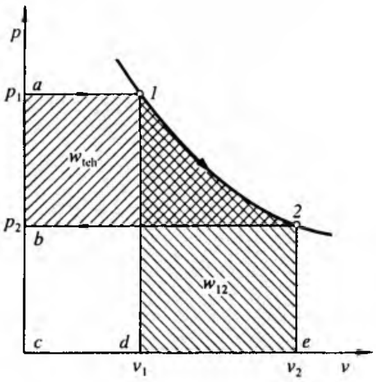
Izentropna je promjena poseban slučaj politropne promjene stanja za koju vrijedi općenita diferencijalna jednadžba (102), pa je za idealne plinove

$$n\int_{v_1}^{v_2} p\,\mathrm{d}v = -\int_{p_1}^{p_2} v\,\mathrm{d}p, \tag{179}$$

odnosno

$$n w_{12} = w_{\mathrm{teh}}, \tag{180}$$

jer je $-\int_{p_1}^{p_2} v\,\mathrm{d}p = w_{\mathrm{teh}}$. Negativni predznak znači da se pozitivan tehnički rad dobiva ekspanzijom, dakle uz sniženje tlaka.



Sl. 44. Tehnički rad otvorenoga termodinamičkog sustava

Izraz (180) znači da je tehnički rad otvorenog sustava općenito n puta veći od već opisanog rada politrope prema izrazu (100). Površina lijevo od linije promjene stanja *1–2* u p,v-dijagramu n puta je veća od površine ispod linije *1–2*. Budući da je za izentropu $n=\kappa$, tehnički se rad izentrope, uzimajući u obzir izraz (97), računa prema izrazu

$$(w_{\mathrm{izentr}})_{\mathrm{teh}} = p_1 v_1 \frac{\kappa}{\kappa-1}\left[1-\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}\right]. \tag{181}$$

Za izotermnu je ekspanziju $n=1$, pa je $w_{12}=w_{\mathrm{teh}}$, jer je izoterma istostranična hiperbola. Površina ispod izoterme jednaka je površini lijevo od nje, tako da je, prema (76)

$$(w_T)_{\mathrm{teh}} = p_1 v_1 \ln\frac{p_2}{p_1}. \tag{182}$$

Izrazi (181) i (182) predstavljaju specifični tehnički rad, tj. rad koji bi se dobio po svakom kilogramu struje. Ako je maseni protok plina $\dot{m}$, tehnička se snaga otvorenog sustava dobiva množenjem izraza za specifični tehnički rad s masenim protokom.

EKSERGIJA

Maksimalni rad otvorenog sustava. Zanimljivo je i važno pitanje koliko bi se najviše tehničkog rada moglo dobivati iz otvorenog (protočnog) sustava kroz koji protječe plin početnog ulaznog stanja p_1 i T_1. Odgovor je i tada da struju tvari treba iskoristiti za ostvarivanje snage na potpuno povrativ način do uspostavljanja ravnoteže s okolišem stanja p_a i T_a. Pritom treba ostvariti ekspanziju na dosljedno povrativ način, da bi na kraju struja tvari bila u ravnoteži s okolišem ($p_3=p_a$, $T_3=T_a$). Jedan je od načina prikazan na slici 45. Za specifični rad struje vrijedi

$$w_e = p_1\int_{v_b}^{v_1}\mathrm{d}v + \int_{v_1}^{v_2} p\,\mathrm{d}v + \int_{v_2}^{v_3} p\,\mathrm{d}v + p_3\int_{v_3}^{v_d}\mathrm{d}v + \int_{v_d}^{v_b} p\,\mathrm{d}v. \tag{183}$$

Ako se uzmu u obzir izrazi (77) i (97), zatim jednakosti $u_2=u_a$ zbog $T_2=T_3=T_a$ te $s_1=s_2$ zbog $\mathrm{d}q=0$ i $v_3=v_a$, dobiva se nakon integracije

$$w_e = h_1 - h_a + R_i T_a \ln\frac{v_a}{v_2}. \tag{184}$$

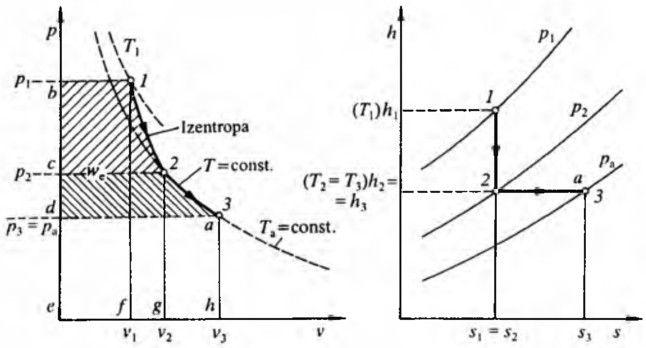
Pritom se svakom kilogramu struje iz okoliša od *2* do *3*, uz $T_2=T_3=T_a$, dovodi specifična toplina, pa je prema (151)

$$s_1 - s_2 = -R_i \ln\frac{v_a}{v_2} \tag{185}$$

i konačno

$$e = w_e = h_1 - h_a - T_a(s_1 - s_a). \tag{186}$$

Izraz (186) predstavlja najveći mogući specifični tehnički rad koji bi se opetovano (trajno) mogao dobivati od neprekinute struje tvari. Taj najveći tehnički rad koji bi se mogao ostvarivati samo u teorijski povrativim uvjetima nazvao je Z. Rant *eksergija*. Specifična entalpija h_1 i specifična entropija s_1 odnose se na stanje s kojim struja tvari ulazi u otvoreni protočni sustav, a h_a i s_a veličine su stanja iste struje nakon uspostavljanja ravnoteže s okolišem na izlazu. Prema tome, stanje je okoliša presudno za određivanje specifične eksergije neke tvari.

