

LATVIJAS  
UNIVERSITATES RAKSTI  
ACTA UNIVERSITATIS LATVIENSIS

---

MECHANIKAS FAKULTATES SERIJA

II SĒJUMS  
TOMUS

№ 17—19

LATVIJAS UNIVERSITATE

---

R I G Ā, 1 9 4 0

P 62/1448

11119 201

## Heusingera (Heusinger von Waldegg) kulises mechanisma jauna pātrinājumu konstrukcija.

Prof. Dr. ing. N. Rozenauers.

Kā ātrumu, tā arī pātrinājumu konstrukcijai Heusingera kulisē literatūrā<sup>1</sup> lieto līdzīgas punktu rindas<sup>2</sup> un fiktīvas konstrukcijas<sup>3</sup>.

Ātrumu konstrukcijai autors jau publicējis tiešu paņēmieni<sup>4, 5</sup> bez līdzīgām punktu rindām un fiktīvām konstrukcijām, bet pātrinājumu konstrukciju aplūko šinī darbā, izlietojot tai relatīvo normalpātrinājumu plānu<sup>6, 7</sup>, ar kura palīdzību autors jau atrisinājis vairākas citas problēmas<sup>8, 9</sup>.

Heusingera kulise sastāv no 12 locekļiem, kas apzīmēti (1. zīm.) šādi:  
ar 1 apzīmēts ritenis, kas piedzen mehānismu;

„ 2 „ stienis, kas savieno riteni ar kulisi;

„ 3 apzīmēta paša kulise;

„ 4 apzīmēts kulises akmens;

<sup>1</sup> M. Grübler. Getriebelehre. Berlin. 1917. Lapp. 81—87.

<sup>2</sup> R. Beyer, Technische Kinematik. Leipzig. 1931. Lapp. 281—283.

<sup>3</sup> F. Wittenbauer. Graphische Dynamik. Berlin. 1923. Lapp. 517—523.

<sup>4</sup> N. Rozenauers. Heusingera (Heusinger von Waldegg) kulises mehānisma tiešais ātruma konstrukcijas paņēmienis (LUR mech. I № 15), 1936.

<sup>5</sup> N. Rosenauer. Über die Geschwindigkeitskonstruktion kinematischer Ketten. Zeitschr. f. angew. Math. u. Mech. Bd. 17 (1937). Heft 3.

<sup>6</sup> N. Rozenauers. Pātrinājumu konstrukcija ar relatīvo normalpātrinājumu plānu palīdzību sarežģītās kinemātiskās ķēdēs (LUR mech. II № 4), 1937.

<sup>7</sup> N. Rosenauer. Beschleunigungskonstruktionen kinematischer Ketten mit Hilfe von Plänen relativer Normalbeschleunigungen. Maschinenbau. Reuleaux-Mitteilungen. Bd. 6. Heft 10, 1938.

<sup>8</sup> N. Rozenauers. Pātrinājumu konstrukcijas 8 un vairāk locekļu sarežģītās kinemātiskās šarnīru ķēdēs (LUR mech. II № 14), 1939.

<sup>9</sup> N. Rozenauers. Pātrinājumu konstrukcijas sarežģītās kinemātiskās ķēdēs, kas nesatur šarnīru četrstūrus (LUR mech. II № 15), 1939.



- ar 5 apzīmēta svira, ar kuru 6. loceklis piekārts pie rāmja;  
 „ 6 „ ternara svira, kas savieno akmeni ar 7. locekli;  
 „ 7 un 9 apzīmēti locekļi, kas savieno tvaikdaļa kātu ar krustgalvi;  
 „ 8 apzīmēts tvaikdalis;  
 „ X apzīmēts krustgalvis;  
 „ XI apzīmēts klanis;  
 „ XII apzīmēts lokomotives rāmis.

Mechanisma izmēri (1. zīm.) pieņemti tādi, lai grafiskā konstrukcija iznāktu skaidrāka un pārskatāmāka.

Pieņemts, ka ritenis (1. loceklis) griežas attiecībā pret rāmi (XII loceklis) vienmērīgi un šis griezes ātrums zinams.

Jākonstruē tvaikdaļa (8. loceklis) un citu locekļu paātrinājumi.

Paātrinājumu konstrukcijai jāzina arī visu šarniru ātrumi, tamdēļ vispirms (1. zīm.) jāizdara ātrumu konstrukcija, kuru šeit aprakstīsim tikai īsumā (sīkāk sk. literat. aizrād.<sup>4</sup> un<sup>5</sup>).

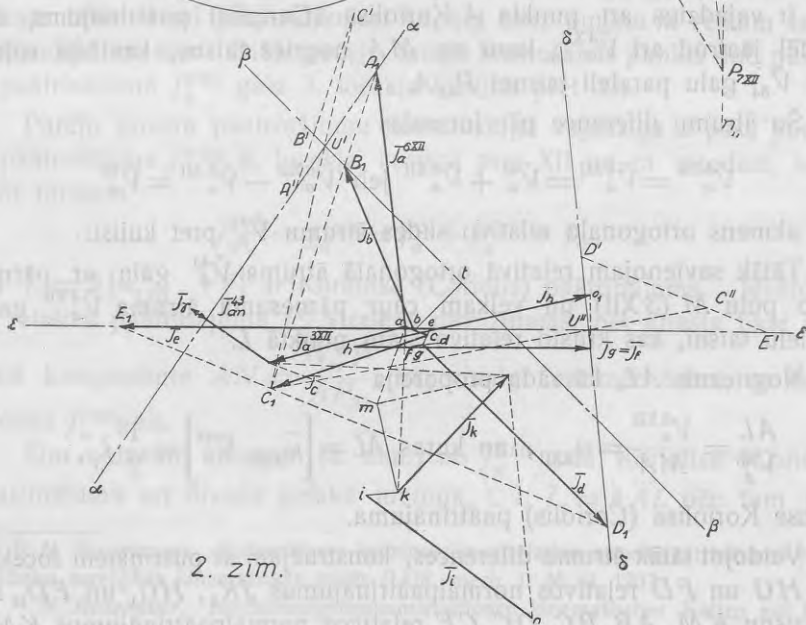
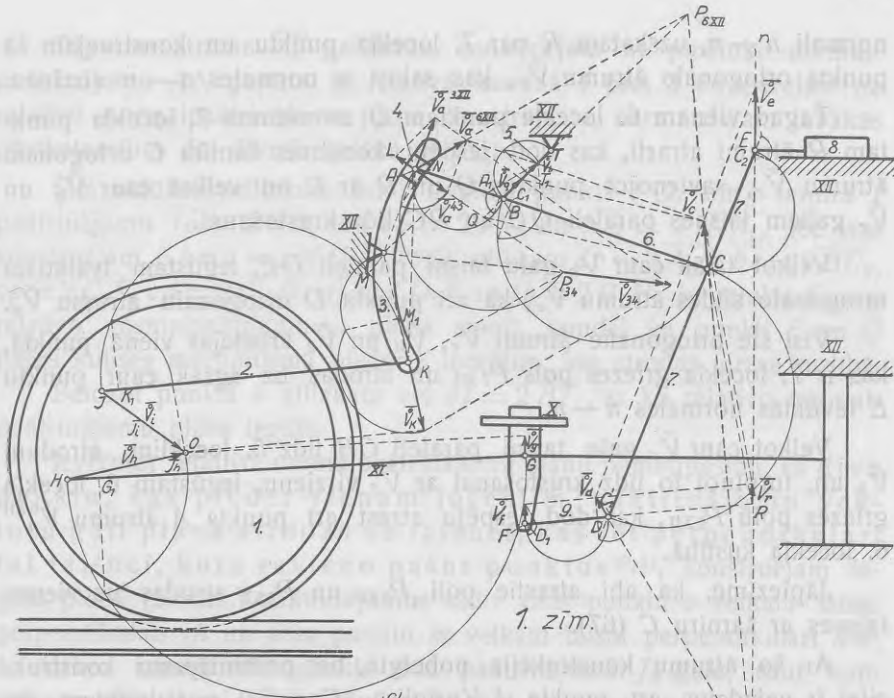
Vienkāršības dēļ punktu  $J$  un  $H$  doto ātrumu mērogs pieņemts tāds, lai ortogonālie ātrumi reprezentētos ar attālumiem līdz riteņa centram t. i.  $\vec{V}_i = \vec{JO}$  un  $\vec{V}_h = \vec{HO}$ .

Tādā gadījumā šo punktu paātrinājumu vektori ir tikpat lieli:  $\vec{j}_i = \vec{JO}$  un  $\vec{j}_h = \vec{HO}$ .

Izejot no riteņa punkta  $J$  dotā ortogonālā ātruma  $\vec{V}_i$ , konstruējam parastā ceļā punkta  $K$  ortogonālo ātrumu  $\vec{V}_k$  un pola  $P_{34}$  (kulises centra) ortogonālo ātrumu  $\vec{V}_{34}^{3XII}$ .

Tālāk atrodam 5. locekļa krustošanās punktu  $Q$  ar taisni  $AP_{34}$ , uzskatām  $Q$  par 6. locekļa punktu un konstruējam šā punkta ortogonālo ātrumu  $\vec{V}_q$ , kas sakrīt ar 5. locekļa virzienu. Tādā kārtā vienam 6. locekļa punktam ātrums atrasts, bet tālāk šinī ceļā konstrukcija neizdodas, jo 6. locekļa pols  $P_{6XII}$  nav zinams, tamdēļ konstrukcija jāiesāk atkal no riteņa citā virzienā.

Izejot no riteņa punkta  $H$  dotā ortogonālā ātruma  $\vec{V}_h$ , konstruējam parastā ceļā punkta  $G$  ortogonālo ātrumu  $\vec{V}_g$ . Ievērojot, ka punkti  $G$  un  $F$  pieder vienam  $X$  loceklim, kas atrodas virzes kustībā, pārnesam vienkārši to pašu ātrumu uz punktu  $F$ , bet tālāk punkta  $D$  ātrumu šādā ceļā atrast atkal neizdodas, jo 7. locekļa pols  $P_{7XII}$  arī nav zinams. Mēs varam tikai konstatēt, ka šis pols atrodas uz taisnes  $n-n$ , kas iet caur šarniru  $E$  normali 8. locekļa slides virzienam. Ņemot to vērā, meklējam 9. locekļa krustošanās punktu  $R$  ar minēto



1. zīm. Heuzingera kules mehānisms ar ortogonāliem ātrumiem un relatīviem normalpātrinājumiem.

2. zīm. Pātrinājumu plāns divreiz lielākā mērogā.

normali  $n-n$ , uzskatām  $R$  par 7. locekļa punktu un konstruējam šā punkta ortogonālo ātrumu  $\vec{V}_r$ , kas sakrīt ar normales  $n-n$  virzienu.

Tagad vienam 6. locekļa punktam  $Q$  un vienam 7. locekļa punktam  $R$  ātrumi atrasti, kas dod iespēju konstruēt šarnira  $C$  ortogonālo ātrumu  $\vec{V}_c$ , savienojot punktus  $Q$  un  $R$  ar  $C$  un velkot caur  $\vec{V}_q$  un  $\vec{V}_r$  galiem taisnes paraleli  $QC$  un  $RC$  līdz krustošanai.

Velkot tālāk caur  $\vec{V}_c$  galu taisni paraleli  $DE$ , iegūstam tvaikdaļa ortogonālo slīdes ātrumu  $\vec{V}_e$ , kā arī punkta  $D$  ortogonālo ātrumu  $\vec{V}_d$ .

Visi šie ortogonālie ātrumi  $\vec{V}_c$ ,  $\vec{V}_d$  un  $\vec{V}_e$  krustojas vienā punktā, kas ir 7. locekļa griezes pols  $P_{7XII}$  un atrodas uz agrāk caur punktu  $E$  ievilktais normale  $n-n$ .

Velkot caur  $\vec{V}_c$  galu taisni paraleli  $CB$  līdz 5. loceklim, atrodam  $\vec{V}_b$  un, turpinot to līdz krustošanai ar  $\vec{V}_c$  virzienu, iegūstam 6. locekļa griezes polu  $P_{6XII}$ , kas dod iespēju atrast arī punkta  $A$  ātrumu  $\vec{V}_a^{6XII}$  6. locekļa kustībā.

Jāpiezīmē, ka abi atrastie poli  $P_{6XII}$  un  $P_{7XII}$  atrodas uz vienas taisnes ar šarniru  $C$  (67).

Ar šo ātrumu konstrukcija nobeigta, bet paātrinājumu konstrukcijai ir vajadzīgs arī punkta  $A$  Koriolisa (Coriolis) paātrinājums, un tamdēļ jāatrod arī  $\vec{V}_a^{3XII}$ , kuru no  $MA$  nogriež taisne, kas bija vilkta caur  $\vec{V}_{34}$  galu paraleli taisnei  $P_{34}A$ .

Šo ātrumu diference pēc formulas

$$\vec{V}_a^{6XII} = \vec{V}_a^{4XII} = \vec{V}_a^{43} + \vec{V}_a^{3XII} \text{ jeb } \vec{V}_a^{6XII} - \vec{V}_a^{3XII} = \vec{V}_a^{43}$$

dod akmens ortogonālo relatīvo slīdes ātrumu  $\vec{V}_a^{43}$  pret kulisi.

Tālāk savienojam relatīvā ortogonālā ātruma  $\vec{V}_a^{43}$  galu ar pārnesamo polu  $M$  (3 XII) un velkam caur pārnesamā ātruma  $\vec{V}_a^{3XII}$  galu paraleli taisni, kas krusto relatīvo staru punktā  $L$ .

Nogrieznis  $AL$ , kā rāda proporcija

$$\frac{AL}{\vec{V}_a^{43}} = \frac{\vec{V}_a^{3XII}}{MA} = \omega_{3XII}, \text{ no kuras } \overline{AL} = \left[ \omega_{3XII} \vec{V}_a^{43} \right] = \frac{1}{2} \vec{J}_\gamma,$$

ir puse Koriolisa (Coriolis) paātrinājuma.

Veidojot tālāk ātrumu diferences, konstruējam ar pusriņķiem locekļu  $JK$ ,  $HG$  un  $FD$  relatīvos normalpaātrinājumus  $JK_1$ ,  $HG_1$  un  $FD_1$ , kā arī taisņus  $KM$ ,  $AB$ ,  $BC$ ,  $DC$ ,  $CE$  relatīvos normalpaātrinājumus  $KM_1$ ,  $A_1B$ ,  $BC_1$ ,  $DC'_1$  un  $C_2E$ .

Tāpat ar ātruma  $\bar{V}_a^{43}$  palīdzību konstruējam ar pusriņķi normalpaātrinājumu  $AN$  punkta  $A$  relativā kustībā 4 pret 3 un pārejam uz relatīvo normalpaātrinājumu plāna konstrukciju, kuru izdaram labākās pārskatāmības dēļ divreiz lielākā mērogā.

Šim nolūkam atliekam brīvi izvēlētā punktā  $i$  (2. zīm.) šarnira  $J$  paātrinājumu  $\bar{i}o = 2\bar{JO}$ , tad  $\bar{i}k = 2\bar{JK}_1$  un  $\bar{k}m = 2\bar{KM}_1$ , pēc tam konstruējam  $\triangle kma \sim \triangle KMA$ . Tālāk atliekam  $\bar{a}b = 2\bar{A}_1B$ ,  $\bar{b}c = 2\bar{BC}_1$ ,  $\bar{c}e = 2\bar{C}_2E$ ,  $\bar{c}d = 2\bar{C}'_1D$ ,  $\bar{d}f = 2\bar{D}_1F$  un  $\bar{f}h = 2\bar{G}_1H$ , jo punkti  $f$  un  $g$  relatīvo normalpaātrinājumu plānā sakrīt, tamdēļ ka punkti  $F$  un  $G$  pašas kulises mehānismā pieder  $X$  loceklim, kas atrodas virzes kustībā.

Beidzot punktā  $b$  atliekam vēl  $\bar{b}t = 2\bar{BT}_1$ , ar ko relatīvo normalpaātrinājumu plāns iegūts.

Ievērojot relatīvo normalpaātrinājumu plānu pamatīpašību, ka divu punktu, kas pieder vienam loceklim, paātrinājumu vektoru gali plānā atrodas uz taisnes, kas iet perpendikulāri tai taisnei, kura savieno pašus punktus<sup>10,11</sup>, konstruējam iegūtā plānā (2. zīm.) paātrinājumus šādi: caur punktu  $o$  velkam taisni perpendikulāri  $ik$  un caur punktu  $m$  velkam taisni perpendikulāri  $km$ ; šo taisņu krustojšanas punkts dod paātrinājuma  $\bar{j}_k$  galu, caur kuru velkam tālāk taisni perpendikulāri  $ka$ , bet caur punktu  $m$  velkam taisni perpendikulāri  $ma$ . Divu pēdejo taisņu krustojšanās punkts dod punkta  $A$  paātrinājuma  $\bar{j}_a^{3XII}$  galu 3. locekļa kustībā pret XII.

Pārējo šarnīru paātrinājumu konstrukcijai vajadzīgs tā paša punkta  $A$  paātrinājums  $\bar{j}_a^{6XII}$  6. locekļa kustībā pret XII un to atrodam, izliekot formulu

$$\bar{j}_a^{6XII} = \bar{j}_a^{4XII} = \bar{j}_a^{43} + \bar{j}_a^{3XII} + \bar{j}_\gamma,$$

kur  $\bar{j}_\gamma = 2[\bar{\omega}_{3XII} \cdot \bar{V}_a^{43}]$  ir Koriolisa (Coriolis) paātrinājums. Ievērojot, ka relatīvo paātrinājuma  $\bar{j}_a^{43}$  virziens nav zināms, bet atrasta tikai normalā komponente  $AN = \frac{(V_a^{43})^2}{AP_{34}}$ , var vienīgi uzzīmēt taisni, uz kuras atrodas  $\bar{j}_a^{6XII}$  gals.

Šim nolūkam atliekam (2. zīm.) no  $\bar{j}_a^{3XII}$  gala Koriolisa (Coriolis) paātrinājumu arī divreiz lielākā mērogā, t. i.  $\bar{j}_\gamma = 4\bar{AL}$  pēc tam pre-

<sup>10</sup> N. Rozenauers. Paātrinājumu konstrukcija ar relatīvo normalpaātrinājumu plānu palīdzību sarežģītās kinemātiskās ķēdēs (LUR mech. II № 4), 1937.

<sup>11</sup> N. Rosenauer. Beschleunigungskonstruktionen kinematischer Ketten mit Hilfe von Plänen relativer Normalbeschleunigungen. Maschinenbau. Reuleaux-Mitteilungen Bd. 6 (1938). Heft 10.

tējā virzienā  $\bar{j}_{an}^{43} = 2 \overline{AN}$  un caur iegūto punktu velkam perpendikulāri pret  $AP_{34}$  taisni  $\alpha - \alpha$ , uz kuras atrodas paātrinājuma  $\bar{j}_a^{6XII}$  gals.

Caur punktu  $t$  velkam perpendikulāri pret  $BT$  taisni  $\beta - \beta$ , uz kuras atrodas paātrinājuma  $\bar{j}_b$  gals.

Šīs divas atrastās taisnes  $\alpha - \alpha$  un  $\beta - \beta$  izlietosim vēlāk, bet tagad turpināsim paātrinājumu konstrukciju citā vietā un proti punktā  $h$  (2. zīm.). Minētā punktā atliekam punkta  $H$  doto paātrinājumu tāpat divreiz lielākā mērogā  $\bar{j}_h = \overline{ho_1} = 2 \overline{HO}$  un caur punktu  $o_1$  velkam perpendikulāri  $HG$  virzienam taisni līdz krustošanai ar taisni, kas vilkta caur punktu  $f$  ( $g$ ) paraleli  $X$  locekļa slīdes virzienam.

Pirmā taisne no otrās tieši nogriež  $X$  locekļa slīdes paātrinājumu  $\bar{j}_f = \bar{j}_g$ . Caur tā galu velkam perpendikulāri pret  $FD$  taisni  $\delta - \delta$ , uz kuras atrodas punkta  $D$  paātrinājuma gals.

Pēdējo no šādām taisnēm  $\epsilon - \epsilon$  velkam tieši caur punktu  $e$  paraleli 8. locekļa slīdes virzienam un pārejam uz locekļu  $AC$  un  $DE$  šarnīru paātrinājumu noteikšanu, izlietojot autora doto paņēmieni<sup>12</sup>.

Šim nolūkam velkam kaut kur starp taisnēm  $\alpha - \alpha$  un  $\beta - \beta$  taisni  $A'B' \perp AB$  un atliekam  $B'C'$  tā, lai būtu izpildīta proporcija

$$\frac{B'C'}{A'B'} = \frac{BC}{AB}.$$

Caur iegūto punktu  $C'$  un taisni  $\alpha - \alpha$  un  $\beta - \beta$  krustošanās punktu  $U'$  velkam taisni  $C'U'$  un izdaram līdzīgu konstrukciju starp taisnēm  $\delta - \delta$  un  $\epsilon - \epsilon$ , t. i. velkam kaut kur taisni  $D'E' \perp DE$  un sadalam šo nogriezni punktā  $C''$  divās daļās tā, lai

$$\frac{D'C''}{C''E'} = \frac{DC}{CE}.$$

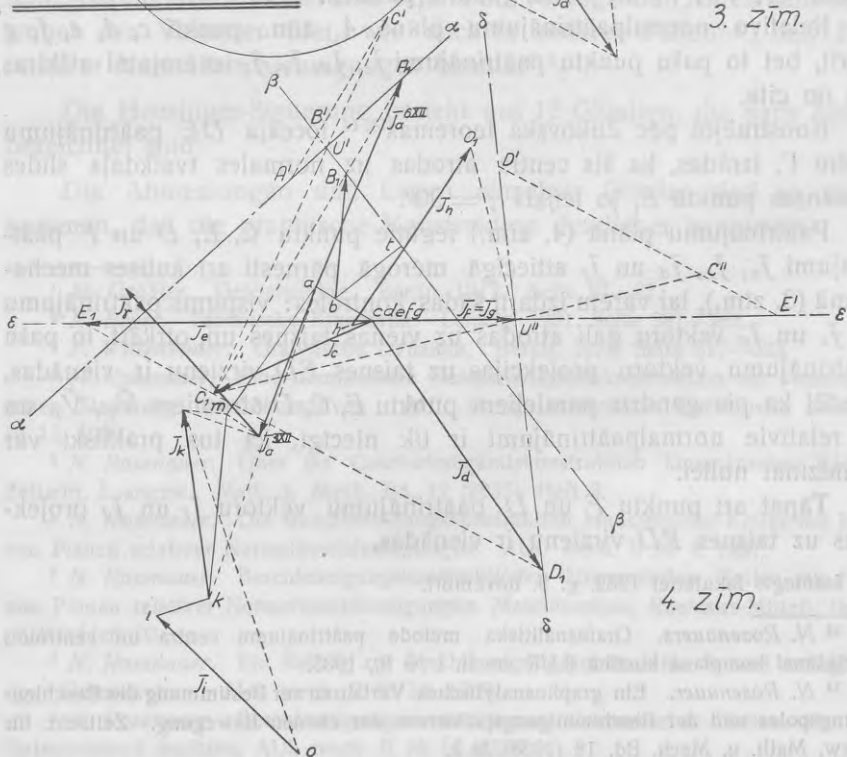
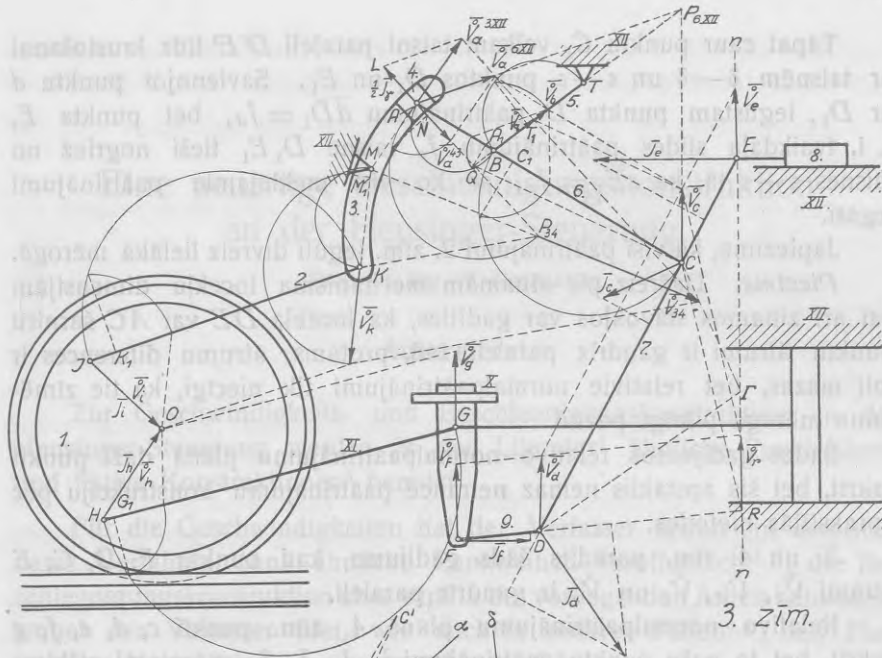
Caur iegūto punktu  $C''$  un taisni  $\delta - \delta$  un  $\epsilon - \epsilon$  krustošanās punktu  $U''$  velkam taisni  $C''U''$ .

Taisni  $C'U'$  un  $C''U''$  krustošanās punkts  $C_1$  dod meklējamo šarnīra  $C$  paātrinājumu  $cC_1 = \bar{j}_c$ .

Caur punktu  $C_1$  velkam taisni paraleli  $A'C'$  līdz krustošanai ar taisnēm  $\alpha - \alpha$  un  $\beta - \beta$  punktos  $A_1$  un  $B_1$ , kurus savienojam ar punktiem  $a$  un  $b$  un iegūstam meklējamus paātrinājumus  $aA_1 = \bar{j}_a^{6XII}$  un  $bB_1 = \bar{j}_b$ .

<sup>12</sup> N. Rozenauers. Paātrinājumu konstrukcija 8 un vairāk locekļu sarežģītās kinematiskās šarnīru ķēdēs (LUR mech. II № 14), 1939.





3. zīm. Heuzingera kulisēs mehanisms ar ortogonāliem ātrumiem un relatīviem normalpātrinājumiem.

4. zīm. Pātrinājumu plāns divreiz lielākā mērogā.

Tāpat caur punktu  $C_1$  velkam taisni paraleli  $D'E'$  līdz krustošanai ar taisnēm  $\delta-\delta$  un  $\varepsilon-\varepsilon$  punktos  $D_1$  un  $E_1$ . Savienojot punktu  $d$  ar  $D_1$ , iegūstam punkta  $D$  paātrinājumu  $\vec{a}D_1 = \vec{j}_d$ , bet punkta  $E$ , t. i. tvaikdaļa slīdes paātrinājumu  $\vec{j}_e$  taisne  $D_1E_1$  tieši nogriež no taisnes  $\varepsilon-\varepsilon$  tā, ka  $e\vec{E}_1 = \vec{j}_e$ , ar ko visi meklējamie paātrinājumi iegūti.

Jāpiezīmē, ka visi paātrinājumi 2. zīm. iegūti divreiz lielākā mērogā.

*Piezīme.* Dažreiz pie zināmām mehānisma locekļu dimensijām vai arī zināmos stāvokļos var gadīties, ka locekļa  $DE$  vai  $AC$  šarnīru punktu ātrumi ir gandrīz paraleli, tad, protams, ātrumu diferences ir ļoti mazas, bet relatīvie normalpaātrinājumi tik niecīgi, ka tie zīmējuma mērogā pilnīgi pazūd.

Šādos gadījumos relatīvo normalpaātrinājumu plānā daži punkti sakrīt, bet šis apstāklis nemaz netraucē paātrinājumu konstrukciju pēc aprakstītās metodes.

3. un 4. zīm. parādīts šāds gadījums, kad punktu  $F, D, C, E$  ātrumi  $\vec{V}_f, \vec{V}_d, \vec{V}_c$  un  $\vec{V}_e$  ir gandrīz paraleli.

Relatīvo normalpaātrinājumu plānā 4. zīm. punkti  $c, d, e, f, g$  sakrīt, bet to pašu punktu paātrinājumi  $\vec{j}_c, \vec{j}_d, \vec{j}_e, \vec{j}_f$  ievērojami atšķiras cits no cita.

Konstruējot pēc Žukovska teoremas<sup>13,14</sup> locekļa  $DE$  paātrinājumu centru  $\Gamma$ , izrādās, ka šis centrs atrodas uz normāles tvaikdaļa slīdes virzienam punktā  $E$ , jo leņķis  $\gamma = 90^\circ$ .

Paātrinājumu plānā (4. zīm.) iegūtie punktu  $C, E, D$  un  $F$  paātrinājumi  $\vec{j}_c, \vec{j}_e, \vec{j}_d$  un  $\vec{j}_f$  attiecīgā mērogā pārnesti arī kulises mehānismā (3. zīm.), lai varētu izdarīt šādas kontroles: vispirms paātrinājumu  $\vec{j}_e, \vec{j}_c$  un  $\vec{j}_d$  vektoru gali atrodas uz vienas taisnes un, otrkārt, to pašu paātrinājumu vektoru projekcijas uz taisnes  $ED$  virzienu ir vienādas, tamdēļ ka pie gandrīz paraleliem punktu  $E, C, D$  ātrumiem  $\vec{V}_e, \vec{V}_c$  un  $\vec{V}_d$  relatīvie normalpaātrinājumi ir tik niecīgi, ka tos praktiski var pielīdzināt nullei.

Tāpat arī punktu  $F$  un  $D$  paātrinājumu vektoru  $\vec{j}_f$  un  $\vec{j}_d$  projekcijas uz taisnes  $FD$  virzienu ir vienādas.

Iesniegts fakultātei 1939. g. 9. novembrī.

<sup>13</sup> N. Rozenauers. Grafoanalītiska metode paātrinājumu centra un centroidu noteikšanai komplānā kustībā (LUR mech. I № 8), 1935.

<sup>14</sup> N. Rosenauer. Ein graphoanalytisches Verfahren zur Bestimmung des Beschleunigungspoles und der Beschleunigungspolkurven der ebenen Bewegung. Zeitschr. für angew. Math. u. Mech. Bd. 18 (1938). № 2.

# Eine neuartige Beschleunigungs-konstruktion an der Heusinger-Steuerung.

Prof. Dr. Ing. N. Rosenauer.

## Autoreferat.

Zur Geschwindigkeits- und Beschleunigungs-konstruktion an der Heusinger-Steuerung werden in der Literatur<sup>1</sup> ähnliche Punktreihen<sup>2</sup> und fiktive Konstruktionen<sup>3</sup> benutzt.

Für die Geschwindigkeiten hat der Verfasser schon ein unmittelbares Verfahren ohne ähnliche Punktreihen veröffentlicht<sup>4, 5</sup>, die Beschleunigungs-konstruktion aber wird in der vorliegenden Arbeit behandelt, wobei der Verfasser hier, wie auch in anderen Fällen<sup>6, 7</sup>, den Plan relativer Normalbeschleunigungen benutzt<sup>8, 9</sup>.

Die Heusinger-Steuerung besteht aus 12 Gliedern, die nach Abb. 1 bezeichnet sind.

Die Abmessungen und Lagen einzelner Glieder sind so angenommen, daß die graphische Konstruktion deutlicher hervortritt.

<sup>1</sup> M. Gräßler. Getriebelehre. Berlin. 1917. Seite 81—87.

<sup>2</sup> R. Beyer. Technische Kinematik. Leipzig. 1931. Seite 281—283.

<sup>3</sup> F. Wittenbauer. Graphische Dynamik. Berlin. 1923. Seite 517—523.

<sup>4</sup> N. Rosenauer. Eine unmittelbare Geschwindigkeitskonstruktion der Heusinger-schen Steuerung für Lokomotiven. AUL (Acta Universitatis Latviensis) mech. I № 15. 1936.

<sup>5</sup> N. Rosenauer. Über die Geschwindigkeitskonstruktion kinematischer Ketten. Zeitschr. f. angew. Math. u. Mech. Bd. 17 (1937). Heft 3.

<sup>6</sup> N. Rosenauer. Die Beschleunigungs-konstruktion kinematischer Ketten mit Hilfe von Plänen relativer Normalbeschleunigungen. AUL mech. II № 4. 1937.

<sup>7</sup> N. Rosenauer. Beschleunigungs-konstruktionen kinematischer Ketten mit Hilfe von Plänen relativer Normalbeschleunigungen. Maschinenbau. Reuleaux-Mittell. Bd. 6 (1938). Heft 10.

<sup>8</sup> N. Rosenauer. Ein Beitrag zur Beschleunigungs-konstruktion 8- und mehrglied-riger Gelenkketten. AUL mech. II № 14. 1939.

<sup>9</sup> N. Rosenauer. Beschleunigungs-konstruktionen kinematischer Ketten, die kein Gelenkviereck besitzen. AUL mech. II № 15. 1939.



Es wird angenommen, das Rad (Glieder 1) drehe sich gleichförmig mit bekannter Geschwindigkeit gegen den Rahmen (Glieder XII).

Zu ermitteln ist die Gleitbeschleunigung des Schiebers und die Beschleunigungen anderer Gelenkpunkte.

Um die Beschleunigungen zu konstruieren, muß man vorher die Geschwindigkeiten kennen. Dieselben sind in der Abb. 1 ermittelt worden, wobei einfachheitshalber die gedrehten Geschwindigkeiten der Radpunkte gleich dem Abstände vom Radzentrum angenommen sind  $\vec{V}_i = \overline{JO}$  und  $\vec{V}_h = \overline{HO}$ , dann sind auch die Beschleunigungen  $\vec{J}_i = \overline{JO}$  und  $\vec{J}_h = \overline{HO}$ .

Die Geschwindigkeitskonstruktion soll hier ganz kurz beschrieben werden (genauer siehe Fußnote 4).

Es werden üblicherweise die gedrehten Geschwindigkeiten  $\vec{V}_k$  und  $\vec{V}_{34}$  des Punktes  $K$  und des Kulissenzentrums  $P_{34}$  ermittelt, darauf wird die gedrehte Geschwindigkeit  $\vec{V}_q$  des Hilfspunktes  $Q$  (Schnittpunkt der Geraden  $AP_{34}$  mit dem Gliede 5) gefunden, der als Punkt des Gliedes 6 aufgefaßt wird.

