s_2''' - s_2'') - i_2'' = -T_o (s_1 - s_2')$$

Torej je

$$e_{izg} = T_o (s_2' - s_1) \quad (36)$$

kar je enako enačbi (35).

Vidimo še, da je razlika del po enačbi (30)

$$W_t - W_{ts} = E_2 - E_2' - E_{izg} = -\Delta E - E_{izg} \quad (37)$$

sestavljena iz dveh členov, in to iz dela, ki je potreben za povečanje eksergije hladilnega sredstva

$$\Delta E = E_2' - E_2 = I_2' - I_2 \quad (38)$$

in iz izgub eksergije zaradi nepovračljivosti kompresije, ki jih določimo po enačbi (33).

Iz enačb (37), (38) in (33) dobimo

$$W_t - W_{ts} = -\Delta E - E_{izg} = I_2 - I_2' - (-I_2' + I_2'') = I_2 - I_2'' \quad (39)$$

kar je enako enačbi (27).

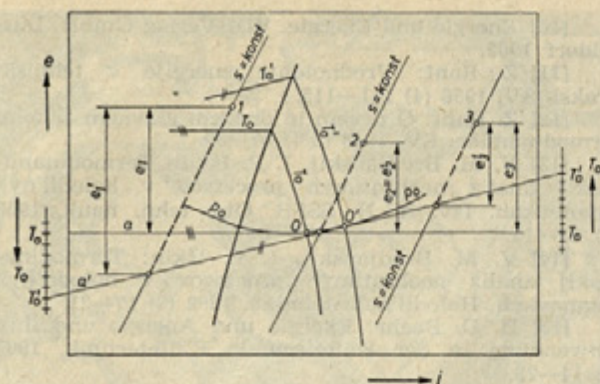
Ugotovimo pa lahko še, da je povečanje eksergije hladilnega sredstva (ΔE) v našem primeru tudi čista izguba, saj te eksergije ne izkoristimo, ker celotno pregrevalno toploto odvedemo v okolico in imamo zaradi večjih temperaturnih diferenc še dodatne izgube pri prenosu toplote.

Vpliv temperature in tlaka okolice:

Iz same definicije eksergije izhaja, da se njena vrednost spreminja tudi s spremembo temperature okolice, kar je razvidno iz enačb (18) in (20).

Ker je premica okolice (torej izekserga $e = 0$) vsakokrat tangenta na izobaro okolice v presečišču izoterme okolice s to izobaro, jo vedno lahko enostavno narišemo. Z robnim merilom seveda to konstrukcijo še bolj poenostavimo.

Ugotoviti je treba še, kolikšna je nova vrednost eksergije in kako jo odberemo iz diagrama e, i (slika 11). Na robnem merilu poiščemo ustrezno temperaturo okolice (T_o') in potegnemo premico okolice (a'). Iz diagrama je razvidno, da moramo iz podane točke povleči izentropo do premice



Sl. 11. Določitev eksergij pri spremenjeni temperaturi okolice

okolice, vertikalna razdalja med začetnim stanjem in presečiščem izentropije s premico okolice pa je že nova vrednost eksergije (e') za novo temperaturo okolice (T_o'). Takoj sprevidimo, da se eksergija za novo temperaturo okolice poveča na tisti strani, kjer leži nova premica okolice (a') pod prvotno (a) (1), zmanjša pa, če leži nova premica okolice nad prvotno (3). Nespremenjena ostane eksergija samo za točke, ki leže na izentropi skozi presečišče obeh premic okolice ($e = e_2'$).

Za dokaz si oglejmo naslednji primer (slika 12). Eksergija snovi v stanju 1 je glede na prvotno temperaturo okolice T_o , za katero je diagram risan, e_1 . Stanje O je podano s presečiščem izoterme T_o in izobare p_o . Izekserga $e = 0$ je tangenta na izobaro p_o in je horizontalna. Nova premica okolice (a') je spet tangenta na izobaro p_o , vendar v svojem presečišču z novo temperaturo okolice T_o' . S tem se je spremenila tudi lega začetne točke (O').

Za prvotno temperaturo okolice je

$$e_1 = i_1 - i_o - T_o(s_1 - s_o)$$

za novo temperaturo okolice pa je

$$e_1' = e_1 - \Delta e_1 \quad (40)$$

Razlika Δe_1 je pa enaka eksergiji stanja 2, ki leži na izentropi skozi stanje 1, torej

$$\begin{aligned} \Delta e_1 &= e_2 = i_2 - i_o - T_o(s_2 - s_o) = \\ &= i_2 - i_o - T_o(s_1 - s_o) \end{aligned}$$