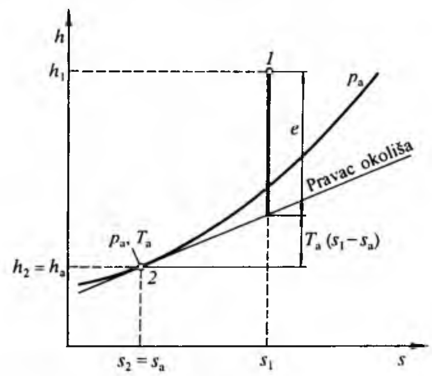


Sl. 45. Najveći mogući rad otvorenoga protočnog sustava; prikaz u p,v-dijagramu i h,s-dijagramu

Eksergija se može prikazati i odrediti grafički u h,s-dijagramu (sl. 46) kao dužina između ulaznog stanja *1* i pravca okoliša. Pravac je okoliša tangenta na krivulju u točki *2* koja odgovara stanju okoliša, p_a=const., s nagibom $\tan\alpha=\mathrm{d}h/\mathrm{d}s=T_a$ (svojstvo h,s-dijagrama).

Najčešće nije moguće naznačiti povrativi put tvari od početnog *1* do ravnotežnog stanja *2* s okolišem. To, međutim, uopće nije ni potrebno jer izraz (186) omogućuje izračunavanje eksergije već na osnovi toplinskog stanja tvari p_1, T_1 i njezina okoliša p_a, T_a.

Sl. 46. Eksergija u h,s-dijagramu



Ako se pak nekom masenom protoku $\dot{m}$ dovodi (ili odvodi) toplinski tok $\dot{Q}$, npr. za zagrijavanje od nekog stanja *1* do stanja *2* pri tlaku p=const. (sl. 47), izmjenjivat će se toplina:

$$\dot{Q} = \dot{m}(h_2 - h_1), \tag{187}$$

pa će struji porasti entropija za

$$\Delta\dot{S} = \dot{m}(s_2 - s_1), \tag{188}$$

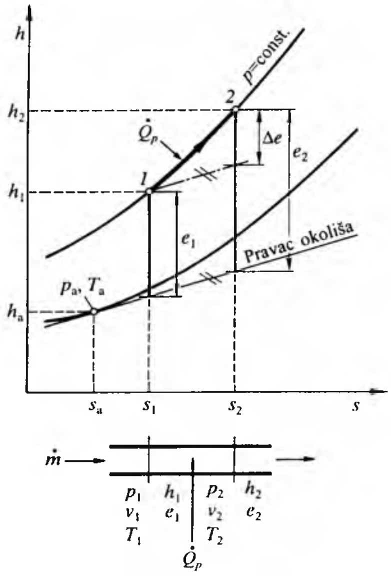
a eksergijski potencijal za

$$\dot{E} = \dot{m}(e_2 - e_1). \tag{189}$$

Dakako, pri tome za stanja *1* i *2* vrijedi prema (186)

$$\dot{E} = \dot{m}\left[\left(h_2 - h_1\right) - T_a\left(s_2 - s_1\right)\right]. \qquad (190)$$

Prirast eksergijskog potencijala struje masenog protoka $\dot{m}$ znači povećanu sposobnost struje za eventualno ostvarivanje najveće moguće snage $\dot{E}$. Tu sposobnost za ostvarivanje snage $\dot{E}$ nazvao je autor ovog članka posebnim imenom *ergenija*. To je, dakle, najveća moguća sposobnost ostvarivanja snage pri masenom protoku tvari $\dot{m}$.



Sl. 47. Prirast eksergije dovođenjem topline pri $p = \text{const.}$

Uz maseni protok struje npr. $\dot{m} = 1\,\text{kg/s}$ bit će ergenija $\dot{E}$ toplinskog toka $\dot{Q}$ za prilike na slici 47, a prema (190)

$$\dot{E} = \dot{Q} - T_a \Delta\dot{S}. \qquad (191)$$

Dakle, samo je dio $\dot{E}$ privedenog toplinskog toka $\dot{Q}$ u nekom termodinamičkom procesu pretvorljiv u mehaničku snagu. Preostali dio, $T_a \Delta\dot{S} = \dot{Q}_{T_a}$, zauvijek je izgubljena energija za dobivanje mehaničke snage, te se kao toplina predaje okolišu.