Ebenso wird auch die gedrehte Geschwindigkeit  $\vec{V}_g$  des Punktes  $G$  gefunden, auf den Punkt  $F$  übertragen und darauf die gedrehte Geschwindigkeit  $\vec{V}_r$  des Hilfspunktes  $R$  (Schnittpunkt des 9. Gliedes mit der Normalen zur Gleitrichtung des Schiebers im Punkte  $E$ ) ermittelt, der als Punkt des Gliedes 7 aufgefaßt wird.

Die Geschwindigkeiten  $\vec{V}_q$  und  $\vec{V}_r$  geben die Möglichkeit zum Gelenk  $C$ , das die Glieder 6 und 7 verbindet, überzugehen und dessen gedrehte Geschwindigkeit  $\vec{V}_c$  zu konstruieren.

Nachdem diese Geschwindigkeit erhalten ist, findet man üblicherweise alle übrigen gedrehten Geschwindigkeiten  $\vec{V}_e$ ,  $\vec{V}_d$ ,  $\vec{V}_b$  und  $\vec{V}_a^{6\text{XII}}$ . Letztere in der Bewegung des Gliedes 6 gegen XII.

In der Abb. 1 sind auch die Drehpole  $P_{6\text{XII}}$  und  $P_{7\text{XII}}$  der Glieder 6 und 7 als Schnittpunkte der Richtung von  $\vec{V}_c$  mit dem Gliede 5 und der Normalen  $n - n$  gefunden.

Zur Ermittlung der ferner nötigen Coriolis-Beschleunigung findet man  $\vec{V}_a^{3\text{XII}}$ , konstruiert die relative Geschwindigkeit  $\vec{V}_a^{43}$  nach der Formel

$$\vec{V}_a^{6\text{XII}} = \vec{V}_a^{4\text{XII}} = \vec{V}_a^{43} + \vec{V}_a^{3\text{XII}}$$

verbindet den Punkt  $M$  mit dem Endpunkte von  $\vec{V}_a^{43}$  und zieht durch

den Endpunkt von  $\vec{V}_a^{3\text{XII}}$  eine parallele Gerade, die die Gerade  $P_{34}A$  im Punkte  $L$  trifft. Der Abschnitt  $AL$  ist laut Proportion

$$\frac{AL}{V_a^{43}} = \frac{V_a^{3\text{XII}}}{MA} = \omega_{3\text{XII}}$$

die halbe Coriolis-Beschleunigung, da  $\overline{AL} = [\omega_{3\text{XII}} \cdot \overline{V}_a^{43}] = \frac{1}{2} \overline{j}_\gamma$  ist.

Ferner bildet man die Geschwindigkeitsdifferenzen und findet mit der Halbkreisconstruction die relativen Normalbeschleunigungen  $JK_1$ ,  $HG_1$ ,  $FD_1$  der Glieder  $JK$ ,  $HG$ ,  $FD$  und  $KM_1$ ,  $A_1B$ ,  $BC_1$ ,  $DC_1$ ,  $C_2E$  der Geraden  $KM$ ,  $AB$ ,  $BC$ ,  $DC$ ,  $CE$ .

Ebenso konstruiert man mit  $\vec{V}_a^{43}$  die Normalbeschleunigung  $AN$  des Punktes  $A$  in der Relativbewegung 4 gegen 3.

Der Plan relativer Normalbeschleunigungen ist deuthlichkeitshalber (Abb. 2) in einem zweimal größeren Maßstabe folgendermaßen gezeichnet:  $\overline{io} = 2\overline{JO}$ ,  $\overline{ik} = 2\overline{JK_1}$ ,  $\overline{km} = 2\overline{KM_1}$ ,  $\triangle kma \sim \triangle KMA$ ,  $\overline{ab} = 2\overline{A_1B}$ ,  $\overline{bc} = 2\overline{BC_1}$ ,  $\overline{ce} = 2\overline{C_2E}$ ,  $\overline{cd} = 2\overline{C_1D}$ ,  $\overline{df} = 2\overline{D_1F}$ ,  $\overline{fh} = 2\overline{G_1H}$ , da die Punkte  $f$  und  $g$  im Plane zusammenfallen und endlich  $\overline{bt} = 2\overline{BT_1}$ .

Die Grundeigenschaft dieses Planes besteht darin, daß die Endpunkte der Beschleunigungsvektoren zweier Punkte eines Gliedes auf einer Geraden liegen, die zur Verbindungsgeraden dieser Punkte senkrecht ist<sup>10, 11</sup>. Deshalb ergeben die Geraden durch den Punkt  $o \perp ik$  und durch  $m \perp mk$  gezogen den Endpunkt von  $\overline{j}_k$ . Eine Gerade durch den letzteren  $\perp ka$  und eine durch  $m \perp ma$  ergeben den Endpunkt von  $\overline{j}_a^{3\text{XII}}$ .

Von demselben trägt man laut Formel

$$\overline{j}_a^{6\text{XII}} = \overline{j}_a^{4\text{XII}} = \overline{j}_a^{43} + \overline{j}_a^{3\text{XII}} + \overline{j}_\gamma$$

die Coriolis-Beschleunigung  $\overline{j}_\gamma = 4\overline{AL}$ , die Normalbeschleunigung der Relativbewegung  $\overline{j}_{an}^{43} = 2AN$  ab und zieht  $\perp AP_{34}$  die Gerade  $\alpha - \alpha$ , auf der sich der Endpunkt von  $\overline{j}_a^{6\text{XII}}$  befindet.

Durch den Punkt  $t$  zieht man  $\perp BT$  die Gerade  $\beta - \beta$ , auf der sich der Endpunkt von  $\overline{j}_b$  befindet.

<sup>10</sup> N. Rosenauer. Die Beschleunigungskonstruktionen kinematischer Ketten mit Hilfe von Plänen relativer Normalbeschleunigungen. Acta Universitatis Latviensis. Mech. fak. serija II № 4. 1937.

<sup>11</sup> N. Rosenauer. Beschleunigungskonstruktionen kinematischer Ketten mit Hilfe von Plänen relativer Normalbeschleunigungen. Maschinenbau. Reuleaux-Mitteilungen. Bd. 6 (1938). Heft 10.

Vom Punkte  $h$  trägt man  $\bar{j}_h = \overline{h o_1} = 2\overline{HO}$  ab und zieht durch  $o_1$  eine Gerade  $\perp HG$  bis zum Schnittpunkte mit der Geraden, die durch den Punkt  $f(g)$  parallel zur Gleitrichtung des Gliedes X gezogen ist. Der Abschnitt der letzteren ergibt direkt  $\bar{j}_f = \bar{j}_g$ , durch deren Endpunkt die Gerade  $\delta - \delta \perp FD$  gezogen wird, auf der sich der Endpunkt von  $\bar{j}_d$  befindet.

Die letzte dieser Geraden  $\varepsilon - \varepsilon$ , auf der sich der Endpunkt von  $\bar{j}_e$  befindet, wird direkt durch den Punkt  $e$  parallel zur Gleitrichtung des Schiebers (Glieder 8) gezogen.

Weiter wird nach dem Verfahren des Verfassers<sup>12</sup> zwischen den Geraden  $\alpha - \alpha$  und  $\beta - \beta$  beliebig die Gerade  $A'B' \perp AB$  gezogen, auf derselben der Punkt  $C'$  laut der Proportion

$$\frac{B'C'}{A'B'} = \frac{BC}{AB}$$

gefunden und mit dem Schnittpunkte  $U'$  von  $\alpha - \alpha$  und  $\beta - \beta$  verbunden.

Ebenso wird zwischen den Geraden  $\delta - \delta$  und  $\varepsilon - \varepsilon$  die Gerade  $D'E' \perp DE$  beliebig gezogen, auf derselben der Punkt  $C''$  laut der Proportion

$$\frac{D'C''}{D'E'} = \frac{DC}{DE}$$

gefunden und mit dem Schnittpunkte  $U''$  von  $\delta - \delta$  und  $\varepsilon - \varepsilon$  verbunden.

Der Schnittpunkt  $C_1$  der Geraden  $C'U'$  und  $C''U''$  ergibt den Endpunkt der Beschleunigung des Gelenkes C, so daß  $\overline{cC_1} = \bar{j}_c$  ist.

Durch den Punkt  $C_1$  zieht man noch  $C_1A_1 \parallel C'A'$ ,  $D_1E_1 \parallel D'E'$  und erhält die Beschleunigungen der übrigen Gelenkpunkte:  $\overline{aA_1} = \bar{j}_a^{6XII}$ ,  $\overline{bB_1} = \bar{j}_b$ ,  $\overline{dD_1} = \bar{j}_d$  und  $\overline{eE_1} = \bar{j}_e$ .

Es muß noch bemerkt werden, daß die Beschleunigungen in Abb. 2 in einem zweimal größeren Maßstabe erhalten sind.

*Anmerkung.* Bei gewissen Abmessungen einzelner Glieder und in gewissen Lagen kann es vorkommen, daß die Geschwindigkeiten der Punkte der Glieder  $DE$  oder  $AC$  nahezu parallel sind. Es sind dann die Geschwindigkeitsdifferenzen sehr klein und die relativen Normalbeschleunigungen verschwinden. Das bedeutet, daß einige Punkte im Plane relativer Normalbeschleunigungen zusammenfallen. Dieser Umstand bietet jedoch kein Hindernis zur Beschleunigungs-konstruktion nach diesem Verfahren.

<sup>12</sup> N. Rosenauer. Ein Beitrag zur Beschleunigungs-konstruktion 8- und mehr-gliedriger Gelenkketten. AUL mech. II № 14. 1939.

Abb. 3 und 4 zeigen einen Fall, wo die Geschwindigkeiten  $\vec{V}_f$ ,  $\vec{V}_d$ ,  $\vec{V}_c$  und  $\vec{V}_e$  nahezu parallel sind.

Es fallen deshalb die Punkte  $c$ ,  $d$ ,  $e$ ,  $f$ ,  $g$  im Plane zusammen, die Beschleunigungen aber  $\vec{j}_c$ ,  $\vec{j}_d$ ,  $\vec{j}_e$  und  $\vec{j}_f$  weisen einen beträchtlichen Unterschied auf und der Beschleunigungspol  $\Gamma$  des Gliedes  $DE$  ergibt sich auf der Normalen  $n - n$ .

Es sind zur Kontrolle in der Abb. 3 die Beschleunigungen  $\vec{j}_c$ ,  $\vec{j}_d$ ,  $\vec{j}_e$  und  $\vec{j}_f$  in dem entsprechenden Maßstabe aufgetragen und man kann sich davon überzeugen, daß die Endpunkte von  $\vec{j}_d$ ,  $\vec{j}_c$  und  $\vec{j}_e$  auf einer Geraden liegen, und daß die Projektionen dieser Beschleunigungen auf die Gerade  $ED$  gleich sind.

Ebenso sind auch die Projektionen von  $\vec{j}_d$  und  $\vec{j}_f$  auf  $FD$  einander gleich.

Višas šis šim publicētās grādzināšanas mašīnu uzturēšanas teorijas ir mūsdienu zinātniskās un inženieru uzdevumu teorijas.

Pabeidzot šis ir pilnīgi nepieciešams, lai inženierdarbā būtu zināms un izstrādātu kārtu uzturēšanas un pārvietošanas mašīnu grādzināšanas mašīnu darba ķermeņu veids un uzturēšana.

Inženierdarbā ķermeņu (att. 1.) veidols no stāvokļa "a" līdz "b" ir kļūstot ar kustību 1, 2, 3, ..., n, kas šīs vietas ir ar kustību šīs kāpi. Katrā šīs kāpi darbs galvenā ir stāvokļa pārveidēšana (rotācija) ar konstantu kāpi.

Turpinot grādzināšanas mašīnu darba ķermeņu, šīs ir šīs faktori galvenā, veidols no stāvokļa "a" līdz "b" ir kļūstot (att. 2).

Katra šīs darba ķermeņu šīs ir kļūstot — kustība un galvenā šīs ir kļūstot. Galvenā šīs ir kļūstot šīs ir kļūstot — ar šīs ir kļūstot.

Stāvokļa konkrēti šīs ir kļūstot ar šīs ir kļūstot šīs ir kļūstot, šīs ir kļūstot šīs ir kļūstot šīs ir kļūstot šīs ir kļūstot šīs ir kļūstot.

Šīs ir kļūstot šīs ir kļūstot šīs ir kļūstot šīs ir kļūstot šīs ir kļūstot šīs ir kļūstot šīs ir kļūstot šīs ir kļūstot šīs ir kļūstot šīs ir kļūstot.

↑ Kārtu uzturēšanas mašīna.

Abb. 3 und 4 zeigen einen Fall, wo die Geschwindigkeiten  $v_1$  und  $v_2$  in der Richtung der Geraden  $AC$  und  $BC$  liegen. Die Punkte  $a$  und  $b$  sind die Endpunkte der Beschleunigungen  $\ddot{a}$  und  $\ddot{b}$ . Die Gerade  $ab$  ist die resultierende Beschleunigung  $\ddot{c}$ . Die Punkte  $c$ ,  $a$ ,  $b$  und  $o$  liegen im selben Punkte. Die Gerade  $ab$  ist die resultierende Beschleunigung  $\ddot{c}$ . Die Punkte  $c$ ,  $a$ ,  $b$  und  $o$  liegen im selben Punkte.

Die letzte dieser Geraden  $ab$  ist die resultierende Beschleunigung  $\ddot{c}$ . Die Punkte  $c$ ,  $a$ ,  $b$  und  $o$  liegen im selben Punkte. Die Gerade  $ab$  ist die resultierende Beschleunigung  $\ddot{c}$ . Die Punkte  $c$ ,  $a$ ,  $b$  und  $o$  liegen im selben Punkte.

$$\frac{D'C'}{D'E} = \frac{DC}{DE}$$

verbunden und mit dem Schnittpunkte  $U$  von  $\delta - \delta$  und  $\epsilon - \epsilon$  verbunden. Ebenso wird zwischen den Geraden  $\epsilon - \delta$  und  $\delta - \epsilon$  die Gerade  $DE \perp DE$  beliebig gezogen, auf derselben der Punkt  $C'$  laut der Proportion

$$\frac{D'C'}{D'E} = \frac{DC}{DE}$$

gefunden und mit dem Schnittpunkte  $U'$  von  $\delta - \delta$  und  $\epsilon - \epsilon$  verbunden. Der Schnittpunkt  $C_1$  der Geraden  $C'U'$  und  $C'U$  ergibt den Endpunkt der Beschleunigung des Gelenkes  $C_1$ , so daß  $\ddot{C}_1 = \ddot{c}$  ist.

Durch den Punkt  $C_1$  zieht man noch  $C_1A_1 \parallel CA$ ,  $D_1E_1 \parallel DE$  und erhält die Beschleunigungen der übrigen Gelenkpunkte:  $\ddot{A}_1 = \ddot{a}$ ,  $\ddot{B}_1 = \ddot{b}$ ,  $\ddot{D}_1 = \ddot{d}$  und  $\ddot{E}_1 = \ddot{e}$ .

Es muß noch bemerkt werden, daß die Beschleunigungen in Abb. 2 in einem zweimal größeren Maßstabe erhalten sind.

*Anmerkung.* Bei gewissen Abmessungen einzelner Glieder und in gewissen Lagen kann es vorkommen, daß die Geschwindigkeiten der Punkte der Glieder  $DE$  oder  $AC$  nahezu parallel sind. Es sind dann die Geschwindigkeitsdifferenzen sehr klein und die relativen Normalbeschleunigungen verschwinden. Das bedeutet, daß einige Punkte im Plane relativer Normalbeschleunigungen zusammenfallen. Dieser Umstand bietet jedoch kein Hindernis zur Beschleunigungs-konstruktion nach diesem Verfahren.

<sup>10</sup> N. Rosenauer. Ein Beitrag zur Beschleunigungs-konstruktion 3- und mehrgliedriger Gelenkketten. AUL. mech. II N 14. 1939.



## Kokvilnas gredzenvērpjamo mašīnu uztīšanas teorija.

Dr. ing. *N. Reinfelds*  
ārk. prof.

Visas līdz šim publicētās gredzenvērpjamo mašīnu uztīšanas teorijas ir rupji atvasinātas no flyer'u<sup>1</sup> uztīšanas teorijas.

Patiesībā tas ir pilnīgi nepareizi, jo flyer'u dzijas ķermeņu veids un to atsevišķo kārtu uzbūve ir pavisam citādi nekā gredzenvērpjamo mašīnu dzijas ķermeņu veids un uzbūve.

Flyer'u dzijas ķermenis (att. 1.) veidots no atsevišķām cilindriskām kārtām 1, 2, 3, ...,  $n$ , kas tītas viena uz otras ar konstantu vītes kāpi. Katrā šādā kārtā dzija gulstas par cilindrisku skrūves līniju ar konstantu kāpi.

Turpretim gredzenvērpjamo mašīnu dzijas ķermenis, tāpat kā selfaktoru saiņņa, veidots no atsevišķām koniskām kārtām (att. 2.).

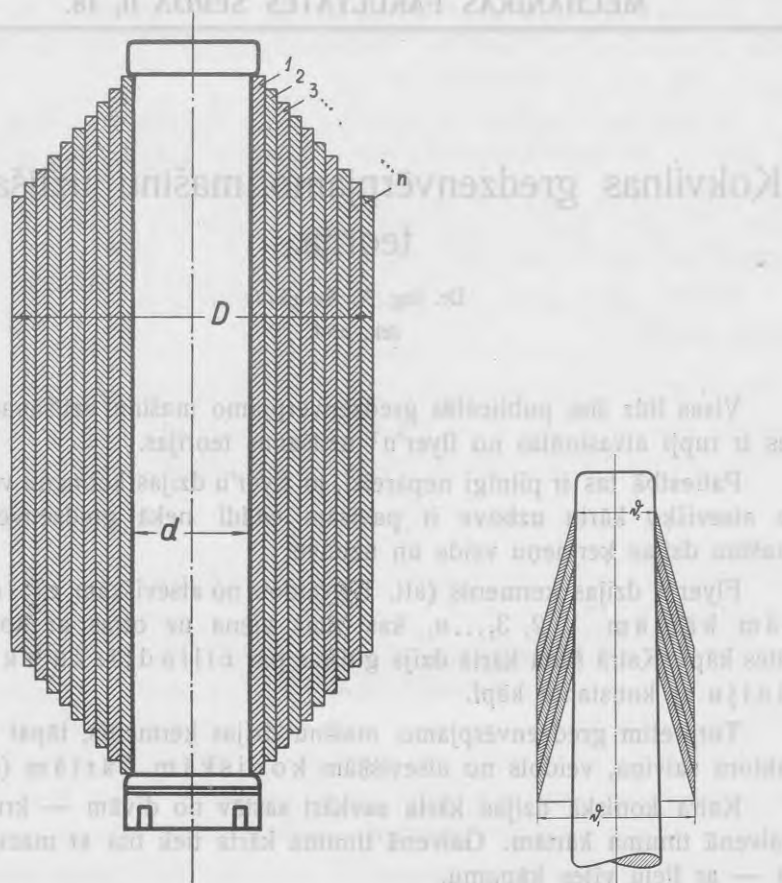
Katra koniskā dzijas kārtā savkārt sastāv no divām — krusta un galvenā tinuma kārtām. Galvenā tinuma kārtā tiek tīta ar mazu, krusta — ar lielu vītes kāpumu.

Atsevišķās koniskās kārtas tiek šeit tītas viena uz otras ar konstantu vītes kāpi, kamdēļ katrā šādā kārtā dzija gulstas par konisku skrūves līniju ar konstantu kāpi.

Salīdzinot abu mašīnu dzijas ķermeņus, redzams, ka viņu uzbūvē ir ļoti maz kopēja un tamdēļ, stingri ņemot, visas līdz šim publicētās gredzenvērpjamo mašīnu uztīšanas teorijas, kas vienkārši atvasinātas no flyer'u uztīšanas teorijas, nevar tikt uzskatītas par pilnīgām.

<sup>1</sup> Kokvilnas priekšvērpjamā mašīna.

I Savā darbā autors dod jaunu gredzenvērptāmo mašīnu uztīšanas teoriju, kas uzstādīta pilnīgi neatkarīgi no flyer'u uztīšanas teorijas.



Att. 1.

Att. 2.

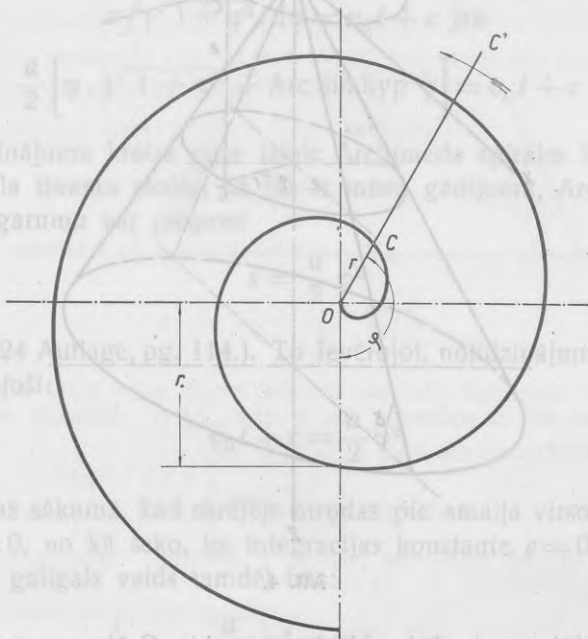
Kā redzējām, gredzenvērptāmo mašīnu dzijas ķermeņa atsevišķās kārtās dzija gulstas par konisku skrūves līniju ar konstantu kāpi. Šāda veida skrūves līnija acīm redzot projicējas uz horizontālu plakni kā Archimeda spirāle. Ka tas patiešām tā ir, nav grūti pārliecināties, jo Archimeda spirāle rodas, kad punkts  $C$  ar vienmērīgu ātrumu kustas par staru  $OC$ , kas savkārt vienmērīgi griežas ap nekustošu punktu  $O$ .

M. 118. 2501

Polarās koordinātās Archimēda spirāles nolīdzinājums ir

$$r = a \cdot \varphi \dots \dots \dots (1),$$

kur  $a = \frac{r_0}{2\pi} = \text{const.}$



Att. 3.

Uztīšanās punkta  $C$  kustību visizdevīgāki apskatīt puspolārā jeb tā sauktā cilindru koordinātu sistemā. Cilindru koordinātu sistemā punkta  $C$  stāvoklis telpā tiek noteikts ar viņa projekciju uz  $XOY$  plakni, polarkoordinātām  $r$  un  $\varphi$  un koordinātu  $Z$ , t. i. atstatumu no  $XOY$  plaknes.

Punkta  $C$  ātrums, projicēts uz  $r$  virzienu, uz perpendikulāri pret  $r$  un uz  $z$  asi dod viņa

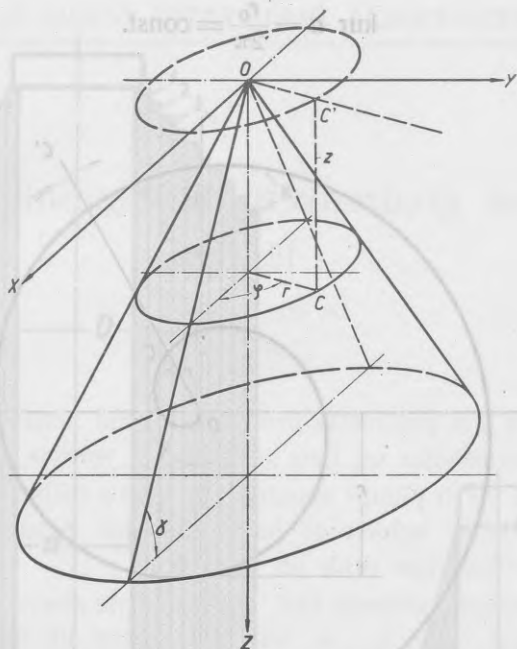
radialo ātrumu . . .  $v_r = \frac{dr}{dt}$ ,

cirkulāro ātrumu . . .  $v_c = r \frac{d\varphi}{dt}$ ,

aksiālo ātrumu . . .  $v_z = \frac{dz}{dt}$ .

1956:2744

Lai varētu uzstādīt punkta  $C$  kustības nolīdzinājumus cilindra koordinātās, vispirms jāatrod  $\varphi = f(t)$ .



Att. 4.

Tam nolūkam atradīsim vispirms punkta  $C$  ātrumu par spirali. Punkta  $C$  radialais un cirkularais ātrumi izteiksies:

$$v_r = \frac{dr}{dt} = a \frac{d\varphi}{dt};$$

$$v_c = r \frac{d\varphi}{dt} = a \cdot \varphi \frac{d\varphi}{dt}$$

un viņa ātrums par spirali:

$$v_s = \sqrt{v_r^2 + v_c^2} = a \sqrt{1 + \varphi^2} \frac{d\varphi}{dt} \dots \dots \dots (2).$$

Šis ātrums kā dzijas uztīšanās ātrums ir vienlīdzīgs ar izstieptās priekšdzijas izdošanas ātrumu

$$v_0 = \frac{L}{60} \text{ m/sec}$$

(ja priekšdzijas izdošanas ātrums  $L$  izteikts m/min). Tā tad

$$v_s = v_0 = a \sqrt{1 + \varphi^2} \frac{d\varphi}{dt},$$

no kurienes

$$a \sqrt{1 + \varphi^2} \cdot d\varphi = v_0 \cdot dt.$$

Integrējot atrodam:

$$a \int \sqrt{1 + \varphi^2} \cdot d\varphi = v_0 t + c \text{ jeb}$$

$$\frac{a}{2} \left[ \varphi \cdot \sqrt{1 + \varphi^2} + \text{Arc Sin hyp } \varphi \right] = v_0 t + c \dots (3).$$

Nolīdzinājuma kreisā puse izteic Archimeda spirāles loka garumu.

Pie liela tinumu skaita, kā tas ir mūsu gadījumā, Archimeda spirāles loka garumu var pieņemt

$$s = \frac{a}{2} \varphi^2$$

(sk. Hütte, 24 Auflage, pg. 114.). To ievērojot, nolīdzinājumu (3) varam rakstīt sekojoši:

$$v_0 t + c = \frac{a}{2} \varphi^2.$$

(7) Kustības sākumā, kad skrējējs atrodas pie smaiļa virsotnes...  $t=0$  un arī  $\varphi=0$ , no kā seko, ka integrācijas konstante  $c=0$ , un nolīdzinājuma (3) galīgais veids tamdēļ būs:

$$\frac{a}{2} \cdot \varphi^2 = v_0 t \dots (4).$$

(8) No pēdējā nolīdzinājuma varam atrast  $\varphi$  kā funkciju no laika  $t$ .

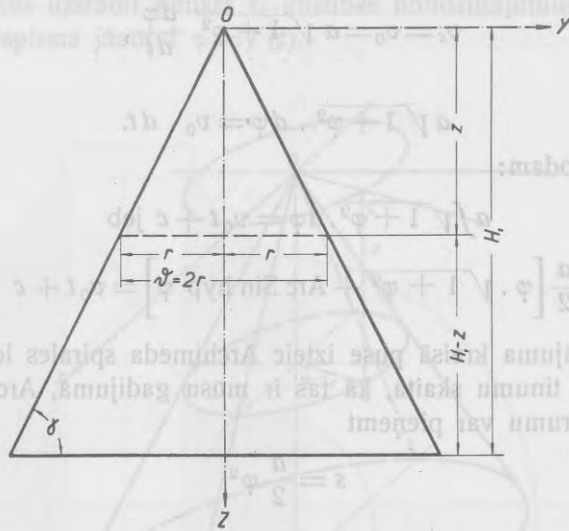
$$\varphi = \sqrt{\frac{2v_0 t}{a}} = f_\varphi(t) \dots (5).$$

Punkta  $C$  kustības nolīdzinājumu uzstādišanai cilindra koordinātās jāatrod vēl  $r$  kā funkcija no  $t$  un arī  $z$  kā funkcija no  $t$ .

Tā kā  $r = a\varphi$  un

$$\varphi = \sqrt{\frac{2v_0 t}{a}}, \text{ tad}$$

$$r = a \sqrt{\frac{2v_0 t}{a}} = \sqrt{2v_0 a t} = f_r(t) \dots (6).$$



Att. 5.

Tālāki no att. 5 redzams, ka  $z = r \cdot \text{tg} \gamma$ . Ieliekot  $r$  vietā viņa nozīmi no nolīdzinājuma (6), atrodam, ka

$$z = \text{tg} \gamma \cdot \sqrt{2v_0 a t} = f_z(t) \quad (7).$$

Beidzot, tā tad uztīšanās punkta  $C$  kustības nolīdzinājumi cilindra koordinatās ir:

$$\left. \begin{aligned} 1) \quad r &= \sqrt{2v_0 a t} \\ 2) \quad \varphi &= \sqrt{\frac{2v_0 t}{a}} \\ \text{un } 3) \quad z &= \text{tg} \gamma \cdot \sqrt{2v_0 a t} \end{aligned} \right\} \quad (8).$$

No šiem nolīdzinājumiem varam atrast punkta  $C$  radially, cirkularo un aksialo ātrumus:

$$v_r = \frac{dr}{dt} = \sqrt{\frac{v_0 a}{2t}} \quad (9).$$

$$v_c = r \frac{d\varphi}{dt} = r \sqrt{\frac{v_0}{2at}} \quad (10).$$

$$v_z = \frac{dz}{dt} = \text{tg} \gamma \cdot \sqrt{\frac{v_0 a}{2t}} \quad (11).$$

Ieliekot nol. (10)  $r$  vietā viņa nozīmi no nol. (8), atrodam:

$$v_c = r \sqrt{\frac{v_0}{2at}} = \sqrt{2v_0 a t} \cdot \sqrt{\frac{v_0}{2at}} = \sqrt{v_0^2} = v_0 = \text{const.}$$

Punkta  $C$  aksialais ātrums mūsu gadījumā atbilst gredzenu galda kustības ātrumam spoles aksialā virzienā. Šis ātrums, kā to rāda nol. (11), nav konstants. Tā kā katram gredzenu galda stāvoklim atbilst noteikts dzijas uztīšanās caurmērs  $\vartheta = 2r$ , tad pareizāki izteikt gredzenu galda kustības ātrumu kā funkciju no  $\vartheta$ .

Tam nolūkam atradīsim no nol. (8) laiku  $t$ .

$$r = \sqrt{2v_0 a t}, \text{ no kurienes } t = \frac{r^2}{2v_0 a}.$$

Tā kā, saskaņā ar nolīdzinājumu (11),

$$v_z = t g \gamma \cdot \sqrt{\frac{v_0 a}{2t}},$$

tad, ieliekot  $t$  vietā viņa nupat atrasto nozīmi, dabūsim:

$$v_z = t g \gamma \cdot \sqrt{\frac{v_0 \cdot a}{2\left(\frac{r^2}{2v_0 a}\right)}} = \frac{v_0 \cdot a}{r} \cdot t g \gamma.$$

Katram dotam gadījumam  $v_0 \cdot a t g \gamma$  ir konstants lielums, t. i.  $v_0 a t g \gamma = \text{const} = k_1$  un tamdēļ

$$v_z = \frac{k_1}{r} = f(r) \dots \dots \dots (12).$$

Ieliekot  $r$  vietā  $\vartheta = 2r$ , dabūsim

$$v_z = \frac{2k_1}{\vartheta} = \frac{k}{\vartheta} \dots \dots \dots (13).$$

Un tas nozīmē, ka gredzenu galda kustības ātrums saivīņas aksialā virzienā ir pretēji proporcionāls momentānam dzijas uztīšanās caurmēram ( $\vartheta$ ).

Tālāk apskatīsim, kā jāmainas skrējēja apgriezieniem  $S_k t/\text{min}$  atkarībā no momentānā dzijas uztīšanās radiusa  $r$  resp. caurmēra  $\vartheta$ .

Iepriekš atrastais uztīšanās punkta  $C$  cirkularais ātrums  $v_c$  acīm redzot ir spoles relatīvais ātrums attiecībā pret rotējošo skrējēju.

No nolīdzinājuma

$$v_c = r \sqrt{\frac{v_0}{2at}} = r \cdot \frac{d\varphi}{dt}$$

seko, ka

$$\frac{d\varphi}{dt} = \sqrt{\frac{v_0}{2at}} = \omega_c$$

$\omega_c$  šeit ir spoles relatīvais leņķiskais ātrums attiecībā pret rotējošo skrējēju.

Skrējēja leņķiskais ātrums  $\omega_{Sk}$  mūsu gadījumā ir pārnese leņķiskais ātrums un tamdēļ, apzīmējot spoles absolūto leņķisko ātrumu ar  $\omega_{Su}$ , varam rakstīt, ka

$$\omega_{Sk} = \omega_{Su} - \omega_c = \omega_{Su} - \sqrt{\frac{v_0}{2at}} \dots \dots (14).$$

Tā kā savkārt  $t = \frac{r^2}{2v_0 a}$ , tad

$$\omega_{Sk} = \omega_{Su} - \sqrt{\frac{v_0 \cdot 2v_0 \cdot a}{2ar^2}}$$

$$\omega_{Sk} = \omega_{Su} - \sqrt{\frac{v_0^2}{r^2}}$$

$$\omega_{Sk} = \omega_{Su} - \frac{v_0}{r}, \text{ t. i.}$$

$$\omega_{Sk} = f(r) \dots \dots (15).$$

Tā kā  $v_0 = \frac{L}{60}$ , tad galīgi

$$\omega_{Sk} = \omega_{Su} - \frac{L}{60 \cdot r} \dots \dots (15').$$

Bet  $\omega = \frac{2\pi \cdot n}{60}$ , no kurienes  $n = \frac{30\omega}{\pi}$ , un tamdēļ, apzīmējot skrējēja apgriezienus ar  $S_k$  t/min, bet spoles — ar  $S_u$  t/min,<sup>2</sup> atrodam, ka

$$S_k = S_u - \frac{30 \cdot L}{60 \cdot \pi \cdot r}; S_k = S_u - \frac{L}{2\pi \cdot r} \text{ un tā kā } 2r = \vartheta, \text{ tad galīgi}$$

$$S_k = S_u - \frac{L}{\pi \vartheta} = f(\vartheta) \dots \dots (16).$$

Pēdējais nolīdzinājums dod mums skrējēja apgriezienus kā funkciju no momentānā dzijas uztīšanas caurmēra  $\vartheta$ .