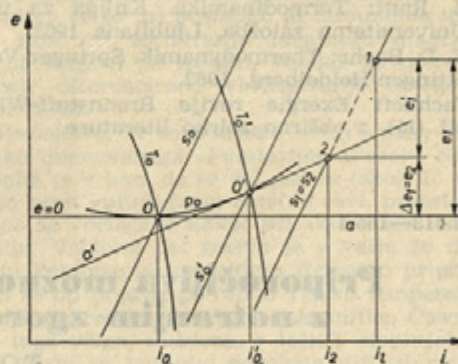
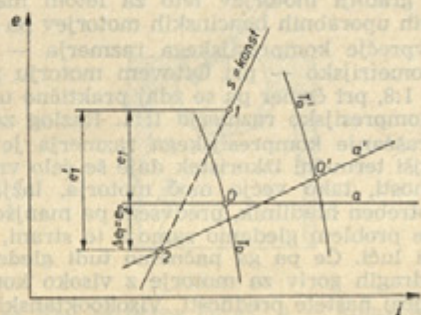
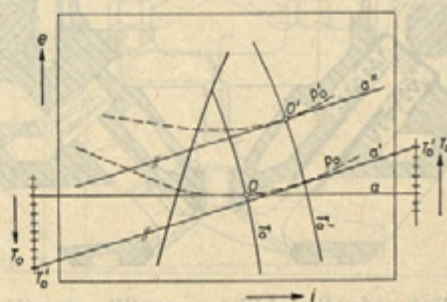
Torej je nova eksergija

$$\begin{aligned} e_1' &= e_1 - \Delta e_1 = i_1 - i_o - T_o(s_1 - s_o) - i_2 + \\ &+ i_o + T_o(s_1 - s_o) = i_1 - i_2 \end{aligned} \quad (41)$$

Razmere so popolnoma enake tudi na strani, kjer leži nova premica okolice (a') pod prvotno (a) (slika 13). V tem primeru je seveda korektura Δe v enačbi (40) negativna, ker je tudi eksergija v stanju 2 (e_2) negativna in veljavnost enačb (40) in (41) ni omejena.

Popolnoma enako pa velja tudi, če se spremeni tlak okolice (slika 14). V tem primeru poiščemo na robnem merilu temperaturo okolice T_o' . Potem potegnemo skozi novo izhodišče O' (tj. skozi presečišče nove izobare okolice p_o' in izoterme T_o') paralelo k premici okolice a' in s tem že dobimo novo premico okolice a'' .

Za konec lahko ugotovimo, da mimo vseh vrednosti, ki smo jih doslej določali z diagramom p, i , odбираmo v diagramu e, i še eksergije, kar je nedvomno zelo koristno pri sestavi kvalitativne energijske bilance, ki se vse bolj uveljavlja v sodobni tehniški praksi.

Sl. 12. Dokaz za določitev eksergij (a' nad a)Sl. 13. Dokaz za določitev eksergij (a' pod a)

Sl. 14. Vpliv tlaka okolice

Literatura:

- [1] Z. Rant: Bilanzen und Beurteilungsquotienten bei technischen Prozessen. Int. Z. für Gaswärme, 1965 (1) 28—37.
- [2] Z. Rant: Vrednost in obračunavanje energije. SV, 1955 (1) 4—7.
- [3] Z. Rant: Exergie, ein neues Wort für »technische Arbeitsfähigkeit«. Forschungen auf dem Gebiete des Ing.-Wesens, 1956 (1) 36—37.
- [4] Z. Rant: Termodinamika kurilnih procesov. SV, 1962 (1/2) 1—5.
- [5] Z. Rant: Thermodynamische Bewertung der Verluste bei technischen Energieumwandlungen. Bericht 111, Tagung der Weltkraftkonferenz, Lausanne 1964.
- [6] P. Grassmann: Die Darstellung thermodynamischer Prozesse durch das Flussbild der technischen Arbeitsfähigkeit. Techn. Mitteilungen. Essen, 1953 (10) 297—302.
- [7] Z. Rant: Termodinamika. Knjiga za uk in prakso. Univerzitetna založba, Ljubljana 1963.
- [8] H. D. Baehr: Thermodynamik. Springer-Verlag, Berlin/Göttingen/Heidelberg, 1962.
- [9] Fachheft Exergie revije Brennstoff-Wärme-Kraft, 1961 (11), z obširno zbirko literature.

- [10] Energie und Exergie. VDI-Verlag GmbH, Düsseldorf 1965.
- [11] Z. Rant: Vrednotenje energije v tehniški praksi. SV, 1956 (4) 111—115.
- [12] Z. Rant: O prvem in drugem glavnem zakonu termodinamike. SV, 1958 (3/4) 57—59.
- [13] V. M. Brodjanski, I. P. Iškin: Termodinamičeskij analiz neobratimyh processov v holodil'nyh ustanovkah. Izv. A. N. SSSR, Otd. tehn. nauk, 1958 (5) 41—45.
- [14] V. M. Brodjanski, I. P. Iškin: Termodinamičeskij analiz neobratimyh processov v holodil'nyh ustanovkah. Holodil'naja tehnika, 1962 (3) 17—21.
- [15] H. D. Baehr: Exergie und Anergie und ihre Anwendung in der Kältetechnik. Kältetechnik, 1965 (1) 14—22.
- [16] H. Giesen: Exergiebetrahtungen in Mollier-Diagrammen. Kältetechnik, 1965 (3) 82—85.
- [17] V. M. Brodjanski, I. P. Iškin: Primenenie diagrammy ental'pija — eksgerija dlja termodinamičeskikh rasčotov. Holodil'naja tehnika, 1962 (1) 19—24.
- [18] H. Glaser: Die thermodynamische Untersuchung von Kälteprozessen mit Hilfe der technischen Arbeitsfähigkeit. Kältetechnik, 1963 (11) 344—353.

