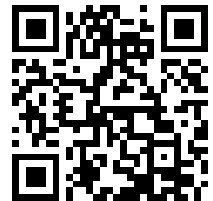


---

This is a reproduction of a library book that was digitized by Google as part of an ongoing effort to preserve the information in books and make it universally accessible.

Google™ books

<http://books.google.com>



AC 760

TJ 4

.S77

v.2

У.С

СРПСКА АКАДЕМИЈА НАУКА

# ЗБОРНИК РАДОВА

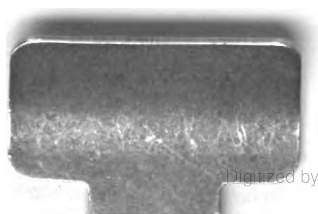
Књ. V

МАШИНСКИ ИНСТИТУТ

Књ. 2

БЕОГРАД

1950



*Srpska akademija nauka i umetnosti,*

СРПСКА АКАДЕМИЈА НАУКА

*Belgrad — Mašinski institut*

*Zbornik radova*

# ЗБОРНИК РАДОВА

Књ. V

МАШИНСКИ ИНСТИТУТ

Књ. 2

БЕОГРАД

1950

65

R5

TJ 4  
. S 77  
v. 2

УРЕДНИК  
Академик ВЛ. ФАРМАКОВСКИ  
Управник Машинског института САН

INDIANA UNIVERSITY LIBRARY

*Рад под бр. 1 приказан је на IV скупу Одељења техничких наука  
САН, 17. V. 1949; радови под бр. 2—5 примљени су на III скупу,  
18. IV. 1950.*

Наука Свита

ИЗДАВАЧКО ПРЕДУЗЕЋЕ НАРОДНЕ РЕПУБЛИКЕ СРБИЈЕ

Штампа „ВУК КАРАЏИЋ“, погон „ИСКРА“ — Београд — Таковска 32 - Тел. 21-211

9-29-60  
10-25-72

## САДРЖАЈ

	Страна
1. В. Фармаковски — Прстенасти прегрејачи паре локомотивских котлова . . . . .	1
2. Бранислав Илић — Став релативних брзина код равног кретања механизма . . . . .	85
3. Милан К. Јовановић — Веза између топлоте испаравања и температуре кључања на ниским притисцима . . . . .	97
4. Павле Станковић — Проблем пластичног деформисања истовременим статичким и динамичким дејством . . . . .	105
5. Бранислав Илић — Ротација брзине за графичку конструкцију нормалног убрзања . . .	115



ВЛАДИМИР ФАРМАКОВСКИ

## ПРСТЕНАСТИ ПРЕГРЕЈАЧИ ПАРЕ ЛОКОМОТИВСКИХ КОТЛОВА

### І ОПШТИ ДЕО

#### 1. Увод

Циљ је сваког прегрејача паре, да, после сушења влажне за-  
сићене паре коју производи парни котао, пара добија већу количину  
топлоте од извора високе температуре и на тај начин подигне  
своју температуру до  $t_s$  — знатно изнад котловске температуре  $t_k$ ,  
која одговара котловском надпритиску  $p_k$ . Пара се прегрејава у  
прегрејачу до температуре  $t_s$  ради сузбијања кондензационих губи-  
така у парним цилиндрима машине који наступа услед измене  
топлоте између радне паре и зидова цилиндра (овај је губитак код  
машина засићене паре веома знатан и износи 25—30% од укупне  
потрошње паре!) и ради повећања термичког искоришћавања машина

$$\eta_{th} = \frac{i_1 - i_2}{i_1},$$

(где је обележено са

$i_1 \left[ \frac{\text{kcal}}{\text{kg}} \right]$  садржај топлоте (енталпија) улазне паре

$i_2 \left[ \frac{\text{kcal}}{\text{kg}} \right]$  енталпија излазне паре машине,

и који је за машине засићене паре веома низак (око 0,04),

Доказано је већ и теориски и практично да за котловске при-  
тиске  $p_k = 14—16 \text{ kg/cm}^2$  ради сузбијања свих кондензационих губи-  
така треба имати пару температуре преко  $350^\circ\text{C}$ , а за веће при-  
тиске и за економичније машине које раде са мањим пуњењима и  
знатно више, тако да пожељна температура  $t_s$  прегрејане паре иде



код локомотива са клипним машинама до  $400^{\circ}\text{C}$ , код турбо-локомотива, а код стабилних парних инсталација високог и највишег притиска чак и до  $500\text{--}600^{\circ}\text{C}$ <sup>1)</sup>. Међутим код наших локомотива ложених топлоотно слабим мрким угљем, а за случај нормалног Шмидт-овог прегрејача температура прегрејане паре  $t_s$  достиже само  $300\text{--}320^{\circ}\text{C}$ , то јест није довољна за сузбијање свих кондензационих губитака. Према томе за наше услове пожељно је направити нову конструкцију интензивног прегрејача паре, толико интензивног да би он задовољио услов  $t_s > 350^{\circ}\text{C}$  чак и при нашем топлоотно-слабом гориву.

Избор овакве нове конструкције мора се извршити на бази теоријског проучавања прегревања паре и конструкције прегрејача. Писац је још 1935 г. предложио своју теорију локомотивских прегрејача паре у проширеним грејним цевима<sup>2)</sup>, где је као основна конструкција узета она Шмидтова (Schmidt 3), а која се теорија може примењивати на све остале конструкције прегрејача у проширеним грејним цевима. Још много раније (1908—1911) писац је посветио пажњу проналажењу интензивних прегрејача за локомотиве<sup>6)</sup> и обратио пажњу на прегрејаче од прстенстих цеви. Биле су чак и извршене извесне пробе на локомотивама, које су у своје време биле прекинуте услед првог светског рата (1914—1918) и његових последица; о овим ће пробама у даљем излагању бити специјалног говора.

У случају примене нормалне Шмидтове конструкције „Schmidt 3“ код локомотивских котлова високе температуре  $t_s$  прегрејане паре постижу се избором великих вредности односа  $\beta = A_s/A_k$  где су обележени са

$A_s$  [m<sup>2</sup>] грејна површина прегрејача,

$A_k$  [m<sup>2</sup>] испарна грејна површина котла.

Према практичним подацима фабрике *Borsig (Berlin)*, који се односе на примену каменог угља високог квалитета  $\left[ H_t \geq 7000 \frac{\text{kcal}}{\text{kg}} \right]$  као горива, вредности  $\beta$  треба да износе:

Вредности  $\beta = f(t_s)$

Пожељна $t_s$ °C =	320	330	340	350	360	370	380	390	400
$\beta = A_s/A_k =$	0,26	0,28	0,31	0,335	0,365	0,385	0,42	0,44	0,465

Остварење  $\beta > 0.35$  иде већ јако на уштрб  $A_k$ , тј. и на уштрб производње паре  $D_1 \left[ \frac{\text{kg}}{\text{h}} \right]$  јер захтева примену сувише великог броја елемената прегрејача, тј. и броја проширених грејних цеви  $n_R$ .

На први поглед прегрејаност паре  $\Delta t_s = t_s - t_k$  не зависи од врсте употребљеног горива, јер ако гориво има мању топлотну моћ  $H_i \left[ \frac{\text{kcal}}{\text{kg}} \right]$  онда 1 kg горива производи и мању количину паре, а

то значи да код  $B_1 \left[ \frac{\text{kg}}{\text{h}} \right] = \text{const}$  (тј. при истој тежинској потрошњи горива) и прегрејаност паре  $\Delta t_s = \frac{Q_s}{D_1 c_{pm}}$  због мање произ-

водње паре  $D_1 \left[ \frac{\text{kg}}{\text{h}} \right]$  остаје на ранијој висини. Овде је обележено са  $c_{pm}$  средња спец. топлота прегрејане паре са  $Q_s$  количина топлоте искоришћена за прегревање паре:

$$Q_s = D_1 c_{pm} (t_s - t_k).$$

Међутим, у пракси код употребе калорички слабијег горива добија се и слабије прегревање паре  $\Delta t_s$  и зато горе наведене процентуалне норме за  $A_s$  нису довољно велике за калорички слабо гориво. Стварно за калорички јако гориво (на пр., камени угаљ) са

$H_{i1} \left[ \frac{\text{kcal}}{\text{kg}} \right]$  прегрејање  $\Delta t_{s1}$  износи

$$\begin{aligned} \Delta t_{s1} &= \frac{\Phi \varphi (1 + \lambda_1) L_1 (B_1 t_1 c_{pg} - B_1 t_R c_{pg}) i_e}{\eta_{k1}' B_1 H_{i1} c_{pm}} = \\ &= \frac{\Phi \varphi (1 + \lambda_1) L_1 i_e (t_1 - t_R) c_{pg}}{\eta_{k1}' H_{i1} c_{pm}} \end{aligned}$$

а за слабо гориво са  $H_{i2} \left[ \frac{\text{kcal}}{\text{kg}} \right]$  одговарајуће прегрејање је једнако

$$\Delta t_s = \frac{\Phi \varphi (1 + \lambda_2) L_2 c_{pg} i_e (t_1' - t_R')}{\eta_{k2}' H_{i2} c_{pm}}.$$

У свим једначинама обележено је са:

$\lambda_1$  и  $\lambda_2$  — коефицијент вишка ваздуха,

$L_1$  и  $L_2 \left[ \frac{\text{kg}}{\text{kg}} \right]$  — теориска количина ваздуха,

1\*

- $\Phi = G_R/g$  — удео гасова, који се односе на проширене грејне цеви,  
 $\varphi = G_{Rs}/g$  — удео гасова у једној проширеној грејној цеви, који се троши на прегревање паре,  
 $t_1$  и  $t_1'$  [°C] — температура гасова у почетку елемента прегрејача,  
 $t_R$  и  $t_R'$  [°C] — температура гасова на крају прегрејача — при излазу у димњачу,  
 $i_e \left[ \frac{\text{kcal}}{\text{kg}} \right]$  — топлота производње 1 kg паре:  $i_e = i_k - i_0$  при  $p_k = \text{const.}$ ;  $i_0$  је енталпија воде за најање,  
 $H_{i1}$  и  $H_{i2} \left[ \frac{\text{kcal}}{\text{kg}} \right]$  — топлотна моћ говива,  
 $c_{pg} \left[ \frac{\text{kcal}}{\text{kg } ^\circ\text{C}} \right]$  — спец. топлота гасова,  
 $c_{pm} \left[ \frac{\text{kcal}}{\text{kg } ^\circ\text{C}} \right]$  — средња спец. топлота прегрејане паре у границама температуре од  $t_k$  до  $t_s$ ,  
 $\eta_{k1}'$  и  $\eta_{k2}'$  — ступањ искоришћења горива у котлу у смислу производње влажне засићене паре (тј. не урачунавајући прегрејач паре).

Према горњем добија се однос :

$$\frac{\Delta t_{s1}}{\Delta t_{s2}} = \frac{(t_1 - t_R) \eta_{k2}' H_{i2} (1 + \lambda_2) L_1}{(t_1' - t_R') \eta_{k1}' H_{i1} (1 + \lambda_2) L_2} \quad (1)$$

Пошто је  $t_1 > t_1'$  и  $L_1 > L_2$  а  $\eta_{k2}' \leq \eta_{k1}'$  и  $t_R \approx t_R'$  то је овај однос увек већи од јединице, тј. код слабијих горива добија се слабије прегревање паре под условом подједнаких карактеристика прегрејача и котла (тј. при  $\beta = \text{const.}$ )\* што потврђује и пракса, на пример, при  $\beta = 0,35$  добија се на немачким железницама са  $H_{i1} = 7000 \text{ kcal/kg}$   $t_s = 350-380^\circ\text{C}$  а на ЈДЖ железницама са  $H_{i2} = 5000 \text{ kcal/kg}$  само  $t_s = 310-320^\circ\text{C}$  На тај начин јавља се врло важно питање — треба пронаћи такву промену конструкције

\* На пример, за случај  $H_{i1} = 7000$  и  $H_{i2} = 5000$  (мрки угаљ) износе  $t_1' = 1000-1100^\circ\text{C}$ ;  $t_2' = 750-800^\circ\text{C}$ ;  $\lambda_1 \approx \lambda_2$  и  $L_1 = 7$  до  $11 \text{ kg/kg}$  и  $L_2 = 4$  до  $5 \text{ kg/kg}$ ; за  $1 + \lambda_1 = 2,5$ ;  $1 + \lambda_2 = 3,0$ ;  $L_1 : L_2 = \frac{9 t_1 - t_R}{5 t_1' - t_R'} = \frac{700}{500}$  и  $\frac{\eta_{k2}'}{\eta_{k1}'} \approx \frac{0,6}{0,7}$  износи

$\frac{\Delta t_{s1}}{\Delta t_{s2}} = 1,3$ ; па се за  $\Delta t_{s1} = 150^\circ$  добија  $\Delta t_{s2} = 115^\circ$ .

прегрејачног елемента, каја би за раније конструктивне карактеристике  $n_R$  (број елемента),  $d_R$  (пречник проширених грејних цеви) и  $l_R$  (дужина њихова) дала што већу температуру прегрејане паре  $t_s$  (блиску или већу од  $360^\circ\text{C}$ ), а то значи да се исконструише интензивни прегрејач паре за калорички слабо гориво.

Ово питање може се решити на два начина. Први начин је примена прегрејачних елемената састављених од прегрејачних цеви врло малих пречника на пример са 6 кракова прегрејачне цеви у проширеној грејној цеви. Тако су конструисани прегрејачи *Hejmaјера* у Русији<sup>3)</sup>, *Чусова* у СССР<sup>4)</sup>, *Mestrea-a*, *Wagner-a* и нови „5p4“ у Француској<sup>5)</sup>; понекад се ове цеви изводе још и као пљснате: једна од модификација *Чусова* и нови елементи система *Duchatel—Mestre* „DM 4 и DM 3“ у Француској<sup>5)</sup>. Уколико је проширена грејна цев више заузета прегрејачним цевима, нарочито прелазним коленима између кракова прегрејачног елемента, утолико је већа опасност запушивања цеви летећим коксом и утолико је теже одржавање чистоће прегрејача у експлоатацији тј. и устаљење температуре  $t_s$  прегрејане паре. За наше мрке угљеве ове конструкције због горње мане нису уопште за препоруку.

Други начин конструисања интензивног прегрејача је примена прстенастих прегрејачних цеви код којих је одржавање чистоће у експлоатацији много лакше, нарочито улутрашње цеви, које се лако чисти било обичним четкама, било помоћу парних или ваздушних „пиштоља“ или других направа за чишћење. У ову групу спадају\*) прстенасти прегрејачи система *Фармаковски I и II*, *Ноткин-а I и II* и *Куликовски* у Русији, *Ch. d. f. d'Est* — „*Epernay*“ и нови *Houlet-a* у Француској. Нарочито је последња конструкција добила већу примену у Француској у последње време (последње локомотиве типа 2D1 и 1—C+C грађене у 1949 год.) тако да је то по-

\*) Први прстенасти прегрејач паре за локомотиве конструисан је од *Ing. Joly* у Француској још 1850 г. (*The Engineer* 1910, 416) а за стабилне котлове 1900 г. од *ing. Hering-a*. У даљем познати су прегрејачи са прстенастим цевима од *Грубинског-а* и *Шрама* (руски патент бр. 5534), од *Cole-a* и *Oatley-a* (амерички патент бр. 795/260) и *W. Schmidt-a* (немачки патент бр. 168/603 из 1907 год. који, према пишевом знању, није био остварен, а претставља тип двопрстенастог прегрејача. Писац је независно од поменутог конструисао (1906 г.), саградио, испитао и објавио резултате испитивања за свој двопрстенасти прегрејач паре (1909 г.). У инострану (руску и немачку) стручну литературу овај прегрејач ушао је као пишев (види дела од *Brueckmann-a*<sup>3)</sup>, *Сиромјатникова*<sup>4)</sup>, *Карташова*<sup>31)</sup>, *Новова*<sup>35)</sup> и др., а такође и часопис *Verkehrstechnische Woche* 1912<sup>36)</sup>.

стао најмодернији систем прегрејача за локомотиве. Баш ова последња чињеница које је потврдила пишчеве претпоставке из 1909 год.б) дала је писцу потскрек да још једном детаљно анализира целу групу прстенастих локомотивских прегрејача паре и да дође до објективно најповољније конструкције за услове експлоатације локомотива ЈДЖ.

За објективно поређење појединих система прегрејачних елемената писац је још 1911 године б) покушавао дати једну конструктивну карактеристику  $\psi = f(A_s', \tau, r)$ , где је  $A_s'$  [m<sup>2</sup>] — грејна површина елемента прегрејача по метру дужине,  $\tau$  [s] — време бављења честице паре у прегрејачу и  $r$  [mm] — средње отстојање честице паре од грејне површине оквашене паром. После тога дали су своје карактеристике односно су извели упоређивање *Brueckmann* 7) и најзад скоро *Сиромјатников* 8). На жалост ниједно од ових поређења не узима у обзир све карактеристичне особине појединих конструкција, као на пример унутрашњу измену топлоте између делова прегрејачног елемента, зрачење топлоте зидовима прегрејача, нехерметичности услед последица топлотних дилатација делова елемената, степен упрљаности грејне површине прегрејача у експлоатацији и тако даље. Према томе остаје једини објективни, а то значи и једини чисто научни начин упоређивања разних система прегрејачних елемената што тачније обрачунавање коначне температуре  $t_s$  паре на излазу из прегрејачног елемента, а при услову узимања у обзир свих горе поменутих карактеристичних услова рада дотичних прегрејача.

У првом делу нашег рада ми износимо општа начела усвојена при решавању проблема упоређења разних система прстенастих прегрејача ради проналажења најповољнијег типа елемента, а у другом — специјалном делу — сваки поједини систем прстенастог прегрејача је изложен детаљној научној анализи, спроведеној по једној истој шеми и под једним општим претпоставкама у смислу горива, производње и влажности паре у котлу, температуре гасова код задњег краја елемента прегрејача итд. *Под оваквим условима поређења тај ће систем прегрејача бити процењен као бољи, који даје већу температуру прегрејане паре  $t_s$ .* При овој радњи поређења ми морамо најпре на основу што веродостојних података усвојити тако звану извесну оријентациону температуру прегрејане паре те на основу ове путем поступних приближења и увођење потребних корекција пронаћи вероватну температуру прегрејане паре  $t_s$  са довољном за практичку употребу тачношћу. Као базу

за поређење прстенастих прегрејача паре узимамо сбичан прегрејач Шмидта састављен од обичних цеви са 4 крака („Schmidt 3“).

Основна обележавања и главни подаци за ово поређење у даљем усвојени су ови:

*а) Количина гасова по цеви*

$$G_{R_1} = \left[ \frac{\text{kg}}{\text{h}} \right] = G_t / n_R \text{ је количина продуката сагоревања по једној}$$

проширеној грејној цеви на сат; при сагоревању мрксг угља  $H_i = 5000 \text{ kcal/kg}$  усвојено је  $G_{R_1} = 240 \text{ kg/h}$  за прегрејач Шмидта.

За друге системе усвојено је  $G'_{R_1} = 240 \frac{A_i}{A_m}$ , где је  $A_m [\text{m}^2]$  слободан пресек у проширеној грејној цеви за случај дотичног система прегрејачног елемента;  $n_R$  при

томе означава број проширених грејних цеви, а  $G_R \left[ \frac{\text{kg}}{\text{h}} \right]$  је количина продуката сагоревања, која струју кроз све проширене грејне цеви у којима су смештени елементи прегрејача. Са своје

стране  $G_R = \Phi \cdot G$ , где је  $G \left[ \frac{\text{kg}}{\text{h}} \right]$  је укупна количина продуката сагоревања, која се развија у ложишту;  $\Phi$  је коефицијент расподеле гасова између проширених грејних цеви, који у првом приближењу (и то за најјаче топлотно оптерећење ложишта) може се проценити!) једнак односу суме слободних пресека у проширеним грејним цевима и свих котловских цеви уопште; дакле је  $\Phi = \frac{A_R}{A_R + A_r}$

где је са  $A_r$  обележен пресек свих обичних грејних цеви, а са  $A_R$  — слободни сумарни пресек проширених грејних цеви.

*б) Количина паре по елементу*

$$D_1' \left[ \frac{\text{kg}}{\text{h}} \right] = \frac{D_1}{n_R}; D_1' \text{ је количина паре по једном прегрејачном}$$

елементу на час (а  $D_1 \left[ \frac{\text{kg}}{\text{h}} \right]$  је укупна производња паре за рад машине локомотиве), која је на нашем поређењу усвојена са само  $D_1' = 150 \text{ kg/h}$  с обзиром на наше слабо гориво; ово отприлике одговара за локомотиву ДДЖ сер. 05 специфичном оптерећењу решетке око  $B_1/A_{Re5} = 220 [\text{kg/m}^2\text{h}]$  и специфичној продукцији паре само  $D_1/A_k = 25-30 [\text{kg/m}^2\text{h}]$ . Вредност специфичне топлоте производње

паре усвојена је  $i_e = i_k - i_0 = 650 \text{ kcal/kg}$ ; овде је обележен са  $i_k [\text{kcal/kg}]$  топлотни садржај (енталпија) 1 kg произведене засићене паре температуре  $t_k [^\circ\text{C}]$  и притиска  $p_k [\text{kg/cm}^2]$ , а  $i_0 [\text{kcal/kg}]$  — топлотни садржај 1 kg воде за напајање;  $t_k$  узето је  $200^\circ\text{C}$ , што одговара  $p_k = 16 \text{ ata}$ ; температура продуката сагоревања код задњег краја прегрејачног елемента усвојена је свуда са  $t_1 = 800^\circ\text{C}$  с обзиром на наше слабо гориво. Најзад пречник проширених грејних цеви котла усвојен је са  $d_R = 135 \text{ mm}$  унутра, а дужине прегрејачног елемента са  $l_R = 5 \text{ m}$  (што одговара котловима лок. сер. 05, 06 и 30 ЈДЖ).