<sup>2</sup> Gredzenvērptomās mašīnās  $S_u$  t/min = const.

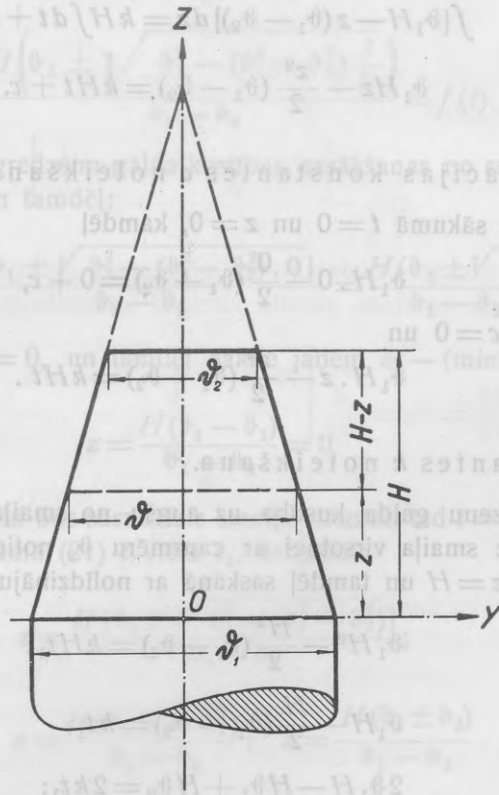


Nolidzinājumi (13) un (16) izteic gredzenu galdā un skrējēja kustības pamatlikumus. Tālākā darba daļā apskatīsim šīs kustības tuvāki, apstājoties atsevišķi pie gredzenu galdā kustības uz augšu un kustības uz leju.

### I. Gredzenu galds kustas uz augšu.

Saskaņā ar nol. (13) gredzenu galdā kustības ātrums spoles aksialā virzienā ir

$$v_z = \frac{k}{\vartheta} = \frac{dz}{dt} \dots \dots \dots (I).$$



Att. 6.

No zīm. 6 redzams, ka

$$\frac{\vartheta_1 - \vartheta_2}{\vartheta_1 - \vartheta} = \frac{H}{z},$$

no kurienes  $(\vartheta_1 - \vartheta_2)z = H(\vartheta_1 - \vartheta)$ ;  $\vartheta_1 z - \vartheta_2 z = H\vartheta_1 - H\vartheta$  un

$$\vartheta = \frac{\vartheta_1 H - \vartheta_1 z + \vartheta_2 z}{H} = \vartheta_1 - \frac{z}{H} (\vartheta_1 - \vartheta_2) = f(z) \dots (17).$$

Ieliekot atrasto  $\vartheta$  nozīmi nolīdzinājumā (1), dabūsim gredzenu galda kustības ātrumu saiviņas aksialā virzienā, kā funkciju no momentānā dziļas uztīšanas caurmēra  $\vartheta$ .

$$v_z = \frac{dz}{dt} = \frac{kH}{\vartheta_1 H - z(\vartheta_1 - \vartheta_2)} = f(\vartheta) \dots (18).$$

Atdalot mainīgās un integrējot, dabūsim

$$\int [\vartheta_1 H - z(\vartheta_1 - \vartheta_2)] dz = kH \int dt + c,$$

$$\vartheta_1 H z - \frac{z^2}{2} (\vartheta_1 - \vartheta_2) = kH t + c \dots (19).$$

Integrācijas konstantes  $c$  noteikšana.

Kustības sākumā  $t=0$  un  $z=0$ , kamdēļ

$$\vartheta_1 H \cdot 0 - \frac{0}{2} (\vartheta_1 - \vartheta_2) = 0 + c,$$

no kurienes  $c=0$  un

$$\vartheta_1 H \cdot z - \frac{z^2}{2} (\vartheta_1 - \vartheta_2) = kH t \dots (20).$$

Konstantes  $k$  noteikšana.

Ja gredzenu galda kustība uz augšu no smaiļa pamata ar caurmēru  $\vartheta_1$  līdz smaiļa virsotnei ar caurmēru  $\vartheta_2$  notiek  $t_1$  sec, tad pie  $t=t_1$  . . .  $z=H$  un tamdēļ saskaņā ar nolīdzinājumu (20)

$$\vartheta_1 H^2 - \frac{H^2}{2} (\vartheta_1 - \vartheta_2) = kH t_1;$$

$$\vartheta_1 H - \frac{H}{2} (\vartheta_1 - \vartheta_2) = k t_1;$$

$$2\vartheta_1 H - H\vartheta_1 + H\vartheta_2 = 2k t_1;$$

$$H(2\vartheta_1 - \vartheta_1 + \vartheta_2) = 2k t_1,$$

no kurienes

$$k = \frac{H}{t_1} \left( \frac{\vartheta_1 + \vartheta_2}{2} \right).$$

Ieliekot atrastās  $c$  un  $k$  nozīmes nol. (19), dabūsim

$$\vartheta_1 H \cdot z - z^2 \left( \frac{\vartheta_1 - \vartheta_2}{2} \right) = \frac{H^2 t}{t_1} \left( \frac{\vartheta_1 + \vartheta_2}{2} \right),$$

jeb

$$(\vartheta_1 - \vartheta_2) z^2 - 2 \vartheta_1 H z + \frac{H^2 t}{t_1} (\vartheta_1 + \vartheta_2) = 0,$$

un no šejienes:

$$z = \frac{2 \vartheta_1 H \pm \sqrt{4 \vartheta_1^2 H^2 - 4 (\vartheta_1 - \vartheta_2) \frac{H^2 t}{t_1} (\vartheta_1 + \vartheta_2)}}{2 (\vartheta_1 - \vartheta_2)};$$

$$z = \frac{H \left( \vartheta_1 \pm \sqrt{\vartheta_1^2 - (\vartheta_1^2 - \vartheta_2^2) \frac{t}{t_1}} \right)}{\vartheta_1 - \vartheta_2} = f(t) \dots (21).$$

Sākumā pie gredzenu galda kustības uzsākšanas no smaiļa pamata uz augšu  $t=0$  un tamdēļ:

$$z = \frac{H [\vartheta_1 \pm \sqrt{\vartheta_1^2 - (\vartheta_1^2 - \vartheta_2^2) \cdot 0}]}{\vartheta_1 - \vartheta_2} = \frac{H (\vartheta_1 \pm \sqrt{\vartheta_1^2})}{\vartheta_1 - \vartheta_2}$$

Šinī momentā  $z=0$ , un tamdēļ sakne jāņem ar — (minusa zīmi), jo tad patiešām:

$$z = \frac{H (\vartheta_1 - \vartheta_1)}{\vartheta_1 - \vartheta_2} = 0.$$

Kad gredzenu galds būs sasniedzis smaiļa virsotni, tad  $t=t_1$  un  $z=H$ . Ieliekot nolīdzinājumā (21)  $t$  vietā  $t_1$ , dabūsim:

$$z = \frac{H [\vartheta_1 \pm \sqrt{\vartheta_1^2 - (\vartheta_1^2 - \vartheta_2^2)}]}{\vartheta_1 - \vartheta_2};$$

$$z = \frac{H (\vartheta_1 \pm \sqrt{\vartheta_2^2})}{\vartheta_1 - \vartheta_2}; \quad z = \frac{H (\vartheta_1 \pm \vartheta_2)}{\vartheta_1 - \vartheta_2}.$$

Tā kā šinī momentā  $z$  jābūt līdzīgam  $H$ , tad arī šeit sakne jāņem ar minusa zīmi (—), jo tad, acīm redzot,

$$z = \frac{H (\vartheta_1 - \vartheta_2)}{\vartheta_1 - \vartheta_2} = H.$$

No pārrunātā seko, ka nolīdzinājumā (21.) kvadrata sakne jāņem ar mīnusa zīmi un pats nolīdzinājums galīgā veidā rakstams šādi:

$$z = \frac{H \left[ \vartheta_1 - \sqrt{\vartheta_1^2 - (\vartheta_1^2 - \vartheta_2^2) \frac{t}{t_1}} \right]}{\vartheta_1 - \vartheta_2} = f(t) \dots \dots (22).$$

Ievērojot to, kā katrā atsevišķā gadījumā (dotai gredzenvērptamajai mašīnai)  $\vartheta_1$  un  $\vartheta_2$  ir konstanti lielumi un reizē ar to arī  $(\vartheta_1 - \vartheta_2) = \text{const}$ ,  $(\vartheta_1 + \vartheta_2) = \text{const}$  un  $(\vartheta_1^2 - \vartheta_2^2) = \text{const}$ , varam lietu stipri vienkāršot, ievēdot apzīmējumus:

$$\begin{aligned} \vartheta_1 - \vartheta_2 &= m; \\ \vartheta_1 + \vartheta_2 &= n. \end{aligned}$$

Tad  $\vartheta_1^2 - \vartheta_2^2 = mn$  un nolīdzinājums (22) pieņems sekojošu daudz vienkāršāku veidu:

$$z = \frac{H \left[ \vartheta_1 - \sqrt{\vartheta_1^2 - mn \frac{t}{t_1}} \right]}{m} \dots \dots (22a).$$

Diferencējot šo nolīdzinājumu pēc laika, dabūsim gredzenu galda kustības ātrumu saīviņas aksialā virzienā kā funkciju no  $t$ .

$$\begin{aligned} \frac{dz}{dt} = v_z &= \frac{d}{dt} \left[ \frac{H \left( \vartheta_1 - \sqrt{\vartheta_1^2 - mn \frac{t}{t_1}} \right)}{m} \right] = \\ &= \frac{H}{2t_1} \cdot \frac{n}{\sqrt{\vartheta_1^2 - mn \frac{t}{t_1}}} = f(t) \dots \dots (23). \end{aligned}$$

Pie uztīšanas uz smaiļa pamata, t. i. pie  $\vartheta = \vartheta_1 \dots t = 0$ , un tamdēļ:

$$v_{z_1} = \frac{H}{2t_1} \cdot \frac{n}{\sqrt{\vartheta_1^2}} = \frac{H \cdot n}{2t_1 \vartheta_1} \dots \dots (A).$$

Pie uztīšanas uz smaiļa galotnes, t. i. pie  $\vartheta = \vartheta_2 \dots t = t_1$ , un tamdēļ:

$$\begin{aligned} v_{z_2} &= \frac{H}{2t_1} \cdot \frac{n}{\sqrt{\vartheta_1^2 - mn}} = \frac{H}{2t_1} \cdot \frac{n}{\sqrt{\vartheta_1^2 - (\vartheta_1^2 - \vartheta_2^2)}} = \\ &= \frac{H \cdot n}{2t_1 \vartheta_2} \dots \dots (B). \end{aligned}$$

Dalot nolīdzinājumu (A) ar nolīdzinājumu (B), atrodam, ka

$$\frac{v_{z_1}}{v_{z_2}} = \frac{H \cdot n}{2t_1 \vartheta_1} \cdot \frac{H \cdot n}{2t_1 \vartheta_2}$$

un

$$\frac{v_{z_1}}{v_{z_2}} = \frac{\vartheta_2}{\vartheta_1} \dots \dots \dots (24).$$

Šis rezultāts rāda, ka gredzenu galda kustības ātrums saivīņas (spoles) aksialā virzienā ir pretēji proporcionāls pašreizējam dziļās uztīšanās caurmēram.

Diferencējot nol. (23) pēc laika, dabūsim gredzenu galda paātrinājumu:

$$j_z = \frac{d^2 z}{dt^2} = \frac{dv_z}{dt} = \frac{d}{dt} \left[ \frac{H}{2t_1} \cdot \frac{n}{\sqrt{\vartheta_1^2 - mn \frac{t}{t_1}}} \right];$$

$$j_z = \frac{H \cdot n^2}{4t_1^2} \cdot \frac{m}{\sqrt{\left[ \vartheta_1^2 - mn \frac{t}{t_1} \right]^3}} \dots \dots \dots (25).$$

Pie  $\vartheta = \vartheta_1 \dots \dots t = 0$ , un tamdēļ:

$$j_{z_1} = \frac{H \cdot n^2}{4t_1^2} \cdot \frac{m}{\vartheta_1^3}$$

Pie  $\vartheta = \vartheta_2 \dots \dots t = t_1$ , un tamdēļ:

$$j_{z_2} = \frac{H \cdot n^2}{4t_1^2} \cdot \frac{m}{\vartheta_2^3} \text{ un}$$

$$\frac{j_{z_1}}{j_{z_2}} = \frac{\vartheta_2^3}{\vartheta_1^3} \dots \dots \dots (26).$$

Apskatīsim tagad, ka pie gredzenu galda kustības uz augšu (no smailā pamata uz virsotni) mainās skrējēja apgriezieni.

Atgriezīsimies pie nol. (16), pēc kura

$$S_k = S_u - \frac{L}{\pi \vartheta}$$

No nolīdzinājuma redzams, ka tinot uz smailā pamata, kur  $\vartheta = \vartheta_1 = \vartheta_{\max}$ ,

$$S_k = S_u - \frac{L}{\pi \cdot \vartheta_{\max}} = S_{k \max}$$

bet tīnot uz smaiļa virsotnes, kur  $\vartheta = \vartheta_2 = \vartheta_{\min}$ ,

$$S_k = S_u - \frac{L}{\pi \cdot \vartheta_{\min}} = S_{k_{\min}},$$

jo abos gadījumos  $L$  ir viens un tas pats ( $L = \text{const}$ ).

Tā tad, tīnot dziju no smaiļa pamata uz virsotni, t. i. gredzenu galdam kustoties uz augšu, skrējēja apgriezieni no  $S_{k_{\max}}$  t/min nepārtraukti samazinās līdz  $S_{k_{\min}}$  t/min.

Lai atrastu  $S_k$  kā funkciju no laika  $t$ , atcerēsimies, ka

$$\vartheta = \vartheta_1 - \frac{z}{H} (\vartheta_1 - \vartheta_2),$$

jeb tā kā  $(\vartheta_1 - \vartheta_2) = m$ ,

$$\vartheta = \vartheta_1 - \frac{z}{H} \cdot m.$$

Ieliksīm šo  $\vartheta$  nozīmi nol. (16), tad dabūsim

$$S_k = S_u - \frac{L \cdot H}{(\vartheta_1 H - z m) \pi}.$$

Ieliekot šeit  $z$  vietā viņa nozīmi no nol. (22<sup>a</sup>), atradīsim  $S_k$  kā funkciju no laika  $t$ :

$$S_k = S_u - \frac{L \cdot H}{\pi \left[ \vartheta_1 \cdot H - m \frac{H \left( \vartheta_1 - \sqrt{\vartheta_1^2 - mn \frac{t}{t_1}} \right)}{m} \right]}.$$

un pēc attiecīga saīsinājuma

$$S_k = S_u - \frac{L}{\pi \sqrt{\vartheta_1^2 - mn \frac{t}{t_1}}} = f(t) \dots \dots (27).$$

Pārejot no apgriezieniem uz leņķiskiem ātrumiem

$$\left( \omega = \frac{2\pi n}{60} = \frac{\pi \cdot n}{30} \right),$$

dabūsim:

$$\omega_{S_k} = \omega_{S_u} - \frac{L}{30 \sqrt{\vartheta_1^2 - mn \frac{t}{t_1}}} = f(t) \dots \dots (28).$$

Lai atrastu skrējēja leņķisko paātrinājumu, nodiferencēsim nol. (28) pēc laika  $t$ .

$$\epsilon_{Sk} = \frac{d\omega_{Sk}}{dt} = \frac{d}{dt} \left[ \omega_{Su} - \frac{L}{30 \sqrt{\vartheta_1^2 - mn \frac{t}{t_1}}} \right];$$

$$\epsilon_{Sk} = - \frac{L \cdot mn}{60 t_1 \sqrt{\left[ \vartheta_1^2 - mn \frac{t}{t_1} \right]^3}} \dots \dots \dots (29).$$

Tā kā tangencialais paātrinājums

$$j_t = \frac{dv}{dt} = \frac{d}{dt} (\omega \cdot r) = r \cdot \frac{d\omega}{dt} = r \cdot \epsilon,$$

tad mūsu gadījumā:

$$j_{tSk} = r \epsilon_{Sk} = - \frac{L \cdot r \cdot mn}{60 t_1 \sqrt{\left[ \vartheta_1^2 - mn \frac{t}{t_1} \right]^3}} \dots \dots \dots (30).$$

kur  $r$  ir gredzena radiuss.

## II Gredzenu galds kustas uz leju.

No pievestā zīmējuma (att. 7) redzams, ka

$$\frac{\vartheta_1 - \vartheta_2}{\vartheta - \vartheta_2} = \frac{H}{z},$$

no kurienes

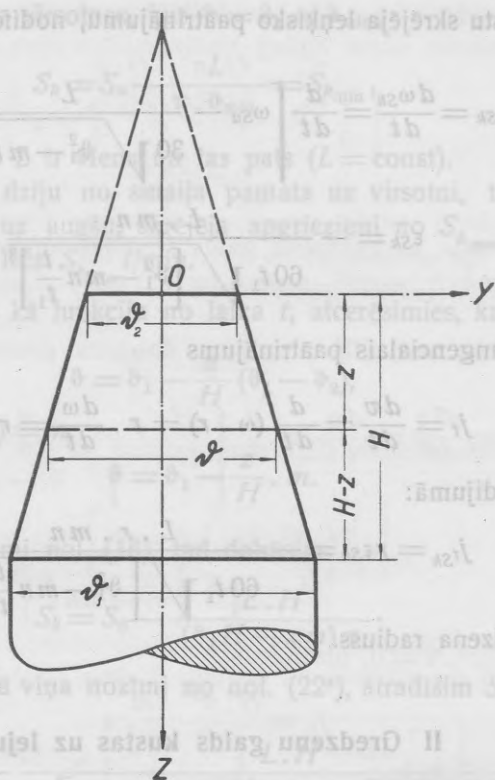
$$\vartheta = \vartheta_2 + \frac{z}{H} (\vartheta_1 - \vartheta_2) = f(z) \dots \dots \dots (31).$$

Pēc iepriekšējā  $v_z = \frac{k}{\vartheta}$  (sk. nol. 13), ieliekot šeit  $\vartheta$  vietā viņa nozīmi, atrodam, ka

$$v_z = \frac{dz}{dt} = \frac{kH}{\vartheta_2 H + z(\vartheta_1 - \vartheta_2)}.$$

Tā kā pēc iepriekš pieņemtā apzīmējuma  $\vartheta_1 - \vartheta_2 = m$ , tad

$$v_z = \frac{dz}{dt} = \frac{kH}{\vartheta_2 H + zm}.$$



Att. 7.

Atdalot mainīgās un integrējot, dabūsim

$$\int [\vartheta_2 H + zm] dz = \int kH dt + c;$$

$$\vartheta_2 Hz + \frac{z^2}{2} m = kHt + c \dots \dots \dots (32).$$

Integrācijas konstantes  $c$  noteikšana.

Kustības sākumā  $t = 0$  un arī  $z = 0$ , kamdēļ  $c = 0$ .

Konstantes  $k$  noteikšana.

Ja gredzenu galda kustība uz leju no smaiļa virsotnes ar caurmēru  $\vartheta_2$  līdz smaiļa pamatam ar caurmēru  $\vartheta_1$  notiek  $t_2$  sec, tad pie  $t = t_2 \dots z = H$  un tamdēļ



$$\vartheta_2 H^2 + \frac{H^2}{2} m = k H t_2 \quad \text{un} \quad H^2 \left( \vartheta_2 + \frac{m}{2} \right) = k H t_2,$$

no kurienes

$$k = \frac{H}{t_2} \left( \vartheta_2 + \frac{m}{2} \right).$$

Tā kā saskaņā ar iepriekš ievesto apzīmējumu  $m = (\vartheta_1 - \vartheta_2)$ , tad

$$k = \frac{H}{t_2} \left( \vartheta_2 + \frac{\vartheta_1 - \vartheta_2}{2} \right) = \frac{H}{2t_2} (\vartheta_1 + \vartheta_2).$$

Bet  $(\vartheta_1 + \vartheta_2) = n$ , un tādēļ galīgi:

$$k = \frac{H \cdot n}{2t_2} \dots \dots \dots (33).$$

Ieliksīm atrastās  $c$  un  $k$  nozīmes nolīdzinājumā (32). Tad dabūsim:

$$\vartheta_2 H \cdot z + \frac{z^2}{2} m = \frac{H^2 \cdot n t}{2t_2},$$

jeb

$$m z^2 + 2\vartheta_2 \cdot H \cdot z - \frac{H^2 n t}{t_2} = 0,$$

no kurienes

$$z = \frac{-2\vartheta_2 H \pm \sqrt{4\vartheta_2^2 H^2 + 4 \frac{H^2 \cdot m n t}{t_2}}}{2m}$$

un pēc attiecīga pārveidojuma

$$z = \frac{H \left( -\vartheta_2 \pm \sqrt{\vartheta_2^2 + m n \frac{t}{t_2}} \right)}{m} \dots \dots \dots (34).$$

Kustības sākumā  $t=0$  un arī  $z=0$ , kamdēļ

$$0 = \frac{H \left( -\vartheta_2 \pm \sqrt{\vartheta_2^2} \right)}{\vartheta_1 - \vartheta_2}.$$

Lai šī izteiksme patiešām līdzinātos nullei, tad sakne acīm redzot jāņem ar + zīmi.

Kad gredzenu galds, virzoties uz leju, būs sasniedzis kona pamatu, tad  $t=t_2$  un  $z=H$ . Tad

$$H = \frac{H \left[ -\vartheta_2 \pm \sqrt{\vartheta_2^2 + (\vartheta_1^2 - \vartheta_2^2) \cdot 1} \right]}{\vartheta_1 - \vartheta_2} = \frac{H \left( -\vartheta_2 \pm \sqrt{\vartheta_1^2} \right)}{\vartheta_1 - \vartheta_2}$$

un tas var būt vienīgi tad, kad sakni ņemsim ar + zīmi, jo tad patiešām:

$$H = \frac{H(\vartheta_1 - \vartheta_2)}{\vartheta_1 - \vartheta_2}.$$

No sacītā izriet, ka nolīdzinājumā (34) sakne ņemama ar + zīmi, un tamdēļ galīgi:

$$z = \frac{H \left( -\vartheta_2 + \sqrt{\vartheta_2^2 + mn \frac{t}{t_2}} \right)}{m} \text{ jeb}$$

$$z = \frac{H \left( \sqrt{\vartheta_2^2 + \frac{mnt}{t_2}} - \vartheta_2 \right)}{m} \dots \dots \dots (35).$$

Nodiferencējot nolīdzinājumu (35) pēc  $t$ , dabūsim gredzenu galda kustības ātrumu uz leju kā funkciju no laika:

$$v_z = \frac{dz}{dt} = \frac{d}{dt} \left[ \frac{H \left( \sqrt{\vartheta_2^2 + \frac{mnt}{t_2}} - \vartheta_2 \right)}{m} \right];$$

$$v_z = \frac{dz}{dt} = \frac{H \cdot mn}{2mt_2 \cdot \sqrt{\vartheta_2^2 + \frac{mnt}{t_2}}};$$

$$v_z = \frac{H \cdot n}{2t_2 \sqrt{\vartheta_2^2 + \frac{mnt}{t_2}}} = f(t) \dots \dots (36).$$

Beidzot gredzenu galda paātrinājums:

$$j_z = \frac{dv_z}{dt} = \frac{d}{dt} \left[ \frac{Hn}{2t_2 \sqrt{\vartheta_2^2 + \frac{mnt}{t_2}}} \right] =$$

$$= \frac{Hn}{2t_2} \left[ -\frac{1}{2} \left( \vartheta_2^2 + \frac{mnt}{t_2} \right)^{-\frac{3}{2}} \cdot \frac{mn}{t_2} \right];$$

$$j_z = -\frac{Hmn^2}{4t_2^2 \sqrt{\left( \vartheta_2^2 + \frac{mnt}{t_2} \right)^3}} \dots \dots \dots (37).$$

Un tas nozīmē, ka gredzenu galda kustība šinī gadījumā ir palēnināta.

Iepriekš tika pierādīts, ka

$$S_k = S_u - \frac{L}{\pi \cdot \vartheta}$$

(sk. nol. 16). Šis nolīdzinājums izteic skrējēja apgriezienus kā funkciju no uzlišanās caurmēra ( $\vartheta$ ).

Bet saskaņā ar nolīdzinājumu (31)

$$\vartheta = \vartheta_2 + \frac{z}{H} (\vartheta_1 - \vartheta_2) = \vartheta_2 + \frac{z}{H} m.$$

Ieliekot šo  $\vartheta$  nozīmi nolīdzinājumā (16), dabūsim:

$$S_k = S_u - \frac{L}{\pi \left( \vartheta_2 + \frac{z}{H} m \right)}.$$

Lai atrastu  $S_k$  kā funkciju no laika, ieliksīm  $z$  vietā viņa nozīmi no nolīdzinājuma (35), tad

$$\begin{aligned} S_k &= S_u - \frac{L}{\pi \left\{ \vartheta_2 + \frac{H \left( \sqrt{\vartheta_2^2 + \frac{m n t}{t_2}} - \vartheta_2 \right) m}{H m} \right\}} \\ &= S_u - \frac{L}{\pi \sqrt{\vartheta_2^2 + \frac{m n t}{t_2}}} \dots \dots \dots (38). \end{aligned}$$

Pārejot no apgriezieniem uz leņķisko ātrumu, atrodam

$$\omega_{Sk} = \omega_{Su} - \frac{L}{30 \sqrt{\vartheta_2^2 + \frac{m n t}{t_2}}} \dots \dots \dots (39).$$

Nodiferencējot nolīdzinājumu (39) pēc  $t$ , dabūsim skrējēja leņķisko paātrinājumu:

$$\epsilon_{Sk} = \frac{d\omega_{Sk}}{dt} = \frac{d}{dt} \left[ \omega_{Su} - \frac{L}{30 \sqrt{\vartheta_2^2 + \frac{m n t}{t_2}}} \right];$$

$$\epsilon_{Sk} = \frac{Lmn}{60t_2 \sqrt{\left[\vartheta_2^2 + \frac{mnt}{t_2}\right]^3}} \dots \dots \dots (40)$$

un beidzot skrējēja tangencialais paātrinājums

$$j_{tSk} = \frac{L \cdot r m n}{60t_2 \sqrt{\left[\vartheta_2^2 + \frac{mnt}{t_2}\right]^3}} \dots \dots \dots (41),$$

kur  $r$  ir gredzena rādiuss.

Gredzenu galda kustības ātruma iespaids uz skrējēja kustību.

Iepriekšējā nodaļā atrastie skrējēja kustības likumi tika izvesti neievērojot gredzenu galda kustības ātrumu.

No pirmā acu uzmetiena gan liekas, ka šim apstāklim nav praktiskas nozīmes, ar ko laikiem arī izskaidrojams, ka visos līdzšinējos autoru darbos tas pilnīgi ignorēts.

Apskatot šo jautājumu tuvāk, jānāk pie slēdziena, ka šāda ignorēšana ne ar ko nav attaisnojama un pieļautā kļūda patiesībā ir daudz lielāka, nekā to parasti domā.

### I Gredzenu galds kustas uz augšu.

Aprēķinot skrējēja apgriezienus iepriekš tika pieņemts, ka uz spoles ik minūtes jāuztin  $L$  m/min ( $L$  m/min — izstieptās priekšdzijas izdošanas ātrums) dzijas. Patiesībā, gredzenu galdam kustoties uz augšu ar ātrumu  $v_z$  m/sec  $\neq$  const, uz spoles jāuztin  $(L + 60v_z)$  m/min savērptas dzijas. To ievērojot, nolīdzinājums (16) pieņems sekojošu veidu:

$$S_k = S_u - \frac{L + 60v_z}{\pi \vartheta} \dots \dots \dots (42).$$

Ieliekot  $v_z$  vietā viņa nozīmi no nolīdzinājuma (23) un  $\vartheta$  vietā viņa nozīmi no nolīdzinājuma (17), atrodam, ka

$$S_k = S_u - \frac{L + \frac{60H}{2t_1} \cdot \frac{n}{\sqrt{\vartheta_1^2 - mn \frac{t}{t_1}}}}{\pi \left( \vartheta_1 - \frac{z}{H} m \right)}$$

$$S_k = S_u - \frac{L + \frac{30H}{t_1} \cdot \frac{n}{\sqrt{\vartheta_1^2 - mn \frac{t}{t_1}}}}{\pi \left( \vartheta_1 - \frac{z}{H} m \right)}$$

Lai dabūtu  $S_k$  kā funkciju no laika  $t$ , ieliksīm  $z$  vietā viņa izteiksmi no nolīdzinājuma (22<sup>a</sup>)

$$\begin{aligned} S_k &= S_u - \frac{L + \frac{30H}{t_1} \cdot \frac{n}{\sqrt{\vartheta_1^2 - mn \frac{t}{t_1}}}}{\pi \left[ \vartheta_1 - \frac{H \cdot \left( \vartheta_1 - \sqrt{\vartheta_1^2 - mn \frac{t}{t_1}} \right) m}{Hm} \right]} = \\ &= S_u - \frac{L + \frac{30H}{t_1} \cdot \frac{n}{\sqrt{\vartheta_1^2 - mn \frac{t}{t_1}}}}{\pi \left( \vartheta_1 - \vartheta_1 + \sqrt{\vartheta_1^2 - mn \frac{t}{t_1}} \right)} \end{aligned}$$

un galīgi

$$S_k = S_u - \frac{1}{\pi} \left[ \frac{L}{\sqrt{\vartheta_1^2 - mn \frac{t}{t_1}}} + \frac{30Hn}{t_1 \left( \vartheta_1^2 - mn \frac{t}{t_1} \right)} \right] \dots (43).$$

Pārejot uz leņķiskiem ātrumiem:

$$\omega_{Sk} = \omega_{Su} - \frac{\pi}{30} \left[ \frac{L}{\pi \sqrt{\vartheta_1^2 - mn \frac{t}{t_1}}} + \frac{30H \cdot n}{\pi t_1 \left( \vartheta_1^2 - mn \frac{t}{t_1} \right)} \right]$$

un izdarot attiecīgos saīsinājumus

$$\omega_{Sk} = \omega_{Su} - \left[ \frac{L}{30 \sqrt{\vartheta_1^2 - mn \frac{t}{t_1}}} + \frac{Hn}{t_1 \left( \vartheta_1^2 - mn \frac{t}{t_1} \right)} \right] \dots (44).$$

No šejienes varam atrast skrējēja leņķisko paātrinājumu. Tam nolūkam nolīdzinājums (44) jānodiferencē pēc laika.

$$\begin{aligned}\varepsilon_{Sk} &= \frac{d\omega_{S_k}}{dt} = \frac{d}{dt} \left\{ \omega_{S_u} - \left[ \frac{L}{30 \sqrt{\vartheta_1^2 - mn \frac{t}{t_1}}} + \frac{Hn}{t_1 \left( \vartheta_1^2 - mn \frac{t}{t_1} \right)} \right] \right\} = \\ &= - \left\{ \frac{L}{30} \left( -\frac{mn}{t_1} \right) \left[ -\frac{\left( \vartheta_1^2 - mn \frac{t}{t_1} \right)^{-\frac{3}{2}}}{2} \right] + \frac{Hn^2 m}{t_1^2 \left( \vartheta_1^2 - mn \frac{t}{t_1} \right)^2} \right\}\end{aligned}$$

Izdarot attiecīgos pārveidojumus un saīsinājumus, dabūsim:

$$\varepsilon_{Sk} = - \left[ \frac{Lmn}{60 t_1 \sqrt{\left( \vartheta_1^2 - mn \frac{t}{t_1} \right)^3}} + \frac{Hn^2 \cdot m}{t_1^2 \left( \vartheta_1^2 - mn \frac{t}{t_1} \right)^2} \right] \dots (45)$$

Ja gredzena radiuss ir  $r$ , tad skrējēja tangencialais paātrinājums būs:

$$j_{t_{Sk}} = \varepsilon_{Sk} \cdot r = - r \left[ \frac{Lmn}{60 t_1 \sqrt{\left( \vartheta_1^2 - mn \frac{t}{t_1} \right)^3}} + \frac{Hn^2 m}{t_1^2 \left( \vartheta_1^2 - mn \frac{t}{t_1} \right)^2} \right] (46)$$

## II. Gredzenu galds kustas uz leju.

Šeit acīm redzot

$$S_k = S_u - \left( \frac{L - 60 v_z}{\pi \vartheta} \right) \dots \dots \dots (47)$$

Ieliekot  $v_z$  un  $\vartheta$  vietās viņu iepriekš atrastās nozīmes (nol-mi 36 un 31), redzam, ka

$$S_k = S_u - \frac{L - \frac{60 Hn}{2t_2 \sqrt{\vartheta_2^2 + mn \frac{t}{t_2}}}}{\pi \left[ \vartheta_2 + \frac{z}{H} (\vartheta_1 - \vartheta_2) \right]}$$

un beidzot, ieliekot  $z$  vietā viņa nozīmi no nolīdzinājuma (35), dabūsim  $S_k$  kā funkciju no  $t$ :

$$S_k = S_u - \frac{L - \frac{30 Hn}{t_2 \sqrt{\vartheta_2^2 + mn \frac{t}{t_2}}}}{\pi \left[ \vartheta_2 + \frac{Hm \left( \sqrt{\vartheta_2^2 + mn \frac{t}{t_2}} - \vartheta_2 \right)}{Hm} \right]}$$

Pēc attiecīga pārveidojuma atrodam  $S_k$  galīgo izteiksmi

$$S_k = S_u - \frac{1}{\pi} \left[ \frac{L}{\sqrt{\vartheta_2^2 + mn \frac{t}{t_2}}} - \frac{30Hn}{t_2 \left( \vartheta_2^2 + mn \frac{t}{t_2} \right)} \right] \quad (48).$$

Pārejot uz leņķiskiem ātrumiem, varam rakstīt, ka

$$\omega_{S_k} = \omega_{S_u} - \left[ \frac{L}{30 \sqrt{\vartheta_2^2 + mn \frac{t}{t_2}}} - \frac{Hn}{t_2 \left( \vartheta_2^2 + mn \frac{t}{t_2} \right)} \right] \quad (49).$$

Nodiferencējot pēdējo nolīdzinājumu pēc laika, atradīsim skrējēja leņķisko paātrinājumu:

$$\varepsilon_{S_k} = \frac{d\omega_{S_k}}{dt} = \left[ \frac{Lmn}{60t_2 \sqrt{\left( \vartheta_2^2 + mn \frac{t}{t_2} \right)^3}} - \frac{Hmn^2}{t_2^2 \left( \vartheta_2^2 + mn \frac{t}{t_2} \right)^2} \right] \quad (50).$$

Un ja  $r$  ir gredzena radiuss, tad skrējēja tangencialais paātrinājums būs:

$$j_{t_{S_k}} = \varepsilon_{S_k} \cdot r = r \left[ \frac{Lmn}{60t_2 \sqrt{\left( \vartheta_2^2 + mn \frac{t}{t_2} \right)^3}} - \frac{Hmn^2}{t_2^2 \left( \vartheta_2^2 + mn \frac{t}{t_2} \right)^2} \right] \quad (51).$$

Lai gūtu labāku pārskatu par gredzenu galda un skrējēja kustības likumiem, zemāki visi iegūtie rezultāti sakopoti divās paralelās slejās.