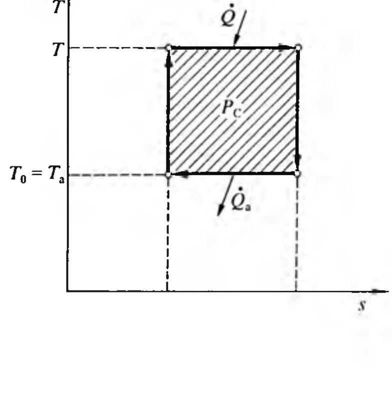
Ako se još napiše bilanca energije za potpuno povrativ Carnotov kružni proces, uključen između temperaturnih granica T i $T_0 = T_a$ (sl. 48), u kojem kruži tvar masenog protoka $\dot{m} = 1\,\text{kg/s}$, dobit će se izraz

$$\dot{Q}_T = P_C + \dot{Q}_a = P_C + T_a \Delta\dot{S} = T\Delta\dot{S}. \qquad (192)$$

Ekvivalencija je izraza (191) i (192) očita, pa slijedi zaključak da je ergenija toplinskog toka $\dot{E}_Q$ jednaka snazi koja bi se ostvarila Carnotovim procesom:

$$\dot{E}_Q = P_C = \dot{Q}_{\eta C} = \dot{Q}\frac{T - T_a}{T}. \qquad (193)$$

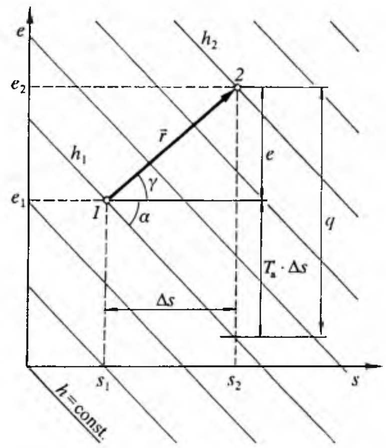
Ergenija je, dakle, najveća očekivana snaga, a jednaka je umnošku masenog protoka $\dot{m}$ i eksergije *e*.



Sl. 48. Snaga P_C Carnotova procesa

***e,s*-dijagram.** Utvrđeno je da je funkcija $e = e(h, s)$ (186), uz uvjet $T_a = \text{const.}$, potencijalna funkcija i da ima totalni diferencijal d*e*. Zbog toga je autor ovog članka predložio *e,s*-dijagram (sa *h* kao parametrom) koji omogućuje da se promjene eksergije u toku različitih termodinamičkih promjena stanja tvari pregledno prate, čak i vektorski (sl. 49). Ovdje se izostavlja prikaz transformacije funkcije *e* u pogodan oblik i obradba vektorskom analizom, a prikazuje se *e,s*-dijagram i njegova svojstva. Vektor $\vec{r}$ predstavlja toplinu $q = h_2 - h_1$ i orijentiran je udesno ako se toplina dovodi struji tvari i tada entropija raste, a ulijevo ako se toplina odvodi i tada se entropija smanjuje.

Sl. 49. Svojstva *e,s*-dijagrama



Projekcija duljine vektora $\vec{r}$ na os *e* predstavlja eksergiju $e = e_2 - e_1$, odnosno ergeniju $\dot{E}$ ako se pomnoži s masenim protokom $\dot{m}$. Nagib vektora $\vec{r}$ određen je srednjom termodinamičkom temperaturom izmjene topline $T_m = q/\Delta s$ prema izrazu $T_m = T_a + \tan\gamma$, što slijedi također kao svojstvo *e,s*-dijagrama. Za izmjenu topline s okolišem vrijedi $T_m = T_a$, pa je tada $\gamma = 0$. Prema tome, horizontalni vektor predstavlja toplinu predanu okolišu ili pak primljenu od njega.

Za zamišljenu izmjenu topline pri apsolutnoj nuli, $T_m = 0$, vrijedi $-\tan\gamma = T_a$, pa to određuje i nagib pravca $h = \text{const.}$ prema horizontali (temperaturi okoliša T_a).

Promjene toplinskog stanja u *e,s*-dijagramu. Da bi tvar promijenila toplinsko stanje, mora se osigurati izmjena topline s nekim drugim sudionikom ili osigurati izmjena mehaničkog rada ili oboje istodobno. Pritom se toplinsko stanje može mijenjati na neograničen broj načina, a koji će se od njih dogoditi, ovisi o izvana nametnutim uvjetima.