## 2. Оријентациона температура $t_{s0}$

Ради могућности рачунања  $\Delta t$  — температурне диференције између врућих гасова  $t_g$  и паре у прегрејачу  $t_s$  потребно је већ унапред више мање веродостојно проценити коначну температуру паре у прегрејачу  $t_{s0}$ . Ово се даје најлакше извести помоћу једначине (15) из цитирапог под<sup>1)</sup> пищевог рада и то:

$$t_{s0} = t_k + \frac{t_0}{2}, \quad (2)$$

где је  $t_0$  тако звана „температурна константа“ за дотичан систем прегрејача. Вредност температурне константе  $t_0$  можемо одредити на следећи начин: при испитивању једне локомотиве лако можемо одредити карактеристику, која је једнака

$$\xi = \frac{\frac{D_1}{A_k} (i_k - i_0)}{\frac{D_1}{A_s} (t_{s0} - t_k) c_{pm}}, \quad (3)$$

где су накнадно обележени са:

- $A_k [\text{m}^2]$  — грејна испарна површина котла,
- $A_s [\text{m}^2]$  — грејна површина прегрејача паре,
- $c_{pm} \left[ \frac{\text{kcal}}{\text{kg } ^\circ\text{C}} \right]$  — средња специфична топлота прегрејане паре при прегревању од температуре  $t_k$  до температуре  $t_s$ .

Карактеристика  $\xi$  је дакле однос специфичне (тј. по  $1 \text{ m}^2\text{h}$ ) количине топлоте усвојене од стране испарне грејне површине котла ка специфичној количини топлоте усвојене од стране прегрејача за

прегрејање паре. Из горње једначине добијамо лако да је

$$t_{s0} = \frac{\xi A_k t_k c_{pm} + \frac{A_s}{A_k} (i_k - i_0) A_k}{\xi A_k c_{pm}} = t_k + \frac{A_s}{A_k} \cdot \frac{(i_k - i_0)}{\xi c_{pm}}$$

или

$$t_{s0} = t_k + \frac{\beta (i_k - i_0)}{\xi c_{pm}}. \quad (4)$$

Из проређена једначине (2) и (4) следи да је температурна константа једнака

$$t_0 = \frac{2\beta (i_k - i_0)}{\xi c_{pm}}, \quad (5)$$

где је  $\beta = \frac{A_s}{A_k}$  карактеристична вредност за сваки поједини систем прегрејача и за сваки поједини тип локомотиве. Међутим при упо- ређивању појединих врста прегрејача под подједнаким условима можемо и морамо безусловно прихватити услов константности  $A_k$ ,  $(i_k - i_0)$ ,  $\xi$  и донекле и  $c_{pm}$  који се у практичним границама да- нашњих  $t_k$  и  $t_s$  мењају релативно мало.

Једначина (5) изведена је у претпоставци да котлао производи суву засићену пару, а прегрејач служи само за прегревање паре, а не и за сушење. Код стварних локомотива котлао производи влажну засићену пару сувоће  $x < 1$  те уместо односа (3) треба сматрати да је

$$\xi = \frac{Q_k'}{Q_s'} = \frac{\alpha \frac{D_1}{A_k} (i_k - i_0)}{\frac{D_1}{A_s} (t_{s0} - t_k) c_{pm}}, \quad (3a)$$

где је обележено са:

$Q_k' \left[ \frac{\text{kcal}}{\text{m}^2 \text{h}} \right]$  — специф. стварно топлотно оптерећење испарне грејне површине,

$Q_s' \left[ \frac{\text{kcal}}{\text{m}^2 \text{h}} \right]$  — специф. стварно топлотно оптерећење грејне по- вршине прегрејача,

$\alpha$  — коефицијент који зависи од влажности паре.

Овај коефицијент  $\alpha$  треба увести и у једначину (5) која се сада гласити

$$t_0 = \frac{2\beta \alpha (i_k - i_0)}{\xi c_{pm}}. \quad (5a)$$



Вредност коефицијента  $\alpha$  добија се на следећи начин:

Један квадратни метар испарне грејне површине усваја стварно топлоту  $Q_k'$

$$Q_k' = \frac{D_1}{A_k} x i_k + (1-x) \frac{D_1}{A_k} i_{qk} = \delta \frac{D_1}{A_k} i_k,$$

где је

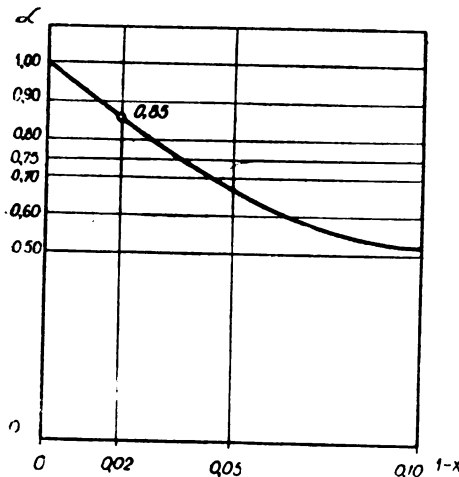
$$\delta = x + (1-x) \frac{i_{qk}}{i_k}.$$

Међутим један квадратни метар грејне површине прегрејача (у средњем) усваја

$$Q_s' = D_1 c_{pm} (t_s - t_k) \left[ 1 + \frac{(1-x)(i_k - i_{qk})}{c_{pm}(t_s - t_k)} \right] = \gamma D_1 c_{pm} (t_s - t_k),$$

где је

$$\gamma = 1 + \frac{(1-x)(i_k - i_{qk})}{c_{pm}(t_s - t_k)},$$



Сл. 1 — Вредности коефицијента  $\alpha$  (утицај влажности паре)

Према томе однос  $\delta/\gamma$  једнак је

$$\frac{\delta}{\gamma} = \alpha = \left[ x + \frac{(1-x)i_{qk}}{i_k} \right] : \left[ 1 + \frac{(1-x)(i_k - i_{qk})}{c_{pm}(t_s - t_k)} \right]. \quad (6)$$

Овде је  $x$  степен сувоће засићене паре и  $i_{qk} \left[ \frac{\text{kcal}}{\text{kg}} \right]$  — топота котловске воде на котловском притиску  $p_k$  и температури  $t_k$ .

Бројне вредности  $\alpha$  јесу (сл. 1)

за  $(1-x) = 0 \dots 0,05 \dots 0,1$

$\alpha = 1 \dots 0,67 \dots \sim 0,5$ .

У даљем поређењу прегрејачних елемената ми сматрамо да знатан део влажности биће испарен већ у колектору прегрејача смештеном у димњачи, па даље у цевима који вежу колектор са елементима прегрејача, јер средња дужина тих цеви износи најмање 0,7—1,0 m. На тај начин на улазу у прегрејач рачунамо вредност  $(1-x)$  око 0,02 (т.ј. влажност 2%) и  $\alpha = 0,85$ . Ову вредност сматрамо при поређењу елемената природно као константну за све прегрејаче.

Вредност карактеристике  $\xi$  јако зависи од опште конструкције локомотивског котла и то од односа  $A_F:A_k$  и  $A_s:A_k$ ; за локомотиве са јако развијеном ложишном грејном површином  $A_F$  вредност износи око 3,0, међутим ако превалира грејна површина конвекциона а  $A_s$  је мало развијен — то  $\xi$  добија много мању вредност, чак око 1,5, што је на пример случај код локомотива ОДУ железнице Петроград—Москва, које је испитивао писац 1909 год. где је вредност  $\xi$  износила од 1,57 до 2,2). При поређењу разних прегрејачних елемената за једну исту локомотиву у првом приближењу задржавамо сталну вредност  $\xi$ , коју усвајамо за локомотиву типа 2С1 серије 05 ЈДЖ са  $\xi = 3,06$  на основу података из праксе ЈДЖ. На бази ове вредности и  $c_{pm} = 0,55$  добијамо образац за рачунање оријентационе температуре прегрејане паре

$$t_{s0} = t_k + \frac{A_s}{A_k} \cdot \frac{0,85 \cdot 650}{3,06 \cdot 0,55}$$

или

$$t_{s0} = t_k + 328 \beta = t_k + 328 \frac{A_s}{A_k} \quad (7)$$

За основни Шмидтов прегрејач  $\beta = 0,35$  Код других конструкција прегрејачних елемената биће друго  $A_s'$ , тако да ће карактеристика  $\beta'$  износити

$$\beta' = \beta \cdot \frac{A_s'}{A_s} = \frac{A_s}{A_k} \cdot \frac{A_s'}{A_s} = \frac{A_s'}{A_k}$$

те ће

$$t'_{s0} = t_k + 328 \beta' = t_k + 228 \frac{A_s'}{A_k} = t_k + 328 \beta \frac{A_s'}{A_s} \quad (7a)$$

Пошто карактеристика  $\xi$  свакако зависи и од конструкције прегрејачног елемента ван сумње у овом оријентационом одређивању температуре  $t_s$  биће грешака за извесне прегрејаче; вредност  $\xi = 3,06$  стварно важи само за прегрејач Шмидта у условима рада локомотива наше серије 05 и зато у детаљне рачуне биће потребно уносити доцније разне корекције у прорачун да би се дошло до објективне истине тј. што тачније температуре паре  $t_s$ .

### 3. Оријентациона температура у димњачи $t_R$ .

За даља тачнија рачунања нама је потребно познавати температуру гасова у димњачи при излазу из проширених грејних цеви са елементима прегрејача Ово се даје одредити лако помоћу једна-

чине (12) из цитираног под<sup>1)</sup> пишевог рада, који можемо написати у нешто коректираном облику

$$\begin{aligned}
 t_R &= t_k + A t_0 + [t_1 - t_k - A t_0] e^{-\frac{\psi}{G_{R1} c_{pg}} [k_1 A_{R1} + k_s A_{S1}]} = \\
 &= t_k + A t_0 + [t_1 - t_k - A t_0] e^{-\frac{\psi k_1 l_s}{G_{R1} c_{pg}} [S_{R1} + \frac{1}{\zeta} S_{S1}]} = \quad (8) \\
 &= t_k + A t_0 + [t_1 - t_k - A t_0] e^{-m}
 \end{aligned}$$

У једначини (8) обележени су:

$t_0$  [°C] — температурна константа (види раније),

$A$  — конструктивна константа, која је једнака

$$A = \frac{1}{\zeta \cdot \frac{d_{Re}}{d_{se}} + a}$$

Где је обележено са:

$\zeta = \frac{k_1}{k_s}$  — однос коефицијента пролаза топлоте за испарну површину  $k_1$  и за површину прегрејача  $k_s$  оба у  $\left[ \frac{\text{kcal}}{\text{m}^2 \cdot \text{h} \cdot \text{°C}} \right]$ ,

$d_{Re}$  [mm] — еквивалентни пречник проширене грејне цеви (види даље),

$d_{se}$  [mm] — еквивалентни пречник прегрејачног елемента: за обичне цеви (на пример, за прегрејач Ш м и д т а  $d_{se} = d_s$  — спољни пречник прегрејачне цеви),  $a = 4$  за елементе са 4-струким гњурањем елемента у цев (Ш м и д т),

$a = 2$  за елементе са двоструким гњурањем, што има место код свих познатих данас прстенастих елемената изузев систем Cole, где је  $a = 4$ .

$\psi$  — је коефицијент корекције или коефицијент експлоатационе чистоће прегрејача, који је у даљем свуда процењен у подједнакој вредности  $\psi = 0,8$ , сходно подацима проф. Гурвича<sup>9)</sup>.

Међутим унутрашња цев код прстенастих прегрејача због лаког чишћења могла би се рачунати и са  $\psi = 0,85$  до 0,9, али пошто би то ишло у корист прстенастих прегрејача у

даљем рачуну одбачено је те задржана и за њих вредност  $\psi = 0,8$ . Коefицијент  $\psi$  није био уведен у пишевом раду цитираном под<sup>1)</sup> али безусловно треба да се он уведе као корекција с обзиром на стварне услове експлоатација локомотива.

$S_{R_1} = \pi d_R$  [m] — обим (унутрашњи) пресека проширене грејне цеви. У нашем примеру  $S_{R_1} = 0,135$  m.

$S_{S_1}$  [m] — спољашњи (од гасова олизани) обим пресека прегрејачког елемента.

$l_s$  [m] — дужина прегрејачног елемента; у нашем примеру биће  $l_s = 5$  m.

$c_{pg} \left[ \frac{\text{kcal}}{\text{kg } ^\circ\text{C}} \right]$  — средња спец. топлота продуката сагоревања, коју ми процењујемо просечно са  $c_{pg} = 0,25$ .

Остала обележавања дата су раније. Како се види за рачунање помоћу једначине (5) потребно је познавати увек вредности

$$k_1, k_s, \zeta = \frac{k_1}{k_s}, d_{Re}, d_{se} \text{ итд.}$$

#### 4. Коefицијент пролаза топлоте $k_1$ за испарну грејну површину

Вредност  $k_1$  узимамо са довољном техничком тачношћу као  $k_1 \approx \alpha_1$ , где је  $\alpha_1 \left[ \frac{\text{kcal}}{\text{m}^2 \text{ h } ^\circ\text{C}} \right]$  коefицијент прелаза топлоте од продуката сагоревања на метални зид. Од тачности процењивања вредности  $\alpha_1$  зависи врло јако уопште тачност наших рачуна. У данашње време вредност  $\alpha_1$  је експериментално испитана врло добро у класичним радовима *Nusselt*-а, радовима *Kraussold*-а *Merkel*-а, *Barske* а и др. Ми усвајамо за наше рачуне вредност по *Nusselt—Barske*-у.<sup>10)</sup> Према *Barske*-у за цеви локомотивских котлова може се без техничке грешке усвојити знатно упроштена зависност у облику

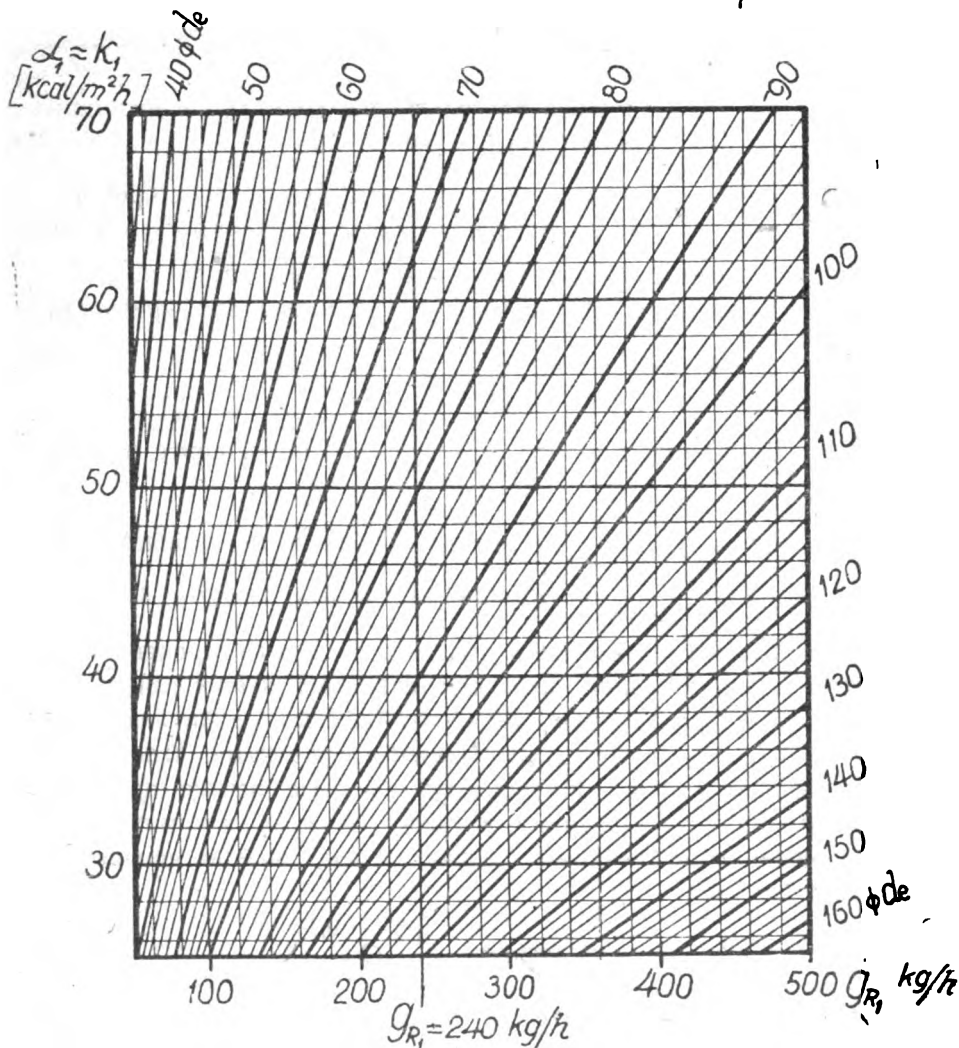
$$k_1 = \alpha_1 = 0,00814 d_{Re}^{-1,74} \cdot G_{R_1}^{0,79} \quad (9)$$

Вредности  $k_1$  обрачунате по обрасцу (9) дате су у графикону на сл. 2 узетом из цитираног рада *Dr. Ing. Ulrich*-а *Barske*-а. Бројни коefицијент је обрачунат на бази  $c_{pg} = 0,272$  и коefицијента спроводљивости топлоте у гасовима  $\lambda_g = 0,052 \left[ \frac{\text{kcal}}{\text{m h } ^\circ\text{C}} \right]$ .

### 5. Коэффициент пролаза теплоте за прегрејач $k_s$

Занемарујући отпоре кретању теплоте кроз сам метални зид цеви прегрејача добијамо

$$k_s = \frac{\alpha_1 \alpha_2}{\alpha_1 + \alpha_2},$$



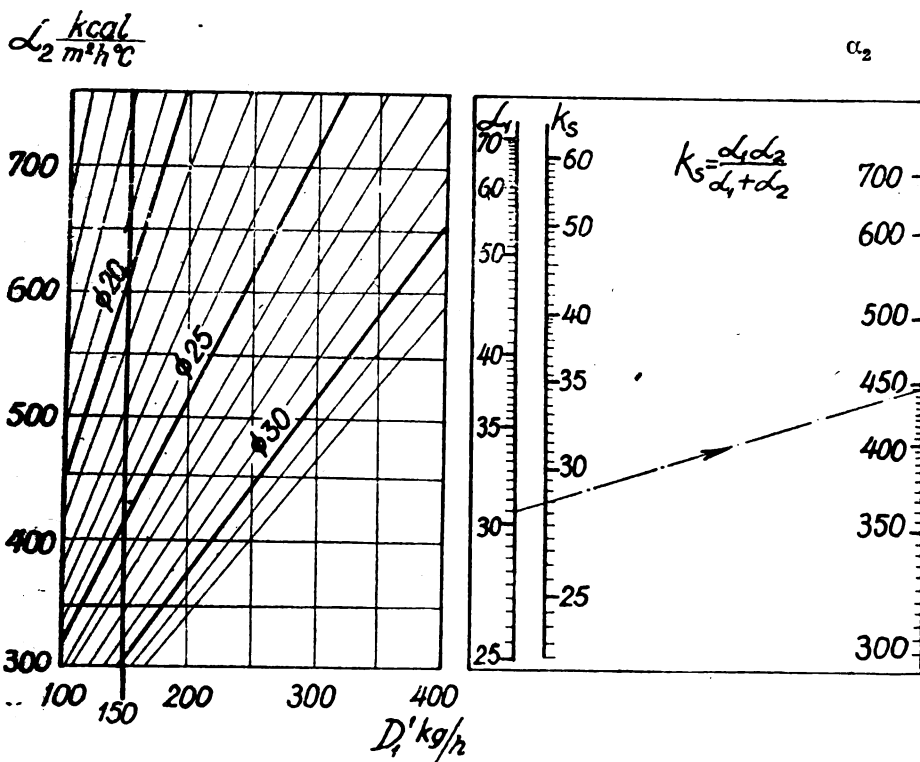
Сл. 2 — Вредности коэффициента пролаза теплоте  $k_1 \approx \alpha_1$  за грејне цеви по Barske-у

где је  $\alpha_2$  [kcal/m<sup>2</sup>h°C] коэффициент прелаза теплоте од металног зида

на пару у прегрејачу. Вредност  $\alpha_2$  по *Nusselt-Barske*-у<sup>10)</sup> може се изразити упроштеном једначином

$$\alpha_2 = 0,01282 d_{se}^{-1,74} \left(\frac{D_1}{n_R}\right)^{0,79} \quad (10)$$

Бројни коефицијент је састављен на бази  $c_{pm} = 0,55$  (за прегрејану пару) и  $\lambda_{ps} = 0,032$  за прегрејану пару. Слика 3 из цитираног рада



Сл. 3 — Коефицијент  $\alpha_2$  прелаза топлоте на пару и одређивање коефицијента прелаза топлоте  $k_s$  за прегрејач по *Barske*-у.

*Barske*-а репродукује вредности  $\alpha_2$  и номограм за одређивање  $k_s$  по датим вредностима  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$ .