### Salīdzinājums.

#### I Gredzenu galda kustības likumi.

Gredzenu galds kustas uz augšu.

$$\vartheta = \vartheta_1 - \frac{z}{H} (\vartheta_1 - \vartheta_2) \dots \dots \dots (17)$$

$$z = \frac{H \left( \vartheta_1 - \sqrt{\vartheta_1^2 - mn \frac{t}{t_1}} \right)}{m} \dots \dots \dots (22^a).$$

$$v_z = \frac{H}{2t_1} \cdot \frac{n}{\sqrt{\vartheta_1^2 - mn \frac{t}{t_1}}} \dots \dots \dots (23).$$

$$j_z = \frac{H}{4t_1^2} \cdot \frac{n^2 \cdot m}{\sqrt{\left( \vartheta_1^2 - mn \frac{t}{t_1} \right)^3}} \dots \dots \dots (25)$$

Gredzenu galds kustas uz leju.

$$\vartheta = \vartheta_2 + \frac{z}{H} (\vartheta_1 - \vartheta_2) \dots \dots \dots (31).$$

$$z = \frac{H \left( \sqrt{\vartheta_2^2 + mn \frac{t}{t_2}} - \vartheta_2 \right)}{m} \dots \dots \dots (35).$$

$$v_z = \frac{H}{2t_2} \cdot \frac{n}{\sqrt{\vartheta_2^2 + mn \frac{t}{t_2}}} \dots \dots \dots (36).$$

$$j_z = -\frac{H}{4t_2^2} \cdot \frac{n^2 \cdot m}{\sqrt{\left(\vartheta_2^2 + mn \frac{t}{t_2}\right)^3}} \dots \dots \dots (37).$$

II Skrējēja kustības likumi.

A. Neievērojot gredzenu galda kustības ātrumu.

Gredzenu galds kustas uz augšu

$$\left\{ \begin{aligned} \omega_{Sk} &= \omega_{Su} - \frac{L}{30 \sqrt{\vartheta_1^2 - mn \frac{t}{t_1}}} \dots \dots \dots (28). \\ \varepsilon_{Sk} &= -\frac{Lmn}{60 t_1 \sqrt{\left(\vartheta_1^2 - mn \frac{t}{t_1}\right)^3}} \dots \dots \dots (29). \end{aligned} \right.$$

Gredzenu galds kustas uz leju

$$\left\{ \begin{aligned} \omega_{Sk} &= \omega_{Su} - \frac{L}{30 \sqrt{\vartheta_2^2 + mn \frac{t}{t_2}}} \dots \dots \dots (39). \\ \varepsilon_{Sk} &= \frac{Lmn}{60 t_2 \sqrt{\left(\vartheta_2^2 + mn \frac{t}{t_2}\right)^3}} \dots \dots \dots (40). \end{aligned} \right.$$



B. Ievērojot gredzenu galda kustības ātrumu.

$$\left. \begin{array}{l} \text{Gredze-} \\ \text{nu galds} \\ \text{kustas} \\ \text{uz} \\ \text{augšu} \end{array} \right\} \begin{cases} \omega_{Sk} = \omega_{Su} - \left[ \frac{L}{30 \sqrt{\vartheta_1^2 - mn \frac{t}{t_1}}} + \frac{Hn}{t_1 \left( \vartheta_1^2 - mn \frac{t}{t_1} \right)} \right] \\ \varepsilon_{Sk} = - \left[ \frac{Lmn}{60 t_1 \sqrt{\left( \vartheta_1^2 - mn \frac{t}{t_1} \right)^3}} + \frac{Hn^2 m}{t_1^2 \left( \vartheta_1^2 - mn \frac{t}{t_1} \right)^2} \right] \end{cases} \quad (43).$$

$$\left. \begin{array}{l} \text{Gredze-} \\ \text{nu galds} \\ \text{kustas} \\ \text{uz} \\ \text{leju} \end{array} \right\} \begin{cases} \omega_{Sk} = \omega_{Su} - \left[ \frac{L}{30 \sqrt{\vartheta_2^2 + mn \frac{t}{t_2}}} - \frac{Hn}{t_2 \left( \vartheta_2^2 + mn \frac{t}{t_2} \right)} \right] \\ \varepsilon_{Sk} = \left[ \frac{Lmn}{60 t_2 \sqrt{\left( \vartheta_2^2 + mn \frac{t}{t_2} \right)^3}} - \frac{Hn^2 \cdot m}{t_2^2 \left( \vartheta_2^2 + mn \frac{t}{t_2} \right)^2} \right] \end{cases} \quad (49).$$

$$\left. \begin{array}{l} \text{Gredze-} \\ \text{nu galds} \\ \text{kustas} \\ \text{uz} \\ \text{leju} \end{array} \right\} \begin{cases} \omega_{Sk} = \omega_{Su} - \left[ \frac{L}{30 \sqrt{\vartheta_2^2 + mn \frac{t}{t_2}}} - \frac{Hn}{t_2 \left( \vartheta_2^2 + mn \frac{t}{t_2} \right)} \right] \\ \varepsilon_{Sk} = \left[ \frac{Lmn}{60 t_2 \sqrt{\left( \vartheta_2^2 + mn \frac{t}{t_2} \right)^3}} - \frac{Hn^2 \cdot m}{t_2^2 \left( \vartheta_2^2 + mn \frac{t}{t_2} \right)^2} \right] \end{cases} \quad (51).$$

Iesniegts fakultātei 1940. g. aprīlī.

Miņētais sistēmas trūkums, izskaidrojams ar to, ka šīs sistēmas izstrādāšana ir ļoti sarežģīta un prasa lielu pieredzi un zināšanas. Tāpēc šīs sistēmas izstrādāšana ir jāveic ar lielu piesardzību un uzmanību, lai izvairītos no nepieciešamības veikt izmaiņas sistēmā un nodrošinātu tās drošu darbību.

Tīrai zinātnībai un pedagogijai jāveic šīs nepatīkamās arhivāta darbs, kam piešķirams arī šis pētījums, veidots izstrādājot motora

A. Reinfelds' darstāvētais raksts par "Die Aufwicklungstheorie der Baumwoll-Ringspinnmaschine."

Gredzenu  
galds  
uz  
angļa

$$(33) \left[ \frac{L}{100 \sqrt{\frac{1}{2} + m \frac{L}{L_0}}} \right] = 423$$

Gredzenu  
galds  
uz  
angļa

**Die Aufwicklungstheorie der Baumwoll-Ringspinnmaschine.**

Dr. Ing. N. Reinfelds.

Gredzenu  
galds  
uz  
angļa

Gredzenu  
galds  
uz  
angļa

$$(34) \left[ \frac{L}{100 \sqrt{\frac{1}{2} + m \frac{L}{L_0}}} \right] = 423$$

Gredzenu  
galds  
uz  
angļa

**Autoreferat.**

Gewöhnlich wird die Aufwicklungstheorie der Ringspinnmaschine in einfacher Weise von der Aufwicklungstheorie des Flyer's abgeleitet.

Tatsächlich ist das aber falsch, da der Aufbau der Wickelkörper beider Maschinen ganz verschieden ist (Abb. 1 u. 2).

In vorliegender Abhandlung wird eine neue, allen Anforderungen entsprechende und mathematisch streng begründete Aufwicklungstheorie der Baumwoll-Ringspinnmaschine gegeben, die mit der Aufwicklungstheorie des Flyer's nichts Gemeinsames hat.

A. Reinfelds' darstāvētais raksts par "Die Aufwicklungstheorie der Baumwoll-Ringspinnmaschine."

A. Reinfelds' darstāvētais raksts par "Die Aufwicklungstheorie der Baumwoll-Ringspinnmaschine."

Gredzenu  
galds  
uz  
angļa

$$(35) \left[ \frac{L}{100 \sqrt{\frac{1}{2} + m \frac{L}{L_0}}} \right] = 423$$

Gredzenu  
galds  
uz  
angļa

Gredzenu  
galds  
uz  
angļa

$$(36) \left[ \frac{L}{100 \sqrt{\frac{1}{2} + m \frac{L}{L_0}}} \right] = 423$$

Gredzenu  
galds  
uz  
angļa

## Kāda iekšdedzes motoru teorētisko ciklu saime un tās termiskie lietderības reizuļi.

Dr. ing. Jānis Inveiss,  
docents.

### Ievads.

Lai gan iekšdedzes motors mūsdienās sastopams ik uz soļa un cilvēka pētošais skats dziļi iespaidies pat tik sarežģītos un grūti pētāmos procesos, kā degvielas sadegšana motorā, tomēr vēl šodien trūkst stingras sistēmas iekšdedzes motoru pašos termodinamikas pamatos — daudzajos teorētiskos ciklos un to termiskos lietderības reizuļos. Neraugoties uz to, ka iekšdedzes motoru cikli ir vienas saimes locekļi, līdz šim tos aplūko atsevišķi un to termisko lietderības reizuļu atvasināšanā katreiz lieto vispārējo metodi, kaut gan iespējams iztikt ar šīs metodes vienreizēju pielietošanu saimes vispārējam universālam ciklam. Tā kā pārējie teorētiskie cikli ir vispārējā universālā cikla atsevišķi gadījumi, tad iespējama to termisko lietderības reizuļu tieša atvasināšana, izejot no vispārējā universālā cikla termiskā lietderības reizuļa izteiksmes.

Minētais sistēmas trūkums izskaidrojams ar to drudzaino steigu, kāda arvien valdījusi un vēl tagad valda iekšdedzes motoru praktiskās izveidošanas laukā, kur vēl pietiekoši daudz neizpētītu miglāju, kuŗu izklaidēšana sola praktiskas vērtības, kādēļ praktiķiem nav bijis laika apstāties un paraudzīties atpakaļ, lai ieguvumu krātuvē ievestu sistēmu un mēģinātu no sistematizētiem materiāliem vēl izlobīt kādu praktisku vērtību.

Tīrai zinātnei un pedagogijai jāveic šis nepateicīgais archivāra darbs, kam pieskaitāms arī šis pētījums, veltīts iekšdedzes motoru

teorētisko ciklu radniecības noskaidrošanai, to termisko lietderības reizuļu atvasināšanas sistematizēšanai un iegūto izteiksmju pielietošanai, lai pētītu grafiski dažas motoru tehnikā ļoti svarīgas funkcionālas sakarības.

### Pirmā nodaļa.

Iekšdedzes motoru teorētisko ciklu saime un to termiskie lietderības reizuļi.

A. Iekšdedzes motoru vispārējais ideālais un vispārējais universālais cikli.

No termodinamikas zināms, ka Carnot cikla termiskais lietderības reizulis ir pats lielākais, un tādēļ, raugoties no degvielu pilnīgas izmantošanas viedokļa, par ideālo teorētisko ciklu iekšdedzes motoros būtu arī izvēlams minētais cikls. Carnot operē ar siltumu, bet iekšdedzes motoram jāizmanto degviela un jāievēro praktiskās iespējas degvielas sadegšanas siltuma pievadīšanai darba ķermenim. Ja iekšdedzes motors spētu pārvarēt minētās atšķirības radītās grūtības, tad, strādājot pēc Carnot cikla, tā litra jauda būtu tik niecīga, ka nebūtu iespējams apmierināt tās prasības, kādas šodien iekšdedzes motoram uzstāda ļoti daudzi tā izmantošanas lauki attiecībā uz jaudas vienības svaru.

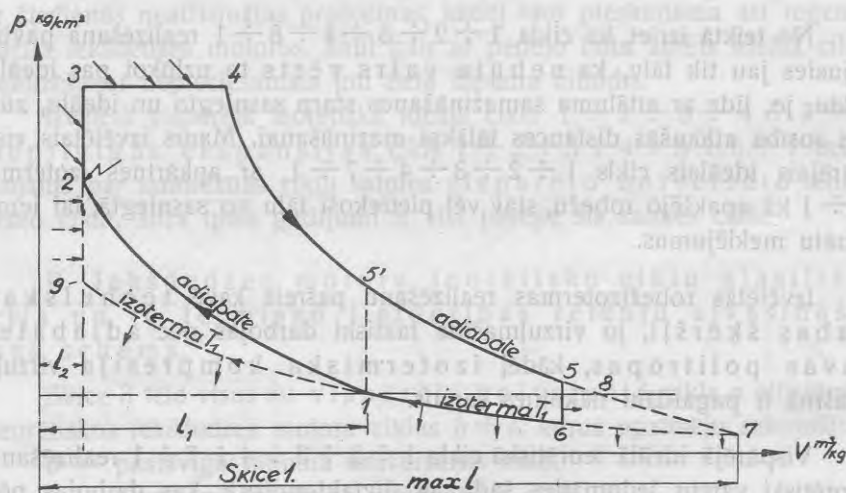
Minēto iemeslu dēļ Carnot ciklu iekšdedzes motoru tehnikā neuzlūko par tādu, kuŗa realizēšanu praktiskā motoru būve varētu stādīt par savu centienu mērķi.

Iekšdedzes motors darbojas pēc maiņstrāvas principa, kādēļ tā cilindra sienu vidējā temperatūra pie normālas dzesēšanas neapdraud to stiprību pat tad, ja sadegšanas temperatūra sasniegusi savu praktisko maksimumu, kuŗu noteic sadegšanas produktu disociācija un ar to saistītā termiski neizdevīgā pēcdegšana ekspansijas laikā. Motora cilindra sienu un pārējo daļu izturību un smagumu ietekmē sadegšanas spiediena maksims. Sadegšanas procesa tāda regulēšana, lai sadegšanas spiediens tās zināmā posmā sekotu izobārai, ir praksē vieglāki realizējama, nekā sadegšanas temperatūras noturēšana uz izotermas. Pievesto iemeslu dēļ iekšdedzes motoru praktisko ciklu augšējo robežu noteic maksimalais, praksē pieļaujams, sadegšanas spiediens.

Lai izvēlētais vispārējais ideālais teorētiskais cikls atbilstu vairāk praktiskai iespējai, par tā augšējo robežu iekšdedzes motoros nav vis izvēlēta iespējamā sadegšanas temperatūras maksima izoterma, bet gan praktiskā sadegšanas spiediena maksima izobara  $3 \div 4$ , kā parādīts skicē 1, kas tēlo manis izvēlēto vispārējo ideālo teorētisko ciklu  $1 \div 2 \div 3 \div 4 \div 7 \div 1$ , kuru

- kompresijas adiabatē  $1 \div 2$ ,
- sadegšanas izochora  $2 \div 3$ ,
- sadegšanas izobara  $3 \div 4$ ,
- ekspansijas adiabatē  $4 \div 7$  un

apkārtnes temperatūras  $T_1$  °K kompresijas izoterma  $7 \div 1$ .



Par cikla apakšējo robežu izvēlēta apkārtnes temperatūras  $T_1$  °K izoterma  $7 \div 1$ , kā saskaņā ar II termodinamikas pamatlikumu siltuma pārvēršanai mehāniskā enerģijā nepieciešamā temperatūras krituma dabīgā zemākā robeža.

Ar šo izvēli noraidīts parastais iekšdedzes motoru vispārējais ideālais cikls  $1 \div 2 \div 3 \div 4 \div 8 \div 1$ , tēlots skicē 1, kur par cikla apakšējo robežu vēlēta apkārtnes izobara  $8 \div 1$ . Šīs robežas realizēša-

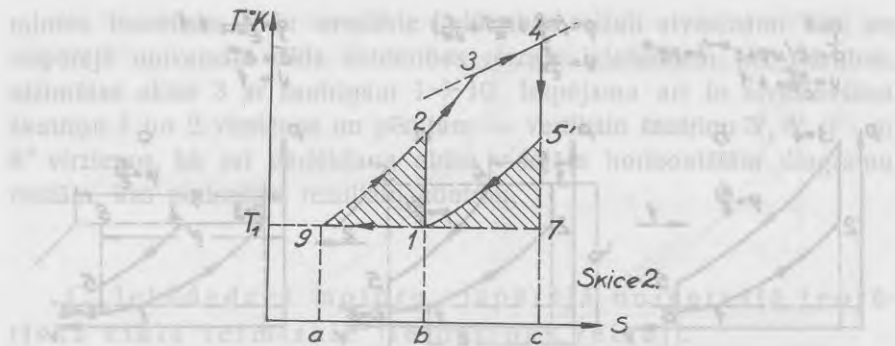
nai tehniskas dabas šķēršļu nav, jo vajadzētu tik izveidot pietiekoša tilpuma cilindru, kas atļautu pilnīgu ekspansiju līdz punktam 8. Šāda cilindra nepieciešamība ir saimnieciskas dabas šķērslis, kuŗa dēļ praksē ierobežojas ar cenšanos realizēt abu vispārējo ideālo teorētisko ciklu kopējo daļu  $1 \div 2 \div 3 \div 4 \div 5' \div 1$ , kas pazīstama zem Sabauté jeb Seiliger'a cikla nosaukuma.

Uz izochoras  $5' \div 1$  novadīto sadegšanas produktu siltumu cenšas izmantot gāzes turbīnēs, lai iegūtu laukumam  $1 \div 5' \div 8 \div 1$  atbilstošo darbu. Šādas turbīnes parasti piedzen ventilātorus, kas uzlādē motoru, tā ceļot tā jaudu. Pēdējā laikā aviācijā, kur lielāku lidojuma augstumu sasniegšanai motoru uzlādēšana nepieciešama, cenšas zemos lidojumos vienkāršāki izmantot laukumam  $1 \div 5' \div 8 \div 1$  atbilstošo darbu, lietojot kā tiešu dzinējspēku reakciju, kas rodas motora sadegšanas produktiem izplūstot atmosfērā caur īpašiem spraušiem.

No teiktā izriet, ka cikla  $1 \div 2 \div 3 \div 4 \div 8 \div 1$  realizēšana pavirzījies jau tik tālu, ka nebūtu vairs vērts to uzlūkot par ideālu ciklu, jo, līdz ar attāluma samazināšanos starp sasniegto un ideālu, zūd arī rosība atlikušās distancēs tālākai mazināšanai. Manis izvēlētais vispārējais ideālais cikls  $1 \div 2 \div 3 \div 4 \div 7 \div 1$ , ar apkārtnes izotermu  $7 \div 1$  kā apakšējo robežu, stāv vēl pietiekoši tālu no sasniegtā, lai ierosinātu meklējumus.

Izvēlētās robežizotermas realizēšanu pašreiz kavē tehniskas dabas šķēršļi, jo virzļmašīna faktiski darbojas pēc adiabātei tuvas politropas, kādēļ izotermiska kompresija virzļmašīnā ir pagaidām nākotnes sapnis.

Vispārējā ideālā teorētiskā cikla  $1 \div 2 \div 3 \div 4 \div 7 \div 1$  realizēšanu teorētiski varētu iedomāties šādi: ja divtakt-motorā, kas darbojas pēc Seiliger'a cikla  $1 \div 2 \div 3 \div 4 \div 5' \div 1$ , ievadītu punktā 1 gaisu jeb maisījumu komprimētu pēc izotermas  $1 \div 9$  un punktā 9 to momentāni uzsildītu ar sadegšanas produktu siltumu tā, lai tā spiediens pieaugtu pēc izochoras  $9 \div 2$ , tad laukumam  $1 \div 5' \div 7 \div 1$  atbilstošā darba vietā būtu iegūts darbs, atbilstošs laukumam  $1 \div 9 \div 2 \div 1$ . Mīnēto akciju  $T-s$  diagrammā tēlo skice 2, kur vispārējais ideālais cikls  $1 \div 2 \div 3 \div 4 \div 7 \div 1$  aizstāts ar ciklu  $1 \div 9 \div 3 \div 4 \div 5' \div 1$ , kuŗu varētu nosaukt par reģenerācijas ciklu uz analogijas pamata ar tvaika tehnikā zem šī nosaukuma pazīstamo ciklu.



Tā kā lauk.  $1 \div 5' \div 7 \div 1 = \text{lauk. } 1 \div 9 \div 2 \div 1$  tikai tad, ja  $T_{5'} = T_2$ , tad regenerācijas un ideālais cikls būtu līdzvērtīgi tikai tad, ja punkti 5' un 2 atrastos uz vienas un tās pašas izoterms.

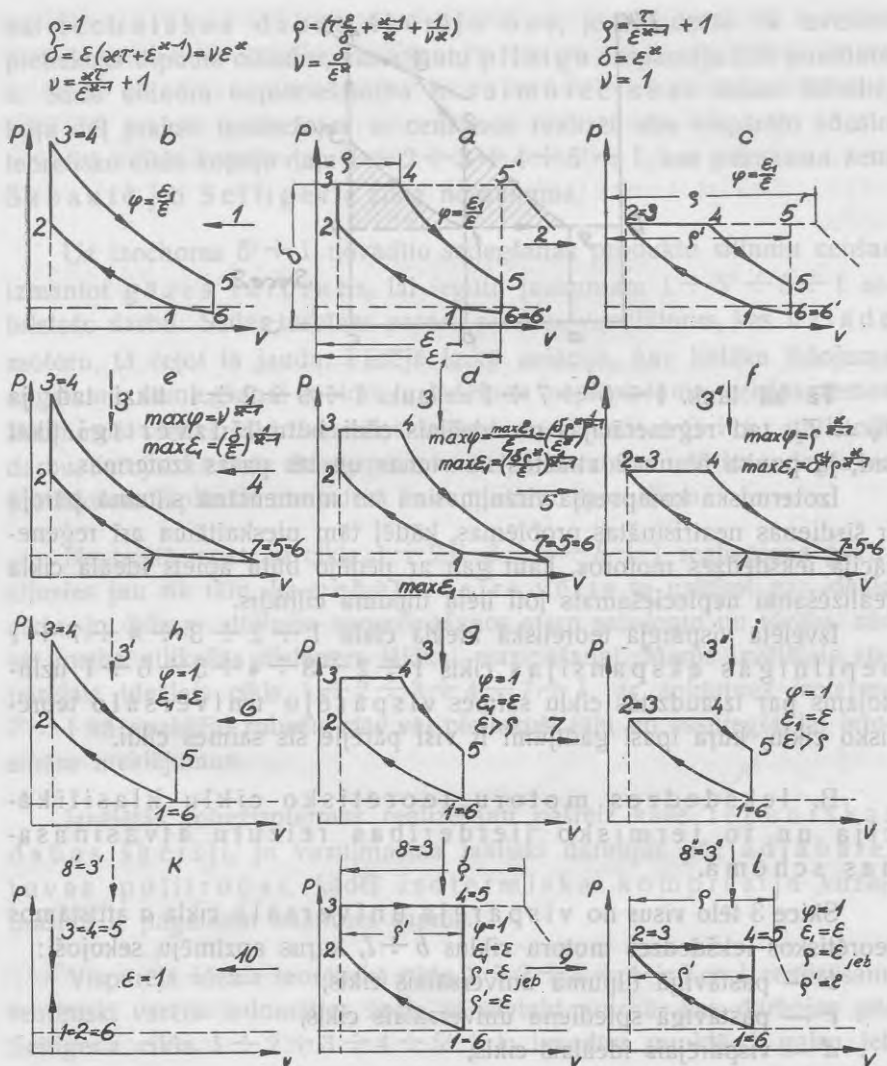
Izotermiska kompresija virzuļmašīnā un momentāna siltuma pāreja ir šīsdiēnas neatrisinātas problēmas, kādēļ tām pieskaitāma arī regenerācija iekšdedzes motoros, kaut gan ar pēdējo būtu apiets ideālā cikla realizēšanai nepieciešamais ļoti liela tilpuma cilindrs.

Izvēlēta vispārējā teorētiskā ideālā cikla  $1 \div 2 \div 3 \div 4 \div 7 \div 1$  nepilnīgās ekspansijas cikls  $1 \div 2 \div 3 \div 4 \div 5 \div 6 \div 1$  uzlūkojams par izraudzītās ciklu saimes vispārējo universālo teorētisko ciklu, kuŗa īpaši gadījumi ir visi pārējie šīs saimes cikli.

B. Iekšdedzes motoru teorētisko ciklu klasifikācija un to termisko lietderības reizuļu atvasināšanas schēma.

Skice 3 tēlo visus no vispārējā universālā cikla  $a$  attīstāmos teorētiskos iekšdedzes motoru ciklus  $b \div l$ , kuŗus apzīmēju sekojoši:

- $b$  — pastāvīgā tilpuma universālais cikls,
- $c$  — pastāvīgā spiediena universālais cikls,
- $d$  — vispārējais ideālais cikls,
- $e$  — pastāvīgā tilpuma ideālais cikls,
- $f$  — pastāvīgā spiediena ideālais cikls,
- $g$  — Seiliger'a jeb vispārējais cikls,
- $h$  — Otto jeb pastāvīgā tilpuma cikls,
- $i$  — Diesel'a jeb pastāvīgā spiediena cikls,
- $j$  — Seiliger'a pilnspiediena jeb Seiliger'a bezekspansijas cikls,
- $k$  — pastāvīgā tilpuma bezekspansijas cikls un
- $l$  — Diesel'a pilnspiediena jeb Diesel'a bezekspansijas cikls.



Skice 3.

No šiem cikliem līdz šim praktisku nozīmi guvuši Seiliger'a, Otto un Diesel'a cikli, kādēļ tos varētu nosaukt par pielietotiem teorētiskiem cikliem.

Vispārējā universālā cikla *a* termiskais lietderības reizinātājs noteicams ar vispārējo paņēmieni, kā parādīts nākošā punktā C. Pārējo augstāk



minēto teorētisko ciklu termiskie lietderības reizuļi atvasināmi tieši no vispārējā universālā cikla lietderības reizuļu izteiksmēm pēc kārtības, atzīmētas skicē 3 ar šautriņām 1 ÷ 10. Iespējama arī to atvasināšana šautriņu 1 un 2 virzienos un pēc tam — vertikālo šautriņu 3', 8', 3'' un 8'' virzienos, kā arī pārlēkšana abām vidējām horizontālām diagramu rindām, kas nodrošina rezultātu kontroli.

C. Iekšdedzes motoru vispārējā universālā teorētiskā cikla termiskie lietderības reizuļi.

Noteicot vispārējā universālā teorētiskā cikla termiskos lietderības reizuļus, pieņem, ka

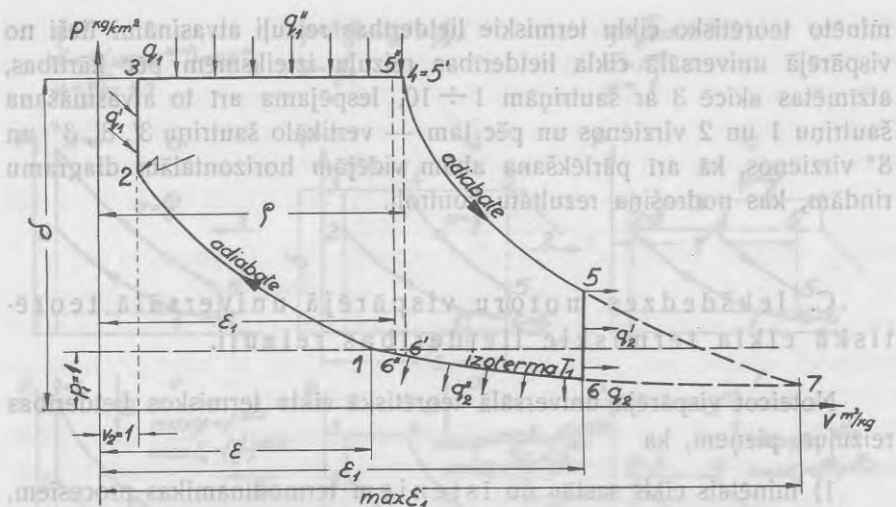
- 1) minētais cikls sastāv no īstieniem termodinamikas procesiem,
- 2) cikla darba ķermeņi ir gaiss un
- 3) īpatnējie darba ķermeņa siltumi  $c_v$  kcal/kg °C pie  $v = \text{konst.}$  un  $c_p$  kcal/kg °C pie  $p = \text{konst.}$  ir nemainīgi.

Kā zināms, šādi pieņēmumi gan visā pilnībā neatbilst faktiskai norisei iekšdedzes motoros, jo procesu virkne, pateicoties lādiņu maiņas nepieciešamībai, nav nemaz noslēgta, pie šķidro un cieto (ogļu putekļu motoros) degvielu  $H_2$  un tehnisko gāzu  $CO$ ,  $H_2$  un  $C_2H_2$  saturu sadegšanas mainās ne tik vien atomu skaits molekulā, bet arī — nedaudz molu skaits resp. darba ķermeņa tilpums un motorā strādājošās gāzes visā ciklā nav gaiss. Iekšdedzes motoros tomēr gāzu molu skaita resp. darba ķermeņa tilpuma maiņa ķīmiskās reakcijās nav liela.

Īpatnējo siltumu nemainības pieņemšana gan izsauc jau lielāku atšķirību, jo temperatūra iekšdedzes motoros mainās ievērojamās robežās un līdz ar to — īpatnējo siltumu vērtības. Spiediena un gāzes ķīmiskā sastāva maiņa, turpretim, ļoti niecīgi ietekmē īpatnējos siltumus.

Lai novērstu kļūdu, pēdējo pieņēmumu varētu arī atņemt, ņemot vidējās  $c_v$  un  $c_p$  vērtības attiecīgiem temperatūru intervāliem. Tad tik sarežģītos lietderības reizuļu izteiksmes un to grafiskā izvērtēšana, bet pievestā metode paliktu tā pati.

Motorā strādājošās gāzes var uzlūkot par tādām, kas gandrīz visā pilnībā seko ideālas gāzes stāvokļa nolīdzinājumam, jo augstās temperatūras ietekme pārsver paaugstinātā spiediena ietekmi.



Skice 4.

Saskaņā ar skici 4 ievēsim sekojošus apzīmējumus:

$p_1 = 1$  kaut kādai spiediena vienībai, kas atbilst tās apkārtnes vides spiedienam, no kuņas motors iesūc savu lādiņu, un praksē mainās;

$v_2 = v_3 = 1$  kaut kādai tilpuma vienībai, kas atbilst motora sadegšanas telpas tilpumam un katram motoram ir citāda;

$\frac{p_3}{p_1} = \delta$  — spiediena koeficients resp. sadegšanas spiediens tādās pašās vienībās kā  $p_1$ ;

$\frac{p_3}{p_2} = \nu$  — pastāvīgā tilpuma sadegšanas spiediena koeficients;

$\frac{v_1}{v_2} = \varepsilon$  — adiabatiskas kompresijas pakāpe;

$\frac{v_6}{v_1} = \varphi$  — izotermiskas kompresijas pakāpe;

$\frac{v_6}{v_2} = \varphi \varepsilon = \varepsilon_1$  — kopējā kompresijas pakāpe;

$\frac{v_4}{v_3} = \rho$  — pastāvīgā spiediena degšanas tilpuma koeficients;

$q_1' \text{ kcal/kg lādiņa}$  — pie pastāvīga tilpuma pievadītais siltuma daudzums;

$q_1'' \text{ kcal/kg lādiņa}$  — pie pastāvīga spiediena pievadītais siltuma daudzums;

$q_1 = q_1' + q_1'' \text{ kcal/kg lādiņa}$  — pievadītais siltuma daudzums;

$q_2' \text{ kcal/kg lādiņa}$  — pie pastāvīga tilpuma novadītais siltuma daudzums;  
 $q_2'' \text{ kcal/kg lādiņa}$  — pie pastāvīgas temperatūras novadītais siltuma daudzums un

$q_2 = q_2' + q_2'' \text{ kcal/kg lādiņa}$  — novadītais siltuma daudzums.

Cikla termiskais lietderības reizinātājs

$$\eta_t = 1 - \frac{q_2}{q_1} \quad (1).$$

Aplūkojot vispārējo universālo ciklu, var izšķirt trīs gadījumus:

1)  $\varepsilon_1 > \rho$ , 2)  $\varepsilon_1 = \rho$  un 3)  $\varepsilon_1 < \rho$ .

1) Gadījumu  $\varepsilon_1 > \rho$  tēlo skices 4 cikls  $1 \div 2 \div 3 \div 4 \div 5 \div 6 \div 1$ .

Izejot no  $T_1$ , pārejo cikla punktu temperatūras noteicas sekojoši:

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} = \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{\kappa-1} = \varepsilon^{\kappa-1} \quad (2),$$

kur  $\kappa = \frac{c_p}{c_v}$  — adiabatēs  $1 \div 2$  pakāpes rādītājs.

$$\frac{T_3}{T_1} = \frac{T_3}{T_2} \cdot \frac{T_2}{T_1} = \frac{p_3}{p_2} \cdot \frac{T_2}{T_1} = \frac{p_3}{p_1} \cdot \frac{p_1}{p_2} \cdot \frac{T_2}{T_1} = \delta \frac{1}{\varepsilon^{\kappa}} \varepsilon^{\kappa-1} = \frac{\delta}{\varepsilon} \quad (3),$$

jo uz izochoras  $2 \div 3$ :

$$\frac{T_3}{T_2} = \frac{p_3}{p_2}$$

un uz adiabatēs  $1 \div 2$  saskaņā ar nolikumu (2),

$$\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} = \varepsilon^{\kappa-1},$$

no kurienes

$$\frac{v_1}{p_2} = \frac{1}{\varepsilon^{\kappa}}.$$

$$\frac{T_4}{T_1} = \frac{T_4}{T_3} \cdot \frac{T_3}{T_1} = \frac{v_4}{v_3} \cdot \frac{T_3}{T_1} = \rho \frac{\delta}{\varepsilon} \quad (4),$$

jo uz izobaras  $3 \div 4$ :

$$\frac{T_4}{T_3} = \frac{v_4}{v_3}.$$

$$\frac{T_5}{T_1} = \frac{T_5}{T_4} \cdot \frac{T_4}{T_1} = \left(\frac{v_4}{v_5}\right)^{\kappa-1} \frac{T_4}{T_1} = \left(\frac{\rho}{\varepsilon_1}\right)^{\kappa-1} \rho \frac{\delta}{\varepsilon} = \frac{\delta}{\varepsilon} \cdot \frac{\rho^\kappa}{\varepsilon^{\kappa-1}} \dots (5),$$

jo uz adiabatēs 4 ÷ 5:

$$\frac{T_5}{T_4} = \left(\frac{v_4}{v_5}\right)^{\kappa-1},$$

bet  $v_4 = v_3 \rho = \rho$  un  $v_5 = v_6 = v_2 \varepsilon_1 = \varepsilon_1$ .