Da bi se prikazala korist *e,s*-dijagrama za određivanje eksergije, entropije, izmijenjene topline, rada i konačno za određivanje termodinamičke valjanosti neke toplinske operacije, polazi se od totalnog diferencijala:

$$\mathrm{d}e = \mathrm{d}h - T_a\,\mathrm{d}s. \qquad (194)$$

Uz utvrđen referentni tehnički okoliš, $T_a = \text{const.}$, prirast d*e* ovisit će samo o prirastima entalpije i entropije:

a) U tvari nastaje prirast entropije i istodobni prirast entalpije samo onda kad se izmjenjuje toplina s kojom drugom tvari. Tada, ako nema mehaničkog rada, vrijedi prema drugom glavnom stavku termodinamike

$$\mathrm{d}q = T_m\,\mathrm{d}s = \mathrm{d}h, \qquad (195)$$

pa je

$$\mathrm{d}e_Q = (T_m - T_a)\,\mathrm{d}s. \qquad (196)$$

To je prirast eksergijskog potencijala kad se izmjenjuje samo toplina.

b) U tvari nastaje prirast entalpije d*h* izentropnom kompresijom ili ekspanzijom, dakle samo izmjenom mehaničkog rada d*w*, pa je $\mathrm{d}s = 0$. Nema izmjene topline! Tada je prirast eksergijskog potencijala

$$\mathrm{d}e_W = \mathrm{d}h = \mathrm{d}w. \qquad (197)$$

Prirast je eksergijskog potencijala jednak prirastu rada d*w*. Ergenija je identična s mehaničkom snagom.

c) Tvar može promijeniti svoj eksergijski potencijal istodobnom izmjenom i mehaničkog rada i topline, pa je

$$\mathrm{d}e = \mathrm{d}e_W + \mathrm{d}e_Q = \mathrm{d}w + (T_\mathrm{m} - T_\mathrm{a})\mathrm{d}s. \qquad (198\,\mathrm{a})$$

Za otvoreni sustav s masenim protokom $\dot{m}$ izraz (198 a) prelazi integracijom u oblik

$$\dot{E} = \dot{E}_W + \dot{E}_Q. \qquad (198\,\mathrm{b})$$

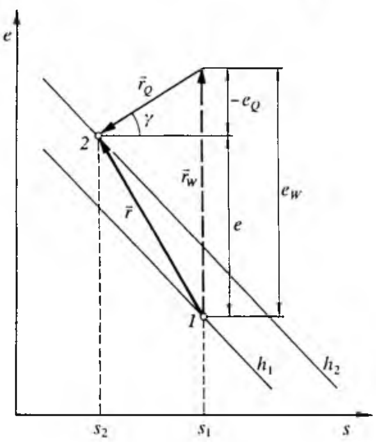
Ergenija $\dot{E}$ postiže se općenito dovođenjem ergenije mehaničkog rada ($\dot{E}_W$) i ergenije dovedene topline ($\dot{E}_Q$). Pritom ergenije $\dot{E}_W$ i $\dot{E}_Q$ u izrazu (198 b) mogu imati i negativan predznak ako se one odvode iz struje tvari.

Budući da se konačni prirasti eksergijskog potencijala Δe, dakle i ergenija e, prikazuju u e,s-dijagramu kao vektori, slijedi da se izraz (198 a) uvijek prikazuje kao zbroj vektora (sl. 50). Vektor rada $\vec{r}_W$ uvijek je u e,s-dijagramu kolinearan sa e=const. Vektor izmjene topline uvijek je kolinearan s pravcem nagiba:

$$\frac{\mathrm{d}e_Q}{\mathrm{d}s} = \tan\gamma = T_\mathrm{m} - T_\mathrm{a}. \qquad (199)$$

Obrnuto, srednja termodinamička temperatura izmjene topline T_m određena je nagibom vektora $\vec{r}_Q$. Primjer na slici 50 prikazuje neku politropnu kompresiju od stanja *1* do *2*, vektor $\vec{r}$, za koju je utrošena eksergija $e_1 - e_2$. Eksergija e jednaka je razlici eksergije e_W mehaničkog rada i eksergije e_Q topline odvedene za vrijeme same politropne kompresije od *1* do *2*, pa je

$$e = e_W - e_Q. \qquad (200)$$



Sl. 50. Zbrajanje vektora u e,s-dijagramu

Termodinamički stupanj valjanosti. e,s-dijagram istodobno je i kosokutni h,s-dijagram s nagibom $-\tan\alpha = T_\mathrm{a}$ linijâ h= =const. Zato se u e,s-dijagram mogu ucrtati sve promjene stanja, termodinamički postupci i kružni procesi kao i u h,s-dijagram. Prednost je e,s-dijagrama u tome da omogućuje neposredno praćenje promjena eksergijskih potencijala e i ergenije $\dot{E}$.

Eksergijsko i ergenijsko praćenje termodinamičkih pojava i procesa omogućuje određivanje termodinamičkog stupnja valjanosti:

$$\zeta = \frac{e_0}{e} = \frac{\dot{E}_0}{\dot{E}}, \qquad (201)$$

koji se definira kao preostali eksergijski potencijal e_0 ili kao preostala ergenija $\dot{E}_0$ nakon nekog termodinamičkog procesa prema njihovim početnim vrijednostima.

Još je možda uvjerljivija definicija *termodinamičkog stupnja gubitka eksergije* ili *ergenije*:

$$\nu = \frac{e_\mathrm{i}}{e} = \frac{\dot{E}_\mathrm{i}}{\dot{E}}, \qquad (202)$$

gdje veličine s indeksom i predstavljaju izgubljenu eksergiju, odnosno ergeniju. To je ujedno *stupanj degradacije valjanosti energije* u smislu sposobnosti pretvorbe u mehanički rad ili snagu. Ta se dva stupnja dopunjuju jer je $\zeta + \nu = 1$.