**6. Еквивалентни пречници  $d_{Re}$  и  $d_{se}$**

У једначини (9) за рачунање коефицијента пролазе топлоте кроз цеви испарне грејне површине  $k_1$  улази еквивалентни пречник цеви  $d_{Re}$ : ово је онај замишљени пречник обичне певе за који је кое-

фицијент пролаза топлоте  $k_1$  једнак са оним за случај проширене грејне цеви са увученим у њу елементом прегрејача. Према *Nusselt*-у и *Merkel*-у<sup>11)</sup> за пресек произвољног облика важи однос

$$d_{Re} = \frac{4A}{S}, \quad (11)$$

где је  $A$  слободни пресек у цеви, а  $S$  укупни олизани гасовима обим. Овај образац изведен је од *Nusselt*-а на бази теорије граничног слоја од *Prandtl*-а. Из ове основне једначине изводи *Barske*<sup>12)</sup> за случај цеви са прегрејачем *Шмидта* са четвороструким гњурањем вредност еквивалентног пречника проширене цеви у облику

$$d_{Re} = \frac{(d_R^2 - 4d_s^2)^{0,445}}{(d_R + 4d_s)^{0,92}}. \quad (12)$$

За случај локомотиве сер. 05 ЈДЖ  $d_R = 135$  mm,  $d_s = 38$  mm и према томе  $d_{Re} = 102$  mm. За случај проширене грејне цеви истог пречника  $d_R = 135$  mm (што се усваја за наша поређења) можемо обрачунати по *Nusselt*-овом обрасцу или приближно

$$(d_{Re})_i = d_{Re} \cdot \sqrt{\frac{A_l}{A_m}},$$

где је  $A_m = \frac{\pi}{4}(d_R^2 - 4d_s^2)$  за Шмидгов прегрејач а  $A_l$  је слободан пресек цеви за дотичну конструкцију прегрејача.

Еквивалентни пречник  $d_{se}$  је онај замишљени пречник обичне цеви за који ми имамо тај исти коефицијент пролаза топлоте  $k_s$  као и наша прстенаста цев.

Еквивалентни пречник  $d_{se}$  прегрејачних цеви обрачунава се по истом *Nusselt*-овом обрасцу (11). *Merkel* изводи конкретне обрасце за прстенасту цев<sup>11)</sup> и то: ако се прстенаста цев загрева и споља и са унутрашње стране

$$d_{se} = d_{s1} - d_{s2} \quad (13-a)$$

ако се она загрева само споља

$$d_{se} = \frac{d_{s1}^2 - d_{s2}^2}{d_{s1}} \quad (13-b)$$

ако се она загрева само са унутрашње стране

$$d_{se} = \frac{d_{s1}^2 - d_{s2}^2}{d_{s2}} \quad (13-c)$$

*Bošnjaković* користи се истим обрасцем за случај прстенастих цеви.<sup>13)</sup>

редни број	Формуле	Година	Скица конструкције	Димензије чеви $d_s$ Проширена брзина чева за све елементе је узета $d_R = 145/135$ За (1): 12 1 12, 0,565
	обележавање	слово	$d_s$	
систем	мера		mm	
1	Шмидт 3 (Schmidt)	1902		4. 38/30
2	Нойкин I	1905		76/69 ребр 47/43
3	Куликовски	1911		2. 49/43 2. 36/30
4	Нойкин II	1905		76/69 ребр 54/47
5	Цле (Coulé) рек	1938 1945		108/98 89/79 41,5/33,5
6	Ф. II рек. МНСАН	1909 1949		77/70 62/56 4. 26/20
7	Ф. I рек. МНСАН	1908 1949		108/98 89/85 76/70

a-  
ix  
ou  
sa  
t<sub>2</sub>

e-  
iy

и-  
4)

e-

5)

ин  
ог

га

и

=  
:-

Сада одређује се температура прегрејане паре на из-  
прегрејачних елемената

$$t_s = t_k + \Delta t_s,$$



Ф  
Г  
и

Г  
О  
Н  
З  
Р

З  
Т  
д  
п

Г  
П

Ц  
К

П  
Б  
И

а

$$d_{se} = \frac{d_{s1} \cdot d_{s2}}{d_{s2}} \quad (13-с)$$

*Bošnjaković* користи се истим обрасцем за случај прстених цеви.13)

### 7. Средња температурна диференција $\Delta t_m$

Средња температурна диференција између температуре  $t_g$  гасова у проширеној грејној цеви и температуре зидова прегрејачних цеви (коју ми овде у првом приближењу узимамо као температуру прегрејане паре у односним пресецима —  $t_s$ ) рачуна се као средња логаритамска из  $\Delta t_1$ , код задњег краја прегрејачног елемента и  $\Delta t_2$  код излаза гасова у димњачу

$$\Delta t_1 = t_1 - \frac{t_k + t_s}{2},$$

где је  $t_1$  температура гасова код задњег краја прегрејачног елемента, коју ми за све конструкције узимамо подједнаку и равну  $t_1 = 800^\circ\text{C}$ .

Диференција  $t_2$  једнака је

$$\Delta t_2 = t_R - \frac{t_k + t_s}{2}.$$

Најзад меродавна за топлотни прорачун средње логаритамска температурна диференција

$$\Delta t_m = \frac{\Delta t_1 - \Delta t_2}{2,3 [\log \Delta t_1 - \log \Delta t_2]}. \quad (14)$$

### 8. Општа количина усвојене топлоте $Q_{s1}$

Општа количина топлоте која прелази од продуката сагоревања на зид прегрејачне цеви износи према горњем

$$Q_{s1} = \psi k_s S_{s1} l_s \Delta t_m. \quad (15)$$

Овде је  $S_{s1}$  [m] обим пресека прегрејачног елемента оливан од стране продуката сагоревања, а  $l_s$  [m] дужина прегрејачног елемента.

Од ове топлоте извесан део троши се у почетку прегрејача за сушење паре. Ова количина износи  $q_1 \left[ \frac{\text{kcal}}{\text{h}} \right] = (1-x) r \frac{D_1}{n_R}$ . Ми процењујемо  $x = 0,98$  и онда за  $D_1/n_R = 150 \text{ kg/h}$  добијамо  $q_1 = 1400 \text{ kcal/h}$  и сматрамо при поређењу разних конструкција елемената прегрејача  $q_1 = \text{const} = 1400 \text{ kcal/h}$ .

### 9. Температура прегрејане паре $t_s$ на излазу из прегрејачног елемента (прво приближење)

Сада одређује се температура прегрејане паре на излазу из прегрејачних елемената

$$t_s = t_k + \Delta t_s, \quad (16)$$

где је

$$\Delta t_s = \frac{Q_{s1} - q_1}{\frac{D_1}{n_R} c_{pm}} \quad (17)$$

Температура  $t_s$  прегрејане паре, обрачуната по једначини (16) претставља само *прво приближење* стварној температури, јер овде нису још узети у обир особине конструкције у смислу зрачења топлоте, спољнег расхлађивања, једносмисленог и противточног кретања паре и гасова итд. Једначина (16) допушта нам само линеарно конструисање приближног закона прегревања паре у елементу од момента добијања суве засићене паре на температури  $t_k$  и до температуре  $t_s$  при  $c_{pm} \Big|_{t_k}^{t_s} = 0,55$ . При томе дужина елемента која одговара сушењу паре износи

$$l_{zac} = \frac{q_1}{\Psi k_s S_{s1} (t_{gm} - t_k)}, \quad (18)$$

где је са  $t_{gm}$  обележена средња температура гасова у предњем делу проширене грејне цеви, која је обично за 10—30° већа од температуре гасова  $t_R$  при излазу у димњачу.

10. Преглед рачунања  $t_s$  за равне типове прегрејача у првом приближењу према горњим објашњењима 1—9

Таблица 1 репродукује податке за основни прегрејач система „*Smidt 3*“ и за 6 типова прстенастих прегрејача. Слика 4 при томе репродукује у размери попречне пресеке елемената поменутих у табlici прегрејача.

Према овоме прегледу на прво место долазе комбиновани прстенасто-цевасти елементи система *MISAN-F2* и система *Houlet*, примљена сада на француским државним железницама<sup>14)</sup>, а на последње место систем *Notkin-a I* са Филдовим цевима. Доцније ћемо видети да детаљна анализа пролаза топлоте нешто мења узајаман положај појединих система у упоредном прегледу. Ова детаљна анализа извршена је у другом делу овог рада.

## 11. Корекција $t_s$ на зрачење

Спољна површина цеви прегрејачних елемената увек има већу температуру од температуре проширене грејне цеви: ову прву можемо просечно рачунати за 20° већу него температура прегрејане

паре у дотичном пресеку, а температуру зидова проширене грејне цеви за  $10^{\circ}$  већу од котловске температуре  $t_k$ . Пошто је, дакле,  $t_s' + 20 > t_k + 10$ , то постоји прелаз топлоте зрачењем од прегрејача на грејну цев; при томе количина ове топлоте је

$$Q_2 \left[ \frac{\text{kcal}}{\text{h}} \right] = C_{1-2} \varphi S_s l_z \left[ \left( \frac{T_1}{100} \right)^4 - \left( \frac{T_2}{100} \right)^4 \right] \quad (19)$$

У овој једначини обележени су са:

$$C_{1-2} \left[ \frac{\text{kcal}}{\text{m}^2 \text{h}^{\circ}\text{K}^4} \right] = 1 : \left[ \frac{1}{C_1} + \psi \left( \frac{1}{C_2} + \frac{1}{C_s} \right) \right], \quad (20)$$

где је  $C_1 = C_2 = 4,0$  за оксидаран челик у

$$\left[ \frac{\text{kcal}}{\text{m}^2 \text{h}^{\circ}\text{K}^4} \right],$$

$C_2 = 4,96$  за апсол. црно тело <sup>10)</sup>

$\psi = \dot{S}_R / S_z$  — за случај цеви у цеви по *Merkel*-у

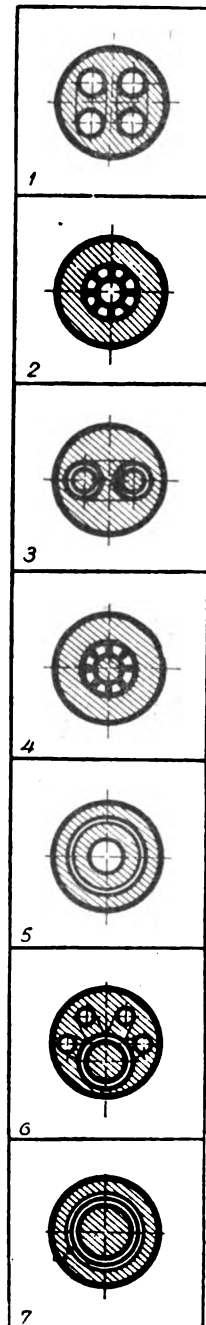
$S_R$  [m] — Унутрашњи обим пресека проширене грејне цеви (олизан гасовима),

$S_z$  [m] =  $\varphi S_s$  — обим пресека прегрејачног елемента који зрачи на проширену грејну цев,

$l_z$  [m] — дужина на којој прегрејачна цев зрачи,

$\varphi$  — карактеристика пресека прегрејачног елемента у смислу зрачења; на пример, за обичну цев  $\varphi = 1,0$ , међутим за елемент Шмидта са 4 крака по *Сиромјатников*-у  $\varphi = 0,66$ , јер кракови један другоме спречавају зрачење на грејну цев, тј.  $\varphi$  зависи од конструкције прегрејачног елемента.

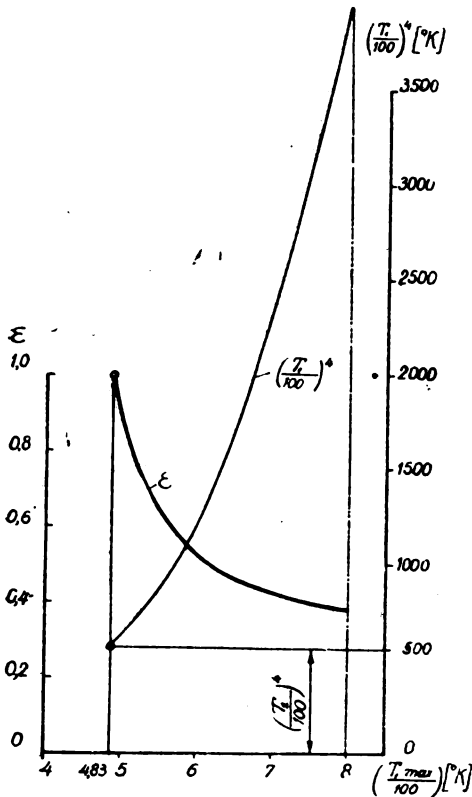
Сл. 4 — Поређење попречних пресека разних елемената прегрејача: 1 — „Schmidt 3“; 2 — Ноткин I; 3 — Куликовски и Пономарев; 4 — Ноткин II; 5 — *Houlet*; 6 — Фармаковски II; 7 — двопрстенасти прегрејач Фармаковски I.



$T_1$  [°K] — температура зидова цеви прегрејача  $T_1 = t_{s1} + 273^\circ + 20^\circ$ ,

$T_2$  [°K] — температура зидова грејне цеви  $T_2 = t_k + 273^\circ + 10^\circ = \text{const}$ .

За лакше одређивање средње вредности  $\left[ \left( \frac{T_1}{100} \right)^4 - \left( \frac{T_2}{100} \right)^4 \right]_m$  служи графикон сл. 5, помоћу кога ми добијемо



Сл. 5 — Одређивање средње вредности  $\left[ \left( \frac{T_1}{100} \right)^4 - \left( \frac{T_2}{100} \right)^4 \right]_m$  на бази максималне вредности  $T_{1 \max}$

где је  $r_p$  скривена топлота испаравања за котловски притисак  $p_k$  (за 16 atm  $r_p = 463$  kcal/kg).

Вредност  $Q_z$  за елементе са јако развијеном површином зрачења износи чак и до 5000 kcal/h а то одговара допунској произ-

$$\begin{aligned} \left[ \left( \frac{T_1}{100} \right)^4 - \left( \frac{T_2}{100} \right)^4 \right]_m &= \\ &= \varepsilon \left[ \left( \frac{T_{1 \max}}{100} \right)^4 - \left( \frac{T_2}{100} \right)^4 \right] \end{aligned} \quad (21)$$

а

$$\begin{aligned} T_{1 \max} &= \\ &= t_{s \max} + 273^\circ + 20^\circ. \end{aligned}$$

Када је обрачуната количина топлоте  $Q_z$   $\left[ \frac{\text{kcal}}{\text{h}} \right]$

емитоване зрачењем, то се лако добија смањивање температ. прегрејане паре  $-\Delta t_{zs}$  и то

$$-\Delta t_{zs} = -\frac{Q_z}{D_1' c_{pm}}. \quad (22)$$

Ову топлоту не можемо сматрати као губитак за целу котловску инсталацију, јер ову топлоту  $Q_z$  апсорбује грејна цев и она иде на повећање производње паре

$$\Delta D_1' = \frac{Q_z}{r_p} \left[ \frac{\text{kg}}{\text{h}} \right], \quad (23)$$

водњи паре по  $\Delta D_1' = \frac{5000}{483} = 10,3 \frac{\text{kg}}{\text{h} \cdot \text{елем.}}$  или до  $\beta = \frac{10,3}{150} \cdot 100 \approx 7\%$ ; повећање  $D_1'$  изазива смањивање прегрејавања паре, које стварно износи

$$-\Delta t_{zs} = - \frac{Q_z}{(1 + 0,01 \beta) D_1' c_{pm}} \quad (24)$$

дакле, нешто је мање (за 1 до 5<sup>0</sup>) него по обрасцу (23). Пошто ова поправка није велика ми је у даљем не узимамо у обзир и користимо се обрасцем (23). Исто тако не узимамо у обзир апсорбирање извесног дела топлоте  $Q_z$  од стране  $\text{CO}_2$  и  $\text{H}_2\text{O}$  у димњим гасовима, јер је оно минимално, и рачунамо да димни гасови имају коефицијент диатермије или топлотне пропустљивости  $d$  једнак јединици.

И ако зрачење прегрејача не претставља губитка топлоте у билансу котловске инсталације, резултат овог је смањивање температуре прегрејане паре  $t_s$ , а то значи и термичког искоришћавања машине. Поред тога само при високом прегревању паре избегавају се у потпуности кондензациони губици у парним цилиндима. Доказано је да на притисцима  $p_k = 12-16 \text{ kg/cm}^2$  потребно је имати пару са температуром на улазу у цилиндар  $t_s \geq 355 \text{ }^\circ\text{C}$  да би кондензациони губици били тотално сузбијани.<sup>22</sup> Зато треба конструисати прегрејачни елемент тако да би зрачења површина његова била што мања. У овом погледу прстенасти прегрејачи (изузев оне са Филдовим цевима) имају предност јер бар један део грејне површине (унутрашња цев) не зрачи топлоту на грејну цев котла. Ово констатује и Сиромјатников.

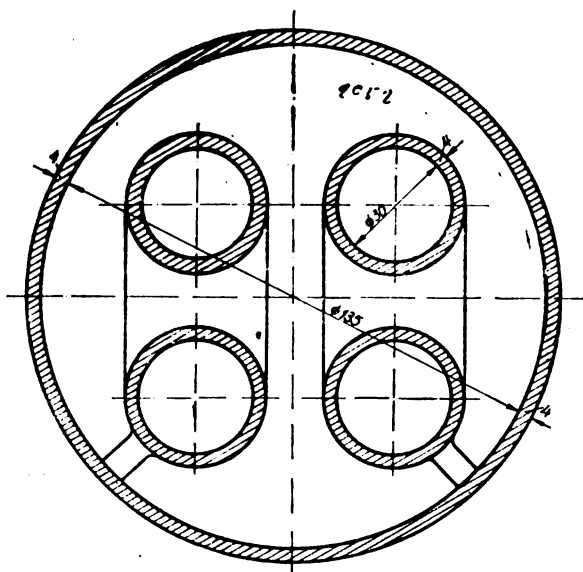
## II. АНАЛИЗА ПОЈЕДИНИХ КОНСТРУКЦИЈА ПРЕГРЕЈАЧА

„Истина се познаје поређењем“

### I. Еталон за поређење — прегрејач „Schmidt III“

Обично за еталон поређења локомотивских прегрејача узима се прегрејач система „Ш м и д т 3“ (Schmidt 3“), вероватно због тога, што је више од 80% свих локомотивских прегрејача на свету израђено по овом систему. Овај систем карактерише се тим да је у проширену грејну цев (пречника од 125 до 135 mm ун.) увучен елемент прегрејача састављен од четири узастопна дугачка крака састављена од цеви малог пречника ( $\phi$  34 до 40 mm споља); попречни

пресек елемента са димензијама за унифицирани котло наших се-рија локомотива 05, 06 и 30 дат је на сл. 6. Теорија Шмидт-ових прегрејача разрађена је врло детаљно и широко од *E. Brueckmann* а,<sup>3)</sup> и *A. Barske*-а,<sup>10)</sup> *C. Th. Mueller*-а,<sup>15)</sup> *Postupalski*-а,<sup>16)</sup> *A. Сиромјатњикова* и писца и овде се не понавља.



Сл. 6 — Прегрејач „Schmidt 3“ — попречни пресек

Свој изванредан положај у смислу тако честе примене у пракси овај тип прегрејача заслужио је не тако својим лепим конструктивним и експлоатационим особинама, него у многим комерцијалном спретношћу монополног предузећа „Schmidt — Heissdampfgesellschaft G. m. b. H.“ и његових многобројних огранака и великим бројем драговољних и плаћених агената ове светске монополне фирме. Ето

на пример поменути већ *Brueckmann* нашао је могућности и начина<sup>17)</sup> да додели овом систему при поређењу са другима прво место, међутим други и притом веома солидан познавалац локомотива Академик Академије наука СССР — *Сиромјатњиков* каже изричито овако:<sup>18)</sup> „подаци наведене таблице уче нас да . . . систем Шмидта, који се најчешће примењује, заузима у реду других система прегрејача паре *најпоследње место!* (курсив и знак ! *Сиромјатњикова*) са тачке гледишта топлотног ефекта“. Пишчево се мишљење, које је поткрепљено свима даљим излагањима у овом погледу, готово у потпуности слаже са горњим наводом из рада *Сиромјатњикова*.

Ради детаљне анализе рада Шмидт-овог прегрејача рачунамо најпре температуре гасова по једначини (8). Добијају се вредности  $t_g$  како следи из таблице 2.

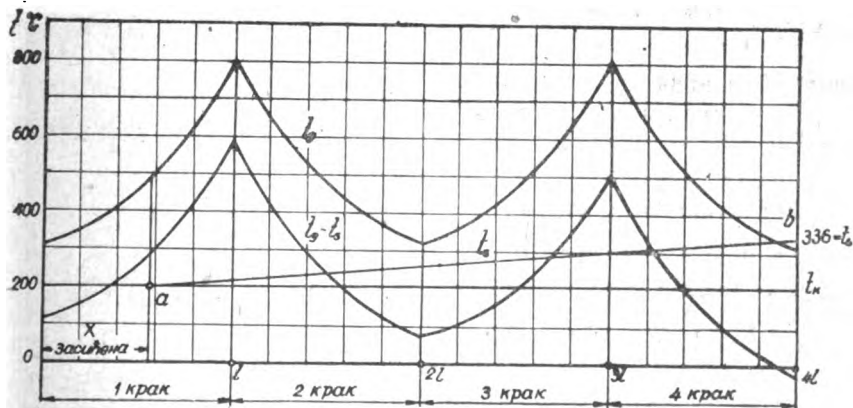
ТАБЛИЦА 2

$l_s$ [m] од задњег дела	$m$	$\log e^m$	$e^m$	$\Delta t_g =$ $=(t_1 - t_k - A t_0) e^{-m} [^{\circ}\text{C}]$	$t_g =$ $=(t_k + A t_0) + \Delta t_g [^{\circ}\text{C}]$	Примедба
1	0,365	0,156	1,43	400	627	$A t_0 = 27; t_1 = 800^{\circ}\text{C}$ $t_k = 200^{\circ}\text{C}$ $m = \frac{\psi k_1 l_s}{G_{R_1} c_{pg}} [S_R + \frac{1}{5} S_s]$
2	0,730	0,316	2,07	286	513	
3	1,100	0,475	2,99	192	419	
4	1,460	0,630	4,27	134	361	
5	1,820	0,780	6,00	96	323	

Вредности температуре гасова  $t_g$  унесене су у графикон сл. 7 за сва четири крака елемента и то за сваки посебно. У графикону сл. 8. дат је и општи ток прегрејане паре (линија у доњем делу графикона). Најпре се одреди дужина оног дела елемента где се врши сушење паре и то на бази топлоте сушења 1400 kcal а по једначини

$$x = 1400 : 0,8 \cdot 27 \cdot 0,12 \cdot 190,$$

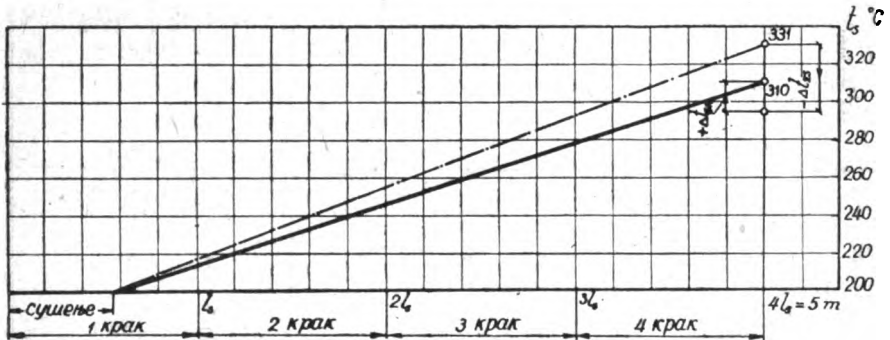
где је  $\psi = 0,8; k_s = 27; \pi d_s = 0,12 \text{ m}; \Delta t = 190^{\circ}\text{C}$  — добија се  $x = 2,8 \text{ m}$ .