Uz izotermas 1 ÷ 6 ir  $T_6 = T_1$ .

Pievadītais siltums

$$\begin{aligned} q_1 &= q'_1 + q''_1 = [c_v(T_3 - T_2) + c_p(T_4 - T_3)] = \\ &= c_v \left[ \left( \frac{\delta}{\varepsilon} - \varepsilon^{\kappa-1} \right) + \kappa \frac{\delta}{\varepsilon} (\rho - 1) \right] T_1 \text{ kcal/kg lādīņa} \dots (6). \end{aligned}$$

Novadītais siltums

$$q_2 = q'_2 + q''_2 = c_v(T_5 - T_6) + A p_1 v_1 \ln \left( \frac{p_1}{p_6} \right) \text{ kcal/kg lādīņa},$$

kur  $A \text{ kcal/m kg}$  — mehāniskā darba siltuma ekvivalents un  $q''_2$  ir vienāds izotermiskās kompresijas darba siltuma ekvivalentam.

Tā kā

$q''_2 = A p_1 v_1 \ln \left( \frac{p_1}{p_6} \right) = A R T_1 \ln \varphi = (c_p - c_v) T_1 \ln \varphi$ , jo  $p_1 v_1 = R T_1$ , kur  $R \text{ m/ok}$  — gāzes konstante, uz izotermas 1 ÷ 6:  $p_1 v_1 = p_6 v_6$ , no kurienes

$$\frac{p_1}{p_6} = \frac{v_6}{v_1} = \varphi,$$

un  $AR = c_p - c_v$ , tad

$$\begin{aligned} q_2 &= c_v(T_5 - T_6) + (c_p - c_v) T \ln \varphi = \\ &= c_v \left[ \frac{\delta \rho^\kappa}{\varepsilon \varepsilon_1^{\kappa-1}} - 1 + (\kappa - 1) \ln \varphi \right] T_1 \text{ kcal/kg lādīņa} \dots (7). \end{aligned}$$

Ievietojot  $q_1$  un  $q_2$  vērtības nol-jumā (1), iegūsim vispārējā universālā cikla termisko lietderības reizu

$$\eta'_{tu} = 1 - \frac{\frac{\nu \rho^\kappa}{\varphi^{\kappa-1}} - 1 + (\kappa - 1) \ln \varphi}{\varepsilon^{\kappa-1} (\nu - 1) + \kappa \frac{\delta}{\varepsilon} (\rho - 1)} \dots (I'),$$

jo  $\frac{p_2}{p_1} = \varepsilon^\kappa$ , no kurienes  $p_2 = \varepsilon^\kappa p_1 = \varepsilon^\kappa$ , kādēļ

$$\nu = \frac{p_3}{p_2} = \frac{\delta}{\varepsilon^\kappa} \dots (8).$$

Kā redzams,  $\eta'_{tu} = f_1(\varepsilon, \varphi, \delta, \nu, \rho)$ . Dotam motoram  $\varepsilon$  un  $\varphi$ , kā tehniskas dabas lielumi ir noteikti un tādēļ, ievērojot nol-jumu (8),  $\eta'_{tu} = F(\nu, \rho)$ . Tā kā  $\nu$  un  $\rho$  raksturo siltuma pievadīšanu, kuŗu motorā noteic sadegšanas norise, tad jāsecina, ka  $\eta'_{tu}$  ir atkarīgs no degvielas īpašībām, lādiņa treknuma un sagatavošanas un sadegšanas norises ietekmēšanas ar tās regulēšanu.

Ja nu cikla elementi  $\nu$  un  $\rho$  ir atkarīgi no lādiņa īpašībām, tad būtu vēlams, lai šīs īpašības raksturojošie lielumi ietilptu  $\eta'_{tu}$  izteiksmē un tā saistītu zināmā mērā lādiņu ar tā sadegšanā iegūtā siltuma izmantošanas efektu  $\eta'_{tu}$ . To var panākt, ievēdot lādiņa termisko raksturojumu

$$\tau = \frac{q_1}{c_p T_1} = \frac{q_1}{T_1} \left[ \frac{\text{kcal}}{\text{kg}} \cdot \frac{1}{\frac{\text{kcal}}{\text{kg} \cdot ^\circ\text{K}} \cdot ^\circ\text{K}} \right] \dots \dots \dots (9),$$

kas, būdams 1 kg lādiņa pilnīgās sadegšanas izobarā temperatūras pieauguma  $\frac{q_1}{c_p}$  attiecība pret apkārtnes absoluto temperatūru  $T_1 \cdot ^\circ\text{K}$ , ir bezdimensijas skaitlis, kas termiski raksturo lādiņu, neskarot  $q_1$  pievadīšanas veidu ciklam, kādēļ tas raksturo arī tadu ciklu lādiņus, kur sadegšana nenorīt pēc izobaras.

Par nožēlošanu,  $q_1$  pievadīšanu raksturojošās lādiņa īpašības līdz šim nav izdevies izteikt lielumu veidā un saistīt matemātiski ar termisko lietderības reizuli.

No nol-juma (6) seko, ka

$$\left( \frac{\delta}{\varepsilon} - \varepsilon^{\nu-1} \right) + \nu \frac{\delta}{\varepsilon} (\rho - 1) = \frac{q_1}{c_v T_1} = \frac{c_p}{c_v} \cdot \frac{q_1}{c_p T_1} = \nu \tau$$

jeb 
$$\varepsilon^{\nu-1} (\nu - 1) + \nu \frac{\delta}{\varepsilon} (\rho - 1) = \nu \tau \dots \dots \dots (10),$$

no kurienes

$$\rho = \tau \frac{\varepsilon}{\delta} + \frac{\nu - 1}{\nu} + \frac{\varepsilon^\nu}{\nu \delta} = \tau \frac{\varepsilon}{\delta} + \frac{\nu - 1}{\nu} + \frac{1}{\nu \nu} \dots \dots \dots (10a).$$

No nol-juma (10a) izriet, ka, ja  $\varepsilon$  un  $\delta$  izvēlēti, vadoties no tehniskiem motīviem, un degvielu un lādiņa treknumu resp.  $\tau$ , noteikuši saimnieciski apsvērumi, tad  $\rho = f(\nu)$ . Šo funkcionālo sakaru noteic tās fizikālās un ķīmiskās degvielas un lādiņa īpašības, kuŗas ietekmē sadegšanas norisi resp. siltuma  $q_1$  pievadīšanas veidu, un pētāmas eksperimenta ceļā un dīzelmotoros — degvielas iešļircināšanas regulēšana.

Ievērojot nol-jumu (10), izteiksme (I') dod

$$\eta'_{tu} = 1 - \frac{\nu \rho^x - 1 + (x-1) \ln \rho}{x \tau} \quad (I'a),$$

kā funkciju no lādiņa termiskā raksturojuma  $\tau$ .

Ja  $\varepsilon$ ,  $\varphi$  un  $\delta$  izvēlēti aiz tehniskiem motīviem un degvielas un lādiņa īpašības un degvielas iešļircināšanas regulēšana nodrošina tādu sadegšanas norisi, kā to prasa nol-jums (10a), kas noteic  $\rho = f(\nu)$ , tad

$$\eta'_{tu} = F_1(\tau),$$

kā tas redzams no izteiksmes (I'a). Mainot  $\tau = \frac{q_1}{c_p T_1}$  ar lādiņa sildspējas  $q_1^{kcal/kg}$  lādiņa maiņu caur degvielas devas variēšanu resp. lādiņa treknuma maiņu, ietekmējas motora termiskais lietderības reizulis  $\eta'_{tu}$  un līdz ar pēdējo — arī motora saimnieciskais lietderības reizulis, kā to prakse apliecina.

2) Skices 4. cikls  $1 \div 2 \div 3 \div (4 = 5') \div 6' \div 1$  tēlo gadījumu  $\rho = \varepsilon_1$ , kas uzlūkojams par punktā 1) iztīrātā — speciālgadījumu.

Izejot no izteiksmes (I'),

$$\eta''_{tu} = (\eta'_{tu})_{\rho=\varepsilon_1} = 1 - \frac{\delta \varphi - 1 + (x-1) \ln \varphi}{\varepsilon^{x-1}(\nu-1) + x \delta \left( \varphi - \frac{1}{\varepsilon} \right)} \quad (I'')$$

un, izejot no izteiksmes (I'a),

$$\eta''_{tu} = (\eta'_{tu})_{\rho=\varepsilon_1} = 1 - \frac{\delta \varphi - 1 + (x-1) \ln \varphi}{x \tau} \quad (I''a).$$

Gadījums  $\rho = \varepsilon_1$  realizējas tad, ja apmierināts nol-jums

$$\tau \frac{\varepsilon}{\delta} + \frac{x-1}{x} + \frac{\varepsilon^x}{x \delta} = [\rho]_{\rho=\varepsilon_1} = \varepsilon_1 \quad (10b)$$

jeb

$$\tau + \frac{x-1}{x \varepsilon} + \frac{\varepsilon^{x-1}}{x \delta} = \varphi \quad (10'b),$$

kas atvasināti no nol-juma (10a).

No nol-juma (10'b) seko, ka

$$\delta = \frac{x\tau\varepsilon + \varepsilon^x}{x\varphi\varepsilon - x + 1} \dots \dots \dots (10c),$$

un, ievērojot nol-jumu (8),

$$\nu = \frac{x\tau + \varepsilon^{x-1}}{\varepsilon^{x-1}(x\varphi\varepsilon - x + 1)} \dots \dots \dots (8a).$$

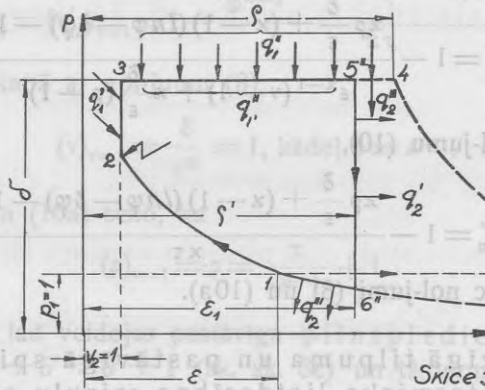
3) Gadījums  $\varepsilon_1 < \rho$  tēlots skicēs 4 un 5 ar ciklu

$$1 \div 2 \div 3 \div 5'' \div 6'' \div 1,$$

kur

$$\rho' = \frac{v_5''}{v_3} = \varepsilon_1 = \varphi\varepsilon$$

efektīvais pastāvīgā spiediena degšanas tilpuma koeficients.



Skice 5.

Pievadīto siltumu  $q_1$  noteic nol-jums (6).

Novadītais siltums

$$q_2 = q_2' + q_2'' + q_2''' \text{ kcal/kg lādīņa} \dots \dots \dots (11),$$

kur  $q_2''' \text{ kcal/kg lādīņa}$  — teoretiski novadīts uz izobaras  $5'' \div 4$ , bet praktiski — ar nepilnīgās sadegšanas produktiem.

$q_2$  sastāvdaļas noteicas:

$$q_2' = c_v(T_{5''} - T_{6''}) = c_v(\varepsilon_1 \frac{\delta}{\varepsilon} - 1) T_1 \text{ kcal/kg lādīņa},$$

jo, saskaņā ar nol-jumu (4),

$$T_{5''} = (T_4)_{\rho = \varepsilon_1} = \varepsilon_1 \frac{\delta}{\varepsilon} T_1 \text{ un } T_{6''} = T_1.$$

Tā kā  $q_2''' = q_1'' - q_1'''$ , kur  $q_1''$ , kcal/kg lādiņa — siltuma daudzums, kas pievadīts uz izobaras  $3 \div 5''$ , un, saskaņā ar gadījumu 1),

$$q_1'' = c_p \frac{\delta}{\varepsilon} (\rho - 1) T_1,$$

bet

$$q_1''' = (q_1'')_{\rho=\varepsilon_1} = c_p \frac{\delta}{\varepsilon} (\varepsilon_1 - 1) T_1,$$

tad

$$q_2''' = c_p \frac{\delta}{\varepsilon} (\rho - \varepsilon_1) T_1 \text{ kcal/kg lādiņa.}$$

Ievietojot atrastās  $q_2''$  un  $q_2'''$  vērtības un  $q_2''$  vērtību no gadījuma 1) nol-jumā (11), iegūsim

$$q_2 = c_p \left[ \kappa \rho \frac{\delta}{\varepsilon} + (\kappa - 1) (\ln \varphi - \delta \varphi) - 1 \right] T_1 \text{ kcal/kg lādiņa.}$$

Pie noteiktām  $q_1$  un  $q_2$  vērtībām nol-jums (1) dod

$$\eta_{tu}''' = 1 - \frac{\kappa \rho \frac{\delta}{\varepsilon} + (\kappa - 1) (\ln \varphi - \delta \varphi) - 1}{\varepsilon^{\kappa-1} (\nu - 1) + \kappa \frac{\delta}{\varepsilon} (\rho - 1)} \dots (I''')$$

jeb, ievērojot nol-jumu (10),

$$\eta_{tu}''' = 1 - \frac{\kappa \rho \frac{\delta}{\varepsilon} + (\kappa - 1) (\ln \varphi - \delta \varphi) - 1}{\kappa \tau} \dots (I'''a),$$

kur  $\delta$  un  $\rho$  noteic nol-jumi (8) un (10a).

D. Pastāvīgā tilpuma un pastāvīgā spiediena universālo ciklu termisko lietderības reizuļu atvasināšana.

a) Pastāvīgā tilpuma universālā cikla (sk. sk. 3b) termiskais lietderības reizulis, izejot no izteiksmes (I'),

$$\eta_{tupt} = (\eta'_{tu})_{\rho=1} = 1 - \frac{\frac{\nu}{\varphi^{\kappa-1}} - 1 + (\kappa - 1) \ln \varphi}{\varepsilon^{\kappa-1} (\nu - 1)} \dots (II),$$

jeb, izejot no izteiksmes (I'a),

$$\eta_{tupt} = (\eta'_{tu})_{\rho=1} = 1 - \frac{\frac{\nu}{\varphi^{\kappa-1}} - 1 + (\kappa - 1) \ln \varphi}{\kappa \tau} \dots (IIa).$$

Saskaņā ar nol-jumu (10a)

$$(\rho)_{\rho=1} = \tau \frac{\varepsilon}{\delta} + \frac{\kappa - 1}{\kappa} + \frac{\varepsilon^{\kappa}}{\kappa \delta} = 1,$$



no kurienes

$$\delta = \varepsilon^x \left( \frac{x\tau}{\varepsilon^{x-1}} + 1 \right) \dots \dots \dots (12).$$

Ievērojot nol-jumu (8),

$$v = \frac{x\tau}{\varepsilon^{x-1}} + 1 \dots \dots \dots (13).$$

b) Pastāvīgā spiediena universālā cikla (sk. sk. 3c) termiskais lietderības reizinātājs, ja  $\varepsilon_1 > \rho$ , izejot no izteiksmes (I'), būs

$$\eta'_{tups} = (\eta'_{tu})_{v=1} = 1 - \frac{\frac{\rho^x}{\varphi^{x-1}} - 1 + (x-1) \ln \varphi}{x \frac{\delta}{\varepsilon} (\rho - 1)} \dots \dots (III')$$

un, izejot no izteiksmes (I'a),

$$\eta'_{tups} = (\eta'_{tu})_{v=1} = 1 - \frac{\frac{\rho^x}{\varphi^{x-1}} - 1 + (x-1) \ln \varphi}{x\tau} \dots \dots (III'a).$$

Tā kā, saskaņā ar nol-jumu (8),

$$(v)_{v=1} = \frac{\delta}{\varepsilon^x} = 1, \text{ kadēļ } \delta = \varepsilon^x \dots \dots \dots (14),$$

tad no nol-juma (10a) seko, ka

$$(\rho)_{v=1} = \rho = \frac{\tau}{\varepsilon^{x-1}} + 1 \dots \dots \dots (15).$$

Ja  $\rho = \varepsilon_1$ , tad veidojas pastāvīga pilnspiediena universālais cikls  $1 \div 2 \div 3 \div 5' \div 6' \div 1$  (sk. sk. 3c) un tā termiskais lietderības reizinātājs, izejot no izteiksmes (I''), būs

$$\eta''_{tups} = (\eta''_{tu})_{\frac{v}{\delta} = \varepsilon^x} = 1 - \frac{\varepsilon^x \varphi - 1 + (x-1) \ln \varphi}{x \varepsilon^x \left( \varphi - \frac{1}{\varepsilon} \right)} \dots \dots (III'')$$

un, izejot no izteiksmes (I''a),

$$\eta''_{tups} = (\eta''_{tu})_{v=1} = 1 - \frac{\delta \varphi - 1 + (x-1) \ln \varphi}{x\tau} \dots \dots (III''a).$$

No nol-juma (15) seko, ka

$$(\rho)_{\rho = \varepsilon_1} = \frac{\tau}{\varepsilon^{x-1}} + 1 = \varepsilon_1 = \varphi \varepsilon \dots \dots \dots (16),$$

no kā redzams, ka  $\varepsilon_1$  resp.  $\varphi$  ir funkcijas no  $\tau$ .

Ja  $\rho > \rho' = \varepsilon_1$ , tad, izejot no izteiksmes (I'''),

$$\eta_{itaps}''' = (\eta_{itu}')_{\delta = \varepsilon_1} = 1 - \frac{\alpha \rho \varepsilon^{\alpha-1} + (\alpha - 1) (\ln \varphi - \varepsilon^\alpha \varphi) - 1}{\alpha \varepsilon^{\alpha-1} (\rho - 1)} \quad (\text{III}''')$$

un, izejot no izteiksmes (I'''),

$$\eta_{itaps}''' = (\eta_{itu}')_{\delta = \varepsilon_1} = 1 - \frac{\alpha \rho \varepsilon^{\alpha-1} + (\alpha - 1) (\ln \varphi - \varepsilon^\alpha \varphi) - 1}{\alpha \tau} \quad (\text{III}''''a),$$

kur  $\rho$  noteic nol-jums (15) un  $\varphi = \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon}$ .

E. Ideālo ciklu termisko lietderības reizuļu atva-  
sināšana.

a) Vispārējā ideālā cikla (sk. sk. 3d) termiskais lietderības reizulis

$$\eta_{ti} = (\eta'_{tu})_{\varphi = \max \varphi} \quad (17),$$

kur

$$\max \varphi = \frac{\max \varepsilon_1}{\varepsilon}.$$

Vispārējais universālais cikls pārvēršas vispārējā ideālā ciklā tad, ja

$$(p_5)_{\varepsilon_1 = \max \varepsilon_1} = (p_6)_{\varepsilon_1 = \max \varepsilon_1} = p_7 \quad (18).$$

Uz adiabatēs 4 ÷ 5

$$p_5 = p_4 \left( \frac{T_5}{T_4} \right)^{\frac{\alpha}{\alpha-1}} = \delta \left[ \left( \frac{v_4}{v_5} \right)^{\alpha-1} \right]^{\frac{\alpha}{\alpha-1}} = \delta \left( \frac{\rho}{\varepsilon_1} \right)^{\alpha} \quad (19),$$

jā  $p_4 = \delta$ ,  $v_4 = \rho$  un  $v_5 = \varepsilon_1$ .

Uz izochoras 5 ÷ 6

$$\frac{T_5}{T_6} = \frac{p_5}{p_6} \quad (20).$$

Ievērojot nol-jumus (5) un (19) un ka  $T_6 = T_1$ , no nol-juma (20) seko, ka

$$p_6 = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_1} \quad (21).$$

Ievietojot nol-jumā (18) nol-jumu (19) un (21) vērtības, seko, ka

$$\max \varepsilon_1 = \left( \frac{\delta \rho^x}{\varepsilon} \right)^{\frac{1}{x-1}} \dots \dots \dots (22)$$

un

$$\max \varphi = (\nu \rho^x)^{\frac{1}{x-1}} \dots \dots \dots (23).$$

Saskaņā ar nol-jumiem (17) un (23) un izteiksmi (I'),

$$\eta_{ti} = (\eta'_{tu})_{\varphi = \max \varphi} = 1 - \frac{\ln(\nu \rho^x)}{\varepsilon^{x-1}(\nu - 1) + x \frac{\delta}{\varepsilon}(\rho - 1)} \dots (IV)$$

un, saskaņā ar izteiksmi (I'a),

$$\eta_{ti} = (\eta'_{tu})_{\varphi = \max \varphi} = 1 - \frac{\ln(\nu \rho^x)}{x\tau} \dots \dots \dots (IVa),$$

kur  $\nu$  noteic nol-jums (8) un  $\rho$  — nol-jums (10a).

b) Pastāvīgā tilpuma ideālā cikla (sk. sk. 3e) termiskais lietderības reizinātājs, izejot no izteiksmes (IV), būs

$$\eta_{tipt} = (\eta_{ti})_{\rho=1} = 1 - \frac{\ln \nu}{\varepsilon^{x-1}(\nu - 1)} \dots \dots \dots (V)$$

un, izejot no izteiksmes (IVa),

$$\eta_{tipt} = (\eta_{ti})_{\rho=1} = 1 - \frac{\ln \nu}{x\tau} \dots \dots \dots (Va),$$

kur  $\nu$  un  $\delta$  noteic attiecīgi nol-jumi (13) un (12).

Pastāvīgā tilpuma ideālam ciklam, saskaņā ar nol-jumiem (22) un (23),

$$\max \varepsilon_1 = (\max \varepsilon_1)_{\rho=1} = \left( \frac{\delta}{\varepsilon} \right)^{\frac{1}{x-1}} \dots \dots \dots (24)$$

un

$$\max \varphi = (\max \varphi)_{\rho=1} = \nu^{x-1} \dots \dots \dots (25).$$

Nol-jums  $\eta_{tipt} = (\eta_{tipt})_{\varphi = \max \varphi}$ , izejot no izteiksmēm (II) un (IIa) un nol-juma (25) dod arī jau atrastās izteiksmes (V) un (Va).

c) Pastāvīgā spiediena ideālais cikls (sk. sk. 3f) iegūstams no vispārējā ideālā cikla (sk. sk. 3d), ja  $\nu = 1$ , kadēļ tā termiskais lietderības reizinātājs, izejot no izteiksmes (IV), būs

$$\eta_{tips} = (\eta_{ti})_{\nu=1} = 1 - \frac{\ln \rho}{\frac{\delta}{\varepsilon} (\rho - 1)} \dots \dots \dots (VI)$$

un, izejot no izteiksmes (IVa),

$$\eta_{tips} = (\eta_{ti})_{\nu=1} = 1 - \frac{\ln \rho}{\tau} \dots \dots \dots (VIa),$$

kur  $\delta$  un  $\rho$  noteic attiecīgi nol-jumi (14) un (15).

Pastāvīgā spiediena ideālam ciklam, saskaņā ar nol-jumu (23),

$$(\max \varphi) = (\max \varphi)_{\nu=1} = \rho^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} \dots \dots \dots (26)$$

un

$$\max \varepsilon_1 = \varepsilon (\max \varphi)_{\nu=1} = \varepsilon \rho^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} \dots \dots \dots (27).$$

Lietojot izteiksmes (III') un (III'a) un nol-jumu (26), nol-jums

$$\eta_{tips} = (\eta_{tips})_{\varphi=\max \varphi}$$

dos jau atrastās vērtības (VI) un (VIa).

F. Pielietoto teorētisko ciklu termisko lietderības reizinātāju atvasināšana.

a) Seiliger'a cikls (sk. sk. 3g) atvasināms no vispārējā universālā cikla (sk. sk. 3a), liekot  $\varphi = 1$  jeb  $\varepsilon_1 = \varepsilon$ . Tā termiskais lietderības reizinātājs, izejot no izteiksmes (I'),

$$\eta_{ts} = (\eta'_{tu})_{\varphi=1} = 1 - \frac{\nu \rho^{\kappa} - 1}{\varepsilon^{\kappa-1} (\nu - 1) + \kappa \frac{\delta}{\varepsilon} (\rho - 1)} \dots \dots \dots (VII)$$

un, izejot no izteiksmes (I'a),

$$\eta_{ts} = (\eta'_{tu})_{\varphi=1} = 1 - \frac{\nu \rho^{\kappa} - 1}{\kappa \tau} \dots \dots \dots (VIIa),$$

kur  $\nu$  un  $\rho$  noteic attiecīgi nol-jumi (8) un (10a).

b) Otto ciklu (sk. sk. 3h) iegūstam no Seiliger'a cikla (sk. sk. 3g), liekot  $\rho = 1$ , un tad, izejot no izteiksmes (VII), tā termiskais lietderības reizinātājs

$$\eta_{to} = (\eta_{ts})_{\rho=1} = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{\gamma-1}} \dots \dots \dots \text{(VIII)}$$

no kā redzams, ka  $\eta_{to}$  nav atkarīgs no  $\tau$ , kaut gan, izejot no izteiksmes (VIIa),

$$\eta_{to} = (\eta_{ts})_{\rho=1} = 1 - \frac{\gamma-1}{\alpha\tau} \dots \dots \dots \text{(VIIIa)}$$

liekas, it kā tas atkarīgs no  $\tau$ .

Nav jāaizmirst, ka  $\delta$  un  $\gamma$ , ko noteic attiecīgi nol-jumi (12) un (13), ir tomēr funkcijas no  $\tau$ .

Tās pašas  $\eta_{to}$  vērtības iegūstamas arī no izteiksmēm (II) un (IIa), jo

$$\eta_{to} = (\eta_{tupt})_{\varphi=1}$$

c) Diesel'a ciklu (sk. sk. 3i) dod Seiliger'a cikls (sk. sk. 3g), ja  $\nu = 1$ , un tad, saskaņā ar izteiksmi (VII),

$$\eta_{tD} = (\eta_{ts})_{\nu=1} = 1 - \frac{\rho^{\alpha} - 1}{\alpha \frac{\delta}{\varepsilon} (\rho - 1)} \dots \dots \dots \text{(IX)}$$

un, saskaņā ar izteiksmi (VIIa),

$$\eta_{tD} = (\eta_{ts})_{\nu=1} = 1 - \frac{\rho^{\alpha} - 1}{\alpha\tau} \dots \dots \dots \text{(IXa)}$$

kur  $\delta$  un  $\rho$  noteic attiecīgi nol-jumi (14) un (15).

Tādas pat  $\eta_{tD}$  vērtības dod, izejot no izteiksmēm (III') un (III'a), nol-jums

$$\eta_{tD} = (\eta'_{tups})_{\varphi=1}$$

d) Seiliger'a pilnspiediena<sup>1</sup> ciklu (sk. sk. 3j) iegūst no Seiliger'a cikla (sk. sk. 3g), ja  $\rho = \varepsilon$ , un tad, saskaņā ar izteiksmi (VII),

$$\eta_{tSpIs} = (\eta_{ts})_{\rho=\varepsilon} = 1 - \frac{\delta - 1}{\varepsilon^{\alpha-1} (\gamma - 1) + \alpha \frac{\delta}{\varepsilon} (\varepsilon - 1)} \dots \dots \text{(X)}$$

un, saskaņā ar izteiksmi (VIIa),

$$\eta_{tSpIs} = (\eta_{ts})_{\rho=\varepsilon} = 1 - \frac{\delta - 1}{\alpha\tau} \dots \dots \dots \text{(Xa)}$$

<sup>1</sup> Pilnspiediena cikli ir pielietoto ciklu īpaši gadījumi, kas zināmos apstākļos, kā nenormāla parādība, sastopami motoru darbā, un tādēļ tos aplūkoju pielietoto ciklu nodalījumā.

Tās pašas  $\eta_{t\text{SpIs}}$  izteiksmes dod nol-jums

$$\eta_{t\text{SpIs}} = (\eta''_{tu})_{\varphi=1, \rho=\varepsilon}$$

izejot no vispārējā universālā cikla izteiksmēm (I'') un (I''a).

Lai  $\rho = \varepsilon$ , jāpastāv, saskaņā ar nol-jumu (10b), sakaram

$$(\rho)_{\rho=\varepsilon} = \tau \frac{\varepsilon}{\delta} + \frac{\kappa - 1}{\kappa} + \frac{\varepsilon^\kappa}{\kappa \delta} = \varepsilon \dots (28),$$

no kurienes

$$\delta = \frac{\kappa \tau \varepsilon + \varepsilon^\kappa}{\kappa \varepsilon - \kappa + 1} \dots (28a)$$

un, saskaņā ar nol-jumu (8),

$$\nu = \frac{\kappa \tau + \varepsilon^{\kappa-1}}{\varepsilon^{\kappa-1}(\kappa \varepsilon - \kappa + 1)} \dots (29).$$

Ja  $\rho > \varepsilon$ , kā parādīts skicē 3j ar raustītu līniju, bet cikls ierobežots ar izochoru  $\rho' = \varepsilon < \rho$ , tad šāda Seiliger'a pilnspiediena cikla termiskais lietderības reizinātājs  $\eta'_{t\text{SpIs}}$  atvasināms no izteiksmēm (I''') un (I'''a), liekot  $\varphi = 1$ , un tad

$$\eta'_{t\text{SpIs}} = (\eta'''_{tu})_{\varphi=1} = 1 - \frac{\kappa \rho \frac{\delta}{\varepsilon} - (\kappa - 1) \delta - 1}{\varepsilon^{\kappa-1}(\nu - 1) + \kappa \frac{\delta}{\varepsilon}(\rho - 1)} \dots (X')$$

un

$$\eta'_{t\text{SpIs}} = (\eta'''_{tu})_{\varphi=1} = 1 - \frac{\kappa \rho \frac{\delta}{\varepsilon} - (\kappa - 1) \delta - 1}{\kappa \tau} \dots (X'a),$$

kur  $\delta$  un  $\rho$  noteic attiecīgi nol-jumi (8) un (10a).

Seiliger'a pilnspiediena cikls realizējams, kā to redzēsīm vēlāk, pie praksē sastopamām  $\tau$  vērtībām tikai šaurā mazu  $\varepsilon$  rajonā.

e) Diesel'a pilnspiediena ciklu (sk. sk. 3l) iegūstam no Seiliger'a pilnspiediena cikla (sk. sk. 3j), liekot  $\nu = 1$ , un tad, saskaņā ar izteiksmi (X),

$$\eta_{t\text{DpIs}} = (\eta_{t\text{SpIs}})_{\nu=1} = 1 - \frac{\delta - 1}{\kappa \frac{\delta}{\varepsilon} (\varepsilon - 1)} \dots (XI)$$

un, saskaņā ar izteiksmi (Xa),

$$\eta_{tDpls} = (\eta_{tSpls})_{v=1} = 1 - \frac{\delta - 1}{\alpha \tau} \dots \dots \dots (XIa),$$

kur  $\delta$  noteic nol-jums (14) un, izejot no nol-juma (15),

$$(\rho)_{\rho=\varepsilon} = \frac{\tau}{\varepsilon^{\alpha-1}} + 1 = \varepsilon \dots \dots \dots (30),$$

jo  $\eta_{tDpls}$  attiecas uz gadījumu, kad  $\rho = \varepsilon$ .

Tās pašas  $\eta_{tDpls}$  vērtības iegūstamas arī no izteiksmēm (IX) un (IXa), jo pie  $\rho = \varepsilon$  Diesel'a cikls (sk. sk. 3i) pārvēršas pilnspiediena ciklā.

Ja Diesel'a pilnspiediena ciklā  $\varepsilon < \rho$ , tad tā termiskais lietderības reizulis, saskaņā ar izteiksmēm (X') un (X'a), būs

$$\eta'_{tDpls} = (\eta'_{tSpls})_{v=1} = 1 - \frac{\alpha \rho \varepsilon^{\alpha-1} - (\alpha - 1) \varepsilon^{\alpha} - 1}{\alpha \frac{\delta}{\varepsilon} (\rho - 1)} \dots (XI')$$

un

$$\eta'_{tDpls} = (\eta'_{tSpls})_{v=1} = 1 - \frac{\alpha \rho \varepsilon^{\alpha-1} - (\alpha - 1) \varepsilon^{\alpha} - 1}{\alpha \tau} \dots (XI'a),$$

kur  $\delta$  noteic nol-jums (14) un  $\rho$  — nol-jums (15).

Izteiksmes (XIa) un (Xa) gan izskatās gluži vienādas, tomēr to vērtības ir dažādas, jo  $\delta$  un  $\tau$  vērtības, saskaņā ar nol-jumiem (8), (14) un (28a), (30), ir dažādas.

Diesel'a pilnspiediena cikls realizējas tikai mazu  $\varepsilon$  rajonā.

G. Pastāvīgā tilpuma bezekspansijas cikla termiskais lietderības reizulis.

Pastāvīgā tilpuma bezekspansijas cikls, tēlots skicē 3k, ievests tikai iekšdedzes motoru teorētisko ciklu saimes noslēgšanai, jo tā termiskais lietderības reizulis, izejot no izteiksmēm (X) un (VIII),

$$\eta_{tptb} = (\eta_{tSpls})_{\varepsilon=1} = (\eta_{to})_{\varepsilon=1} = 0 \dots \dots \dots (XII),$$

kādēļ šim ciklam nekādas citas nozīmes nav.

## Otrā nodaļa.

Iekšdedzes motoru lādiņa termiskais raksturojums.

A. Lādiņa termiskā raksturojuma nozīme iekšdedzes motoru termodinamikā un tā vispārējās izteiksmes.

Kā redzējam, iekšdedzes motoru visu teorētisko ciklu termisko lietderības reizuļu izteiksmēs, izņemot Otto ciklu, figurē lādiņa termiskais raksturojums

$$\tau = \frac{q_1}{c_p T_1} \dots \dots \dots (9)$$

un, kā nol-jumi (12) un (13) liecina, arī Otto cikla elementi  $\delta$  un  $\nu$  ir funkcijas no  $\tau$ .