Ovdje je nužno utvrditi da se energija (prema prvom glavnom stavku termodinamike) ne može ni izgubiti ni uništiti. Naprotiv se eksergija, odnosno ergenija, u toku svoga termodinamičkog procesa manje ili više gubi, pa se može i potpuno uništiti nevaljalim termodinamičkim postupcima.

Termodinamička je ocjena valjanosti politropnih protoka kroz otvorene termodinamičke podsustave u tehnici posebno važna. Svaki realni kružni proces (desnokretni ili ljevokretni) sadrži radnu tvar zatvorenu unutar sustava i tako predstavlja termodinamički zatvoren sustav.

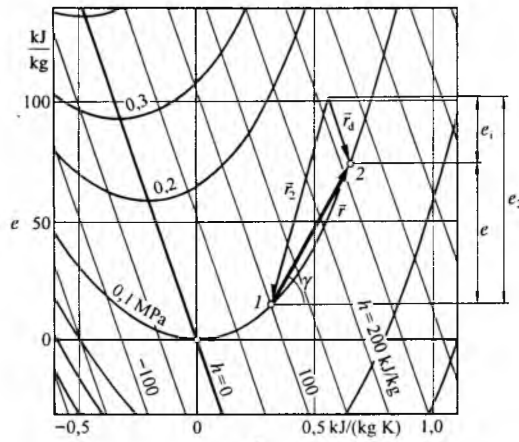
Izobarno zagrijavanje struje tvari prikazano je u e,s-dijagramu na slici 51. Promatranoj se struji dovodi toplinski tok od stanja *1* do *2*, vektor $\vec{r}$. Srednja temperatura struje prilikom zagrijavanja uz p=const. određena je kutom γ pa je $T_\mathrm{m} = T_\mathrm{a} + \tan\gamma$. Toplinski tok $\dot{Q}$ potječe iz nekog sustava u okolišu, npr. od nekog masenog protoka tvari $\dot{m}_2$, pa mora biti

$$\dot{Q} = \dot{m}c_p(T_2 - T_1) = -\dot{m}_2 c_{p_2}(T_1 - T_2). \qquad (203)$$

Iz (203) slijedi da za masene protoke struja između kojih je uspostavljen toplinski tok $\dot{Q}$ vrijedi

$$\dot{m}_2 = \dot{m}\frac{c_p}{c_{p_2}}. \qquad (204)$$

Vektor $\vec{r}$ orijentiran je prema stanju *2* u kojem struja postiže temperaturu $T_2 = T_\mathrm{a} + \tan\gamma_2$, prikazanu tangentom na krivulju p=const. u stanju *2*. Odatle slijedi da vektor $\vec{r}_2$ struje davaoca toplinskog toka mora imati nagib $T = T_\mathrm{a} + \tan\gamma_2 = T_2$ (sl. 51). Davalac topline mora pri izmjeni topline imati uvijek višu temperaturu od primaoca. Vektorska suma vektora $\vec{r}$ i $\vec{r}_2$ daje vektor $\vec{r}_\mathrm{d}$. To je *vektor degradacije* toplinskog toka (topline uopće) u smislu smanjivanja sposobnosti pretvorbe topline u mehaničku snagu. Naziva se i *vektorom gubitka eksergije*, odnosno ergenije toplinskog toka. To je uvijek konačna suma vektorâ nepovrativih termodinamičkih procesa. Kolinearan je sa h=const. i uvijek je orijentiran prema dolje, u smislu porasta entropije.



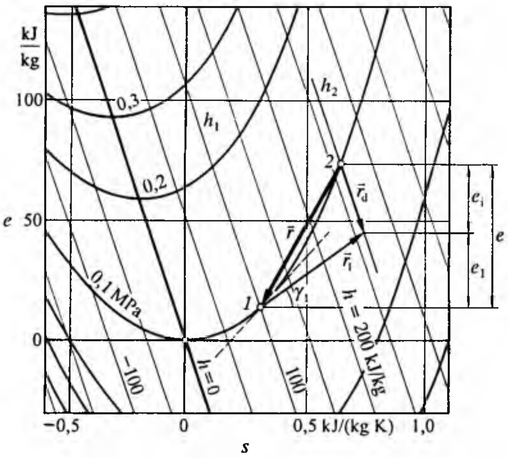
Sl. 51. Izobarno zagrijavanje struje tvari u e,s-dijagramu

Prema (201) i prilikama na slici 51 bit će stupanj termodinamičke valjanosti prijenosa topline prilikom izobarnog zagrijavanja struje tvari

$$\zeta = \frac{e}{e_2} = 0{,}69. \qquad (205)$$

Na slikama 51 do 57 crtani su e,s-dijagrami za zrak uz T_a=const.=293,15 K i p_a=const.=0,1 MPa, te za omjer mjerila e/s = 1/100, pa se eksergije mogu iz njih i kvantitativno međusobno uspoređivati mjerenjem pripadnih dužina.