Сл. 7 — Температурни дијаграм за прегрејач „Schmidt 3“



Од тачке  $a$ , где имамо већ суву пару и до тачке  $b$  на крају прегрејача где из таблице 1 узимамо вредност  $t_s = 336^\circ\text{C}$  сма-трамо промену температуре паре по закону праве линије и ако то није потпуно тачно.



Сл. 8 — Кретање температуре  $t_s$  прегрејане паре за прегрејач „Schmidt 3“

На основу линија  $t_g$  и  $t_s$  конструише се и линија  $t_g - t_s$  која је меродавна за рачунање вредности  $\Delta t_s$  прираштаја температуре паре за поједине кракове прегрејачног елемента, наиме:

У првом краку

$$\Delta t_{s1} = \frac{0,8 \cdot 27 \cdot 0,12 \cdot 2,2 \cdot 430}{150 \cdot 0,55} = 30,0^\circ\text{C} \quad \text{и} \quad t_{s1} = 230,0^\circ\text{C},$$

у другом краку

$$\Delta t_{s2} = \frac{0,0 \cdot 27 \cdot 0,12 \cdot 5 \cdot 264}{82,5} = 41,0^\circ\text{C} \quad \text{и} \quad t_{s2} = 271^\circ\text{C},$$

у трећем краку

$$\Delta t_{s3} = \frac{0,8 \cdot 27 \cdot 0,12 \cdot 5 \cdot 213}{82,5} = 34,0^\circ\text{C} \quad \text{и} \quad t_{s3} = 305^\circ\text{C},$$

у четвртном краку

$$\Delta t_{s4} = \frac{0,8 \cdot 27 \cdot 0,12 \cdot 5 \cdot 167}{82,5} = 26^\circ\text{C} \quad \text{и} \quad t_{s4} = t_s = 331^\circ\text{C}.$$

#### Корекција на зрачење

За овај случај су:

$$C_{1-2} = 1 : [0,25 + 0,88 \cdot 0,05] = 3,6; \quad \varphi = 0,66 \text{ по Сиромјатникову;}$$

$$T_{1,max} = 331 + 20 + 273 = 624 [\text{°K}]; \quad \epsilon = 0,48; \quad T_2 = 483 [\text{°K}]; \quad \left[ \left( \frac{T_1}{100} \right)^4 - \left( \frac{T_2}{100} \right)^4 \right]_m = 605 [\text{°K}];$$

$$S_R = 0,425 \text{ m}; \quad S_2 = 0,48 \text{ m}; \quad Q_2 = 3,6 \cdot 0,66 \cdot 0,48 \cdot 4,3 \cdot 605 \quad \text{и} \quad -\Delta t_{2s} = -\frac{Q_2}{150 \cdot 0,55} = -35^\circ\text{C}.$$

Температура прегрејане паре после ове корекције је

$$t_s' = t_s - \Delta t_{zs} = 333 - 35 = 296 \text{ }^\circ\text{C}.$$

**Корекција на конвекцију.**

У графикону сл. 8 (горе) рачунато је са  $t_s = 395 \text{ }^\circ\text{C}$  а ми имамо  $296 \text{ }^\circ\text{C}$ . Према томе долази *позитивна* корекција због већег пролаза топлоте конвекцијом у износу

$$+ \Delta t_{ks} = \frac{0,8 \cdot 27 \cdot 0,48 \cdot 5 \cdot \frac{336 - 296}{2}}{82,5} = 12,5,$$

те температура прегрејане паре износи

$$t_s = 296 + 12,5 = 308,5 \approx 310 \text{ }^\circ\text{C},$$

што се добро поклапа са праксом ЈДЖ и са табличном вредношћу код Сиромјатников-а (стр. 240) где је усвојено  $307 \text{ }^\circ\text{C}$ .

**Штољње расхлађивање** на крају елемента услед тога што су гасови хладнији од зидова прегрејачних цеви иако у овом случају постоји (што се види из сл. 6) — не узимамо у обзир због врло мале вредности те корекције, те дефинитивно усвајамо:  $t_s = 310 \text{ }^\circ\text{C}$ .

## II. Прстенасти прегрејачи са *Fild*-овом цеви

У групу прстенастих прегрејача са Филд-овом цеви спадају прегрејачи *Cole* (1904), *Ноткин-а*, прва варијанта (1905) и Француске железнице *d'Est* — радионице у *Epernay* (1910). Прегрејач *Cole*<sup>20</sup> био је примењен у СДА и није се показао као добар. Ми ћемо извршити анализу на примеру прегрејача *Ноткин-а I* и претрејача „*Epernay*“, који претставља извесно побољшање конструкције *Ноткина*. Прегрејачи *Ноткина I*, у извесном броју, били су у употреби у Русији и у Француској, али су укинута због ниског прегревања паре ( $250\text{--}260 \text{ }^\circ\text{C}$  при  $t_k = 190 \text{ }^\circ\text{C}$ ).

### А) ПРЕГРЕЈАЧ НАУМА НОТКИН-а (по првој варијанти)

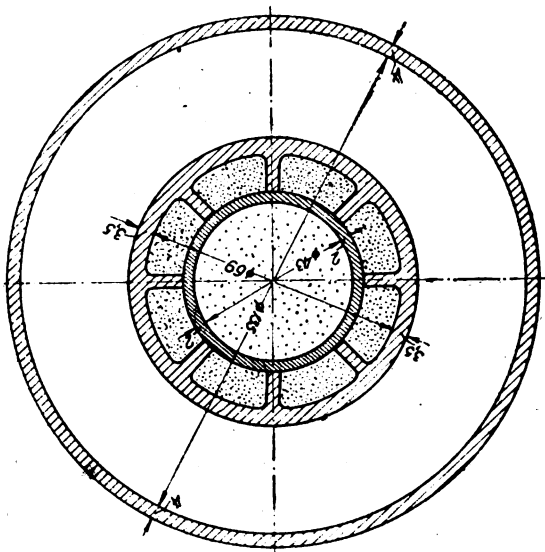
#### а) Унутрашња измена *штољње*

Попречни пресек елемента *Ноткина* са Филдовом цеви приказан је на сл. 9. Довод засићене паре може бити остварен у Филдову цев, а одвод прегрејане паре из прстенастог простора или обрнуто. Ми ћемо анализирати обе могућности, али прво хоћемо расправити питање велике важности о утицају на прегрејање паре постојања „неутралног“ зида топлотоспроводљиве Филдове цеви.

Сиромјатников<sup>2)</sup> каже о томе изричито овако „Пример двају горе проучених поменутих система (Нотника по 1 варијанти и Фирмаковског) који дају најниже прегревање, доказују потпуну нецелиходност остварења у елементу „неутралне“ преграде, која раздваја два парна простора“ различите температуре.

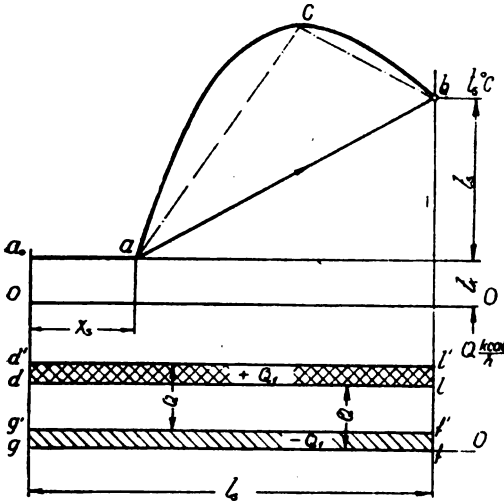
На жалост уважени колега није се потрудио да анализира и онај случај ако би ова „неутрална преграда“ била идеално непропустљива за топлоту; ако би он то извео, онда би се он убедио да неутрална преграда није тако велико зло и да нема апсолутно никаквог утицаја на коначну температуру  $t_s$  са којом прегрејана пара излази из прегрејача, ако, разуме се, нема никаквих спољних губитака топлоте. Ово је и *a priori* јасно, јер спољна температура

средине (врели гасови) код добро димензионисаног и добро конструисаног прегрејача је увек већа од температуре прегрејане паре у прегрејачу, јер ми нормално имамо  $t_R > t_s$ . Поред тога замислимо да је елемент прегрејача заклоњен од котловске цеви екраном тако да и спољњег губитка услед зрачења нема. То значи да спољњег губитка топлоте уопште нема, а спроводљивост топлоте кроз „неутрални зид“, тј. кроз Филдову цев има за последицу само унутрашњу измену топлоте у прегрејачном елементу, а за нас је апсолутно без разлике у ком одељењу добија пара топлоту, а важно је што пара добија у јединици времена једну исту укупну количину топлоте и на тај начин и једну те исту температуру  $t_s$ . У случају апсолутно топлотно спроводљиве Филдове цеви крива температуре паре у елементу има карактер  $a_0 a b$



Сл. 9 — Прегрејач Ноткин I са Филдовом цеву — попречни пресек. Тачкицама шрафирани парни простор.

на сл. 10, (где  $a_0 a$  одговара периоду сушења паре), а у случају топлотно-спроводљиве преграде она има карактер  $a_0 a c b$ , тј. коначна температура  $t_s$  остаје та иста као и у првом случају. Дијаграм топлоте\*) испод температурне криве појашњава горње:



Сл. 10 — Кретање температуре  $t_s$  код прегрејача са топлоспроводником и са неспроводљивом Филд-овом цеви

у случају топлотно-неспроводљиве преграде у елементу је усвојена, рецимо, топлота  $Q_1 = d e f g$ ; у случају топлотно-спроводљиве преграде — од ове топлоте један део и то  $q_1 = g g_1 f_1 f$  одузима се из одељења прегрејане паре и преноси се у одељење „засићене“ паре у  $d d_1 e_1 e = +q$ ; те је укупна усвојена топлота у оба одељења прегрејачног елемента равна

$$Q_1 - q_1 + q_1 = Q_1, \text{ а то значи да и коначна температура } t_s = \frac{Q_1}{D_1' c_{pm}}$$

остаје у оба случаја подједнака. Ова теорема може се и математички, како следи, доказати.

На слици 11 приказан је уздужни пресек елемента са Филд-овом цеви, кроз коју се доводи засићена пара. Замислимо прво потпуно топлотно неспроводљиву Филдову цев, онда по целој дужини те цеви влада температура  $t_k$ , а прегрејање се добија само у спољњем прстену и то количина усвојене топлоте

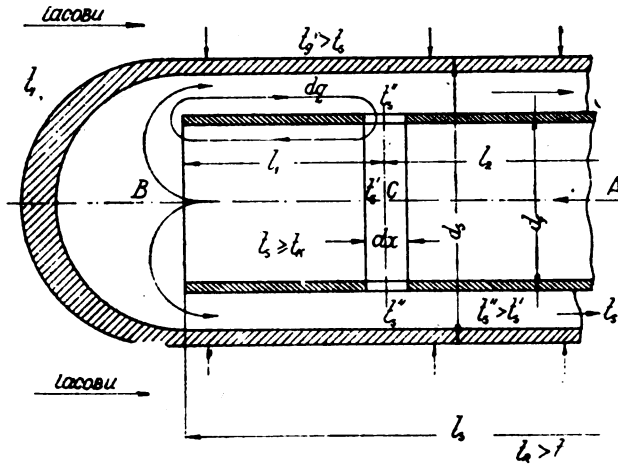
$$Q_1 = \psi k_s \pi d_s \int_0^{l_s} (t_{g_x} - t_{s_x}) dx = \psi k_s \pi d_s \int_0^{l_s} \Phi(x) dx$$

и температура паре на излазу из прегрејача паре

$$t_s = \frac{Q_1}{D_1' c_{pm}} = \frac{\psi k_s \pi d_s}{D_1' c_{pm}} \int_0^{l_s} \Phi(x) dx.$$

\*) У претпоставци равномерног усвајања топлоте по целој дужини прегрејачног елемента.

У случају да је цела Филдова цев топлотно-неспроводљива из-узев само један спроводљив елемент те цеви са елементарном површином  $df = \pi d_f dx$ , кроз овај елемент ће проћи количина топлоте  $dq = \pi d_f k_f (t_s'' - t_s') dx = \pi d_f k_f f(x) dx$ . У овом би случају



Сл 11 — Кружење топлоте услед топлотне спроводљивости Филд-ове цеви у прегрејачу Ноткина I

код краја  $b$  Филдове цеви температура била не  $t_k$  него  $t_k + \frac{\pi d_f k_f f(x) dx}{D_1' c_{pm}}$ . Непосредно испред пресека  $C$ , који одговара нашем пропустљивом елементу Филдове цеви температура паре би била

$$t_{s_c} = t_k + \frac{\pi d_f k_f f(x) dx}{D_1' c_{pm}} + \frac{\pi d_s k_s}{D_1' c_{pm}} \int_0^{l_1} \Phi(x) dx$$

а непосредно после овог пресека, услед пролаза топлоте у Филдову цев температура би била

$$\begin{aligned} t_{s_c'} &= t_k + \frac{\pi d_f k_f f(x) dx}{D_1' c_{pm}} + \frac{\pi d_s k_s}{D_1' c_{pm}} \int_0^{l_1} \Phi(x) dx - \frac{\pi d_f k_f f(x) dx}{D_1' c_{pm}} = \\ &= t_k + \frac{\pi d_s k_s}{D_1' c_{pm}} \int_0^{l_1} \Phi(x) dx, \end{aligned}$$

а то значи да би на крају прегрејача температура паре била

$$t_{s_1} = t_k + \frac{\pi d_s k_s}{D_1' c_{pm}} \left( \int_0^{l_1} \Phi(x) dx + \int_{l_1}^{l_s} \Phi(x) dx \right) =$$

$$= t_k + \frac{\pi d_s k_s}{D_1' c_{pm}} \int_0^{l_s} \Phi(x) dx = t_s.$$

Према томе добија се кружење топлоте  $dq$  у прегрејачу без утицаја на коначни резултат  $t_s$ , али са осетним повећањем температуре на дужини  $l_1$  и тренутним расхлађивањем у пресеку  $C$ .

Горње расуђивање може се проширити, разуме се, и на Филдову цев која је топлоспроводљива по целој својој дужини. У овом случају коначна температура прегрејане паре  $t_{s_2}$  биће једнака

$$t_{s_2} = t_k + \frac{\pi d_f k_f}{D_1' c_{pm}} \int_0^{l_s} f(x) dx + \frac{\pi d_s k_s}{D_1' c_{pm}} \int_0^{l_s} \Phi(x) dx - \frac{\pi d_f k_f}{D_1' c_{pm}} \int_0^{l_s} f(x) dx =$$

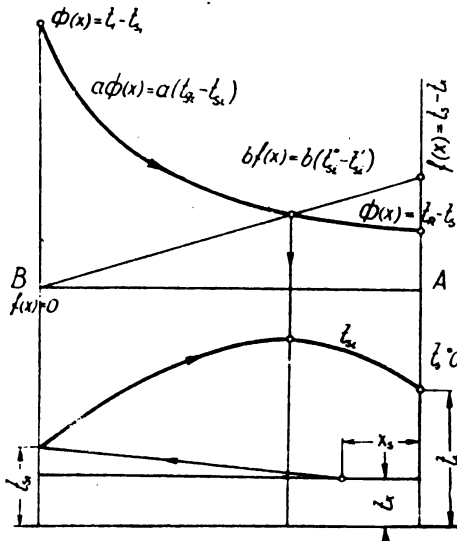
$$= t_k + \frac{\pi d_s k_s}{D_1' c_{pm}} \int_0^{l_s} \Phi(x) dx = t_s.$$

Вредност  $f(x) = 0$  за крај Филдове цеви код  $B$ , а има своју највећу вредност  $f(x) = t_s - t_k$  на крају елемента код  $A$  (почетак Филдове цеви), тј. вредност  $f(x)$  стално расте од  $B$  ка  $A$ . Док је долазак топлоте споља у дотичном пресеку елемента већи од пролаза топлоте из прстенастог простора у Филдову цев температура ће прегрејане паре стално расти и добиће свој максимум у оном пресеку елемента где постаје  $a\Phi(x) = b f(x)$ . После тога при  $a\Phi(x) < b f(x)$  наступа расхлађивање паре у прегрејачном прстенастом простору због чега крива температуре прегрејане паре има изглед као крива  $acb$  на сл. 10 или тачкаста линија на даљој сл. 14. У горњим неједначинама обележене су константе са

$$a = \frac{\pi d_s k_s}{D_1' c_{pm}} \quad \text{и} \quad b = \frac{\pi d_f k_f}{D_1' c_{pm}}.$$

Пронаћи положај пресека елемента прегрејача где има место максимум  $t_s$  најлакше је на графички начин, како је то приказано на сл. 12.

Преимућство начина довода засићене паре у Филдову цев је то да се крај елемента (капак) обраћен ка ложишту расхлађује добро паром која има температуру само незнатно већу од  $t_k$ , те је обезбеђен од прегарања материјал цеви (капка), који може бити израђен и од обичног нелегираног челика.



Сл. 12 — Кретање температуре паре  $t_s$  у прегрејачу Ноткина — начелни дијаграм

кон промене температуре паре у функцији дужине  $x$  ми ћемо усвојити измишљену линију  $acb$  (цртица - тачкаста линија).

Питање зрачења топлоте од спољне површине прегрејачне цеви на проширену котловску грејну цев нема директне узрочне везе са питањем измене топлоте кроз преградну цев и корекција на зрачење изводи се даље потпуно посебно.

Код прегрејача Ноткина  $I$  као спољна цев употребљена је цев сист. *Serve*-а са 8 унутарњих ребари, која служи као вођица за Филдову цев. Претпоставка Ноткина да су ова ребра корисна у смислу прелаза топлоте на пару стоји у колизији са данашњим схватањем процеса прелаза топлоте од гасова на пару, јер је у ствари  $\alpha_1$  знатно мање од  $\alpha_2$ , те нема оправдања за примену ребара у парном простору. Ово знатно поскупљава и отежава прегрејач а не доноси никакве користи. За одржавање дистанце за Филдову цев могла би се употребити простија конструктивна средства него ли ребраста цев.

Што се тиче вредности коефицијента проназа топлоте идеално-спроводљивог материјала металног преградног зида он ће бити једнак

$$k_f = \frac{\alpha_2 \alpha_1}{\alpha_1 + \alpha_2} = \frac{\alpha_2^2}{2\alpha_2} = \frac{\alpha_2}{2}$$

тј. има веома велику вредност.

Карактер функција  $\Phi(x)$  и  $f(x)$  доста је сложен и за аналитичко интегрисање незгодан и зато у даљем поступку усвајамо графички поступак и то у нешто упроштеном облику; тако, на пр., на сл. 10 уместо криве  $acb$ , која претставља стварни закон

Горње излагање о утицају унутрашње измене топлоте кроз преградни „неутрални“ зид — Филдову цев — важи подједнако и за случај када засићена пара долази у спољни прстен, а прегрејана се одводи из Филдове цеви. У овом случају само се промени смер „кружења топлоте“ у прегрејачном елементу, што не утиче на коначни резултат.