Tā kā 
$$q_1 = \frac{H_u}{V_l \gamma_l} \text{ kcal/kg lādiņa} \dots \dots \dots (31),$$

kur  $H_u$  kcal/kg resp. kcal/nm<sup>3</sup> — degvielas apakšējā sildspēja,  
 $V_l$  nm<sup>3</sup> lādiņa/kg jeb nm<sup>3</sup> degvielas — iesūktā maisījuma jeb gaisa tilpums uz degvielas vienību un  
 $\gamma_l$  kg/nm<sup>3</sup> — lādiņa tilpuma vienības svars,  
 tad, ievērojot nol-jumu (9),

$$\frac{H_u}{V_l} = \gamma_l \tau c_p T_1 \dots \dots \dots (32).$$

Ievērojot nol-jumu (32), motora vidējais efektīvais spiediens

$$p_e = 0,0427 \eta_L \eta_t \eta_g \eta_m \frac{H_u}{V_l} = 0,0427 \eta_L \eta_t \eta_g \eta_m \gamma_l c_p T_1 \tau \text{ kg/cm}^2 \quad (33),$$

kur  $\eta_L$  — cilindra tilpuma izmantes reizulis,  
 $\eta_t$  — izvēlētā teorētiskā cikla termiskais lietderības reizulis,  
 $\eta_g$  — labuma grāds, kas raksturo — par cik motora īstenais cikls tuvojas izvēlētam teorētiskam ciklam, un  
 $\eta_m$  — motora mechaniskais lietderības reizulis,  
 ir atklāta funkcija no  $\tau$ , un bez tam to vēl apslēptā veidā ietekmē  $\tau$ , jo, kā jau agrāk konstatēts,  $\eta_t = f(\tau)$ .

Tā kā motora litra jaudu  $N_l = c n p_e P S$ , kur  $c$  = konstante, ietekmē  $p_e$ , tad iekšdedzes motoru termodinamikā lādiņa termiskam raksturojumam ir tiešām liela nozīme.

Uzstādīsim vispārējās  $\tau$  izteiksmes.

No nol-juma (32) seko, ka

$$\tau = \frac{H_u}{V_l \gamma_l c_p T_1} \dots \dots \dots (32 a).$$



## Šķidrām un cietām degvielām

$$V_l \gamma_l = (\min L \lambda \gamma_g + 1) \text{ kg lādiņa/kg degvielas} \dots (34),$$

kur  $\min L = \frac{100}{21} \min O \text{ nm}^3/\text{kg}$  — teorētiskais minimālais gaisa daudzums pilnīgai degvielas sadegšanai, ja

$\min O \text{ nm}^3/\text{kg}$  — teorētiskais minimālais skābekļa daudzums pilnīgai degvielas sadegšanai,

$\lambda$  — gaisa pārākuma koeficients un

$\gamma_g \text{ kg}/\text{nm}^3$  — gaisa tilpuma vienības svars.

Ievietojot nol-juma (34) vērtību nol-jumā (32a), gūsim

$$\tau = \frac{H_u}{(\min L \lambda \gamma_g + 1) c_p T_1} \dots (35).$$

## Gāzveidīgām degvielām

$$V_l \gamma_l = (\min L \lambda \gamma_g + \gamma_d) \text{ kg}/\text{nm}^3 \text{ deggāzes} \dots (36),$$

kur  $\gamma_d \text{ kg}/\text{nm}^3$  — deggāzes tilpuma vienības svars.

Ievietojot pēdējo vērtību nol-jumā (32a), gūsim

$$\tau = \frac{H_u}{(\min L \lambda \gamma_g + \gamma_d) c_p T_1} \dots (37),$$

kur  $H_u \text{ kcal}/\text{nm}^3$  — deggāzes apakšējā sildspēja.

## B. Lādiņa termiskā raksturojuma skaitliskās vērtības.

Noskaidrosim praksē sastopamās  $\tau$  vērtības iekšdedzes motoros, lai pie  $\eta_t = f(\epsilon)$  grafiskas tēlošanas būtu iespējams parametru  $\tau$  vēlēt praktiskās tā svārstības robežās.

Pie precīzas  $\tau$  aplēses vajadzētu  $c_p$  noteikt kā vidējo starp tām vērtībām, kas pastāv atsevišķu motora ciklu sastādošu procesu sākumā un beigās, jo temperatūra, spiediens un pat gāzes ķīmiskais sastāvs mainās. Šāds ceļš būtu ejams pie  $\tau$  aplēses, lai noteiktu  $\eta_t$  kādam izvēlētam, pilnīgi noteiktu izmēru ciklam, jo tad vajadzīgās temperatūras, spiedieni un, pa daļai, arī gāzu sastāvs būtu zināmi.

Uzstādot  $\eta = f(\epsilon)$  līknes mainīgu izmēru izvēlētu ciklu veidu virknei pie  $\tau = \text{konst.}$ , var pēdējo uzlūkot par neatkarīgu no ciklu temperatūru, spiedienu un gāzes sastāva maiņas, pieņemot aplēsei  $c_p = \text{konst.}$  un gaisa standartu.

Motoros sastopamās  $\tau$  vērtību robežas ļoti plaši ietekmē svarīgais gaisa pārākuma koeficients  $\lambda$ , un tādēļ to nospraušanai nebūtu

sevišķas nozīmes  $c_p = \text{konst.}$  skaitlisko vērtību vēlēt kā vidējo kādam ar  $\varepsilon$  maiņu svārstīgam temperatūru intervālam. Pieņem  $c_p = 0,241 \text{ kcal/kg } ^\circ\text{C}$ , kas atbilst gaisam pie apkārtnes temperatūras  $t_1 = 15^\circ\text{C}$  resp.  $T_1 = 288^\circ\text{K}$  un 1 ata spiediena.

Dizel motoros gaisa pārākuma koeficients  $\lambda = 1,3 \div 2,0$  (parasti gan  $\lambda = 1,6 \div 2,0$ , bet Junkers'a bokser-motoros sasniegts  $\lambda = 1,3$ ).

Otto-motoros ar šķidro degvielu pārgazēšanu gaisa pārākuma koeficients  $\lambda = 1,0 \div 1,3$ , bet motora maksimālās jaudas iegūšanai tas samazinās līdz 0,8.

Otto-motoros ar gāzveidīgu degvielu gaisa pārākuma koeficients  $\lambda = 1,2 \div 1,5$  un, motoru forsējot, nokrīt līdz  $\lambda = 1,0$ .

Izejot no pievestām  $\lambda$  svārstības robežām un vidējiem ķīmiskiem sastāviem atbilstošām min  $L$ ,  $\gamma_d$  un  $H_u$  vērtībām<sup>2</sup>, svarīgākām motoru degvielām, saskaņā ar nol-jumiem (35) un (37), aplēstās teorētiskā —  $\tau_t$  pie  $\lambda = 1$ , maksimālā — max  $\tau$  pie min  $\lambda$  un minimālā — min  $\tau$  pie max  $\lambda$  lādiņu termisko raksturojumu vērtības sakopotas tabulā I.

Tabula I.

Degvielas nosaukums <sup>3</sup>	$L$ kg/kg		$\gamma_d$ kg/nm <sup>3</sup>	$H_u$ kcal/kg resp. kcal/nm <sup>3</sup>	$\tau_t$ pie $\lambda = 1$	max $\tau$ pie $\lambda$		min $\tau$ pie $\lambda$	
	min	max				min	max	min	max
Dizel motoriem: <sup>3</sup>									
Gāzeļļa . . . . .	14,2	—	—	10 000	9,5	7,4	1,3	4,9	2,0
Ogļu darvas eļļa . . . . .	13,3	—	—	8 870	8,9	7,0	1,3	4,6	2,0
Akmeņogļu putekļi . . . . .	9,6	—	—	7 000	9,5	7,5	1,3	5,0	2,0
Otto-motoriem:									
Benzīns . . . . .	14,9	—	—	10 200	9,25	11,4	0,8	7,2	1,3
Benzols . . . . .	13,4	—	—	9 600	9,6	11,8	0,8	7,5	1,3
Abs. alkohols . . . . .	9,0	—	—	6 000	8,65	10,5	0,8	6,8	1,3
Apgaismošanas gāze . . . . .	—	4,4	0,45	4 200	10,65	9,6	1,2	7,3	1,5
Ūdens gāze . . . . .	—	2,17	0,63	2 350	10,5	9,1	1,2	7,55	1,5
Malkas ģeneratora gāze . . . . .	—	1,03	1,05	1 150	7,3	6,6	1,2	5,75	1,5
Čuguna cepju gāze . . . . .	—	0,77	1,167	880	6,1	5,6	1,2	5,0	1,5
Akmeņogļu destil. gāze . . . . .	—	7,24	0,511	6 360	10,0	8,5	1,2	6,8	1,5

<sup>2</sup> O. Kraemer, „Bau und Berechnung der Verbrennungskraftmaschinen“, 23., 2. un 25. lp., J. Springer, 1937. g.

<sup>3</sup> Visas skaitliskās aplēses veiktas ar logaritmu līnijālu — inženieriem pietiekošas precizitātes robežās.

Noteiktās  $\tau$  vērtības liecina, ka dīzeļmotoros tās praktiski svārstās apmēram no  $4 \div 8$ , sasniedzot teorētiski apmēram 10. Otto-motoru šķidrām degvielām parasti  $\tau = 6 \div 10$ , bet izņēmuma gadījumos sniedz 12. Otto-motoru gāzveidīgajām degvielām  $\tau = 5 \div 10$ , bet, motoru forsējot, var sniegties līdz 11.

Kā redzams, Otto-motori strādā pie lielākiem  $\tau$  nekā dīzeļmotori.

Visumā, runājot par iekšdedzes motoriem, izejot no tabulas datiem, var pieņemt, ka to normālos darba apstākļos  $\tau = 4 \div 11$ , bet, tos forsējot uz saimnieciskuma rēķina,  $\tau$  var sasniegt 12.

### Trešā nodaļa.

Iekšdedzes motoru teorētisko termisko lietderības reizuļu skaitliskās vērtības un to maiņas līknes.

Pirmā nodaļā konstatēts, ka vispārējā gadījumā izvēlētais teorētisko ciklu saimes termiskais lietderības reizulis

$$\eta_t = f_1(\varepsilon, \varphi, \delta, \gamma, \rho) \dots \dots \dots (38).$$

Ievērojot nolikumus (8) un (10a),

$$\eta_t = f_2(\varepsilon, \varphi, \delta, \tau) \dots \dots \dots (39).$$

Kā redzams, pēdējo funkciju var pētīt četrās plaknēs. Šeit ierobežojos ar tās pētīšanu vienā plaknē, proti:  $\eta_t - \varepsilon$  plaknē, jo tā ir vienīgā kopējā plakne visai izvēlētai ciklu saimei, kurpretim citas plaknes attiecas tikai uz atsevišķiem saimes locekļiem.

Pētot izvēlēto

$$\eta_t = f(\varepsilon) \dots \dots \dots (40),$$

funkcijā (39) ietilpstošie pārējie lielumi jāizvēl kā konstanti parametri.

Lādiņu termiskai raksturošanai izvēlu parametru  $\tau = 4 \div 10$ , jo šīs vērtības aptver praksē visbiežāk sastopamos gadījumus. Izvēlētais  $\tau$  robežas gan ir drusku zemākas par iepriekšējā nodaļā aplēstām, bet,

tā kā pie augstām temperatūrām  $c_p$  pieaug, tad faktiskām  $\tau$  robežām arī jābūt zemākām par aplēstām.

Pārējos parametrus izvēlēsim tad, kad tie būs vajadzīgi.

Funkcijas (40) veidošanā iesim līdz  $\max \varepsilon = 18$ , kas atbilst dažu motoru praksē sasniegtai vērtībai.

A. Ideālo teorētisko ciklu termisko lietderības reizu liknes.

a) Pastāvīgā tilpuma ideālā cikla (sk. sk. 3e) termiskais lietderības reizulis ir vislielākais, un tā vērtības, izejot no izteiksmes (Va), līdz ar nol-jumu (13), (12) un (24) noteiktām  $\nu$ ,  $\delta$  un  $\max \varepsilon_1$  vērtībām pie  $\tau = 10$  un 4, pieņemot  $\kappa = 1,4$ , sakopotas tabulā II.

Tabula II

N	Pie $\tau$	$\varepsilon =$	1	2	3	4	5	6	9	12	15	18
1	10	$\nu =$	15	11,6	10,04	9,04	8,37	7,83	6,81	6,19	5,75	5,41
2		$\delta =$	15	30,6	46,7	62,9	80,3	96,2	148,2	200,6	254	310
3		$\eta_{tipl} =$	0,807	0,825	0,835	0,843	0,849	0,853	0,863	0,870	0,875	0,880
		$\max \varepsilon_1 =$	—	—	—	—	—	—	—	—	1 175	—
4	4	$\nu =$	6,6	5,24	4,61	4,22	3,95	3,73	3,32	3,07	2,90	2,76
5		$\delta =$	6,6	13,8	21,4	29,4	37,9	45,8	72,4	99,6	128,1	158,3
6		$\eta_{tipl} =$	0,663	0,704	0,727	0,743	0,754	0,765	0,784	0,800	0,808	0,819
		$\max \varepsilon_1 =$	—	—	—	—	—	—	—	—	215	—

Pēc tabulas datiem iezīmētas diagrammā 1  $\nu = f_1(\varepsilon)$  un  $\delta = f_2(\varepsilon)$  un diagrammā 2 —  $\eta_t = f(\varepsilon)$  liknes, apzīmētas ar tabulā uzrādītiem numuriem.

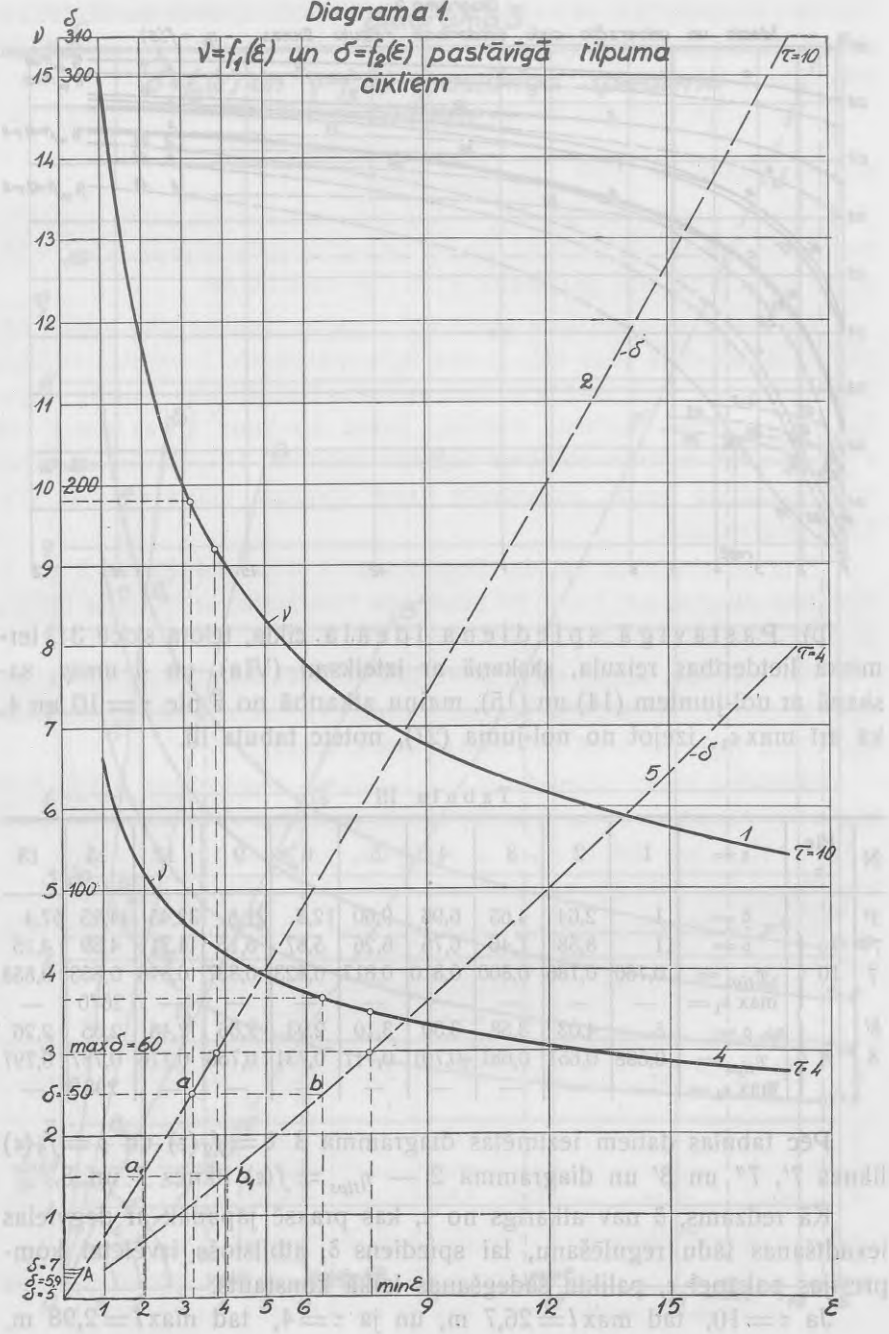
Diagrammas 1 liknes rāda, ka pie  $\tau = 10$  jau pie  $\max \varepsilon \cong 4$  ir sasniegts šīs dienas iekšdedzes motoru  $\max \delta \cong 60$ , pie kam degvielai būtu jānodod liels  $\nu = 9,2$ . Ja  $\tau = 4$ , tad  $\max \varepsilon = 7,6$  un  $\nu = 3,5$ .

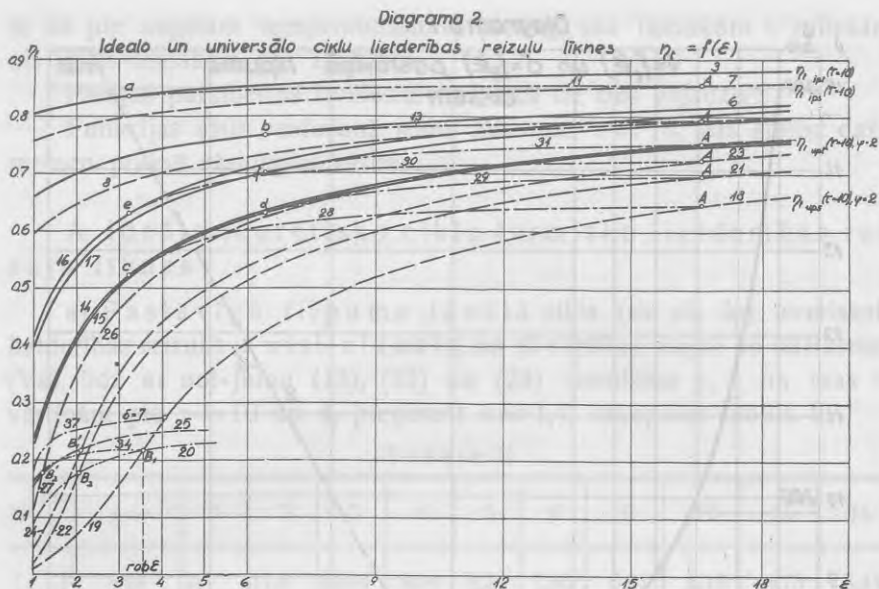
Diagrammas 2 liknes 3 un 6 rāda, ka pie  $\varepsilon > \max \varepsilon$  lietderības reizu pieaugums nav liels.

Lai ilustrētu cikla realizēšanai vajadzīgā cilindra gaļumu  $\max l$  (sk. sk. 1), pieņemsim  $l_1 = 15$  cm un sadegšanas telpas gaļumu  $l_2 = 1$  cm, kas atbilst  $\varepsilon = 15$  un maza moderna ātrskrejeja dīzelmotora virzuļa gaitai  $H = l_1 - l_2 = 14$  cm.

Tā kā  $\max l = \max \varepsilon_1 \cdot l_2$ , tad, ja  $\tau = 10$ , būs  $\max l = 11,75$  m un pie  $\tau = 4$  būs,  $\max l = 2,15$  m. Protams, šādu gaļumu cilindru realizēšanu neatmaksātu  $\eta_t$  pieaugums pat tad, ja no tā  $\eta_m$  nesamazinātos.

Diagrama 1.





b) Pastāvīgā spiediena ideālā cikla, tēlota skicē 3f, termiskā lietderības reizuļa, saskaņā ar izteiksmi (VIa), un  $\delta$  un  $\rho$ , saskaņā ar nol-jumiem (14) un (15), maiņu atkarībā no  $\epsilon$  pie  $\tau = 10$  un 4, kā arī  $\max \epsilon_1$ , izejot no nol-juma (27), noteic tabula III.

Tabula III

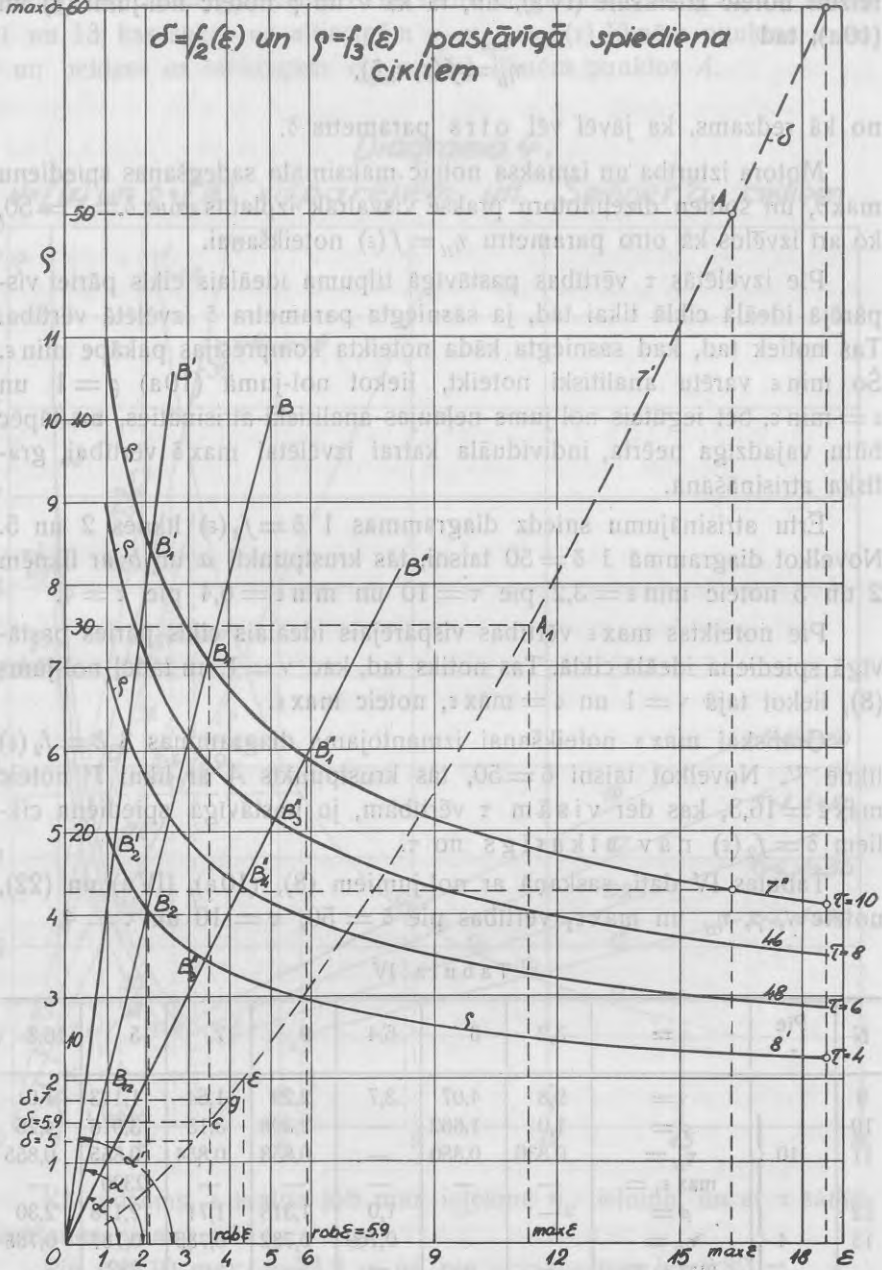
N	Pie $\tau$	$\epsilon =$										
			1	2	3	4	5	6	9	12	15	18
7'	10	$\delta =$	1	2,64	4,65	6,96	9,60	12,3	21,8	32,45	44,25	57,4
7''		$\rho =$	11	8,58	7,46	6,75	6,26	5,87	5,15	4,71	4,39	4,15
7		$\eta_{tips} =$	0,760	0,786	0,800	0,810	0,817	0,823	0,837	0,846	0,853	0,858
		$\max \epsilon_1 =$	—	—	—	—	—	—	—	—	2670	—
8'	4	$\rho =$	5	4,03	3,58	3,30	3,10	2,93	2,66	2,48	2,35	2,26
8		$\eta_{tips} =$	0,598	0,651	0,681	0,701	0,717	0,731	0,756	0,776	0,787	0,797
		$\max \epsilon_1 =$	—	—	—	—	—	—	—	—	298	—

Pēc tabulas datiem iezīmētas diagrammā 3  $\delta = f_2(\epsilon)$  un  $\rho = f_3(\epsilon)$  līknes 7', 7'' un 8' un diagrammā 2 —  $\eta_{tips} = f(\epsilon)$  līknes 7 un 8.

Kā redzams,  $\delta$  nav atkarīgs no  $\tau$ , kas praksē jāpanāk ar degvielas ievadīšanas tādu regulēšanu, lai spiediens  $\delta$ , atbilstošs izvēlētai kompresijas pakāpei  $\epsilon$ , paliktu sadegšanas laikā konstants.

Ja  $\tau = 10$ , tad  $\max l = 26,7$  m, un ja  $\tau = 4$ , tad  $\max l = 2,98$  m.

Diagrama 3.

 $\delta$   
 $\max \delta = 60$ 
 $\sigma = f_2(\varepsilon)$  un  $\rho = f_3(\varepsilon)$  pastāvīgā spiediena cikliem


c) Vispārējā ideālā cikla, tēlota skicē 3d, termisko lietderības reizinājumu noteic izteiksme (IVa), un, tā kā  $\nu$  un  $\rho$  noteic nol-jumi (8) un (10a), tad

$$\eta_{ii} = f(\epsilon, \tau, \delta),$$

no kā redzams, ka jāvēl vēl otrs parametrs  $\delta$ .

Motora izturība un izmaksa noteic maksimālo sadegšanas spiedienu  $\max \delta$ , un šodien dīzelmotoru praksē visvairāk izplatīts  $\max \delta = \delta = 50$ , ko arī izvēlos kā otro parametru  $\eta_{ii} = f(\epsilon)$  noteikšanai.

Pie izvēlētajā  $\tau$  vērtības pastāvīgā tilpuma ideālais cikls pāriet vispārējā ideālā ciklā tikai tad, ja sasniegta parametra  $\delta$  izvēlētajā vērtība. Tas notiek tad, kad sasniegta kāda noteikta kompresijas pakāpe  $\min \epsilon$ . Šo  $\min \epsilon$  varētu analītiski noteikt, liekot nol-jumā (10a)  $\rho = 1$  un  $\epsilon = \min \epsilon$ , bet iegūtais nol-jums neļaujas analītiski atrisināties, un tāpēc būtu vajadzīga neērta, individuāla katrai izvēlētai  $\max \delta$  vērtībai, grafiska atrisināšana.

Ērtu atrisinājumu sniedz diagrammas 1  $\delta = f_2(\epsilon)$  līknes 2 un 5. Novelkot diagrammā 1  $\delta = 50$  taisni, tās krustpunkti  $a$  un  $b$  ar līknēm 2 un 5 noteic  $\min \epsilon = 3,2$  pie  $\tau = 10$  un  $\min \epsilon = 6,4$  pie  $\tau = 4$ .

Pie noteiktas  $\max \epsilon$  vērtības vispārējais ideālais cikls pāries pastāvīgā spiediena ideālā ciklā. Tas notiks tad, kad  $\nu = 1$ , un tādēļ nol-jums (8), liekot tajā  $\nu = 1$  un  $\epsilon = \max \epsilon$ , noteic  $\max \epsilon$ .

Grafiskai  $\max \epsilon$  noteikšanai izmantojama diagrammas 3  $\delta = f_2(\epsilon)$  līkne 7'. Novelkot taisni  $\delta = 50$ , tās krustpunkts  $A$  ar līkni 7' noteic  $\max \epsilon = 16,3$ , kas der visām  $\tau$  vērtībām, jo pastāvīgā spiediena cikliem  $\delta = f_2(\epsilon)$  nav atkarīgs no  $\tau$ .

Tabulas IV dati, saskaņā ar nol-jumiem (8), (10a), (IVa) un (22), noteic  $\nu$ ,  $\rho$ ,  $\eta_{ii}$  un  $\max \epsilon_1$  vērtības pie  $\delta = 50$ ,  $\tau = 10$  un  $\tau = 4$ .

Tabula IV

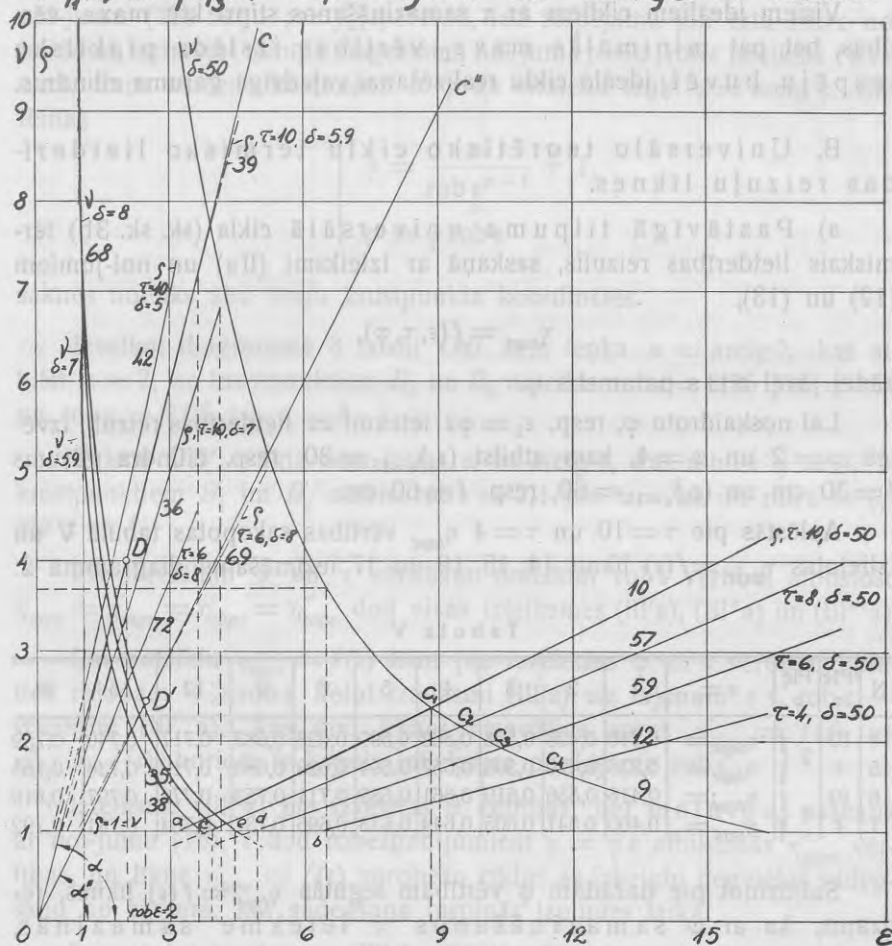
N	Pie $\tau$	$\epsilon =$	3,2	6	6,4	9	12	15	16,3
9	10	$\nu =$	9,8	4,07	3,7	2,29	1,54	1,113	1,0
10		$\rho =$	1,0	1,662	—	2,398	3,15	3,918	4,26
11		$\eta_{ii} =$	0,836	0,850	—	0,853	0,854	0,855	0,855
		$\max \epsilon_1 =$	—	—	—	—	—	2390	—
12	4	$\rho =$	—	—	1,0	1,318	1,71	2,118	2,30
13		$\eta_{ii} =$	—	—	0,769	0,782	0,785	0,787	0,788
		$\max \epsilon_1 =$	—	—	—	—	—	282	—



Ar tabulas datiem iezīmēta diagrammā 4  $v = f_1(\epsilon)$  līkne 9, kas nav atkarīga no  $\tau$ ,  $\rho = f_3(\epsilon)$  līknes 10 un 12 un diagrammā 2 —  $\eta_{ti} = f(\epsilon)$  līknes 11 un 13, kas sākas uz attiecīgām —  $\eta_{tipr} = f(\epsilon)$  līknēm punktos  $a$  un  $b$  un beidzas uz attiecīgām  $\eta_{tips} = f(\epsilon)$  līknēm punktos  $A$ .

### Diagrama 4.

$v = f_1(\epsilon)$  un  $\rho = f_3(\epsilon)$  vispārējiem un Seiliger'a cikliem.



Kā redzams,  $\epsilon$  maiņa ļoti maz ietekmē  $\eta_{ti}$  lielumu, un ar  $\tau$  samazināšanos pieaug min  $\epsilon$ .

Pie  $\tau = 10$  max  $l = 23,9$  m un pie  $\tau = 4$  — max  $l = 2,82$  m.

Salīdzinot ideālo ciklu termisko lietderības reizuļu līknes, jāsecina, ka  $\eta_{tupt} > \eta_{tips}$ ,  $\eta_{ti} = f(\varepsilon)$  līknes, atkarībā no vēlētas  $\delta$  vērtības, pilda telpu starp  $\eta_{tupt} = f(\varepsilon)$  un  $\eta_{tips} = f(\varepsilon)$  līknēm, un ar  $\tau$  samazināšanos visas līknes slīd zemāk.

Salīdzinot ideālo ciklu  $\max \varepsilon_1$  resp.  $\max l$  vērtības, redzams, ka vislielākās tās ir pastāvīgā spiediena un vismazākās — pastāvīgā tilpuma ciklam.