Izobarno hlađenje struje tvari pri p=const. nekom vanjskom strujom tvari temperature $T \leq T_\mathrm{a} + \tan\gamma_1 = T_1$ prikazano je u e,s-dijagramu na slici 52, a izmjena toplinskog toka s okolišem temperature T_a, γ=0, na slici 53.

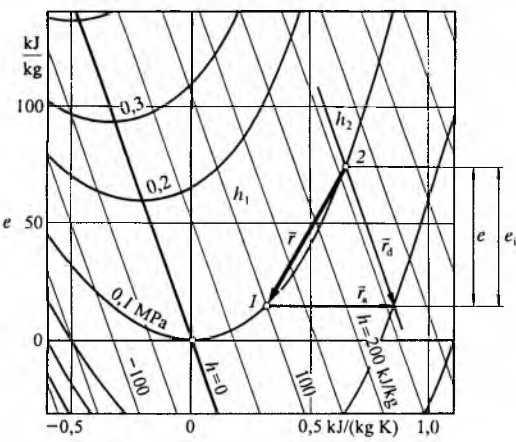


Sl. 52. Izobarno hlađenje struje tvari u e,s-dijagramu

Stupanj je termodinamičke valjanosti za primjer na slici 52

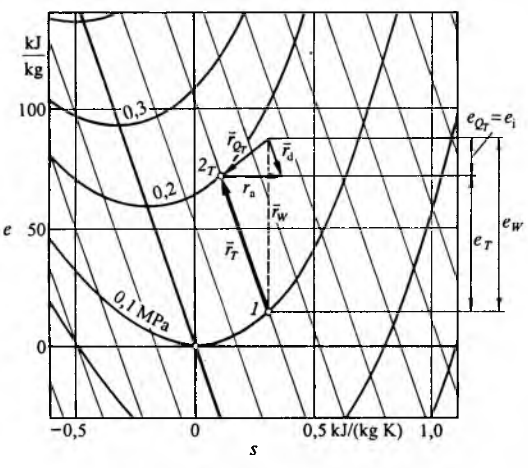
$$\zeta_p = \frac{e_1}{e} = 0{,}52. \tag{206}$$

U slučaju hlađenja u okolišu stupanj bi termodinamičke valjanosti bio porazan i iznosio bi $\zeta_{p_a} = 0$, jer je $e_1 = 0$. Toplinski je tok predan okolišu i njegova je eksergija zauvijek izgubljena za pretvorbu u mehaničku snagu.



Sl. 53. Izobarno hlađenje struje tvari u hladnijem okolišu

Izotermna mehanička snaga struje tvari u okolišu prikazana je u e,s-dijagramu na slici 54. Za primjer je odabrana izotermna kompresija zračne struje od tlaka 0,1 MPa do tlaka 0,2 MPa, od stanja *1* do stanja 2_T. U tom području tlakova zrak se ponaša kao



Sl. 54. Izotermna kompresija u e,s-dijagramu

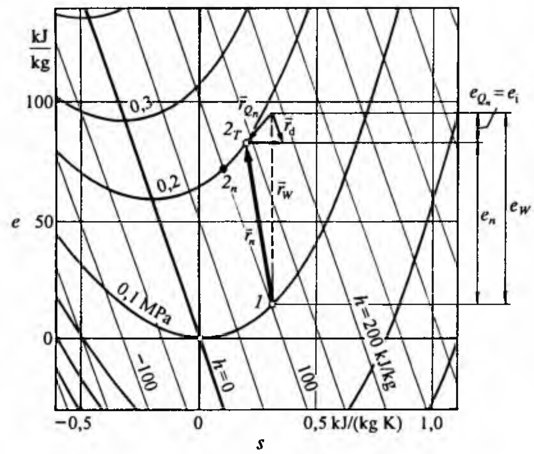
idealni plin, pa je vektor $\vec{r}_T$ kolinearan sa h = const. Vektor $\vec{r}_T$ suma je vektora $\vec{r}_W$ i $\vec{r}_{Q_T}$. Dakle, za kompresiju od *1* do 2_T treba privesti struji eksergiju mehaničkog rada e_W, od koje se dio prilikom kompresije pretvara u eksergiju toplinskog toka, pa se $e_{Q_T} = e_i$ gubi u okolišu temperature T_a (vektor $\vec{r}_a$, sl. 53). Očuvana eksergija e_T struje koja se izotermno komprimira dio je nužno privedene eksergije e_W, pa je termodinamički stupanj valjanosti prema slici 54

$$\zeta_T = \frac{e_T}{e_W} = 0{,}78. \tag{207}$$

Toplinski bi se tok izmjenjivao s okolišem potpuno povrativo samo uz izotermnu kompresiju pri okolišnoj temperaturi T_a, pa bi vrijedilo da je $\zeta_{T_a} = 1$.