**б) Варијанта прегрејача „Ноткин I“ са доводом засићене пारे кроз Филд-ову цев (паралелни шок)**

На сл. 13 конструисане су криве температуре гасова, температуре пारे према подацима из таблице 1 и температурне разлике  $\Delta t = t_g - t_s = \Phi(x)$ . У основу рачунања  $t_g$  узета је једначина (8) и следећи параметри:

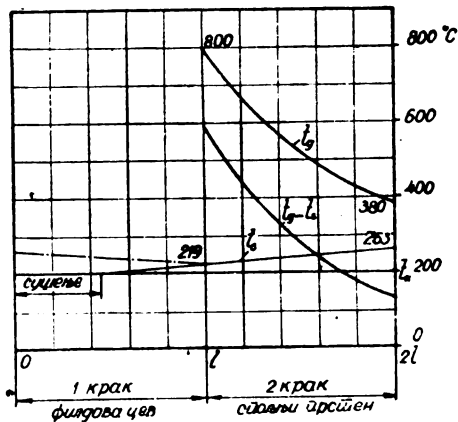
$$k_1 = 33, \quad k_s = 24;$$

$$\zeta = \frac{k_1}{k_s} = 1,38,$$

$$S_2 = 0,248 \text{ m};$$

$$G_{R1} = 240 \text{ kg/h};$$

$$A t_0 = 25. \quad t_k = 200 \text{ }^\circ\text{C}.$$



За рачунање служи следећа таблица 3. Сл 13 — Температурни дијаграм за прегрејач Ноткина I са доводом засићене паре у Филд-ову цев

ТАБЛИЦА 3

$l_i$	$m$	$\log e^m$	$e^m$	$\Delta t_g$ [°C]	$t_g = t_k + A t_0 + \Delta t_g$ [°C]
1	0,266	0,114	1,3	440	665
2	0,53	0,228	1,69	340	565
3	0,80	0,342	2,20	260	485
4	1,04	0,446	2,80	205	430
5	1,33	0,570	3,72	155	380



1. Топлота која се добија конвекцијом у прстену је

$$Q_s = 0,8 \cdot 24 \cdot 0,243 \cdot 5 \cdot 290 = 6900 \text{ kcal/h}$$

и

$$\Delta t_s = \frac{6900}{150 \cdot 0,55} = 84 \text{ }^\circ\text{C},$$

тј.  $t_s = 200 + 84 = 284 \text{ }^\circ\text{C}.$

2. Измена топлоте кроз Филдову цев:

Зона сушења паре при  $k_f = 90 \frac{\text{kcal}}{\text{m}^2 \text{ h } ^\circ\text{C}}$  и  $t_s'' - t_s' = 50 \text{ }^\circ\text{C}$  добија се као

$$x_s = 1400 : 0,14 \cdot 50 = 2,2 \text{ m}; \quad l_s - x_s = 2,8 \text{ m}.$$

Повећање температуре услед измене топлоте износи (при  $t_s'' - t_s' = 40^\circ$ )

$$\Delta t_{s_1} = \frac{1 \cdot 0,14 \cdot 90 \cdot 2,8 \cdot 40}{150 \cdot 0,55} = 17 \text{ }^\circ\text{C};$$

те у почетку прстенастог одељења имамо  $t_s'' = 217 \text{ }^\circ\text{C}$ , а највиша  $t_s = 284 + 17 = 301 \text{ }^\circ\text{C}.$

3. Корекција на мању конвекцију услед  $t_s$  већих него на графикаону 10

$$-\Delta t_{s_2} = -\frac{0,8 \cdot 24 \cdot 0,248 \cdot 5 \cdot 25}{82,5} = -7 \text{ }^\circ\text{C}; \quad t_s = 294 \text{ }^\circ\text{C}.$$

4. Корекција на зрачења спољне површине

$$T_{1 \text{ max}} = 294 + 273 + 20 = 587; \quad \text{из сл. 5} \quad \epsilon = 0,47,$$

и 
$$\left[ \left( \frac{T_1}{100} \right)^4 - \left( \frac{T_2}{100} \right)^4 \right]_m \approx 300 \text{ [}^\circ\text{K]},$$

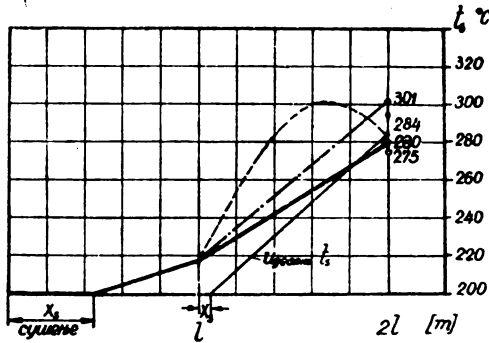
те  $C_{1-2} = 1 : (0,25 + 1,7 + 0,05) = 3,0,$

$$Q_z = 3,0 \cdot 1,0 \cdot 0,248 \cdot 5 \cdot 300 = 1100 \text{ kcal/h}$$

и 
$$-\Delta t_{zs} = -\frac{1100}{82,5} = -13,5 \text{ }^\circ\text{C}, \quad t_s = 280,5 \text{ }^\circ\text{C}.$$

5. Друга корекција на смањену конвекцију дала би још око  $-5,5 \text{ }^\circ\text{C}$ , тако да се дефинитивно може рачунати са  $t_s = 275 \text{ }^\circ\text{C}$ , тј. знатно мање него код Шмидт-овог прегрејача. Али то се објашњава не појавом унутрашње измене топлоте кроз Филдову

цев, него углавном услед малог  $S_s = 0,248 \text{ m}$  уместо 0,48 код Шмидт-овог прегрејача (сл. 14).



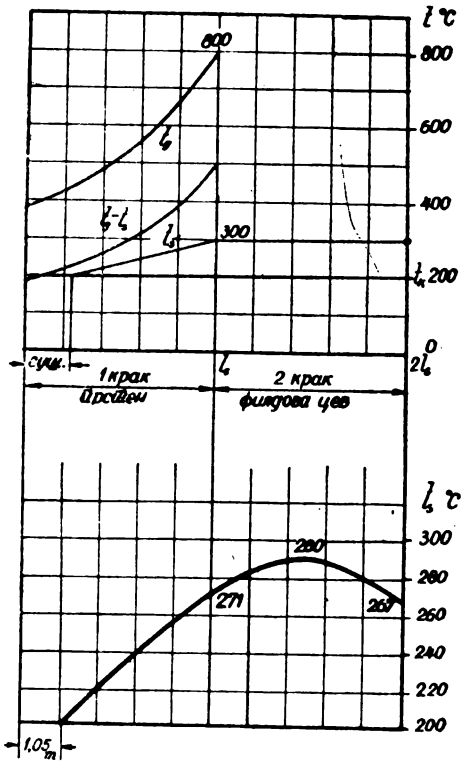
Сл. 14 — Одређивање температуре  $t_s$  за случај сл. 13

**с) Варијанша прегрејача „Ноткин I“ са доводом засићене паре у прстенасти простор (прочишћивање)**

Случај са упуштањем засићене паре у прстенасти простор и одвод прегрејане паре кроз Филдову цев, који на први поглед треба да буде кориснији од описаног под *b*), у ствари је још гори, јер сва предности противотока паре и гасова уништавају се тим што првих 1,05 m прстенастог простора служи за сушење паре и само 3,95 m за прегревање паре. Ток прегревања дат је на графикону сл. 15, Бројне су вредности ове:

1. Зона сушења паре (с обзиром и на измену топлоте)

$$x_s = \frac{1400}{0,8 \cdot 24 \cdot 0,248 \cdot 200 + 0,14 \cdot 90 \cdot 30} = 1,05 \text{ m.}$$



Сл. 15 — Температурни дијаграм за прегрејач Ноткин I са доводом засићене паре у прстенасти простор и доле — одређивање температуре паре  $t_s$  на крају прегрејача

## 2. Прелаз топлоте конвекцијом

$$Q_k = 0,8 \cdot 24 \cdot 0,248 \cdot 3,95 \cdot 307 \text{ и } \Delta t_s = \frac{Q_k}{150 \cdot 0,55} = 70^\circ\text{C};$$

$$t_s = 270^\circ\text{C}.$$

## 3. Корекција на већу конвекцију

$$\Delta Q_k = 0,8 \cdot 24 \cdot 0,248 \cdot 3,95 \frac{280 - 270}{2}$$

и

$$\Delta t_s = \frac{\Delta Q_k}{82,5} \approx 1^\circ.$$

## 4. Корекција на зрачење спољне површине

$$T_{1\max} = 271 + 273 + 20 = 564; \quad \epsilon = 0,6; \quad C_{1-2} = 3,0.$$

$$\left[ \left( \frac{T_1}{100} \right)^4 - \left( \frac{T_2}{100} \right)^4 \right]_m = 100; \quad -Q_2 = -3 \cdot 1 \cdot 0,248 \cdot 3,95 \cdot 100,$$

$$-\Delta t_{sz} = -\frac{Q_2}{82,5} = -4^\circ\text{C}; \quad t_s = 271 - 4 = 267^\circ\text{C}.$$

## 5. Измена топлоте кроз Филдову цев

$$\Delta t_F = \frac{1 \cdot 0,14 \cdot 90 \cdot 5 \cdot 30}{82,5} = 23^\circ\text{C}; \quad t_{s\max} = 267 + 23 = 290^\circ\text{C}.$$

Дефинитивна температура на излазу из прегрејача усваја се са

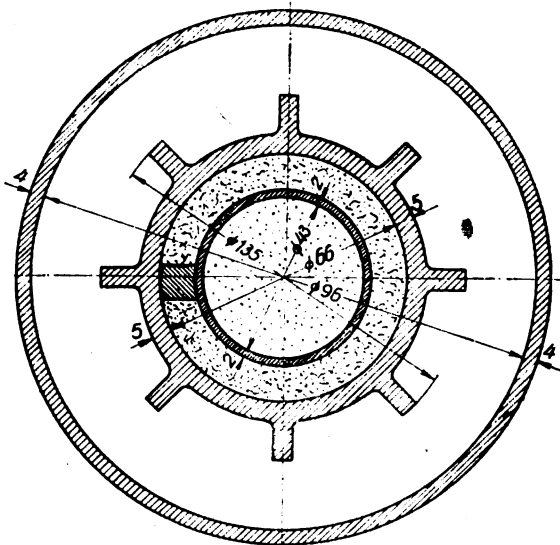
$$t_s = 267^\circ\text{C}.$$

На руским локомотивама са прегрејачем „Ноткин I“ била је усвојена баш ова шема довода паре и постигнуте у пракси температуре  $t_s = 250\text{—}260^\circ\text{C}$ , што потпуно одговара нашем прорачуну.

*d) Прегрејач Француске железнице d'Est (радионице у Ерегнау) са спољним ребрима.<sup>25)</sup>*

Прегрејач „Ерегнау“ претставља покушај побољшања прегрејача „Ноткин I“ помоћу примене спољне цеви са 8 спољних ребара високих по 10 mm. Поред тога за одржавање дистанце између спољне и Филдове цеви уместо унутрашњих ребара служи жица савијена хеликоидно, захваљујући чему добија се хеликоидно кретање паре, пара се центрифугује, а при томе се и време бављења честице паре у прегрејачу повећава. Попречни пресек пре-

грејачког елемента приказан је на сл. 16. Усвајамо довод засићене паре у Филдову цев, јер како се показало из анализе прегрејача



Сл. 16 — Прегрејач „Ерернау“ попречни пресек.  
Тачкицама шрафиран парни простор

Ноткина овај начин даје нешто боље резултате у овом конкретном случају.

ТАБЛИЦА 4

$l_i$ [m]	$m$	$\log e^m$	$e^m$	$\Delta t_g$ [°C]	$t_g$ [°C]
1	0,32	0,138	1,38	405	641
2	0,645	0,278	1,90	293	535
3	0,97	0,415	2,60	214	456
4	1,28	0,540	3,47	161	403
5	1,61	0,700	5,02	110	352

Вредности  $m$  изложитеља при  $e$  из формуле (8) износе као у табlici 4, где су обрачунате вредности  $t_g$  гасова.

При томе је  $t_g = t_k + A t_0 + (t_1 - t_k - A t_0) e^{-m}$  а  $A = 0,218$  и  $t_0 = 192^\circ\text{C}$ . Према томе оријентациона  $t_s = t_k + \frac{t_0}{2} = 296^\circ\text{C}$ .

Зона сушења паре

$$x_s = 1400 : 1 \cdot 90 \cdot 0,154 \cdot 46^\circ = 2,2 \text{ m.}$$

Загревање услед конвекције у прстенастом простору

$$\Delta t_s = \frac{0,75 \cdot 24 \cdot 0,399 \cdot 5 \cdot 0,280}{150 \cdot 0,55} = \frac{10\,000}{82,5} = 120^\circ\text{C}.$$

Коефицијент чистоће  $\psi$  процењен је због ребара са само

$$\psi = 0,75.$$

Загревање паре у Филдовој цеви услед измене топлоте

$$\Delta t_{sF} = \frac{1 \cdot 90 \cdot 0,154 \cdot 2 \cdot 8 \cdot 46}{82,5} = 22^\circ \text{ и } t_s = 222^\circ\text{C}.$$

Губитак услед зрачења топлоте

$$C_{1-2} = 3,4; \quad \varphi = 1,8; \quad \varepsilon = 0,46 \text{ и } T_{1\max} = 343 + 273 + 20 = 636 \text{ [}^\circ\text{K]};$$

$$\left[ \left( \frac{T_1}{100} \right)^4 - \left( \frac{T_2}{100} \right)^4 \right]_m = 0,46 \cdot 570 = 260 \text{ [}^\circ\text{K]};$$

$$-\Delta t_{ss} = - \frac{3 \cdot 4 \cdot 1 \cdot 0,399 \cdot 5 \cdot 0,260}{82,5} = - \frac{1760}{82,5} = -21^\circ.$$

$$t_s'' = 342 - 21 = 321^\circ\text{C}.$$

Мања конвекција:

$$-\Delta t_{sk} = - \frac{0,75 \cdot 24 \cdot 0,399 \cdot 5,0 \cdot \frac{321 - 296}{2}}{82,5} \approx -6^\circ.$$

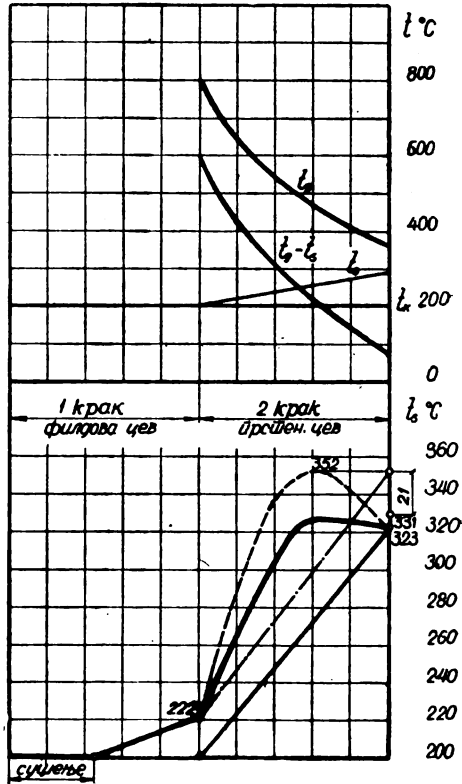
Дефинитивна температура прегрејане паре једнака је

$$t_s = 321 - 6 = 315^\circ\text{C}.$$

Према горњем прегрејач „Ерернау“ отприлике је равноцен са Шмидтовим, али скупљи од њега услед примене скупих цеви са спољним ребрима. На сл. 17 претстављена је слика промене температуре у дискутованом елементу. Због примене ребрастих цеви конструкција је знатно тежа од глаткоцевних.

### III. Прстенасти прегрејачи са обостраним загревањем

У ову групу прстенастих прегрејача спадају прегрејачи Куликовског и Пономарева и прегрејач сист. „Ноткин II“. Типично за прегрејаче ове групе је то да они имају средњу цев за кретање гасова, која не зрачи на котловску грејну цев и зато је губитак —  $\Delta t_{zs}$  због зрачења знатно смањен. Сиромјатников<sup>24</sup>) даје карактеристику прегрејача ове врсте у речима: „гасови у самом почетку проширене грејне цеви морају се поделити у два самостална потока, од којих спољни, који струји у међупростору између прегрејачних цеви и зида проширене грејне цеви, одаје топлоту на два фронта; други гасни поток, изолован у унутрашњости елемента, додирује само грејну површину прегрејача, захваљујући чему топлота одаје се искључиво пари. Оваква конструкција, која монополизује већи део топлоте за прегревање паре у начелу је потпуно релативно, добра“ („Курсив наш“).

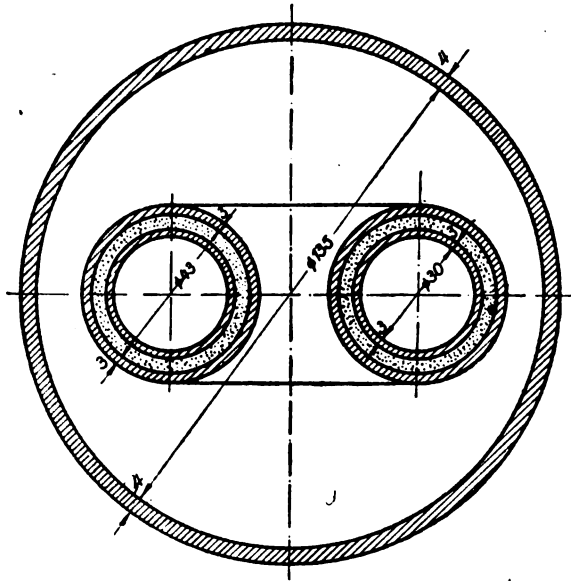


Сл. 17 — Температурни дијаграм и одређивање температуре прегрејане паре  $t_s$  за прегрејач „Epernay“

#### 1. Прегрејач С. Куликовског и П. Н. Пономарева<sup>25</sup>)

Прегрејачни елемент инжењера С. Куликовског и П. Н. Пономарева приказан је у попречном пресеку на сл. 18. Оба крака елемента подједнаке су конструкције и сваки је састављен од две концентричне цеви. Извесне конструктивне тешкоће и мане претставља место прелаза између кракова; овај део изложен је и високој температури гасова.

Процес промене топлоте гасова и паре у прегрејачу приказан је на сл. 19 засебно на спољну и засебно на унутрашњу грејну површину прегрејачних цеви. Услед релативно јаког прегревања



Сл. 18 — Прегрејач Куликовскбг и Пономарева  
— прегрејачни пресек. Тачкицама шрафиран парни простор

паре и паралелног вођења гасова и паре у другом краку на крају елемента наступа спољно конвективно расхлађивање прегрејане паре. Одређивање температуре гасова за спољну грејну површину иде по једначини (8). Бројни подаци дати су у табели 5; поред тога  $G_{R_1} = 196 \text{ kg/h}$  и  $G_{R_2} = 26 \text{ kg/h}$  подељено пропорционално површинама пресека

$$S_1 = 2 \cdot 0,154 = 0,308 \text{ m},$$

$$S_2 = 2 \cdot 0,094 = 0,188 \text{ m},$$

а укупно

$$S_s = S_1 + S_2 = 0,496 \text{ m}.$$

Поред тога  $At_0 = 31$  (по табели 1) и  $\zeta = \frac{31}{29} = 1,07$ ,

$$t_g = 231 + \frac{569}{e^m}.$$

ТАБЛИЦА 5  
(за спољну грејну површину прегрејача)

$l_i$ [m]	$m$	$\log e^m$	$e^m$	$\Delta t_g$ [°C]	$t_g$ [°C]
1	0,36	0,154	1,43	400	631
2	0,72	0,308	2,03	280	511
3	1,09	0,466	2,92	194	425
4	1,45	0,62	4,17	136	363
5	1,81	0,76	6,05	94	325

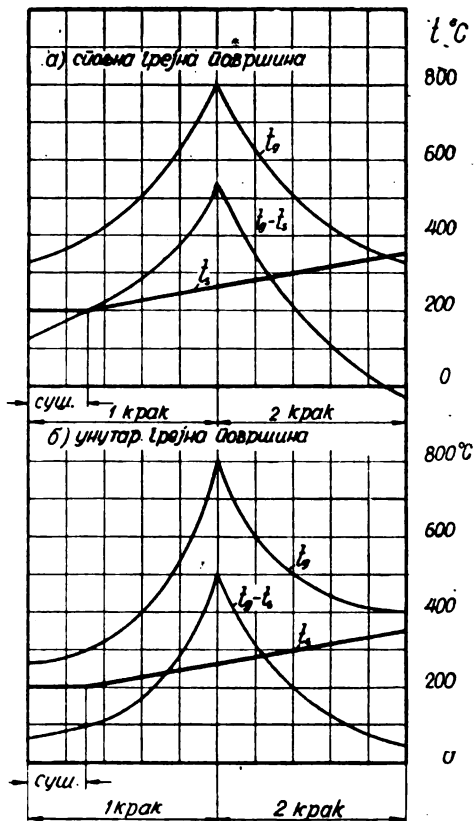
За унутрашњу цев ва-  
жи модификација једначине  
(8) у облику

$$t_g = t_{s_m} + (t_1 - t_{s_m}) e^{-m}, \quad (8a)$$

где је  $t_{s_m}$  средња оријента-  
циона вредност температуре  
прегрејане паре у односном  
краку прегрејачног елемента.  
Бројне вредности за оба кра-  
ка сврстане су у таблицу 6;  
при томе у првом краку  
 $t_{s_m} = 245$  а у другом  $t_{s_m} =$   
 $= 385$  °C; вредност

$$m_5 = \frac{0,8 \cdot 29 \cdot 5}{26 \cdot 0,25} \cdot 0,188 = 3,37.$$

Сл. 19 — Температурни дијаграм  
за спољну и унутарњу цев пре-  
грејача сл. 18





**ТАБЛИЦА 6**  
(за унутрашњу прегрејачну цев)

$l_1$ [m]	$m$	$\log e^m$	$e^m$	I крак		II крак	
				$\Delta t_g$ [°C]	$t_g$ [°C]	$\Delta t_g$ [°C]	$t_g$ [°C]
1	0,675	0,29	1,95	284	529	212	597
2	1,35	0,58	3,81	145	390	108	493
3	2,03	0,87	7,42	74,5	320	56	441
4	2,70	1,16	14,50	38	283	28	413
5	3,37	1,45	28,20	20	265	15	400

Графичка слика промена температура гасова и паре (оријентационе) дате су у графикану сл. 19.