Visiem ideāliem cikliem ar  $\tau$  samazināšanos stipri krit  $\max \varepsilon_1$  vērtības, bet pat minimālās  $\max \varepsilon_1$  vērtības izslēdz praktisku iespēju būvēt ideālo ciklu realizēšanai vajadzīgā gaļuma cilindrus.

B. Universālo teorētisko ciklu termisko lietderības reizuļu līknes.

a) Pastāvīgā tilpuma universālā cikla (sk. sk. 3b) termiskais lietderības reizulis, saskaņā ar izteiksmi (IIa) un nolikumiem (12) un (13),

$$\eta_{tupt} = f(\varepsilon, \tau, \varphi),$$

kādēļ jāvēl otrs parametrs  $\varphi$ .

Lai noskaidrotu  $\varphi$ , resp.  $\varepsilon_1 = \varphi \varepsilon$  ietekmi uz lietderības reizuli, izvēlēti  $\varphi = 2$  un  $\varphi = 4$ , kam atbilst  $(\varepsilon_1)_{\varepsilon=15} = 30$  resp. cilindra gaļums  $l = 30$  cm un  $(\varepsilon_1)_{\varepsilon=15} = 60$ , resp.  $l = 60$  cm.

Apļēstās pie  $\tau = 10$  un  $\tau = 4$   $\eta_{tupt}$  vērtības sakopotas tabulā V un izlietotas  $\eta_{tupt} = f(\varepsilon)$  līkņu 14, 15, 16 un 17 iezīmēšanai diagrammā 2.

Tabula V

N	Pie $\tau$	Pie $\varphi$	$\varepsilon =$	1	2	3	4	5	6	9	12	15	18
14	10	2	$\eta_{tupt} =$	0,240	0,423	0,508	0,563	0,599	0,628	0,683	0,717	0,740	0,759
15	4			0,236	0,420	0,506	0,557	0,594	0,623	0,680	0,712	0,736	0,755
16	10	4	$\eta_{tupt} =$	0,416	0,556	0,619	0,661	0,689	0,711	0,753	0,778	0,797	0,810
17	4			0,400	0,541	0,605	0,644	0,673	0,696	0,737	0,764	0,781	0,792

Salīdzinot pie dažādām  $\varphi$  vērtībām iegūtās  $\eta_{tupt} = f(\varepsilon)$  līknes, redzams, ka ar  $\varphi$  samazināšanos  $\tau$  ietekme samazinās. Pastāvīgā tilpuma ideālam ciklam  $\tau$  ietekme uz termisko lietderības reizuli bija vislielākā, jo tam  $\varphi = \max \varphi$ , bet Otto ciklā, kur  $\varphi = 1$ , lādiņa termiskais raksturojums  $\tau$  vairs nemaz neietekmē termisko lietderības reizuli.

b) Pastāvīgā spiediena universālā ciklā (sk. sk. 3c) saskatāmi trīs gadījumi: 1)  $\varphi\varepsilon > \rho$ , 2)  $\varphi\varepsilon = \rho$  un 3)  $\varphi\varepsilon < \rho$ , pie kam gadījums 2) ir abu pārējo robežgadījums, kādēļ pastāv pie izvēlētam  $\tau$  un  $\varphi$  vērtībām kāds  $\text{rob } \varepsilon$ . Ja  $\varepsilon > \text{rob } \varepsilon$ , tad eksistē gadījums 1) un ja  $\varepsilon < \text{rob } \varepsilon$ , tad — gadījums 3).

Ievietojot nol-jumā (16)  $\varepsilon = \text{rob } \varepsilon$ , iespējams, to grafiski atrisinot, noteikt katrai  $\tau$  un  $\varphi$  vērtībai atbilstošo  $\text{rob } \varepsilon$ . Tā kā diagramma 3 dod nol-jumu (15) likņu  $\rho = f_3(\varepsilon)$  veidā, tad iespējama ļoti ērta  $\text{rob } \varepsilon$  noteikšana, iezīmējot minētā diagrammā nol-juma  $\rho = \varphi \cdot \text{rob } \varepsilon$  izteiktās taisnes, kuŗu virziena koeficienti ir  $\varphi$  un virziena leņķi  $\alpha = \text{arctg } \varphi$ . Sistēmas

$$\begin{cases} \rho = \frac{\tau}{\text{rob } \varepsilon^{\kappa-1}} + 1, \\ \rho = \varphi \text{ rob } \varepsilon \end{cases}$$

saknes noteiks abu līniju krustpunkta koordinātēs.

Ievelkot diagrammā 3 taisni  $OB$  zem leņķa  $\alpha = \text{arctg } 2$ , kas atbilst  $\varphi = 2$ , ar krustpunktiem  $B_1$  un  $B_2$  noteikts  $\text{rob } \varepsilon = 3,55$  pie  $\tau = 10$  un  $\text{rob } \varepsilon = 2,05$  pie  $\tau = 4$ .

Taisne  $OB'$ , vilkta zem leņķa  $\alpha' = \text{arctg } 4$ , kas atbilst  $\varphi = 4$ , ar krustpunktiem  $B'_1$  un  $B'_2$  noteic  $\text{rob } \varepsilon = 2,1$  pie  $\tau = 10$  un  $\text{rob } \varepsilon = 1,2$  pie  $\tau = 4$ .

Pie izvēlētam  $\varphi$  un  $\tau$  vērtībām noteiktai  $\text{rob } \varepsilon$  vērtībai atbilstošo  $\eta_{tups} = \eta'_{tups} = \eta''_{tups} = \eta'''_{tups}$  dod visas izteiksmes (III'a), (III''a) un (III'''a).

Lai noteiktu  $\eta_{tups} = f(\varepsilon)$  likni pie izvēlētam  $\varphi$  un  $\tau$  vērtībām, pietiek rajonam  $\varepsilon > \text{rob } \varepsilon$  lietot izteiksmi (III'a) un rajonam  $\varepsilon < \text{rob } \varepsilon$  — izteiksmi (III'''a), kas dod līknes atsevišķus zarus  $\eta'_{tups} = f(\varepsilon)$  un  $\eta'''_{tups} = f(\varepsilon)$ , kuŗiem ir kopējs infleksijas punkts pie  $\text{rob } \varepsilon$ .

Izteiksme (III''a) pie izvēlētam  $\varphi$  vērtības, bet mainīga, saskaņā ar nol-jumu (16),  $\tau$  dod robežgadījumiem  $\rho = \varphi\varepsilon$  atbilstošās  $\eta''_{tups}$  vērtības, un līkne  $\eta''_{tups} = f(\varepsilon)$  norobežo ciklus ar izbeigtu degvielas sadegšanu no cikliem, kur sadegšana turpinās izplūdes laikā.

Izmantojot izteiksmes (III'a), (III''a), (III'''a) un nol-jumus (14) un (15), noteiktas tabulā VI sakopotās termisko lietderības reizuļu vērtības pie  $\varphi = 2$  un 4 un  $\tau = 10$  un 4, izņemot  $\eta''_{tups}$  vērtības, kas nedaudz pārsniedz uzrādīto  $\tau$  vērtību robežu rajonu.

Tabula VI

N	Pie $\tau$	Pie $\varphi$	$\epsilon =$	1	1,1	1,2	1,5	2	2,05	2,1	3	3,55	4	5	6	9	12	15	18	
18	10	2	$\eta'_{tups} =$	—	—	—	—	—	—	—	—	—	0,217	0,268	0,349	0,407	0,522	0,584	0,627	0,656
19			$\eta'''_{tups} =$	0,009	—	—	—	0,070	—	—	—	0,160	0,217	—	—	—	—	—	—	—
20	4	2	$\eta''_{tups} =$	0,038	—	—	—	0,176	—	—	—	0,208	0,217	0,224	0,233	u.t.t.	—	—	—	—
21			$\eta'_{tups} =$	—	—	—	—	—	0,178	—	—	0,321	—	—	0,409	0,468	0,519	0,597	0,653	0,682
22	10	4	$\eta'''_{tups} =$	0,021	—	—	0,082	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
23			$\eta'_{tups} =$	—	—	—	—	—	—	—	0,220	0,356	—	—	0,446	0,498	0,539	0,630	0,676	0,710
24	4	2	$\eta'''_{tups} =$	0,046	—	—	0,118	—	—	—	0,220	—	—	—	—	—	—	—	—	—
25			$\eta''_{tups} =$	0,155	—	—	—	—	—	—	0,220	0,241	—	—	0,250	u.t.t.	—	—	—	—
26	4	2	$\eta'_{tups} =$	—	—	0,177	—	0,357	—	—	—	—	—	0,532	0,579	0,616	0,675	0,718	0,741	0,757
27			$\eta'''_{tups} =$	0,115	0,136	0,177	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—

Izejot no tabulas datiem, iezīmētas diagrammā 2  $\eta'_{tups} = f(\epsilon)$ ,  $\eta'''_{tups} = f(\epsilon)$  un  $\eta''_{tups} = f(\epsilon)$  līknes 18 ÷ 27 ar infleksijas punktiem  $B_1$ ,  $B_2$ ,  $B'_1$  un  $B'_2$  uz robežlīknēm  $\eta_{tups} = f(\epsilon)$ .

Salīdzinot  $\eta_{tups} = f(\epsilon)$  līknes pie  $\tau = 10$  un  $\tau = 4$ , redzams, ka pēdējās iet virs pirmām; tā tad ar  $\tau$  samazināšanos  $\eta_{tups}$  pieaug, kurpretim pie pastāvīgā spiediena ideālā cikla bija novērojama pretēja parādība.

Konstatētā atšķirība izskaidrojama ar to, ka pie  $\varphi = \text{konst.} < \max \varphi$  ar  $\tau$  samazināšanos samazinās nepilnīgās ekspansijas zudumi, kādēļ termiskam lietderības reizinim jāpieaug.

Salīdzinot  $\eta_{tups} = f(\epsilon)$  līknes pie vienādiem  $\tau$ , bet dažādiem  $\varphi$ , jākonstatē, ka ar  $\varphi$  pieaugšanu pieaug arī  $\eta_{tups}$  vērtības, bet ar  $\epsilon$  pieaugšanu —  $\varphi$  ietekme mazinās.

c) Vispārējam universālam ciklam (sk. sk. 3a), saskaņā ar nolikumu (39),

$$\eta_{tu} = f(\epsilon, \varphi, \tau, \delta),$$

kādēļ jāvēl vēl trešais parametrs  $\delta$ .

Vispārējam universālam ciklam, tāpat kā vispārējam ideālam ciklam, ir savas min  $\epsilon$  un max  $\epsilon$  vērtības, pie kurām tas rodas no pastāvīgā tilpuma universālā cikla un pāriet pastāvīgā spiediena universālā ciklā, jo  $\nu$  un  $\rho$  noteic tie paši nolīdzinājumi (8) un (10a). Tā tad  $\eta_{tu} = f(\epsilon)$  līknes savienos attiecīgo  $\tau$  un  $\varphi$  vērtību  $\eta_{tupt} = f(\epsilon)$  un  $\eta_{tups} = f(\epsilon)$  līknes.

Min  $\varepsilon$  un max  $\varepsilon$  noteikšana tāda pati, kā minēto vērtību noteikšana vispārējam ideālam ciklam, izejot no diagrammu 1 un 3  $\delta = f_2(\varepsilon)$  līknēm.

Tā, izvēlot  $\delta = 50$ , iegūstam min  $\varepsilon = 3,2$  pie  $\tau = 10$ , min  $\varepsilon = 6,4$  pie  $\tau = 4$  un max  $\varepsilon = 16,3$  neatkarīgi no  $\tau$  vērtības.

Kā pierādīsim vēlāk, pie augstāk izvēlētajām  $\delta$  un  $\tau$  vērtībām  $\rho < \varphi\varepsilon$ , kādēļ lietojama izteiksme (I'a) un nol-jumi (8) un (10a), kas dod vērtības, sakopotas tabulā VII.

Tabula VII

N	Pie $\tau$	Pie $\varphi$	$\varepsilon =$	3,2	6	6,4	9	12	15	16,3	
28	10	2	}	$\eta'_{tu} =$	0,522	0,605	—	0,627	0,636	0,638	0,642
29	4			$\eta'_{tu} =$	—	—	0,629	0,669	0,687	0,691	0,695
30	10	4	}	$\eta'_{tu} =$	0,630	0,694	—	0,710	0,717	0,718	0,720
31	4			$\eta'_{tu} =$	—	—	0,701	0,731	0,745	0,747	0,750

Pēc tabulas datiem iezīmētas diagrammā 2  $\eta'_{tu} = f(\varepsilon)$  līknes 28 ÷ 31, apzīmētas ar  $cA \div fA$ , kas rāda, ka augstāku  $\varepsilon$  rajonā  $\eta'_{tu}$  vērtības ļoti lēni pieaug, bet pieaugums palielinās ar  $\varphi$  samazināšanos.

Vispārējā universālā ciklā mēs saskatījām trīs atsevišķus gadījumus, no kuriem robežgadījums  $\rho = \varphi\varepsilon$  šķir abus pārējos vienu no otra. Kāds gadījums katrā konkrētā gadījumā realizējas, atkarājas no izvēlēto parametru  $\varphi$ ,  $\tau$  un  $\delta$  skaitliskām vērtībām. Ja šie parametri izvēlēti, tad var gadīties, ka visā iespējamā  $\varepsilon$  maiņas rajonā no min  $\varepsilon$  līdz max  $\varepsilon$ , kā tas bija tikko kā aplūkotajā skaitliskā piemērā,  $\rho < \varphi\varepsilon$ , jeb — visā rajonā  $\rho > \varphi\varepsilon$ , vai arī pie nol-juma (10' b) noteiktā robežā, ir  $\rho = \varphi\varepsilon$ , bet rajonā ar  $\varepsilon > \text{rob } \varepsilon$  —  $\rho < \varphi\varepsilon$  un rajonā ar  $\varepsilon < \text{rob } \varepsilon$  —  $\rho > \varphi\varepsilon$ .

Ja mēs pieņemam  $\tau = \text{konst.}$  un  $\varphi = \text{konst.}$ , bet sadegšanu regulējam tā, lai  $\delta$  un  $\nu$  mainītos saskaņā ar nol-jumiem (10c) un (8a), tad izteiksme (I''a) noteic robežgadījumu  $\rho = \varphi\varepsilon$  termisko lietderības reizuļu  $\eta''_{tu} = f(\text{rob } \varepsilon)$  līkni.

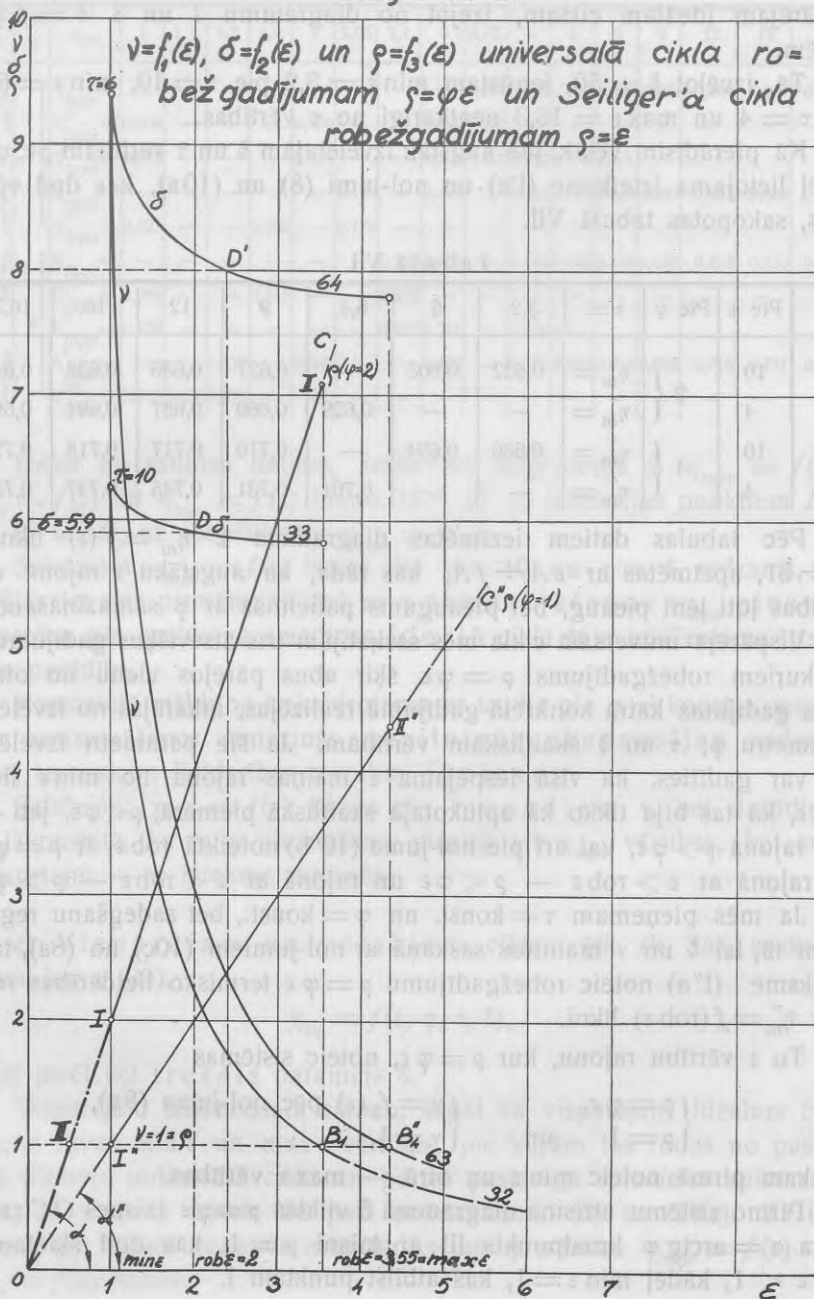
To  $\varepsilon$  vērtību rajonu, kur  $\rho = \varphi\varepsilon$ , noteic sistēmas

$$\begin{cases} \rho = \varphi\varepsilon, & \left\{ \begin{array}{l} \nu = f_1(\varepsilon) \text{ pēc nol-juma (8a),} \\ \nu = 1, \end{array} \right. \\ \rho = 1 & \text{un} \end{cases}$$

pie kam pirmā noteic min  $\varepsilon$  un otrā — max  $\varepsilon$  vērtības.

Pirmo sistēmu atrisina diagrammā 5 viltkās  $\rho = \varphi\varepsilon$  taisnes  $OC$  zem leņķa  $\alpha = \text{arctg } \varphi$  krustpunkts III ar taisni  $\rho = 1$ , kas dod šķietamu min  $\varepsilon < 1$ , kādēļ min  $\varepsilon = 1$ , kas atbilst punktam I.

Diagrama 5.



Otro sistēmu tanī pašā diagrammā atrisina līknes  $v=f_1(\epsilon)$  un taisnes  $v=1$  krustpunkts  $B_1$  ar  $\max \epsilon = \text{rob } \epsilon$ , kas noteic pie izvēlētajam  $\tau$  un  $\varphi$  vērtībām pastāvīgā spiediena universālam ciklam  $\rho = \varphi \epsilon$ .

Nol-jumu (8a), (10c) un (1'a) sniegtās vērtības pie  $\tau = 10$  un  $\varphi = 2$  sakopotas tabulā VIII.

Tabula VIII

N	$\epsilon =$	1	2	3	3,55	4
32	$v =$	6,25	2,23	1,25	—	0,838
33	$\delta =$	6,25	5,90	5,84	5,82	—
34	$\eta''_{tu} =$	0,159	0,209	0,216	0,217	—

Pēc tabulas datiem iezīmēta diagrammā 5  $v=f_1(\epsilon)$  līkne 32, kas, krustojot taisni  $v=1$  punktā  $B_1$ , noteic  $\max \epsilon = 3,55$ ,  $\delta=f_2(\epsilon)$  līkne 33 un diagrammā 2 —  $\eta''_{tu}=f(\epsilon)$  līkne 34.

Ja pie  $\tau = \text{konst.}$  un  $\varphi = \text{konst.}$  izvēlēts  $\delta > \max \delta$ , kuŗu noteic nol-juma (10c)  $\delta=f_2(\epsilon)$  līkne pie  $\min \epsilon$ , tad  $\rho < \varphi \epsilon$  un  $\eta''_{tu}=f(\epsilon)$  līkne iet virs atrastās  $\eta''_{tu}=f(\epsilon)$  līknes. Ja izvēlēts  $\delta < \min \delta$ , kuŗu noteic  $\max \epsilon$ , tad  $\rho > \varphi \epsilon$  un  $\eta''_{tu}=f(\epsilon)$  līkne iet zem  $\eta''_{tu}=f(\epsilon)$  līknes. Ja  $\max \delta > \delta > \min \delta$ , tad termiskā lietderības reizuļa līkne krusto  $\eta''_{tu}=f(\epsilon)$  līkni punktā  $D$ , kuŗa  $\text{rob } \epsilon$  vērtību diagrammā 5 noteic sistēma

$$\begin{cases} \delta = \text{konst.} \\ \delta = f_2(\epsilon) \text{ pēc nol-juma (10c)} \end{cases}$$

ar krustpunktu  $D$ , pie kam  $\eta''_{tu}=f(\epsilon)$  zars pie  $\epsilon > \text{rob } \epsilon$  iet virs, bet zars  $\eta'''_{tu}=f(\epsilon)$  pie  $\epsilon < \text{rob } \epsilon$  iet zem  $\eta''_{tu}=f(\epsilon)$  līknes.

Vispārējā universālā cikla atsevišķo gadījumu iespējamības rajonus ļoti spilgti noteic diagrammā 4 nol-juma  $\rho = \varphi \epsilon$  attēls — taisne  $OC$ , vilkta zem leņķa  $\alpha = \text{arctg } \varphi$ , kas sadala nol-juma (10a) noteikto līkņu  $\rho = f_3(\epsilon)$  lauku divās daļās. Ja  $\rho = f_3(\epsilon)$  līkne atrodas pa labi no  $OC$ , tad  $\rho < \varphi \epsilon$ , ja pa kreisi — tad  $\rho > \varphi \epsilon$ , un ja krusto, tad krustpunkts  $D$  noteic  $\text{rob } \epsilon$ , jo tas dod sistēmas

$$\begin{cases} \rho = f_3(\epsilon) \text{ pēc nol-juma (10a),} \\ \rho = \varphi \epsilon \end{cases}$$

atrisinājumu, aizvietojot ļoti neērto,  $\text{rob } \epsilon$  noteicošā, nol-juma (10'b) analitisko vai grafisko atrisināšanu.

Ja pie  $\tau = 10$  un  $\varphi = 2$  izvēlēsim  $\delta = 7$ ,  $\delta = 5,9$  un  $\delta = 5$ , tad, kā redzams no tabulas VII  $\delta = f_2(\varepsilon)$  līknes 33, būs reprezentētas visas trīs minētās iespējamības.

Pie  $\delta = 7$ , diagrammas 1 taisnes  $\delta = 7$  krustpunkts  $A$  ar  $\delta = f_2(\varepsilon)$  likni 2 dod  $\min \varepsilon < 1$ , kādēļ  $\min \varepsilon = 1$  un diagrammā 3 to pašu līniju krustpunkts  $G$  noteic  $\max \varepsilon \cong 4,05$ .

Pie  $\delta = 5,9$  tās pašas diagrammas dod  $\min \varepsilon = 1$  un  $\max \varepsilon = 3,6$ , un diagrammas 5 taisnes  $\delta = 5,9$  krustpunkts  $D$  ar  $\delta = f_2(\varepsilon)$  likni 33 dod  $\text{rob } \varepsilon = 2,0$ .

Pie  $\delta = 5$  diagrammu 1 un 3 attiecīgo līniju krustpunkti noteic  $\min \varepsilon = 1$  un  $\max \varepsilon \cong 3,15$ .

Nol-jumu (8), (10a), (I'a) un (I''a) noteiktās vērtības pie augstāk minētām parametru vērtībām sakopotas tabulā IX.

Tabula IX

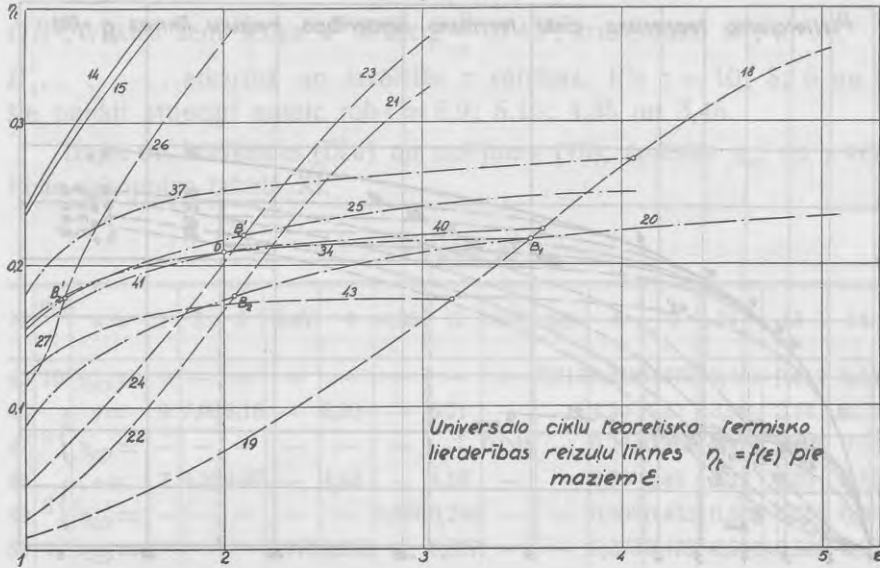
N	Pie $\delta$	$\varepsilon =$	1	1,5	2	3	3,15	3,6	4	4,05
35	7	$\nu =$	7	—	2,65	1,505	—	—	1,005	—
36		$\rho =$	1,816	—	3,415	5,05	—	—	—	6,78
37		$\eta'_{tu} =$	0,179	—	0,252	0,262	—	—	—	0,271
38	5,9	$\nu =$	5,9	—	2,23	1,27	—	—	0,848	—
39		$\rho =$	2,103	—	4,00	5,94	—	7,10	—	—
40		$\eta'_{tu} =$	—	—	0,209	0,220	—	0,224	—	—
41	5	$\eta'''_{tu} =$	0,149	0,191	0,209	—	—	—	—	—
42		$\rho =$	2,43	—	4,66	6,95	7,30	—	—	—
43		$\eta'''_{tu} =$	0,123	—	0,172	0,1735	0,174	—	—	—

Pēc tabulas datiem diagrammā 4 iezīmētās  $\nu = f_1(\varepsilon)$  līknes 35 un 38, krustojot taisni  $\nu = 1$ , apstiprina agrāk noteiktās  $\max \varepsilon$  vērtības. Turpat iezīmētās  $\rho = f_3(\varepsilon)$  līknes 36, 39 un 42 guļ attiecībā pret taisni  $OC$  tā, kā iepriekš paredzēts, krustojot taisni  $\rho = 1$ , noteic  $\min \varepsilon$ , un līkne 39, krustojot punktā  $D$  taisni  $OC$ , noteic  $\text{rob } \varepsilon$ .

Diagrammās 2 un 2a, no kurām pēdējā tēlo lielākā mērogā universālo ciklu termisko lietderības reizu līknes  $\eta_t = f(\varepsilon)$  līknes mazu  $\varepsilon$  rajonā, iezīmētās  $\eta'_{tu} = f(\varepsilon)$  un  $\eta'''_{tu} = f(\varepsilon)$  līknes 37, 40, 41 un 43 situētas pret  $\eta''_{tu} = f(\varepsilon)$  līkni 34 tā, kā iepriekš paredzēts.



Diagrama 2a.



Vispārējā universālā cikla gadījumi  $\rho = \varphi \epsilon$  un  $\rho > \varphi \epsilon$  iespējami mazu  $\epsilon$  un  $\delta$  rajonā, un tiem nevar būt praktiskas nozīmes.

C. Pielietoto teorētisko ciklu termisko lietderības reizu līknes.

a) Otto cikls (sk. sk. 3h) — vienīgais pastāvīgā tilpuma ciklu pārstāvis pielietoto ciklu grupā, un tā termiskā lietderības reizu vērtības pēc izteiksmes (VIII) sakopotas tabulā X.

Tabula X

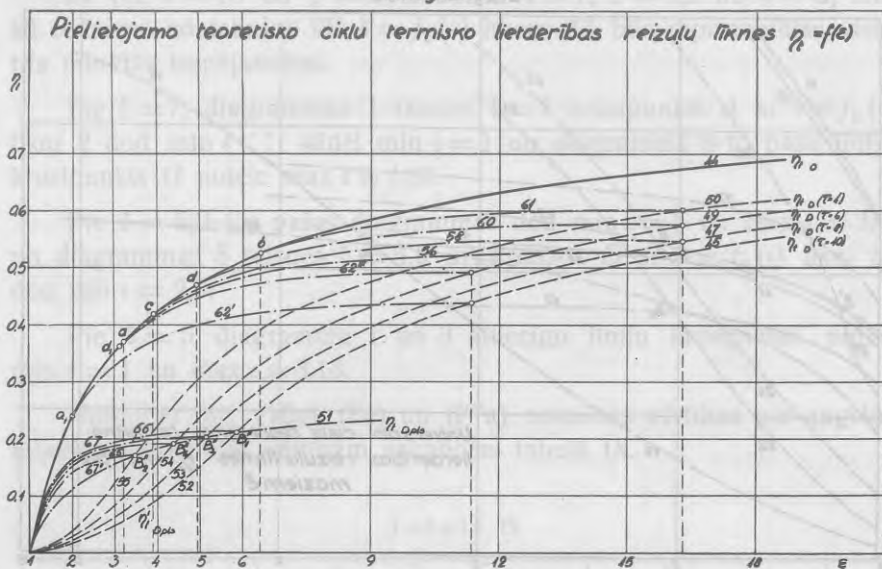
N	$\epsilon =$	1	2	3	4	5	6	9	12	15	18
44	$\eta_{to} =$	0	0,242	0,354	0,425	0,474	0,513	0,585	0,629	0,661	0,685

Pēc tabulas datiem iezīmēta diagrammā 6  $\eta_{to} = f(\epsilon)$  līkne 44, kas nosprauž pielietoto ciklu  $\eta_t$  augšējo robežu.

Diagrammas 1 līknes tēlo  $\nu$  un  $\delta$  maiņu saskaņā ar nol-jumiem (13) un (12) pie dažādām  $\tau$  vērtībām. Kā redzams, pieļaujot  $\max \delta = 60$ , pie  $\tau = 4$   $\max \epsilon = 7,6$ , un tad  $\max \eta_{to} \cong 0,565$ .

Praksē Otto motori strādā ar lielākiem  $\tau$ , un augstus  $\epsilon$  realizēt kavē arī to ierobežotais oktāna skaitļa minims un degvielu ierobežotais oktāna

Diagrama 6.



skaitļa maksims, kas nav atkarīgs no  $\tau$ , bet — no citām degvielas īpašībām, kādēļ  $\max \eta_{to} \ll 0,565$ .

Otto motoru traģisms ir tas, ka šīs dienas motortehnika nespēj tos nodarbināt augstu  $\epsilon$  rajonā un izmantot to vislielākos, pie vienādām  $\epsilon$  vērtībām, starp pielietotiem cikliem termiskos lietderības reizulus. Tas tādēļ, ka motortehnikas rīcībā nav pašreizējām motora konstruktīvām formām vajadzīgo īpašību degvielu un vajadzīgās izturības materiālu vai arī nav — pašreizējām degvielu īpašībām un materiālu izturībai piemērotu konstruktīvu formu.

Liekas, ka nākotne minētā traģisma novēršanai ies kompromisa ceļu, uzlabojot materiālus un meklējot piemērotākas konstruktīvas formas, lai sekotu progresējošām degvielu īpašībām.

b) Diesel'a cikls (sk. sk. 3i) pie  $\epsilon \leq \text{rob } \epsilon$ , kuŗa vērtību noteic sistēma

$$\begin{cases} \rho = \frac{\tau}{\epsilon^{\kappa-1}} + 1, \\ \rho = \epsilon, \end{cases}$$

pāriet pilnspiediena Diesel'a ciklā.

Sistēmas atrisinājumu diagrammā 3 dod  $\rho = f_3(\epsilon)$  likņu un taisnes  $OB''$ , vilktas zem leņķa  $\alpha'' = \arctg \frac{\rho}{\epsilon} = 45^\circ$ , krustpunkti  $B_1''$ , . . . . ,  $B_4''$ , . . . . , atkarībā no izvēlētās  $\tau$  vērtības. Pie  $\tau = 10$ ; 8; 6 un 4 šie punkti attiecīgi noteic robe  $\epsilon = 5,9$ ; 5,15; 4,35 un 3,45.

Izejot no izteiksmes (IXa) un noljuma (15), aplēstās  $\eta_{iD}$  un  $\rho$  vērtības sakopotas tabulā XI.

Tabula XI

N	Pie $\tau$	$\epsilon =$	1	2	3	3,45	4	4,35	5	5,15	5,9	6	9	12	15	18
45	10	$\eta_{iD} =$	—	—	—	—	—	—	—	—	0,213	0,219	0,372	0,453	0,512	0,549
46	8	$\rho =$	9	7,06	6,16	—	5,60	—	5,21	—	—	4,90	4,32	3,96	3,71	3,52
47		$\eta_{iD} =$	—	—	—	—	—	—	—	0,205	—	0,264	0,396	0,476	0,528	0,568
48	6	$\rho =$	7	5,55	4,87	—	4,45	—	4,16	—	—	3,93	3,49	3,22	3,03	2,89
49		$\eta_{iD} =$	—	—	—	—	—	0,190	0,240	—	—	0,308	0,433	0,505	0,556	0,593
50	4	$\eta_{iD} =$	—	—	—	0,170	0,225	—	0,307	—	—	0,373	0,475	0,540	0,589	0,620

Pēc tabulas datiem iezīmētas diagrammā 3  $\rho = f_3(\epsilon)$  līknes 46 un 48 attiecīgo robe noteikšanai un diagrammā 6 —  $\eta_{iD} = f(\epsilon)$  līknes 45, 47, 49 un 50.