Avtorjev naslov: doc. ing. Miran Oprešnik,
Fakulteta za strojništvo,
Ljubljana

DK 621.43.013—185.4

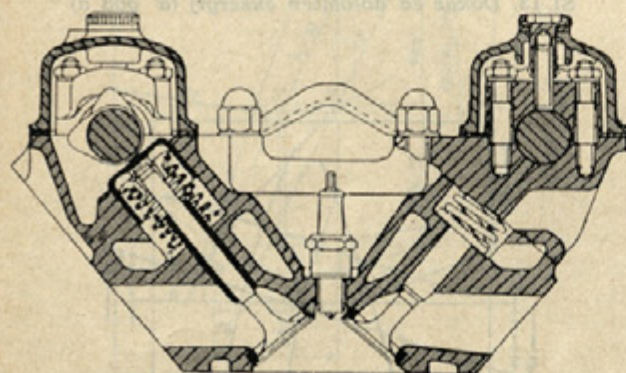
Priporočljiva možnost za razvoj hitrih motorjev z notranjim zgorevanjem glede na goriva

TONE TOMŠIČ

Konkurenčni boj bencinskega Ottovega motorja in dieselskega motorja na plinsko olje se spričo dosežkov najnovejše tehnologije tekočih goriv in primernih zasnov pri gradnji motorjev leto za letom manjša. Iz časov prvih uporabnih bencinskih motorjev pa do danes se je povprečje kompresijskega razmerja — gledano strogo geometrijsko — pri Ottovem motorju povečalo od 1:4 na 1:8, pri čemer pa se zdaj praktično uporablja tudi že kompresijsko razmerje 1:11. Razlog za neprestano naraščanje kompresijskega razmerja je splošno znan. Boljši termični izkoristek daje še celo vrsto drugih prednosti, tako večjo moč motorja, lažji motor, manjši potreben hladilnik, predvsem pa manjšo porabo goriva. Če problem gledamo samo s te strani, se kaže v najlepši luči. Če pa ga načnemo tudi glede goriva, uporaba dragih goriv za motorje z visoko kompresijo zmanjša prej naštetih prednosti. Visokooktanski bencin, ki je potreben v te namene, zahteva po obsegu in kva-

liteti postopka drage rafinerijske naprave, imenovane »platin reforming«, katalitično kreiranje itd. Visoki stroški pridobivanja visokooktanskega goriva se še povečujejo z izdatki za svinčev tetraetil in svinčev tetrametil, ki sta v uporabi za dodatno povečanje, oktantnega števila. Mimogrede naj bo še razloženo, kako je sploh možna uporaba Ottovega motorja z notranjim zgorevanjem, ki ima kompresijsko razmerje 1:11. Izpolnjene morajo biti predvsem zahteve po idealno sferični obliki zgorevalnega prostora s poševno nameščenimi ventili, kakor kaže slika 1, učinkovito hlajenje zgorevalnega prostora pa preprečuje lokalna pregretja, ki so vzrok za sekundarni vžig zmesi. Velika moč motorja in dodatno dovajanje antidekatorjev ali hladilnega metanola pri polni obremenitvi motorja zmanjšuje nagnjenje h klenkanju (sl. 2). Stalno dovajanje svinčevega tetraetila z gorivom v določenih odstotkih nad dopustnim, bi neugodno vplivalo na stanje in pozneje tudi na delovanje motorja zaradi oblog svinčevega oksida na ventilih in batu.

Vse kaže tako, da je v tej vrhunski obliki nadaljnji konstruktivni vzpon Ottovega motorja glede na kompresijsko razmerje nemogoč ali pa zelo dvomen. Vrh tega je eksperimentalno dokazano zvečanje termičnega izkoristka pri povečanju kompresijskega razmerja nad 1:12 tako minimalno, da za prihranek goriva ni več zanimivo. Kakor trdijo raziskovalci zgorevanja v motorjih, pa se termični izkoristek pri povečanju kompresije nad 1:16 deloma celo slabša zaradi ponovnega razpada produktov pri zgorevanju. V takih okoliščinah v bencinskem motorju pravilno in brez škode za motor zgoreva samo gorivo z oktantnim številom najmanj 100, ki je — neodvisno od zakonov tržišča z gorivi in zgolj po načinu pridobivanja — zelo drago. Za zdaj je v veljavi cena 38 dolarjev za tono, medtem ko je za 1 tono plinskega olja določena cena na svetovnem tržišču samo 23 dolarjev. (Takse in stroški distribucije niso upoštevani.) Če imamo navedene stroške za enako kalorično



Sl. 1. Najugodnejša oblika z ventili opremljenega zgorevalnega prostora glede na pojave klenkanja