Зона сушења паре:

$$x_s = 1400 : 0,8 \cdot 0,248 \cdot 160 = 1,5 \text{ m.}$$

Прегревање у првом краку:

Спољна грејна површина

$$Q_1' = 0,8 \cdot 29 \cdot 0,154 \cdot 3,5 \cdot 285 = 3\,700 \text{ kcal/h,}$$

унутрашња грејна површина

$$Q_1'' = 0,8 \cdot 29 \cdot 0,094 \cdot 3,5 \cdot 190 = 1\,450 \text{ kcal/h,}$$

а укупно

$$Q_1 = Q_1' + Q_1'' = 3\,700 + 1\,450 = 5\,150 \text{ kcal/h,}$$

Температура паре на крају првог крака

$$\Delta t_{s_1} = \frac{5\,150}{82,5} = 62,5^\circ \text{C}$$

и

$$t_{s_1} = 200 + 62,5 = 262,5^\circ \text{C.}$$

Прегревање у другом краку:

$$Q_2' = 0,8 \cdot 29 \cdot 0,154 \cdot 5 \cdot 185 = 3\,300 \text{ kcal/h,}$$

унутрашња грејна површина

$$Q_2'' = 0,8 \cdot 29 \cdot 0,094 \cdot 5 \cdot 193 = 2\,080 \text{ kcal/h,}$$

а укупно

$$Q_2 = Q_2' + Q_2'' = 3\,300 + 2\,080 = 5\,380 \text{ kcal/h.}$$

Температура паре на крају другог крака

$$t_{s_2} = t_s = \frac{5380}{82,5} + 262,5 = 323^\circ \text{C}$$

Корекција на повећану конвекцију:

У другом краку

$$\Delta Q_{k_2} = 0,8 \cdot 29 \cdot 0,248 \cdot 5 \cdot 14 = 400;$$

$$\Delta t_{k_2} = \frac{400}{82,5} \approx 5^\circ \text{C},$$

$$t_s = 323 + 5 = 328^\circ \text{C}.$$

Корекција на зрачење:

$$T_{1 \max} = 328 + 273 + 20 = 621 [^\circ \text{K}],$$

$$\varepsilon = 0,49; 0,49 \cdot 420 = 206 [^\circ \text{K}]; \varphi = 1,0.$$

$$C_{1-2} = 1: \left[ 0,25 + \frac{425}{0,308} \cdot 0,05 \right] = 3,14 \left[ \frac{\text{kcal}}{\text{m}^2 \text{ h } ^\circ \text{K}^4} \right].$$

Топлота изгубљена зрачењем:

$$Q_{zs} = 1 \cdot 3,14 \cdot 0,308 \cdot 5 \cdot 206 = 1000 \text{ kcal/h},$$

$$-\Delta t_{zs} = -\frac{1000}{82,5} = -12^\circ \text{C}.$$

Дефинитивна температура прегрејане паре

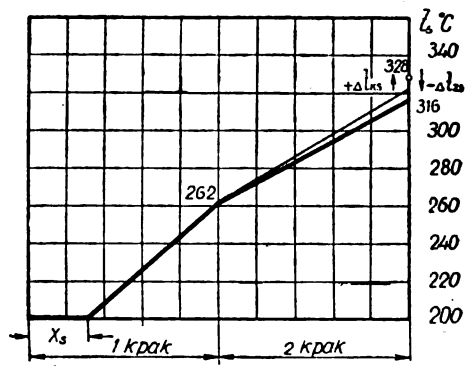
$$t_s = 328 - 12 = 316^\circ \text{C}.$$

Крива промене температура прегрејане паре дата је на сл. 20.

Колико је писцу познато описани прегрејач није био остварен и испитан.

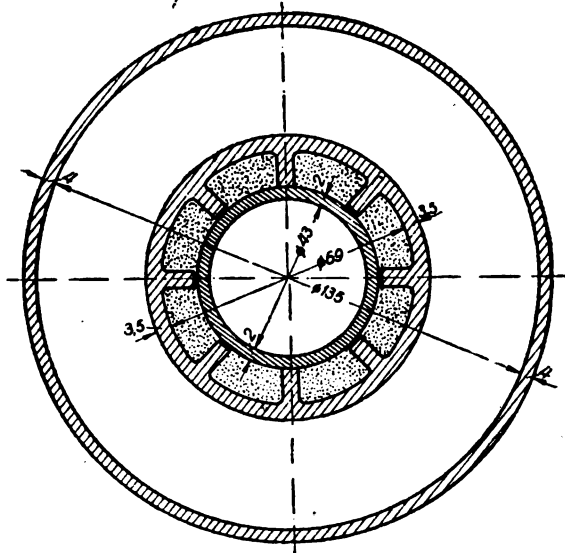
## 2. Прегрејач система „Ноткин II“<sup>28)</sup>

Попречни пресек елемента прегрејача „Ноткин II“ дат је на сл. 21. У овој варијанти Ноткин уместо Филдове цеви употребљава обичну цев, која иде кроз цео елемент и служи за кретање гасова, а задржава спољну цев са унутрашњим



Сл. 20 — Кретање температуре  $t_s$  у прегрејачу по сл. 18.

ребрима сјст. Серва (*Serve*). Два дужна ребра ове цеви треба да буду херметична на унутрашњу цев, тако да се образују два



Сл. 21 — Прегрејач Ноткин II — попречни пресек.  
Тачкицама шрафиран парни простор. Два ребра морају бити херметична на унутрашњу цев.

полупрстена, од којих један служи за довод засићене паре, а један за одвод прегрејане. Ова преградна ребра у смислу измене топлоте играју потпуно исту улогу као и средња „неутрална“ цев код прегрејача „Фармаковски I“ (види даље под IV); али пошто је ова површина знатно мања, то је и појава измене топлоте одговарајуће слабија квантитативно. Међутим Сиромјатников<sup>4)</sup> овај карактеристични момент уопште није запазио. Треба нагласити да херметичност двају ребара на унутрашњу цев на целој дужини од око 5 m у пракси је врло тешко постићи: и ако је она постигнута на собној температури, она се лако квари на већим температурама, нарочито услед појаве кривљења (извитоперивања) елемената, што долази као последица неједнаког загревања леве и десне стране. Услед неједнаке топлотне дилатације добија се кривљење цеви везано са пластичном деформацијом, која, дакле, делимично остаје и при расхлађивању елемента; при поновном загревању кривљење напредује итд. док елемент постаје понекад тако крив, да га је тешко извући из котловске цеви. Ова појава, везана са растрој-

ством херметичности на прегрејачним ребрима и јаким падом температуре прегрејане паре услед протицања извесног дела паре директно из једног одељења прстенасте цеви у друго, и било је узрок што су руске државне железнице одустале од даљег грађења прегрејача „Ноткин II“, који су већ били уведени на брзовозним локомотивама сер. С (тип 1—С—1 Сормовске лок. фабрике) у доста великом броју.

За бројно решење усвојени су ови подаци:

$$K_1 = 31; K_s = 28; K_z = 160; \zeta = \frac{K_1}{K_s} = 1,11;$$

$$S_1 = 0,12 \text{ m}; S_2 = 0,074; S_s = 2(0,12 + 0,074) = 0,388 \text{ m};$$

$$G_{R_1} = 280 \text{ kg/h}; G_{R_c} = 238 \text{ kg/h}; G_{r_u} = 42 \text{ kg/h} \text{ и према томе}$$

$$m_{s_s} = 1,3 \text{ и } m_{a_s} = 1,41; At_0 = 28.$$

За рачунање температуре гасова споља елемента служи, дакле, једначина

$$t_{gc} = 228 + \frac{572}{e^m}.$$

Подаци за конструисање криве  $t_{gc}$  дати су у доле наведеној табlici 7.

Т А Б Л И Ц А 7

Рачунање  $t_{gc}$  у спољном простору

$l_i$ [m]	$m$	$\log e^m$	$e^m$	$\Delta t_{gc}$ [°C]	$t_{gc}$ [°C]
1	0,26	0,114	1,3	440	668
2	0,52	0,228	1,69	340	568
3	0,78	0,344	2,21	260	488
4	1,05	0,452	2,83	201	429
5	1,3	0,572	3,74	153	381

За унутрашњу цев важе подаци из доле наведене таблице 8, притом рачунање је извршено по једначини: у првом краку

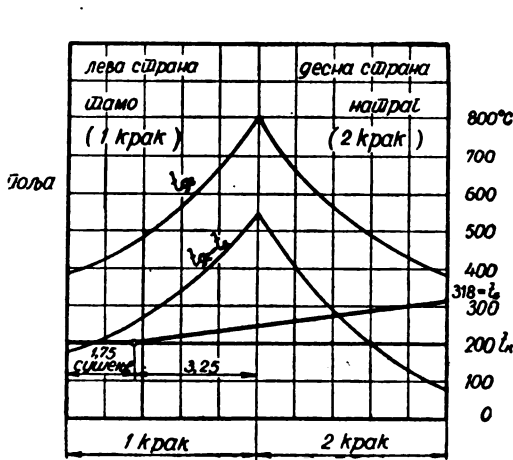
$$t_{gu}' = 225 + \frac{575}{e^m}, \text{ а у другом } t_{gu}'' = 284 + \frac{516}{e^m}, \text{ а служимо се}$$

средњом вредношћу. Овде је 284°С средња температура (оријентациона) у другом краку и 225°С у првом.

ТАБЛИЦА 8  
Рачување  $t_{gu}$  у унутрашњој цеви

$l_i$ [m]	$m$	$\log e^m$	$e^m$	1. К Р А К		2. К Р А К		СРЕДН. $t_{gu}$ [°C]
				$\Delta t_{gu}'$ [°C]	$t_{gu}'$ [°C]	$\Delta t_{gu}''$ [°C]	$t_{gu}''$ [°C]	
1	0,284	0,125	1,33	430	655	388	672	663
2	0,59	0,260	1,82	316	541	282	566	553
3	0,88	0,388	2,45	234	459	210	494	476
4	1,18	0,520	3,31	173	398	155	439	418
5	1,47	0,650	4,97	128	353	115	409	381

Горњи резултати претстављени су графички на сл. 22 а и б.



Зона сушења паре:

$$x_s = \frac{1400}{0,8 \cdot 26 \cdot 0,194 \cdot 200} = 1,75 \text{ m.}$$

Кретање температуре  $t_s$  у првом краку:

Од спољњег загревања

$$\frac{0,8 \cdot 26 \cdot 0,12 \cdot 3,25 \cdot 318}{82,5} = 32^\circ \text{C,}$$

од унутарњег загревања

$$\frac{0,8 \cdot 26 \cdot 0,074 \cdot 3,25 \cdot 312}{82,5} = 19^\circ \text{C,}$$

а укупно  $\Delta t_{s,1} = 51^\circ \text{C}$   
 $t_{s,1} = 251^\circ \text{C.}$

Сл. 22а — Температурни графикон за спољну цев за прегрејач по сл. 21

Прегревање паре у другом краку:

Од спољњег загревања  $\frac{0,8 \cdot 26 \cdot 0,12 \cdot 5 \cdot 263}{82,5} = 40^\circ,$

од унутрашњег загревања  $\frac{0,8 \cdot 26 \cdot 0,074 \cdot 5 \cdot 240}{82,5} = 22^\circ,$

$$\Delta t_{s_2} = 62^\circ,$$

$$t_{s_2} = t_s = 313^\circ \text{C}.$$

Негативна корекција због зрачења прегрејача:

$$T_{1\max} = 313 + 273 + 20 = 603 \text{ [}^\circ\text{K]}; \quad \varepsilon = 0,54;$$

$$\left[ \left( \frac{T_1}{100} \right)^4 - \left( \frac{T_2}{100} \right)^4 \right]_m =$$

$$= 0,54 \cdot 1\,200 = 650 \text{ [}^\circ\text{K]}.$$

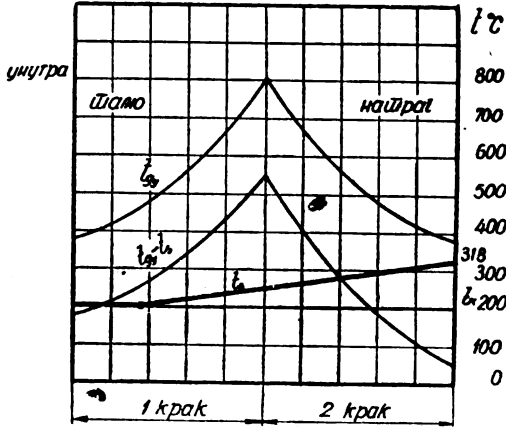
$$C_{1-2} =$$

$$= 1 : \left( 0,25 + \frac{0,425}{0,239} \cdot 0,05 \right) =$$

$$= 2,92 \left[ \frac{\text{kcal}}{\text{m}^2 \text{ h } ^\circ\text{K}^4} \right].$$

$$Q_z = 2,92 \cdot 0,239 \cdot 5 \cdot 650 =$$

$$= 2\,280 \text{ kcal/h}$$



Сл. 22b — Температурни графикон за унутрашњу цев прегрејача по сл. 21

и

$$-\Delta t_{zs} = -\frac{2\,280}{82,5} = -28^\circ \text{C},$$

$$t_s = 285^\circ \text{C}.$$

Позитивна корекција на већу конвекцију:

$$\Delta t_{ks} = \frac{0,8 \cdot 26 \cdot 0,387 \cdot 8,25 \cdot 16,5}{82,5} \approx 13^\circ \text{C}$$

$$t_s = 298^\circ \text{C}.$$

Према горњем могла би се очекивати  $t_s$  максимално око  $300^\circ \text{C}$ . У пракси на руским железницама при ложењу одличним каменим угљем или мазутом постигнута је температура  $t_s = 310\text{—}315^\circ \text{C}$  (тј. при знатно већој температури  $t_1$  гасова на крају елемента него за случај ложења мрким угљем).

Повећање температуре на крају првог крака услед пролаза топлоте кроз преградне зидове износи  $K_s = 160 \left[ \frac{\text{kcal}}{\text{m}^2 \text{ h } ^\circ\text{C}} \right]$ . Разлика температура паре је у средњем око  $50^\circ$ . Површина за пролаз топлоте је  $A_Q = (0,069 - 0,054) \cdot 5 = 0,075 \text{ [m}^2\text{]}.$

Онда је

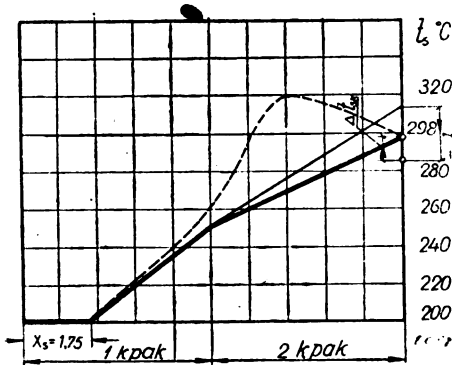
$$Q_i = 1 \cdot 160 \cdot 0,075 \cdot 50 = 600 \text{ kcal/h}$$

и

$$\Delta t_i = \frac{600}{82,5} = 7,5 \text{ } ^\circ\text{C},$$

$$t_{s1}' = 251 + 7,5 = 258,5 \text{ } ^\circ\text{C}.$$

Али према објашњењу у II, 2, А, а то не утиче на коначну температуру  $t_s$ .



Сл. 23 — Кретање температуре  $t_s$  прегрејане паре за прегрејач по сл. 21

Промене температуре  $t_s$  дате су на сл. 23.

Најзад неколико речи о кривљењу елемената. Средња температура првог крака износи  $225^\circ$ , а другог — око  $275^\circ$ . Према томе, постоји разлика температуре око  $50^\circ$  која изазива разлику у топлотним дилатацијама од

$$\Delta l = 1,2 \cdot 10^{-5} \cdot 50 \cdot 5000 = 2,94 \approx 3 \text{ mm}.$$

Према *Dubbel*-у (*Taschenbuch für den Maschinenbau*, 1924, стр. 425) напон од спречене дилатације износи

$$\sigma = 25 t^\circ [\text{kg/cm}^2].$$

Према томе, за температурну разлику од  $50^\circ$  можемо очекивати при кривљењу елемента напон у материјалу цеви (вруће стране)

$$\sigma = 25 \cdot 50 = 1250 \text{ kg/cm}^2,$$

а оваки напон већ је врло близу границе великих истезања која на температури прегрејачних цеви у зависности од материјала лежи око  $1200$ — $1300 \text{ kg/cm}^2$ . Према томе пластичне деформације су овде неизбежне.

#### IV. Комбиновани прстенести прегрејачи

У ову групу спадају прегрејачи који у једном краку (смеру) имају прстенасту цев са обостраним загревањем (обично први крак), а други крак је састављен од једне или више свичних цеви. Овој групи припадају прегрејачи „Фармаковски II“<sup>27)</sup>, *Houlet*<sup>28)</sup> и

Лисов-а<sup>29</sup>). У даљем излагању анализани су само прва два, јер последњи не спада у групу интензивних прегрејача због мале грејне површине и релативно врло великог губитка зрачењем.

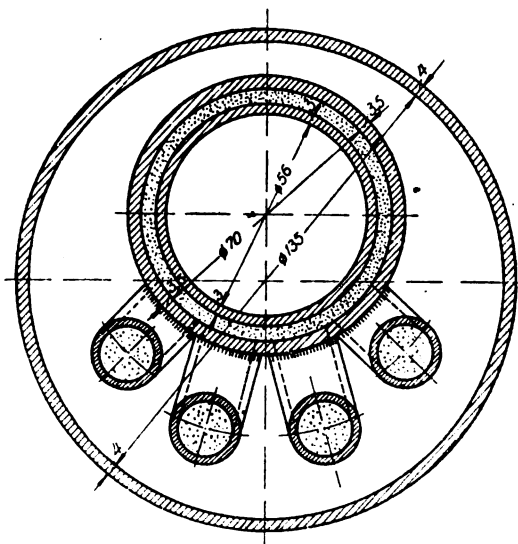
### 1. Прегрејач „Фармаковски II“ и МИСАН-Ф II.

Прегрејач „Фармаковски II“ предложен је био 1909<sup>27</sup>), али и поред својих добрих страна није до сада остварен. Попречни пресек елемента приказан је на сл. 24. Први крак је састављен од прстенасте цеви

са обостраним загревањем, а други крак — од четири обичних цеви малог пречника 26/20 mm. Елемент саставља се заваривањем; прототипни елемент био је саграђен без икаквих тешкоћа на фабрици за ваљање цеви „Шодуар“ у Екатеринославу 1910 год. Захваљујући врло развијеној грејној површини прегрејача он има минималну вредност такозваног коефицијента екранисања, који претставља однос  $\frac{S_R}{S_s}$ . По

Сиромјатников-у

за овај тип елемента вредност овог односа износи 0,61, међутим за елемент Шмидт-а он је = 0,89, а Ноткина I — чак 1,7 (види таблицу I). Али и поред тога Сиромјатников као мане ове конструкције износи: сложеност заваривања и употребу цеви малог пречника 26/20 mm (са дужином од 5 m и више), које према његовом мишљењу „лако се могу запушити котловцем“, поред тога „оне се савијају од сопствене тежине и лако могу изгорети“. Заваривање можда је и било прилично тешко у 1909 г., тако рећи у праскозорје технике заваривања, али данас не претставља апсолутно никаквих нарочитих тешкоћа и изводљиво је у свакој котловској фабрици и свакој већој железничкој радионици и није ни мало сложеније од заваривања других елемената прегрејача на пр.,



Прегрејач Фармаковски II — попречни пресек, тачкицама шрафиран парни простор. Довод засићене паре у прстенасту цев.



*Houlet*-а која се изводе. Примедба *Сиромјатникова* о евентуалном запушивању цеви малог пречника котловцем је депласира јер се ове цеви налазе у другом краку где ми имамо већ чисту пару високе прегрејаности, међутим нахватање котловца може се десити тек у почетку првог крака тј. у прстенастој цеви, где се врши сушење паре. Најзад, примедба о савијању и прегарању цеви пречника 26/20 такође је депласирана и већ је оборена европском праксом: на пример, на Француској железници *Ost* примењују се одавно прегрејачи сист. *Mestre* састављену од цеви 20/13 mm, а у последње време на железницама SNCF — прегрејачи „*Durchatel-Mestre*“ „DM 4“ и „DM 3“ од пљоснатих цеви са спољном дебелином само 15 mm, па елементи *Wagner-a* од цеви 29/23 mm и најзад нови тип прегрејача типа „5 p 4“ са четири цеви 20/16 mm<sup>29</sup>). Савијање цеви од сопствене тежине поништава се толико елементарним конструктивним сретствима, да о томе не вреди ни говорити. Из табеларног прегледа самог *Сиромјатникова* (стр. 240) види се да тип прегрејача „Фармаковски II“ спада у најактивније прегрејаче: за њега наведена је температура  $t_s = 328^\circ$  у поређењу са Шмидт-овим прегрејачем под истим условима са  $t_s = 307^\circ \text{C}$ .

За наш бројни пример служе ови подаци:

$$K_1 = 31; K_s = 29; \zeta = \frac{31}{29} = 1,07; At_0 = 43; G_{R1} = 264 \text{ kg/h}$$

од којих  $G_{Rc} = 198 \text{ kg/h}$  и  $G_{Ru} = 66 \text{ kg/h}$ ;  $S_s = 0,743 \text{ m}$ ;  $S_c = 0,24$ ;  $S_u = 0,175$ ;  $S_2 = 4 \cdot 0,082 = 0,328$ .