Salīdzinot iegūtās  $\eta_{iD} = f(\epsilon)$  līknes, redzams, ka ar  $\tau$  samazināšanos —  $\eta_{iD}$  pieaug. Tā kā dīzeļmotors, lai pilnīgi degvielu sadedzinātu, strādā ar lielu gaisa pārākuma koeficientu  $\lambda$ , kādēļ  $\tau$  samazinās, tad jāsecina, ka līdz robežai, kuŗu noteic  $\max(\eta_{iD} \tau)$ , kas, kā redzams no  $p_e$  izteiksmes (33), ietekmē pēdējo, ir izdevīgi palielināt  $\lambda$ .

Ar to, ka  $\tau$  samazināšana palielina  $\eta_{iD}$ , izskaidrojama tā prakse ļoti svarīgā dīzeļmotora īpašība, ka tā degvielas patēriņš pie daļu slodzēm neaug tik strauji, kā Otto motoram, kam  $\eta_{iO}$  nav atkarīgs no  $\tau$ , jo, cikla degvielas devai samazinoties, krīt  $\tau$ , kādēļ daļu slodzēm  $\eta_{iD}$  lielāks nekā pilnai slodzei, kurpretim  $\eta_{iO} = \text{konst}$ .

Augstu  $\epsilon$  rajonā  $\eta_{iD} = f(\epsilon)$  līknes diezgan strauji kāpj, kādēļ jāsecina, ka nākotnē, tiklīdz materiālu izturība un to īpatnējais svars atļaus augstākus sadegšanas spiedienus  $\delta$  un temperatūru, iespējama vēl lielāku  $\epsilon$  pielietošana dīzeļmotoros kā šodien, lai celtu degvielu izmanti.

c) Diesel'a pilnspiediena cikla (sk. sk. 31) termisko lietderības reizuli  $\eta_{tDpls}$  robežgadījumā  $\rho = \varepsilon$ , kuŗu diagrammā 3 tēlo taisne  $OB''$ , vilkta zem leņķa  $\alpha'' = 45^\circ$ , pie mainīga  $\tau$ , kuŗu noteic noljums (30), un  $\delta$ , saskaņā ar noljumu (14), dod izteiksme (XI).

Tiklīdz izvēlēta tāda  $\tau$  vērtība, pie kuŗas, noljuma (15) noteiktais  $\rho > \varepsilon$ , Diesel'a pilnspiediena cikla lietderības reizuli  $\eta'_{tDpls}$  noteic izteiksme (XI'a), pie kam  $\max \varepsilon = \text{rob } \varepsilon$ , jau noteiktiem Diesel'a cikla gadījumā.

Minēto termisko lietderības reizuļu vērtības sakopotas tabulā XII.

Tabula XII

N	Pie $\tau$	$\varepsilon =$	1	2	3	3,45	4	4,35	5	5,15	5,9	6	9 u. t. t.
51		$\eta_{tDpls} = 1 - \frac{0}{0}$	0,113	0,158	—	0,186	—	0,200	—	—	0,211	0,233	
52	10	$\eta'_{tDpls} = 0$	0,012	0,046	—	0,096	—	0,153	—	0,213	—	—	
53	8	$\eta'_{tDpls} = 0$	0,019	0,062	—	0,120	—	—	0,205	—	—	—	
54	6	$\eta'_{tDpls} = 0$	0,026	0,083	—	—	0,190	—	—	—	—	—	
55	4	$\eta'_{tDpls} = 0$	0,040	0,124	0,170	—	—	—	—	—	—	—	

Kā redzams,  $(\eta_{tDpls})_{\varepsilon=1}$  ir nenoteiktība, un tās robeža

$$\begin{aligned} \lim (\eta_{tDpls})_{\varepsilon \rightarrow 1} &= \lim \left[ 1 - \frac{\delta - 1}{\varepsilon (\varepsilon - 1)} \right]_{\varepsilon \rightarrow 1} = \\ &= 1 - \frac{1}{\varepsilon} \lim \left[ \frac{\varepsilon^\varepsilon - 1}{\varepsilon^\varepsilon - \varepsilon^{\varepsilon-1}} \right]_{\varepsilon \rightarrow 1} = 1 - \frac{1}{\varepsilon} \lim \left[ \frac{\frac{d}{d\varepsilon} (\varepsilon^\varepsilon - 1)}{\frac{d}{d\varepsilon} (\varepsilon^\varepsilon - \varepsilon^{\varepsilon-1})} \right]_{\varepsilon \rightarrow 1} = \\ &= 1 - \frac{1}{\varepsilon} \lim \left[ \frac{\varepsilon \varepsilon^{\varepsilon-1}}{\varepsilon \varepsilon^{\varepsilon-1} - (\varepsilon - 1) \varepsilon^{\varepsilon-2}} \right]_{\varepsilon \rightarrow 1} = 1 - \frac{1}{\varepsilon} \cdot \frac{\varepsilon}{\varepsilon - (\varepsilon - 1)} = 0, \end{aligned}$$

kas fizikāli izskaidrojams ar to, ka noljums (30) pie  $\varepsilon = 1$  dod  $\tau = 0$ , un tad arī jābūt  $\eta_{tDpls} = 0$ .

Pēc tabulas datiem iezīmēta diagrammā 6  $\eta_{tDpls} = f(\varepsilon)$  likne 51, kas noteic Diesel'a ciklu apakšējo un Diesel'a pilnspiediena ciklu augšējo robežu, sastāvēt no infleksijas punktiem  $B''_1, B''_2, \dots$ ,

un  $\eta'_{f_{Dplis}} = f(\epsilon)$  liknes 52 ÷ 55, kas liecina, ka Diesel'a pilnspiediena cikls iespējams tikai mazu  $\epsilon$  rajonā ( $\epsilon < 5,9$ ) un raksturojas ar zemiem lietderības reizinājumiem, jo pie  $\rho > \epsilon$  daļa degvielas sadeg izplūdes laikā, kādēļ motora darbība apdraud apkārtni un nav pieļaujama.

d) Seiliger'a cikla (sk. sk. 3g) termiskais lietderības reizinājums, saskaņā ar izteiksmi (VIIa) un nol-jumiem (8) un (10a),

$$\eta_{ts} = f(\epsilon, \tau, \delta), \text{ jo } \varphi = 1,$$

kādēļ jāvēlē divi parametri  $\tau$  un  $\delta$ .

To min  $\epsilon$  vērtību, pie kuŗas Otto cikls pāriet Seiliger'a ciklā, noteic viena no sistēmām

$$\begin{cases} \delta = \text{konst.}, \\ \delta = f_2(\epsilon) \text{ pēc nol-juma (12) vai} \end{cases} \begin{cases} \rho = 1, \\ \rho = f_3(\epsilon) \text{ pēc nol-juma (10a).} \end{cases}$$

Pirmās sistēmas atrisinājumus dod diagramma 1 ar krustpunktiem  $a, b \dots$  jeb  $a_1, b_1 \dots$ , un otrai sistēmai — diagramma 4 — ar tāpat apzīmētiem krustpunktiem, atkarībā no izvēlētajām parametru  $\delta$  un  $\tau$  vērtībām.

To max  $\epsilon$  vērtību, pie kuŗas Seiliger'a cikls pāriet Diesel'a ciklā, noteic sistēma

$$\begin{cases} \delta = \text{konst.}, \\ \delta = f_2(\epsilon) \text{ pēc nolīdzinājuma (14),} \end{cases}$$

kuŗas atrisinājumu dod diagrammā 3 krustpunkti  $A, A_1 \dots$ , atkarībā no izvēlētas parametra  $\delta = \text{konst.}$  vērtības.

Modernā motoru teknikā Seiliger'a ciklam ļoti liela nozīme, jo modernie degvielas iešļircināšanas veidi — sevišķi ātras gaitas motoros, veicina minētam ciklam atbilstošu degvielas sadegšanas norisi. Seiliger'a cikls izplatīts, kā augstas kompresijas pakāpes  $\epsilon$  dīzeļmotoros, tā arī vidējo kompresijas pakāpju  $\epsilon$  kvēlgalvas, semi-dīzeļu un Hesselmann'a tipa svešaizdedzes smago degvielu motoros.

Minēto iemeslu dēļ  $\eta_{ts} = f(\epsilon)$  aplēšu divām  $\delta$  vērtībām,  $\delta = 50$  un  $\delta = 30$ , kādas ļoti plaši sastopamas augstāk minētos motoros.

Ja  $\delta = 50$ , tad augstāk aplūkotās matodes noteic min  $\epsilon = 3,2$  pie  $\tau = 10$ , min  $\epsilon = 3,9$  pie  $\tau = 8$ , min  $\epsilon = 4,9$  pie  $\tau = 6$ , min  $\epsilon = 6,4$  pie  $\tau = 4$  un max  $\epsilon = 16,3$ .

Ja  $\delta = 30$ , tad min  $\epsilon = 2,0$  pie  $\tau = 10$ , min  $\epsilon = 2,4$  pie  $\tau = 8$ , min  $\epsilon = 3,1$  pie  $\tau = 6$ , min  $\epsilon = 4,05$  pie  $\tau = 4$  un max  $\epsilon = 11,35$ .

Pie augstāk izvēlētajiem parametriem, saskaņā ar nol-jumiem (8), (10a) un (VIIa), aplēstās vērtības sakopotas tabulās XIII un XIV, pie kam pirmā — attiecas uz  $\delta = 50$  un otrā uz  $\delta = 30$ .

Tabula XIII

N	Pie $\tau$	$\varepsilon =$	3	3,2	3,9	4	4,9	5	6	6,4	9	12	15	16,3	18
56	10	$\eta_{ts} =$	—	0,371	—	—	—	—	0,482	—	0,512	0,523	0,526	0,527	—
57	8	$\rho =$	0,832	—	—	1,026	—	1,223	1,421	—	2,038	2,669	3,319	—	3,985
58		$\eta_{ts} =$	—	—	0,417	—	—	0,467	0,489	—	0,530	0,546	0,5465	0,547	—
59	6	$\rho =$	—	—	—	0,866	—	1,023	1,181	—	1,678	2,189	2,719	3,265	—
60		$\eta_{ts} =$	—	—	—	—	0,472	—	0,503	—	0,554	0,572	0,575	0,576	—
61	4	$\eta_{ts} =$	—	—	—	—	—	—	—	0,525	0,573	0,597	0,602	0,603	—

Tabula XIV

N	Pie $\tau$	$\varepsilon =$	2	2,4	3	3,1	4	4,05	5	6	9	11,35
62	10	$\eta_{ts} =$	0,242	—	0,330	—	0,377	—	0,402	0,416	0,434	0,438
62'	8	$\eta_{ts} =$	—	0,295	0,345	—	0,399	—	0,431	0,442	0,459	0,460
62''	6	$\eta_{ts} =$	—	—	—	0,363	0,414	—	0,449	0,468	0,488	0,490
62'''	4	$\eta_{ts} =$	—	—	—	—	—	0,427	0,464	0,486	0,528	0,530

Pēc tabulu datiem iezīmētas diagramma 4  $\rho = f_3(\varepsilon)$  līknes 57 un 59 un diagrammā 6 —  $\eta_{ts} = f(\varepsilon)$  līknes 56, 58, 60, 61, 62' un 62'''.

Aplūkojot  $\eta_{ts} = f(\varepsilon)$  līknes, redzams, ka sākumā tās strauji kāpj, bet augstāku  $\varepsilon$  rajonā  $\eta_{ts}$  pieaugums kļūst niecīgs. Kā no diagrammas 4  $\nu = f_1(\varepsilon)$  un  $\rho = f_3(\varepsilon)$  līknēm redzams, straujā kāpuma rajonā ciklam liels  $\nu$ , bet lēzenuma rajonā — liels  $\rho$ . Var secināt, ka  $\eta_{ts}$  uzlabošanas nolūkā nav vērts lietot augstākus  $\varepsilon$  par vērtībām, kuņas noteic diagrammā 4 krustpunkti  $c_1, \dots, c_4$ , kam atbilst  $\nu = \rho$ .

Ar minēto izskaidrojams vidējo kompresijas pakāpju motoru, strādājošu pēc Seiliger'a cikla, augstais termiskais lietderības reizinātājs.

Arī Seiliger'a ciklam ar  $\tau$  samazināšanos —  $\eta_{ts}$  pieaug.

e) Seiliger'a pilnspiediena cikls (sk. sk. 3j) pie  $\rho = \varepsilon$  nosprauž Seiliger'a ciklu apakšējo robežu un  $\eta_{tSpls} = f(\varepsilon)$  pie  $\tau = \text{konst.}$ , bet mainīgām, saskaņā ar nol-jumiem (29) un (28a)  $\nu$  un  $\delta$  vērtībām, noteic izteiksme (Xa).

Minētie lielumi aplēsti dažām  $\tau$  vērtībām un sakopoti tabulā XV.

Tabula XV

N	Pie $\tau$	$\varepsilon =$	1	1,5	2	3	3,45	4	4,35	5	5,15	5,9
63	6	$\nu =$	9,4	—	3,07	1,69	—	1,12	—	0,821	—	—
64		$\delta =$	9,4	8,45	8,11	7,86	—	7,80	7,78	—	—	—
65		$\eta_{t \text{ Spis}} =$	0	0,113	0,153	0,183	—	0,189	0,190	—	—	—
66	8	$\eta_{t \text{ Spis}} =$	0	—	0,158	0,190	—	0,200	—	0,2045	0,205	—
67	10	$\eta_{t \text{ Spis}} =$	0	—	0,161	0,195	—	0,207	—	0,212	—	0,213
67'	4	$\eta_{t \text{ Spis}} =$	0	—	0,147	0,1695	0,170	—	—	—	—	—

Pēc tabulas datiem iezīmētas diagrammā 5  $\nu = f_1(\varepsilon)$  līkne 63 un  $\delta = f_2(\varepsilon)$  līkne 64 un diagrammā 6 —  $\eta_{t \text{ Spis}} = f(\varepsilon)$  līknes 65 ÷ 67', kuŗas nosprauž  $\eta_s = f(\varepsilon)$  a p a k š ē j ā s robežas pie attiecīgām  $\tau$  vērtībām.

Taisne  $OC''$ , vilkta zem leņķa

$$\alpha'' = \arctg \frac{\rho}{\varepsilon} = 45^\circ,$$

tēlodama nol-jumu  $\rho = \varepsilon$ , sadala diagrammu 4 Seiliger'a ( $\rho < \varepsilon$ ) un tā pilnspiediena ( $\rho > \varepsilon$ ) ciklu rajonos un diagrammā 5 ar krustpunktu  $I''$ , noteic visām  $\tau$  vērtībām min  $\varepsilon = 1$ .

Diagrammas 5 līknes  $\nu = f_1(\varepsilon)$  ar krustpunktiem  $B'_1, \dots, B'_4$  noteic max  $\varepsilon = \text{rob } \varepsilon$ , kuŗas dod arī diagrammā 3 taisnes  $OB''$ , tā paša apzīmējuma krustpunkti.

Vispārējās robežvērtību noteikšanas metodes analogas aplūkotām, iztīrājot punktā  $c$  vispārējo universālo ciklu.

No diagrammas 5  $\delta = f_2(\varepsilon)$  līknes 64 redzams, ka, ja  $\tau = 6$ , tad pie  $\delta > 9,4$  būs Seiliger'a cikls, ja  $9,4 > \delta > 7,78$ , tad, piem., pie  $\delta = 8$ , kā redzams no nule minētās līknes un  $\delta = 8$  taisnes krustpunkta  $D'$ , kas noteic rob  $\varepsilon = 2,4$ , pie  $\varepsilon < \text{rob } \varepsilon$  būs Seiliger'a pilnspiediena cikls ar  $\rho > \varepsilon$ , pie  $\varepsilon > \text{rob } \varepsilon$  — Seiliger'a cikls, kas pāries Diesel'a ciklā pie max  $\varepsilon = 4,4$ , kuŗu noteic diagrammas 3 līknes,  $\delta = f_2(\varepsilon)$  krustpunkts  $\varepsilon$  ar taisni  $\delta = 8$ , un pie  $\varepsilon = \text{rob } \varepsilon$  — Seiliger'a pilnspiediena cikls ar  $\rho = \varepsilon$ . Ja  $\delta < 7,78$ , tad viscauri līdz pārejai Diesel'a pilnspiediena ciklā būs spēkā Seiliger'a pilnspiediena cikls ar  $\rho > \varepsilon$ . Tā, piem., pie  $\delta = 6$  diagrammas 3 līknes  $\delta = f_2(\varepsilon)$  un taisnes  $\delta = 6$  krustpunkts  $C$  noteic ar max  $\varepsilon \approx 3,55$  pāreju Diesel'a pilnspiediena ciklā.

Pie  $\tau=6$  un  $\delta=8$  un 6, saskaņā ar nol-jumiem (Xa), (X'a), (8) un (10a), aplēstās vērtības sakopotas tabulā XVI.

Tabula XVI

N	Pie $\delta$	$\varepsilon =$	1	1,5	2	2,4	3	3,55	4	4,4	5
68	8	$\nu =$	8	—	3,03	—	1,72	—	1,15	—	0,834
69		$\rho =$	1,125	—	2,02	—	2,95	—	3,91	—	4,89
70		$\eta_{ts} =$	—	—	—	0,168	0,187	—	0,192	0,193	—
71	6	$\eta'_{tSpIs} =$	0	0,112	0,1525	0,168	—	—	—	—	—
72		$\rho =$	1,405	—	2,60	—	3,84	4,54	—	—	—
73		$\eta'_{tSpIs} =$	0	—	0,107	—	0,125	0,126	—	—	—

Pēc tabulas datiem iezīmēta diagrammā 4  $\nu = f_1(\varepsilon)$  līkne 68, kuŗas krustpunkts  $e$  ar taisni  $\nu = 1$  apstiprina  $\max \varepsilon = 4,4$ ,  $\rho = f_3(\varepsilon)$  līknes 69 un 72, no kuŗām līkne 69 krusto punktā  $D'$  taisni  $OC''$ , noteicot rob  $\varepsilon = 2,4$ , un līkne 72, atrazdamās pa kreisi no  $OC''$ , norāda, ka darišana ar Seiliger'a pilnspiediena ciklu pie  $\rho > \varepsilon$ , un diagrammā 6a, kas tēlo pielietojamo ciklu termisko lietderības reizuŗu  $\eta_t = f(\varepsilon)$  līknes mazu  $\varepsilon$  rajonā lielākā mērogā, —  $\eta_{ts} = f(\varepsilon)$  un  $\eta'_{tSpIs} = f(\varepsilon)$  līknes 70, 71 un 73, no kuŗām pirmās saskaŗas punktā  $D'$  uz  $\eta_{tSpIs} = f(\varepsilon)$  līknes 65.

Diagrama 6a.

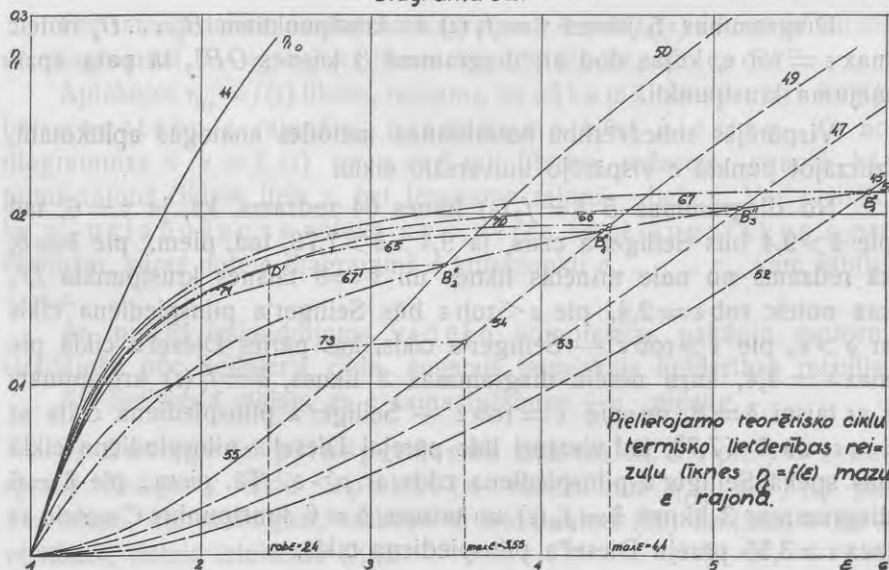
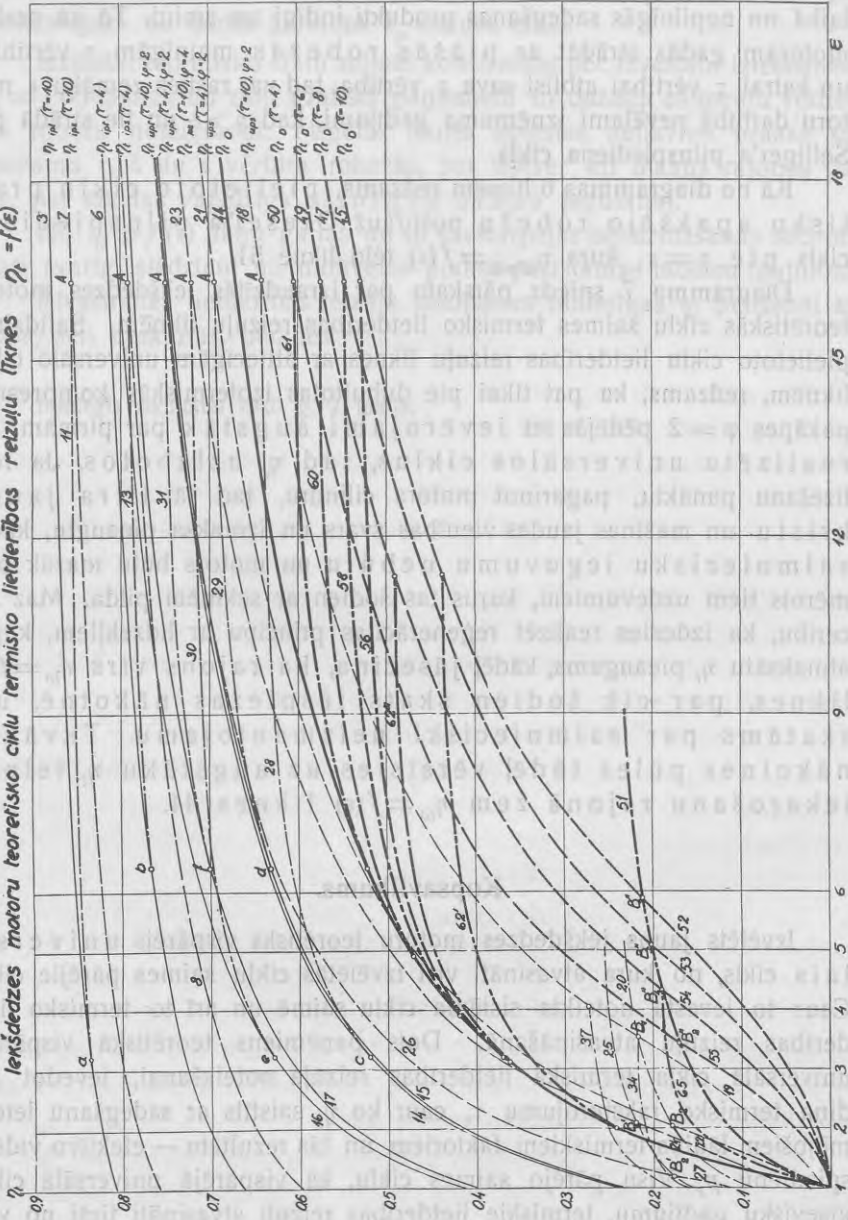




Diagrama 7.  
Iekšdedzes motoru teorētisko ciklu termisko lietderības rezultū līknes  $\eta_t = f(\epsilon)$



Seiliger'a pilnspiediena ciklam pie  $\rho > \epsilon$  praktiskas nozīmes nav, jo degvielas patēriņš liels, sadegšana turpinās izplūdes laikā un nepilnīgās sadegšanas produkti indīgi un smird. Tā kā praksē motoram gadās strādāt ar plašās robežās mainīgām  $\tau$  vērtībām un katrai  $\tau$  vērtībai atbilst sava  $\rho$  vērtība, tad var rasties zemāku  $\epsilon$  motoru darbībā nevēlami izņēmuma gadījumi, kad  $\rho > \epsilon$  un tie strādā pēc Seiliger'a pilnspiediena cikla.

Kā no diagrammas 6 liknēm redzams, pielietoto ciklu praktisko apakšējo robežu nosprauž Diesel'a pilnspiediena cikls pie  $\rho = \epsilon$ , kuŗa  $\eta_{iDpls} = f(\epsilon)$  tēlo likne 51.

Diagramma 7 sniedz pārskatu par izraudzītās iekšdedzes motoru teorētiskās ciklu saimes termisko lietderības reizuļu liknēm. Salīdzinot pielietoto ciklu lietderības reizuļu liknes ar attiecīgām universālo ciklu liknēm, redzams, ka pat tikai pie dubultotas izotermiskās kompresijas pakāpes  $\varphi = 2$  pēdējās iet ievērojami augstāk par pirmām. Ja realizētu universālos ciklus, tad  $\eta_t$  uzlabotos. Ja realizēšanu panāktu, pagarinot motora cilindru, tad tā litra jauda kristu un mašīnas jaudas vienības svars un izmaksa pieaugtu, kādēļ saimniecisku ieguvumu nebūtu un motors būtu mazāk piemērots tiem uzdevumiem, kuŗus tas šodien ar sekmēm pilda. Maz arī cerību, ka izdosies realizēt reģenerācijas principu ar līdzekļiem, kuŗus atmaksātu  $\eta_t$  pieaugums, kādēļ jāsecina, ka rajons virs  $\eta_{to} = f(\epsilon)$  līknes, par cik šodien skats iespējas nākotnē, uzskatāms par saimnieciski neizmantojamu. Tuvākās nākotnes pūles tādēļ vērsīsies uz augstāku  $\eta_t$  telpas iekārtošanu rajonā zem  $\eta_{to} = f(\epsilon)$  līknes 44.

### Kopsavilkums.

Izvēlēts jauns iekšdedzes motoru teorētisks vispārējs universālais cikls, no kuŗa atvasināti visi izvēlētās ciklu saimes pārējie cikli. Caur to ieviesta noteikta sistēma ciklu saimē un arī to termisko lietderības reizuļu atvasināšanā. Dots paņēmiens teorētiskā vispārējā universālā cikla termiskā lietderības reizuļa noteikšanai, ievēdot lādiņa termisko raksturojumu  $\tau$ , caur ko  $\eta_t$  saistīts ar sadegšanu ietekmējošiem lādiņa termiskiem faktoriem un tās rezultātu — efektīvo vidējo spiedienu  $p_e$ . Visu pārējo saimes ciklu, kā vispārējā universālā cikla atsevišķu gadījumu, termiskie lietderības reizuļi atvasināti tieši no vispārējā universālā cikla lietderības reizuļu izteiksmēm.

Noteiktas galveniem motoru veidiem un to svarīgākām degvielām lādiņa termiskā raksturojuma  $\tau$  praktiskās robežas, pieņemot tās par neatkarīgām no darba ķermeņa  $c_p$  maiņas ciklā.

Izvēlētai teorētisko ciklu saimei konstruētas pēc izvestām izteiksmēm  $\eta_t = f(\epsilon)$  līknes un doti grafiski paņēmieni to dažādu elementu vērtību un robežu noteikšanai. Minētās līknes aplēstas netikvien praksē sastopamo  $\tau$ ,  $\delta$  un  $\epsilon$  vērtību robežās, bet aptver arī blakus rajonus par tik, par cik tas vajadzīgs pilnīgas ainas iegūšanai.

No  $\eta_t = f(\epsilon)$  līkņu gaitas un to savstarpējas salīdzināšanas secināti daži svarīgi slēdzieni un motivētas praksē pazīstamas motoru īpatnības.

Atvasinātās lietderības reizuļu izteiksmes nodrošina  $\eta_t$  pētīšanai arī citās, šeit neskartās, plāknēs.

Iesniegts fakultātei 1940. g. 9. maijā.

# Eine Gattung der theoretischen Kreisprozesse der Verbrennungskraftmaschinen und ihre thermischen Wirkungsgrade.

Von Dr. ing. Jānis Inveiss, Dozent.

## Autoreferat.

Ungeachtet der großen Erfolge der Verbrennungskraftmaschinen auf dem Gebiete der heutigen angewandten Technik, fehlt es an einem strengen System in den thermodynamischen Grundlagen selbst — den vielen theoretischen Kreisprozessen und ihren thermischen Wirkungsgraden. Die Kreisprozesse der Verbrennungskraftmaschinen sind Glieder einer und derselben Gattung, deshalb genügt es, die allgemeine Bestimmungsart der thermischen Wirkungsgrade auf den allgemeinen Musterprozeß anzuwenden. Für die übrigen Glieder der Gattung, die des allgemeinen Prozesses Sonderfälle sind, kann man ihre Wirkungsgrade ermitteln, indem man sie von den Ausdrücken der thermischen Wirkungsgraden des allgemeinen Musterprozesses ableitet.

Der Verfasser nimmt als den allgemeinen theoretischen Idealprozeß den Kreisprozeß  $1 \div 2 \div 3 \div 4 \div 7 \div 1$  an, vgl. Handriß 1, der begrenzt wird von

der Adiabate  $1 \div 2$ ,

der Isohore  $2 \div 3$ ,

der Isobare  $3 \div 4$ ,

der Adiabate  $4 \div 7$  und

den Isothermen der Umgebung  $T_1$  °K  $7 \div 1$ , und nimmt als den allgemeinen Musterprozeß den Kreisprozeß  $1 \div 2 \div 3 \div 4 \div 5 \div 6 \div 1$  an, der in demselben Handriß dargestellt ist.

Die Gattung des gewählten allgemeinen Musterprozesses ist in Handriß 3 dargestellt. Die erste Reihe stellt die allgemeinen, die zweite — die idealen, die dritte — die angewandten und die vierte — die angewandten anormalen Kreisprozesse dar.

Dem allgemeinen Musterprozeß a des Handrisses 3 sind mit Hilfe des allgemeinen Verfahrens die thermischen Wirkungsgrade festgestellt gemäß den Ausdrücken (I', I'a, I'', I''a, I''' und I'''a), wobei in den Ausdrücken (I'a, I''a und I'''a)  $\eta_t$  als die Funktionen der thermischen Kennzeichnung (Charakteristik) der Ladung

$$\tau = \frac{q_1}{c_p T_1} \left[ \frac{\text{kcal}}{\text{kg}} \cdot \frac{1}{\frac{\text{kcal}}{\text{kg } ^\circ\text{K}}} \right]$$

ausgedrückt sind. Diese Kennzeichnung, die das Verhältnis der isobaren Temperatursteigerung beim völligen Verbrennen von 1 kg Ladung

$$\frac{q_1}{c_p}$$

zur absoluten Temperatur der Umgebung  $T_1$  °K darstellt, ist eine dimensionslose Zahl, die die Ladung thermisch kennzeichnet, ohne auf die Art der Wärmezufuhr  $q_1^{\text{kcal/kg}}$  des Prozesses Rücksicht zu nehmen. Deshalb gilt diese Zahl auch für Ladungen solcher Prozesse, wo das Verbrennen nicht der Isobare gemäß von sich geht.

Indem man die thermische Kennzeichnung der Ladung  $\tau$  einführt, ist der thermische Wirkungsgrad  $\eta_t$  mit den die Verbrennung beeinflussenden thermischen Faktoren der Ladung und des Ergebnisses — des effektiven mittleren Druckes  $p_e$  — verbunden.

Die thermischen Wirkungsgrade (vgl. die Ausdrücke II ÷ XII) aller anderen Kreisprozesse der in Handriß 3 dargestellten Gattung sind von den Ausdrücken der Wirkungsgrade  $\eta_t$  des allgemeinen Musterprozesses a unmittelbar abgeleitet.

Im zweiten Abschnitt sind die anwendbaren Grenzen der thermischen Kennzeichnung der Ladung  $\tau$ , die sich auf die Hauptarten der Motore und die Hauptbrennstoffe beziehen, zahlenmäßig dargestellt, dabei sind die Grenzen als unabhängig von den Veränderungen der spezifischen Wärme  $c_p$  des Arbeitskörpers angenommen.

Im dritten Abschnitt sind die Koordinaten  $\eta_t = f(\epsilon)$  der gewählten Kreisprozeßgattung zahlenmäßig berechnet unter Zuhilfenahme der gewonnenen Ausdrücke. In den Aufrissen sind die Kurven der thermischen Wirkungsgrade  $\eta_t = f(\epsilon)$  dargestellt, und zwar in 2 und 2a die der Ideal- und Allgemeinkreisprozesse, in 6 und 6a — der ange-

wandten und in 7 — aller Kreisprozesse. Diese Kurven umfassen nicht nur die gebrauchsmäßigen Wertgrenzen von  $\tau$ ,  $\delta$  und  $\epsilon$ , sondern auch die Grenzgebiete, soweit sie zum Abrunden der Anschauung nötig sind.

Die Kurven der Aufrisse 1, 3, 4 und 5 zeigen bildlich die Werte und Grenzen der verschiedenen Glieder der Prozeßgattung. Diese Werte und Grenzen sind zur Bestimmung der Kurven  $\eta_t = f(\epsilon)$  nötig.

Aus dem Gang der erhaltenen Kurven  $\eta_t = f(\epsilon)$  und der gegenseitigen Vergleichung werden einige Schlüsse gezogen, die sich auf die Zukunftsaussichten zur Verbesserung der thermischen Wirkungsgrade beziehen. Außerdem werden die schon bekannten Eigenschaften der Motore begründet.



LU bibliotēka



220041008

246698

LII/1448

LUR mech. II.

AUL mech. II.

- Nr. 17. **N. Rozenauers** (N. Rosenauer). Heusingera (Heusinger von Waldegg) kulises mehanisma jauna paātrinājumu konstrukcija . . . . . 249  
Eine neuartige Beschleunigungskonstruktion an der Heusinger-Steuerung . . . . . 257
- Nr. 18. **N. Reinfelds**. Kokvilnas gredzenvārpjamo mašīnu uztišanas teorija . . . . . 263  
Die Aufwicklungstheorie der Baumwoll-Ringspinnmaschine . . . . . 288
- Nr. 19. **Jānis Inveiss**. Kāda iekšdedzes motoru teorētisko ciklu saime un tās termiskie lietderības reizinājumi . . . . . 289  
Eine Gattung der theoretischen Kreisprozesse der Verbrennungskraftmaschinen und ihre thermischen Wirkungsgrade . . . . . 336b