Politropna izmjena snage struje tvari nekog sustava u okolišu prikazuje se u e,s-dijagramu (sl. 55) analogno izotermnoj kompresiji, ali se prosječna temperatura T_m odvođenoga toplinskog toka za vrijeme politropne kompresije od *1* do 2_n zadaje nagibom sekante na krivulju p = const. koja prolazi stanjima 2_T i 2_n. Toplina se odvodi pri višoj prosječnoj temperaturi T_m nego kod izoterme T_1 = const., ali je njezin iznos manji. Manje se topline $\dot{Q}_n$ nepovrativo odvodi u okoliš, pa je stupanj termodinamičke valjanosti politrope veći od onoga izoterme i iznosi

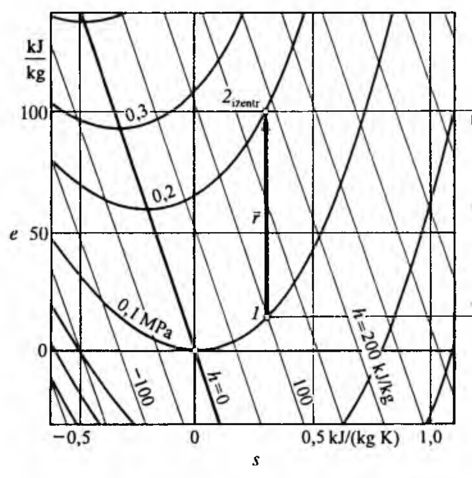
$$\zeta_n = \frac{e_n}{e_W} = 0{,}84. \tag{208}$$



Sl. 55. Politropna kompresija u e,s-dijagramu

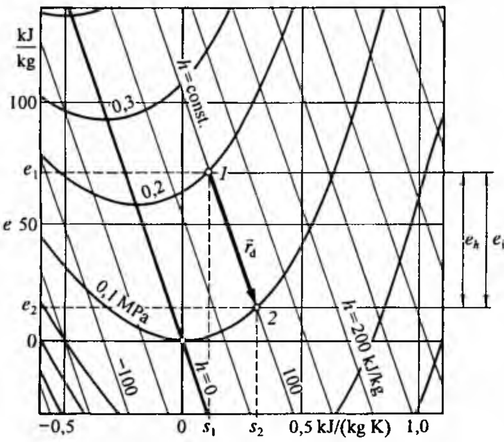
Izentropna izmjena snage termodinamički je najbolja (sl. 56). Ne izmjenjuje se nikakva toplina s okolišem pa je utrošena eksergija za kompresiju e_{W_s} jednaka očuvanoj eksergiji nakon kompresije e_s, a termodinamički je stupanj valjanosti

$$\zeta_s = \frac{e_s}{e_{W_s}} = 1. \tag{209}$$



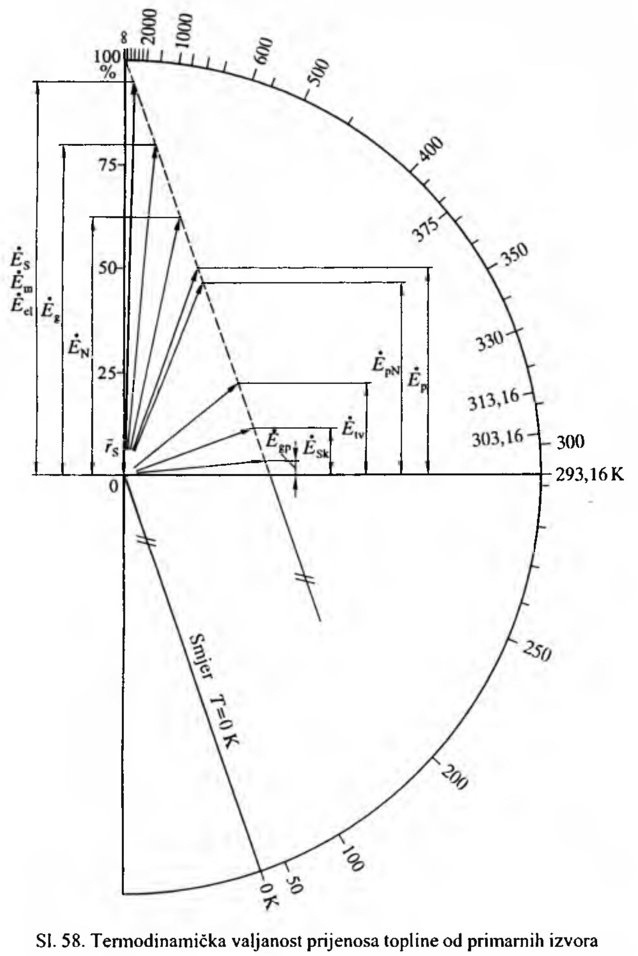
Sl. 56. Izentropa u e,s-dijagramu

Prigušivanje (h=const.) neke struje tvari, npr. od tlaka p_2 na tlak p_1 (sl. 57), prikazano je vektorom energetske degradacije $\vec{r}_d$ ili totalnoga gubitka eksergije zbog tipične termodinamičke nepovrativosti prigušivanja, pa je $\zeta_h=0$.