За спољну површину првог крака подаци за рачунање  $t_{gc}$  сврстани су у табlici 9, а само рачунање изводи се према обрасцу

$$t_{gc} = 243 + \frac{557}{e^m}.$$

ТАБЛИЦА 9

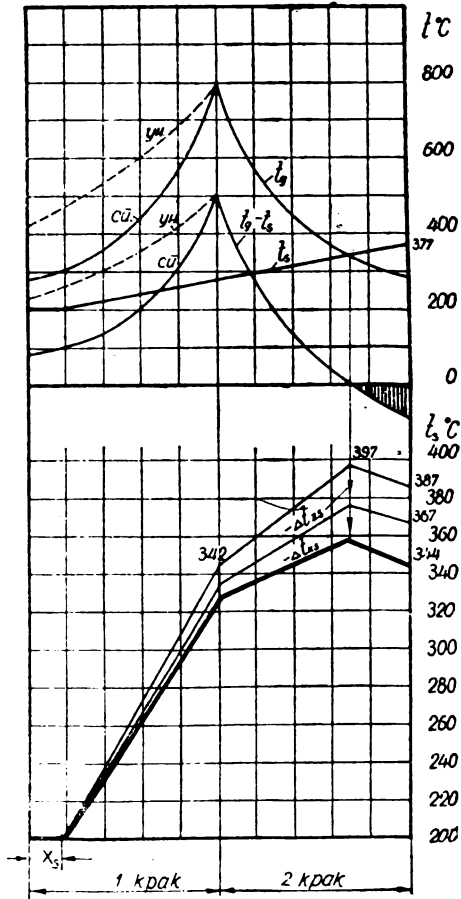
$l_i [m]$	$m$	$\log e^m$	$e^m$	$\Delta t_{gc} [^\circ\text{C}]$	$t_{gc} [^\circ\text{C}]$
1	0,53	0,227	1,68	330	573
2	1,05	0,450	2,83	197	440
3	1,58	0,680	4,79	117	360
4	2,11	0,905	8,05	69	312
5	2,64	1,130	13,50	41	284

На сл. 25 подаци за спољну грејну површину првог крака исцртани су извученим линијама.

За рачунање температура гасова у унутрашњој цеви служи једначина

$$t_{gu} = 270 + \frac{530}{e^m}$$

а подаци сврстани су у табlici 10.



Сл. 25 — Температурни графикон и кретање температуре прегрејане паре за прегрејач по сл. 25.

ТАБЛИЦА 10

$l_i$ [m]	$m$	$\log e^m$	$e^m$	$\Delta t_{gu}$ [°C]	$t_{gu}$ [°C]
1	0,246	0,106	1,28	415	685
2	0,490	0,210	1,62	330	600
3	0,740	0,318	2,08	255	525
4	0,985	0,423	2,65	200	470
5	1,23	0,527	3,37	157	427

Зона сушења:

$$x_s = 1400 \cdot [0,8 \cdot 29 \cdot (0,24 + 0,175)] \cdot 175^0 \approx 0,9 \text{ m.}$$

Зборник радова

Прегрејавање у прстенастој цеви (први крак).

Спољни довод топлоте

$$Q_{kc} = 0,8 \cdot 29 \cdot 0,24 \cdot 4,1 \cdot 246 = 5600 \text{ kcal/h;}$$

унутрашњи довод топлоте

$$Q_{ku} = 0,8 \cdot 29 \cdot 0,175 \cdot 4,1 \cdot 368 = 6100 \text{ ,,}$$

укупно 11700 ,,

што одговара  $\Delta t_{s_1} = 142^\circ \text{C}$ ;  $t_{s_1} = 342^\circ \text{C}$ .

Прегрејавање у повратним цевима:

$$Q_{k_2} = 0,8 \cdot 29 \cdot 0,328 \cdot 3,5 \cdot 170 = 4550 \text{ kcal/h}$$

$$\Delta t_{s_2} = 55^\circ \text{C}; \quad t_{s_{max}} = 387^\circ \text{C}$$

Расхлађивање на крају цеви

$$-Q_3 = -0,8 \cdot 29 \cdot 0,328 \cdot 1,5 \cdot 70 = -795 \text{ kcal/h}$$

$$\Delta t_{s_3} = -10^\circ \text{C}; \quad t_s = 387^\circ \text{C}.$$

Смањивање температуре услед зрачења

$$C'_{1-2} = 1: \left[ 0,25 + 0,75 \frac{0,424}{0,24} \cdot 0,05 \right] = 3,17 \text{ за прстенасту цев}$$

$$C''_{1-2} = 1: \left[ 0,25 + 0,5 \frac{0,425}{0,328} \cdot 0,05 \right] = 3,6 \text{ за повратне цеви.}$$

Прстенаста цев:

$$T_{1_{max}} = 342 + 273 + 20 = 635 [^\circ \text{K}]; \quad \varepsilon = 0,48; \quad \varphi = 0,75$$

$$\left[ \left( \frac{T_1}{100} \right)^4 - \left( \frac{T_2}{100} \right)^4 \right]_m = 0,48 \cdot 420 = 200 [^\circ \text{K}]$$

$$Q_{z_1} = 3,17 \cdot 0,75 \cdot 0,24 \cdot 4,1 \cdot 200 = 465 \text{ kcal/h.}$$

Повратне цеви:

$$T_{1_{max}} = 387 + 273 + 20 = 680 [^\circ \text{K}]; \quad \varepsilon = 0,42; \quad \varphi = 0,5$$

$$\left[ \left( \frac{T_1}{100} \right)^4 - \left( \frac{T_2}{100} \right)^4 \right]_m = 0,42 \cdot 900 = 380 [^\circ \text{K}]$$

$$Q_{z_2} = 3,6 \cdot 0,5 \cdot 0,328 \cdot 5 \cdot 380 = 1130 \text{ kcal/h}$$

а укупно 1595 kcal/h =  $Q_z$  и

$$-\Delta t_{z_s} = -20^\circ \text{C}; \quad t'_s = 367^\circ \text{C}.$$

Корекција на смањену конвекцију:

у првом краку

$$-Q_{k_1} = -0,8 \cdot 29 \cdot 0,24 \cdot 4,1 \cdot 36 = -820 \text{ kcal/h}$$

$$-\Delta t'_{ks} = -10^\circ\text{C}$$

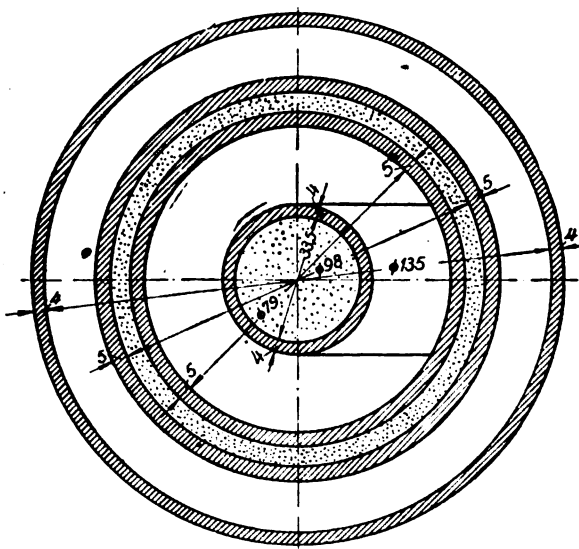
$$t_{s_1} = 342 - 10 = 332^\circ\text{C}$$

у другом краку

$$-Q_{k_2} = -0,8 \cdot 29 \cdot 0,328 \cdot 5 \cdot 27 = -1000 \text{ kcal/h}$$

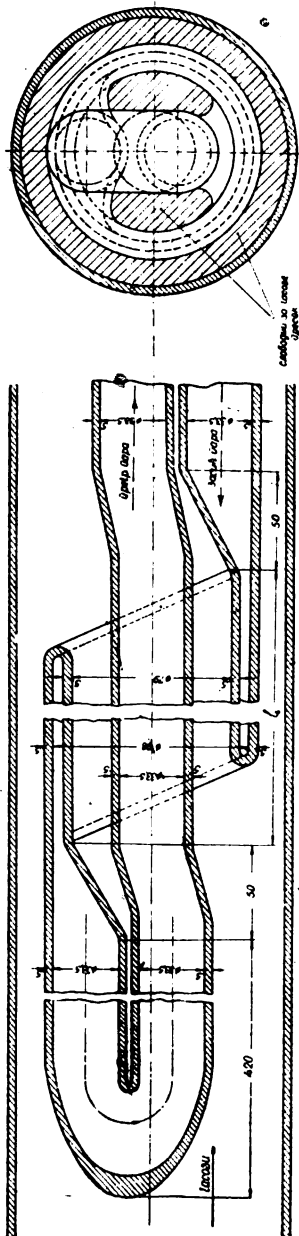
$$-\Delta t''_{ks} = -13^\circ\text{C}; \quad t_{s_2} = t_s = 367 - 23 = 344^\circ\text{C}$$

дефинитивно је  $t_s = 344^\circ\text{C}$ , те према томе овај тип прегрејачног елемента много је интензивнији од Шмидтовог и свију других до сада разгледаних прстенастих елемената и спада у ред најинтензивнијих прегрејачних конструкција. По својој тежини по 1 m дужине он је подједнак са Шмидтовом конструкцијом. Модификација прегрејача МИСАН—F II састоји се у томе да је у последњем — пасивном — делу четири цеви замењују се са само једном цеви  $\emptyset 36/30$  (обим 0,113 m уместо 0,252 m), која је поред тога снабдевана топлотном изолацијом. На овај начин губитак топлоте услед конвекционог расхлађивања смањује се од  $-13^\circ$  на само  $-3^\circ$ . Поред тога смањује се за око  $6^\circ$  и губитак услед зрачења, те



Сл. 26 — Прегрејач Houlet-а — попречни пресек.

конечна температура  $t_s$  може се очекивати око  $t_s = 344 + 16 = 360^\circ\text{C}$ . На сл. 48 дат је конструктивни цртеж прегрејача М И С А Н — F II. Он је згодан ипак највише за гориво које нема летећег кокса, на пример за *ложење мазутом*.



## 2. Прегрејач сист. Houlet-а.<sup>28)</sup>

Прегрејач сист. *Houlet-а* приказан је на сл. 26 у попречном пресеку, а на сл. 27 у дужном пресеку. Као први крак служи прстенаста цев великог пречника (примењивани су били ови пречници цеви: 91/97—74/81 и повратна 32/40 за  $d_R = 125/133$ ; 102/98—89/79 и повратна 41,5/48,5 за  $d_R = 135/143$ ), а као други крак — повратна цев смештена унутра прстенасте цеви. На тај начин и унутрашња грејна површина прстенасте цеви и повратна цев не губе топлоте зрачењем на котловску цев. По својој концепцији прегрејач *Houlet-а* је врло згодна модификација прегрејача „Фармаковски II“ а предложена је знатно доцније од ове. Против ове модификације може се приметити само да је заваривање овде нешто сложеније, а друго да количина гасова која продире кроз унутрашњу цев није довољна за загревање у исто време и унутрашње површине прстенасте цеви и повратне цеви. Поред тога није омогућено чишћење средње цеви помоћу обичних четака и зато се може у пракси очекивати коефицијент чистоће  $\psi < 0,8$ . У Француској овај тип прегрејача је у доста широкој употреби: постизава се  $t_s = 370^\circ\text{C}$  и чак до  $380\text{—}385^\circ$  тј. за  $40\text{—}50^\circ$  више него са елементом Шмидта на локомо-

Сл. 27 — Прегрејач — *Houlet-а* — уздужни пресек.

тивама истог типа и на истом гориву (камени угаљ доброг квалитета). Примењен је он и на последњим брзовозним локомотивама SNCF типа 2D1 сер. 241-Р грађеним 1948 г. и на локом. типа 1—С+С грађеним 1949 г. Ван сумње *прегрејач Houlet-a* спада у групу најинтензивнијих *прегрејачних конструкција*.

У основу бројног примера долазе ове вредности важних параметара:  $K_1 = 32$ ;  $K_s = 28$ ;  $\xi = \frac{K_1}{K_s} = 1,14$ ;  $S_1 = 0,338$  споља;  $S_2 = 0,248$  унутр.;  $S_3 = 0,12$  повратн.;  $G_{R1} = 216 \text{ kg/h}$ ;  $G_{Rc} = 128 \text{ kg/h}$ ;  $G_{Ru} = 88 \text{ kg/h}$ ;  $m_{c5} = 2,44$ ;  $m_{u5} = 1,87$ ;  $At_o = 61$ .

Подаци за рачунање температуре гасова споља прстенасте цеви наведени су у табlici 11.

ТАБЛИЦА 11.  
Спољна површина.

$l_i$ [m]	$m$	$\log e^m$	$e^m$	$\Delta t_{gc}$ [°C]	$t_{gc}$ [°C]
1	0,49	0,215	1,64	338	599
2	0,98	0,420	2,64	203	464
3	1,47	0,645	4,42	122	383
4	1,95	0,860	7,26	74	335
5	2,44	1,050	11,30	47	308

При томе је  $t_{gc} = 261 + \frac{539}{e^m}$

ТАБЛИЦА 12.  
Унутрашња површина.

$l_i$ [m]	$m$	$\log e^m$	$e^m$	$\Delta t_{gu}$ [°C]	$t_{gu}$ [°C]
1	0,385	0,165	1,46	382	622
2	0,750	0,330	2,14	262	502
3	1,12	0,490	3,10	180	420
4	1,50	0,660	4,58	122	362
5	1,87	0,820	6,61	85	325

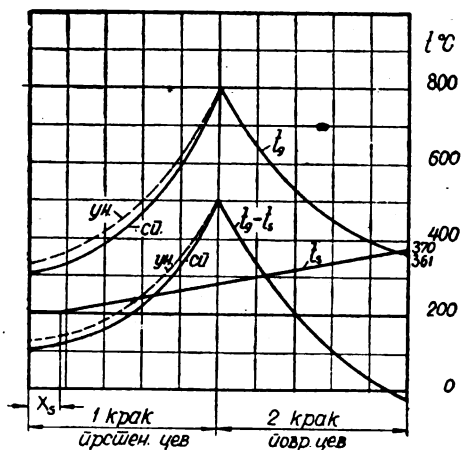
Рачунање  $t_{gu}$  изведене је по једначини

$$t_{gu} = 240 + \frac{560}{e^m}$$

За повратну цев служе подаци из таблице 13.

ТАБЛИЦА 13.  
Повратна цев.

$l_i$ [m]	$e^m$	$\Delta t_{gu}$ [°C]	$t_{gu}$ [°C]	$t_g = (t_{gu} + t_{gu})/2$ за графикон
1	1,46	324	661	636
2	2,14	222	549	520
3	3,10	152	479	449
4	4,58	103	430	396
5	6,61	71	398	361



Сл. 28 а — Температурни графикон и кретање температуре прегрејане паре  $t_s$  за прегрејач Noulet-а.

унутра

$$Q_{k''_1} = 0,8 \cdot 28 \cdot 0,248 \cdot 4,25 \cdot 272 = 5450 \text{ kcal/h}$$

$$\text{укупно } Q_{k_1} = 15100 \text{ kcal/h}$$

окуда прегревање

$$\Delta t_{s_1} = \frac{15100}{150 \cdot 82,55} = 183^\circ\text{C}$$

$$t_{s_1} = 383^\circ\text{C}$$

При томе

$$t_{gu} = 327 + \frac{473}{e^m}$$

Температурне криве приказане су на сл. 28 у облику графикана ради одређивања вредности  $t_g - t_s$ .

Зона сушења паре

$$x_s = 1400: [0,8 \cdot 28 \cdot (0,338 + 0,248) \cdot 125] = 0,75 \text{ m.}$$

Прегревање у првом краку (прстенаста цев):

споља

$$Q_{k'_1} = 0,8 \cdot 28 \cdot 0,338 \cdot 4,25 \cdot 270 = 8650 \text{ kcal/h}$$

Прегревање у повратној цеви

$$Q_{k2} = 0,8 \cdot 28 \cdot 0,12 \cdot 5 \cdot 180 = 2400 \text{ kcal/h}$$

$$\text{откуд } \Delta t_{s2} = \frac{2400}{82,5} = 29^\circ\text{C}$$

$$t_{s2} = t_s = 412^\circ\text{C}$$

Корекција на зрачење:

$$C_{1-2} = 1 : \left[ 0,25 + \frac{0,425}{0,338} \cdot 0,55 \right] = 3,2 \left[ \frac{\text{kcal}}{\text{m}^2 \text{ h}^\circ \text{K}^4} \right]$$

$$T_{1 \max} = 412 + 273 + 20 = 705 \text{ [}^\circ\text{K]}$$

$$\varepsilon = 0,42$$

$$\left[ \left( \frac{T_1}{100} \right)^4 - \left( \frac{T_2}{100} \right)^4 \right]_m = 0,42 \cdot 920 = 385$$

$$Q_2 = 3,2 \cdot 1 \cdot 0,338 \cdot 4,25 \cdot 385 = 1770 \text{ kcal/h}$$

откуд

$$-t_{s2} = -\frac{1770}{82,5} = -22^\circ\text{C}$$

$$t'_s = 390^\circ\text{C}$$

Корекција на мању конвекцију

Споља

$$Q'_k = 0,8 \cdot 28 \cdot 0,338 \cdot 4,25 \cdot 12 = 388 \text{ kcal/h}$$

унутра

$$Q''_k = 0,8 \cdot 28 \cdot 0,248 \cdot 4,25 \cdot 12 = 284 \text{ ,,}$$

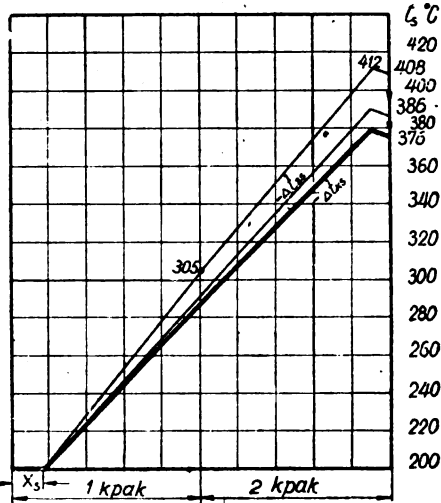
повратна цев

$$Q'''_k = 0,8 \cdot 28 \cdot 0,120 \cdot 5 \cdot 18 = 242 \text{ ,,}$$

$$\text{укупно } 914 \text{ kcal/h}$$

што одговара смањивању температуре за

$$-\Delta t_{ks} = -\frac{914}{82,5} = -11^\circ\text{C}$$



Сл. 28 б — Температурни графикон и кретање температуре прегрејане паре  $t_s$  за прегрејач *Houlet*-а.

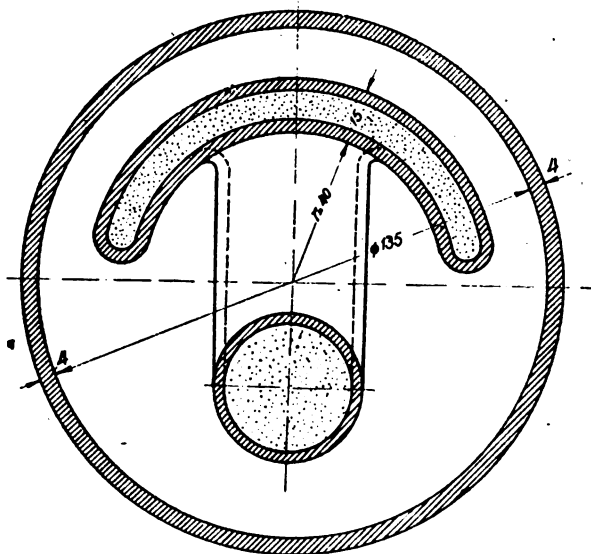


Дефинитивна температура прегрејане паре

$$t_s = 379^{\circ}\text{C}.$$

### 3) Прегрејач Лисов-а.

Прегрејач Лисов-а дат је на сл. 29 у попречном пресеку. Он не претставља правог прстенастог прегрејача и личи на преполовљени прегрејач Houlet-а. Он не може дати повољних резултата због малих грејних површина и зато се овде само спомиње,



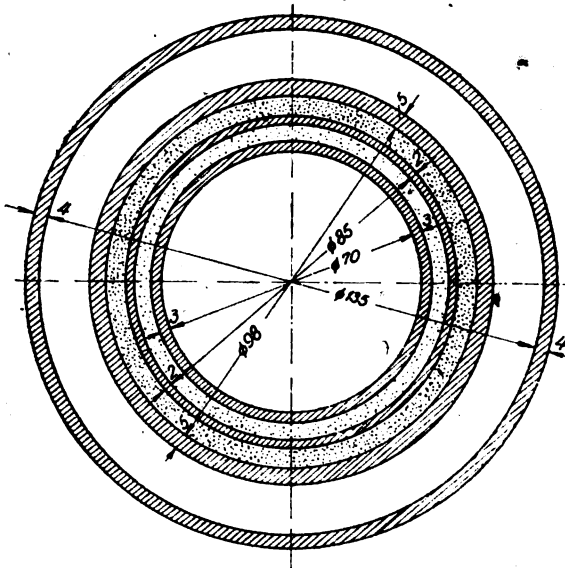
Сл. 29 — Прегрејач Лисов-а — Попречни пресек; тачкицама је шрафиран парни простор.

а не анализира се детаљно. Поред тога облик полупрстенастог пресека је веома неповољан у чисто механичком смислу за судове са унутрашњим надпритиском.

### В. ДВОПРСТЕНАСТИ ПРЕГРЕЈАЧ „ФАРМАКОВСКИ I“ и „МИСАН — FI“

Попречни пресек прегрејачног елемента „Фармаковски I“ приказан је на сл. 30. Он је по својој конструктивној концепцији веома прост и претставља три концентричне цеви, које образују два прстенаста простора: један са спољним загревањем, други са унутрашњим загревањем. Прегрејач ове конструкције пронађен је 1907 г., а остварен 1909 на железници Петроград—Москва (Нико-

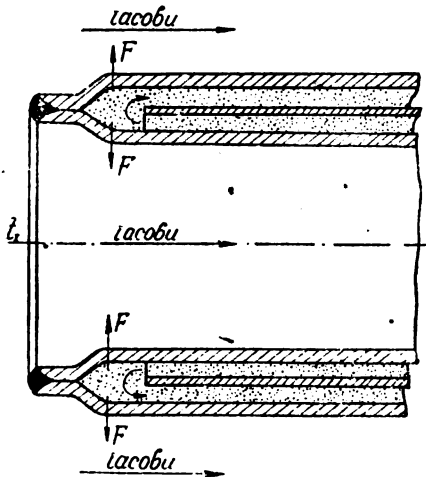
лајевскаја ж. д. сада Октобарска ж.), где је и испитан са доста повољним резултатима на једној теретној локомотиви типа *O-D-O* сер. Оп. 1190<sup>81</sup>). Температуре прегрејане паре постигнуте су биле у границама 280—290°C при ложењу каменим угљем доброг ква-



Сл. 30 — Двопрстенасти прегрејач Фармаковски I — попречни пресек; тачкицама је шрафиран парни простор.