Sl. 57. Prigušivanje (h=const.) u e,s-dijagramu

Termodinamička valjanost iskorištenja primarnih toplinskih izvora. Iskonski je izvor topline Sunce. Na njegovoj se površini toplina oslobađa pri temperaturi od $T_S \approx 6\,000$ K, pa se predani toplinski tok sa Sunčeve površine prikazuje u e,s-dijagramu vektorom $\vec{r}_S$ (∞ do 0, sl. 58) koji je praktički kolinearan sa s=const., dakle vertikalan i uvijek orijentiran prema dolje. Tako se prikazuju svi oni energetski tokovi koji se mogu potpuno pretvoriti u toplinu, npr. mehanička ili električna energija. Ipak se te energije mogu iz promatranog sustava odvoditi ili mu dovoditi, pa njihovi vertikalni vektori mogu biti orijentirani prema dolje ili prema gore. Međutim, od Sunca se toplina može samo odvoditi, zato je vektor $\vec{r}_S$ uvijek orijentiran prema dolje.



Sl. 58. Termodinamička valjanost prijenosa topline od primarnih izvora

Ako se odabere da je $\dot{E}_S = \dot{E}_m = \dot{E}_{el} = 95\%$ (sl. 58), mogu se jednostavno odrediti stupnjevi termodinamičke valjanosti ζ za različite toplinske tokove od primarnih izvora. Tada ergenija toplinskog toka od užarenog plamena pri izgaranju nekog goriva kod T=1500 K iznosi $\dot{E}_g$ =80,5%. Isto tako ergenija jednakoga toplinskog toka iz nuklearnog reaktora pri stabilnoj reakciji uz T=800 K iznosi $\dot{E}_N$ =63,4%. Toplinskim se tokom od primarnih davalaca može isparivati voda, tj. proizvoditi vodena para pri T=580 K, pa će uščuvana ergenija biti $\dot{E}_p$ =49,5%, odnosno u nuklearnoj elektrani uz proizvodnju pare pri T=550 K ta će ergenija biti $\dot{E}_{pN}$ =46,7%. Nadalje se primaoci topline mogu upotrijebiti za toplovodno grijanje pri T=375 K (topla voda), pa će uščuvana ergenija biti $\dot{E}_{tv}$ =21,8% ili topla voda iz sunčanog kolektora ergenije $\dot{E}_{Sk}$ =11,12%.

Na temelju tih podataka mogu se mjerenjem dužina na slici 58 i računanjem njihovih omjera i kvantitativno izračunati stupnjevi termodinamičke valjanosti ζ za različite prijenose topline:

a) izgaranje goriva 1500 K i vodena para 580 K:

$$\zeta = \frac{\dot{E}_p}{\dot{E}_g} = \frac{49{,}5}{80{,}5} = 0{,}615,$$

b) izgaranje goriva 1500 K i topla voda 375 K:

$$\zeta = \frac{\dot{E}_{tv}}{\dot{E}_g} = \frac{21{,}8}{80{,}5} = 0{,}271,$$

c) nuklearna reakcija ~800 K i vodena para 550 K:

$$\zeta = \frac{\dot{E}_{pN}}{\dot{E}_N} = \frac{46{,}7}{63{,}4} = 0{,}737,$$

d) Sunce ~6 000 K i sunčani kolektor 330 K:

$$\zeta = \frac{\dot{E}_{Sk}}{\dot{E}_S} = \frac{11{,}12}{95{,}0} = 0{,}117,$$

e) Sunce ~6 000 K i sunčani kolektor s grijanjem prostorija 330,15 K:

$$\zeta = \frac{\dot{E}_{gp}}{\dot{E}_S} = \frac{3{,}25}{95{,}0} = 0{,}034,$$

f) topla voda 375 K i grijanje prostorija 303,15 K:

$$\zeta = \frac{\dot{E}_{gp}}{\dot{E}_{tv}} = \frac{3{,}25}{21{,}8} = 0{,}149.$$

Usporedba pokazuje da je proizvodnja vodene pare toplinskim tokom iz nuklearnog reaktora termodinamički valjanija od proizvodnje izgaranjem fosilnoga goriva. Najmanji je stupanj termodinamičke valjanosti prilikom toplinskog toka od Sunca preko kolektora za grijanje prostorija koji iznosi samo 3,4%; to je dakle termodinamički vrlo loš postupak.

Stupanj termodinamičke valjanosti ζ može se izračunati kad su poznate srednje apsolutne temperature davaoca topline T_{m1} i primaoca T_{m2}:

$$\zeta = \frac{T_{m1}}{T_{m2}} \cdot \frac{(T_{m2} - T_a)}{(T_{m1} - T_a)}, \tag{210}$$

gdje je T_a temperatura okoliša.

REALNE TVARI

Polifazna stanja čistih tvari. Već je pokazano da se toplinsko stanje jednostavnih homogenih tvari može odrediti pomoću dviju od triju nezavisnih veličina stanja p, v i T. Izvedena termička jednadžba stanja (30) vrijedi za najjednostavnije tvari, za *idealne plinove*, koji se strogo pokoravaju zakonima *Boyle-Mariotteovu*, *Gay-Lussacovu* i *Avogadrovu*, i kojima unutrašnja energija ovisi samo o temperaturi.