литета и ово је било знатно више од температура  $t_s$  постигнутих са прегрејачима „Ноткин I“ (са  $t_s = 250 - 260^\circ\text{C}$ ) на однотипним локомотивама, али ипак нешто испод  $t_s$  код Шмидт-овог прегрејача (са  $t_s = 300 - 310^\circ\text{C}$ ). Елементи су били израђени у главним железничким радионицама у Петрограду без примене заваривања, које је било уопште тек у самом почетку своје примене. Никаквих дефеката на елементима није било запажено ни за време проба ни после у дужој експлоатацији. Елементи су били повезани са колектором тако да је унутрашњи прстенасти простор служио за довод засићене паре, а спољни за одвод прегрејане, што је (како се види из даљег) била груба конструктивна грешка са врло неповољним последицама по висину  $t_s$ . Негативно мишљење Сиромјатникова, цитирано раније на стр. 26 односи се баш на овај начин довода и одвода паре из елемента прегрејача.

1910 г. израђена је серија брзовозних локомотива типа 2-С-О Брјанске локомотивске фабрике са прегрејачима истог типа, али заварене конструкције. Заварени крајеви елемента изложени су били веома високој температури гасова (ложење мађутом), а изграђени од обичног (а не топлоотпорног) материјала нису се добро показали; наступали су дефекти у облику пукотина, што је захтевало отсецање крајева и поновно заваривање, а то значи привремено



Сл. 31 — Неправилност конструкције задњег краја двопрстенастог елемента у извођењу Брјанске локомот. фабрике

стављање локомотиве ван службе ради оправке. Поред грешке у материјалу била је безусловно и конструктивна грешка у завареном саставку (сл. 31) по пројекту Брјанске локомотивске фабрике. При свакој конструкцији место заваривања поред топлотног оптерећења изложено је и врло знатном механичком оптерећењу од унутрашњег притиска паре. Правилну конструкцију овог споја дајемо на конструктивној сл. 47.

Свакако испитивање и експлоатација описаних елемената показало је једно доста важно преимућство прстенастих прегрејача — могућност одржа-

вања, у потпуно чистом стању грејне површине, нарочито унутрашње цеви, која се даје чистити чак и обичном четком.

При анализи двопрстенастог елемента Сиромјатников као и код елемента „Ноткин I“ ставља примедбу о недопустивости „неутралног“ преградног зида (види стр. 26), постављање којег тобож изазива јако расхлађивање прегрејане паре у другом краку елемента услед посредног додира кроз „неутралну“ преграду са одељењем засићене паре. Појава ова је потпуно аналогна изложеном на стр. 28—29 али овде је још сложенија због активног довода топлоте кроз обе грејне површине. У даљем ова појава унутрашње измене топлоте (а без икакве последице на вредност коначне температуре прегрејане паре  $t_s$ ) објашњена је детаљно у

претпоставци да нема никаквих спољних губитака топлоте било услед конвекције било услед зрачења.

Замислимо прво да је наша средња цев тј. „неутрална“ преграда, апсолутно топлотно неспроводљива и зато не може имати никаквих реперкусија на висину  $t_s$ . Поред тога сматрамо да је температура гасова увек већа од температуре паре  $t_s$ , те нигде не наступа спољно расхлађивање елемента: најзад се претпоставља да нема зрачења на котловску цев. Под овим околностима количина топлоте, коју усваја пара у прегрејачу износи

$$Q = Q_1 + Q_2 = \pi d_{s_1} k_s \int_0^{l_s} \Phi(x) dx + \pi d_{s_2} k_g \int_0^{l_s} f(x_1) dx_1$$

где је:

$Q_1 \left[ \frac{\text{kcal}}{\text{h}} \right]$  — топлота усвојена у првом краку елемента

$Q_2$  „ — топлота усвојена у другом краку елемента

$\Phi(x) = t_{g_1} - t_s$  — разлика између температуре гасова у спољном простору и температуре паре у првом краку прегрејача. При томе је према рзнијем

$$t_{g_1} = t_k + At_0 - (t_1 - t_k - At_0) e^{-n_1 x}$$

где је  $n_1 x = m_1$  и  $t_{s_1} = t_k + ax$  (у најпростијем случају)

$f(x_1) = t_{g_2} - t_{s_2}$  — разлика између температуре гасова у унутрашњој цеви и паре у другом краку прегрејача; при томе је  $x_1 = l_s - x$  и

$$t_{g_2} = t_{sm} + (t_1 - t_{sm}) e^{-n_2 x_1}$$

где је  $n_2 x_1 = m_2$  и  $t_{s_2} = t'_{s_{1-2}} + bx_1$

$t'_{s_{1-2}}$  — је температура паре при прелазу из првог у други крак

$t_{sm} = \frac{t'_{s_{1-2}} + t_{s_2}}{2}$  — средња температура паре у другом краку

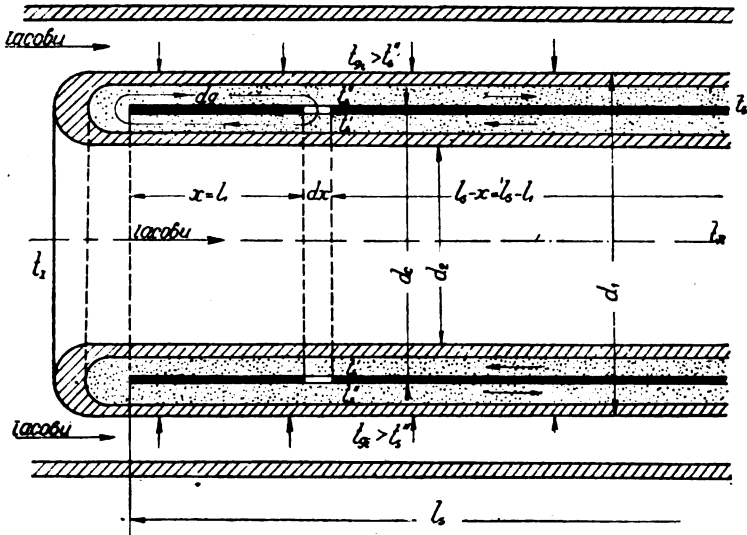
$t_1$  — температура гасова код краја елемента према ложишту

$a$  и  $b$  константе.

Температура  $t_s$  прегрејане паре добија се при томе, као обично, из обрасца

$$\Delta t_s = \frac{Q}{D_1'' c_{pm}} \quad \text{и} \quad t_s = t_k + \Delta t_s$$

Замислимо сада (сл. 32) да је средња цев апсолутно непроводљива за топлоту на целој дужини изузев елементарну површину  $df = \pi d_c dx$



Сл. 32 — Кружење топлоте услед топлотне спроводљивости преградне (средње) цеви код двопрстенастих прегрејача паре.

која има моћ спроводљивости  $k_s = \frac{\alpha_2^2}{2\alpha_2} = \frac{\alpha_2}{2}$  и да у том пресеку постоји разлика температура  $t_s' - t_s'' = \varphi(x)$ . Онда при кретању паре добијамо ове промене температуре:

1) у унутрашњем прстену:

од почетка елемента до пресека С

$$\pi d_2 k_s \int_{l_s}^{l_s-x} f(x) dx = \pi d_2 k_s \int_{l_s-x}^{l_s} f(x_1) dx_1$$

у пресеку С додаје се  $\pi d_c k_s \varphi(x) dx$   
од пресека С до краја елемента ( $x=0$ )

$$\pi d_2 k_s \int_{l_s-x}^0 f(x) dx = \pi d_2 k_s \int_0^{l_s-x} f(x_1) dx_1$$

а укупно у првом краку:

$$Q_1 = \pi d_2 k_s \int_0^{l_s} f(x_1) dx_1 + \pi d_c k_3 \varphi(x) dx$$

2) у спољном прстену:  
до пресека С

$$\pi d_1 k_s \int_0^x \Phi(x) dx$$

у пресеку С одузима се услед прелаза у унутрашњи прстен  
—  $\pi d_c k_3 \varphi(x) dx$ .

После пресека С до краја добија се

$$\pi d_1 k_s \int_x^{l_s} \Phi(x) dx$$

а укупно у другом краку

$$Q_2 = \pi d_1 k_s \int_0^{l_s} \Phi(x) dx - \pi d_c k_3 \varphi(x) dx.$$

Онда укупно добија се топлота прегревања

$$Q = Q_1 + Q_2 = \pi d_1 k_s \int_0^{l_s} \Phi(x) dx + \pi d_2 k_s \int_0^{l_s} f(x_1) dx_1 + \\ + \pi d_c k_3 \varphi(x) dx - \pi d_c k_3 \varphi(x) dx$$

или

$$Q = \pi d_1 k_s \int_0^{l_s} \Phi(x) dx + \pi d_2 k_s \int_0^{l_s} f(x_1) dx_1$$

тј.  $Q$  једнако је као и за случај топлотно-непроводљиве средње цевн. Топлота  $dq = \pi d_c k_3 \varphi(x) dx$  само се кружи у елементу, производећи местимично дизање и спуштање температуре паре, али без никаквих последица у смислу спољних губитака топлоте односно у смислу утицаја на коначну температуру  $t_s$  прегрејане паре при

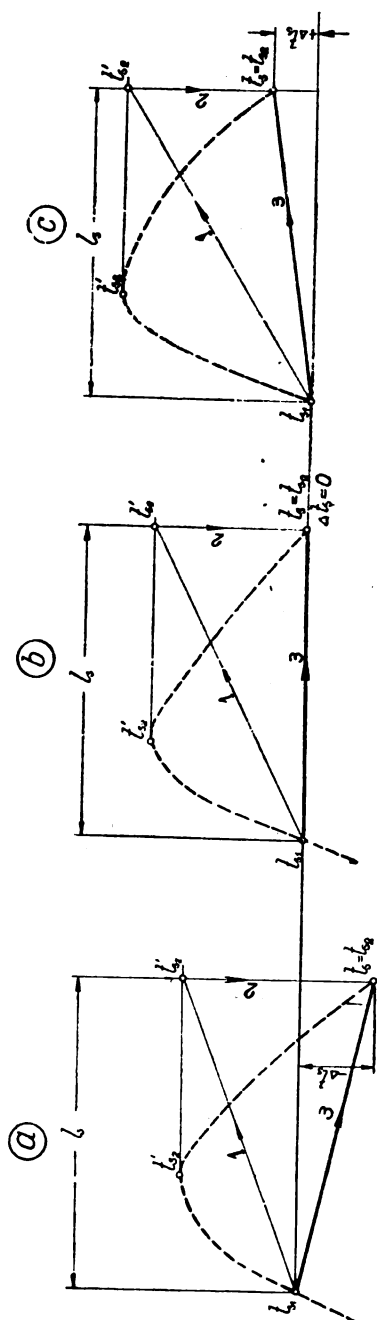
излазу из прегрејача паре: ова  $t_s$  остаје та иста и при топлото-непроводљивој и при топлотоспроводљивој цеви. Зато „неутрална“ преграда не представља никакву ману конструкције како то наводи Сиромјатников, који у овом погледу греши.

Ако је код нас цела средња цев топлотоспроводљива, то ће количина топлоте, која се кружи у елементу, износити очигледно вредност

$$q = \pi d_c k_s \int_0^{l_s} \varphi(x) dx$$

која може бити и прилично велика. Једини помало незгодан резултат тога је то да на крају првог крака елемента т.ј. у прелазном делу, који је изложен највишој температури гасова, имаћемо услед кружења топлоте веома високу температуру паре, па топлотно оптерећење материјала биће знатно. Употреба молибден челика и чак хром-молибден челика (или друге одговарајуће врсте материјала) је за прелазан крај елемента обавезна. Поред тога и заваривање треба да се изврши сучељавањем на цилиндричном делу елемента, што је и изведено у приложеном пројекту, сл. 47.

Општи карактер промена температура у другом краку зависи у Сл. 33 *a*, *b* и *c* — Карактер температурне криве  $t_s$  у другом краку двопрстенастог прегрејача: *a* — спољни довод топлоте мањи од пролаза топлоте кроз преградну цев; *b* — спољни довод топлоте једнак је пролазу топлоте кроз преградну цев; *c* — спољни довод топлоте већи је од пролаза топлоте кроз преградни зид.



знатној мери од усвајања топлоте конвекцијом у овом краку  $q_1$ ; ово је прегледно приказано на сл. 33. На сл. 33 а је приказан обичан случај када је дизање температуре паре у другом краку мање од пада температуре услед кружења топлоте у елементу (услед унутрашње измене топлоте). У овом случају ми имамо  $q_1 < q$  и  $t_s < t_{s_1}$  и тако рећи наступа очигледно смањивање температуре у другом краку. Међутим ако би било (слика 33 б)  $q_1 = q$  онда би износило  $t_{s_1} = t_s$  и најзад (сл. 33 с), ако би било  $q_1 > q$  онда би испало  $t_s > t_{s_1}$  и наступило очигледно загревање и у другом краку. Ово се може десити при довољном развијању грејне површине у другом краку, на пример, путем додавања ребра на површини олизаног од стране гасова. Аналогни случај приказан је даље на сл. 44.

После свих ових примедба општег тарактера дајемо сада примере извођења двопрстенатног прегрејача „Ф а р м а к о в с к и“ и то:

- a) Прво — старо — извођење са доводом засићене паре у унутрашњи прстен — FI
- b) Како би требало изводити — са доводом засићене паре у спољни прстен — МИСАН — FI<sub>1, 2 и 3</sub>
- c) Случај као под b<sub>1</sub> са спољним ребрима на спољној цеви.
- d) Случај као под b<sub>1</sub> са унутрашњим ребрима на унутрашњој цеви.

a) *Прво извођење: довод засићене паре у унутрашњи прстен „FI - сфари“ (1909 г-).*

У основу рачунања узети су ови подаци:

$K_1 = 40$ ;  $K_s = 36$ ;  $K_3 = 125$ ;  $S_1 = 0,340 \text{ m}$  (споља);  $S_2 = 0,22 \text{ m}$  (унутр.);  $S_s = 0,560 \text{ m}$ ;  $At_o = 53$  (табл. I);  $G_R' = 136 \text{ kg/h}$  (споља);  $m_{c_5} = 3,4$ ;  $G_R'' = 102 \text{ kg/h}$  (унутр.);  $m_{u_5} = 1,27$ ;

Подаци за температуру гасова у спољњем простору налазе

се у табл. 14, а рачунање температуре по обрасцу  $t_{g_c} = 253 + \frac{547}{e^m}$ .

\*) По овој шеми, али са мало другим димензијама био је саграђен прегрејач на лок. Оп. 1190 железнице Петроград—Москва 1909 г.



ТАБЛИЦА 14.

Спољна цев.

$l_i$ [m]	$m$	$\log e^m$	$e^m$	$\Delta t_{gc}$ [°C]	$t_{gc}$ [°C]
1	0,8	0,293	1,96	278	531
2	1,7	0,675	4,74	115	368
3	2,05	0,830	7,60	72	325
4	2,3	1,17	15,00	36	289
5	3,40	1,41	26,00	21	274

Подаци за температуру гасова у унутрашњој цеви налазе се у табл. 15; а само рачунање температуре изводи се помоћу обрасца

$$t_{gu} = 230 + \frac{570}{e^m}.$$

ТАБЛИЦА 15.

Унутрашња цев.

$l_i$ [m]	$m$	$\log e^m$	$e^m$	$\Delta t_{gu}$ [°C]	$t_{gu}$ [°C]
1	0,250	0,108	1,28	443	673
2	0,500	0,215	1,64	346	576
3	0,950	0,322	2,10	270	500
4	1,000	0,430	2,69	212	442
5	1,250	0,560	3,64	156	386

Зона сушења паре  $x_s$  износи (сл. 34)

$$x_s = \frac{1400}{0,8 \cdot 36 \cdot 0,22 \cdot 200 + 1 \cdot 125 \cdot 0,273 \cdot 150} \approx 0,22 \text{ m}$$

(други члан у именитељу је топлота, која је прошла кроз средњу цев из одељења прегрејане паре). За даљи рачун узето је  $x_s = 0,4 \text{ m}$  ради сигурности. У случају топлотно-непроводљиве средње цеви прегревање је у првом краку (унутарњи прстен) равно:

$$Q_1 = 0,8 \cdot 36 \cdot 0,22 \cdot 4,6 \cdot 286 = 8300 \text{ kcal/h}$$

$$\text{откуд } \Delta t_{s_1} = \frac{8300}{120 \cdot 0,55} = 100^\circ \text{C}$$

$$t_{s_1} = 300^\circ$$

и у другом краку (првих три метра)

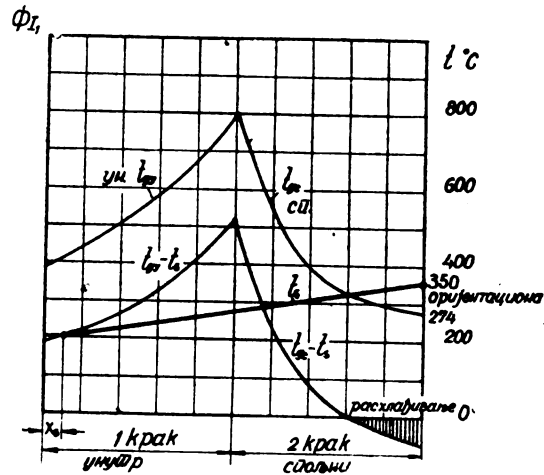
$$Q_2 = 0,8 \cdot 36 \cdot 0,34 \cdot 3 \cdot 174 = 5100 \text{ kcal/h}$$

одузимају се услед спољног хлађења на последњих два метра дужине елемента

$$-q_2 = -0,8 \cdot 36 \cdot 0,34 \cdot 2 \cdot 40 = -780 \text{ kcal/h}$$

и  $Q_2 - q_2 = 4320 \text{ kcal/h}$ , што одговара порасту температуре за  $\Delta t_{s_2} = \frac{4320}{82,5} = 51^\circ \text{C}$ , а то од-

говара температури паре на излазу из прегрејача



Сл. 34 — Температурни графикон за двопрстенасти прегрејач Фармаковски I (прво извођење) — довод засићене паре у унутрашњи прстен.

$$t_{s_2} = t_s = 351^\circ \text{C}.$$

Услед пролаза топлоте кроз преградни зид (средњу цев) у првом краку добија се још топлота (са  $\Delta t_s' = 75^\circ$  према сл. 33 а).

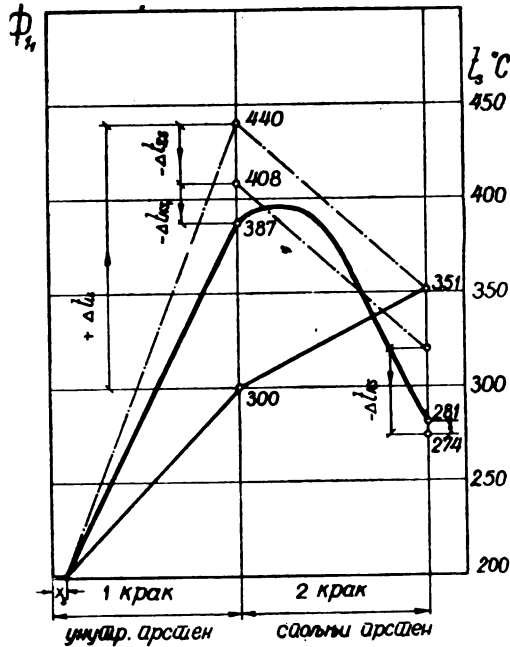
$Q_i = 1 \cdot 125 \cdot 0,273 \cdot 4,6 \cdot 75 = 11800 \text{ kcal/h}$ , што одговара подизању температуре за

$$\Delta t_i = \frac{11800}{82,5} = 140^\circ \text{C}$$

те би на крају првог крака била температура  $t_{s_1} = 300 + 140 = 440^\circ \text{C}$  (тачка  $C_1'$  на сл. 33б). Ово би важило за случај кад нема зрачења прегрејачне цеви на kotaо.

Од топлоте  $Q_i$ , која прелази из одељења више прегрејане паре у одељење мање прегрејане паре, тј. од  $Q_i = 11800 \text{ kcal/h}$  попуњава се споља конвекцијом у другом краку  $Q_2 - q_2 = 4320 \text{ kcal/h}$ , те од паре се одузима  $11800 - 4320 = 7480 \text{ kcal/h}$ , што би требало

изазивати пад температуре за  $\frac{7480}{82,5} = 90^\circ$  или на крају другог крака треба очекивати  $t_s = 440 - 90 = 350$ ; међутим ми смо на други начин нашли ову температуру као  $351^\circ$ , што се сасвим добро слаже.



Сл. 35 — Кретање температуре паре у прегрејачу сл. 34.

Корекција на зрачење у другом краку износи, као доле:

$$C_{1-2} = 1: \left[ 0,25 + \frac{0,425}{0,340} \cdot 0,03 \right] = 3,2 \left[ \frac{\text{kcal}}{\text{m}^2 \text{h } ^\circ\text{K}^4} \right]$$

$$T_{1 \text{ max}} = 440 + 273 + 20 = 733 \text{ [}^\circ\text{K]}; \text{ из сл. 5 имамо } \epsilon = 0,41$$

$$\text{и } \left[ \left( \frac{T_1}{100} \right)^4 - \left( \frac{T_2}{100} \right)^4 \right]_m = 0,41 \cdot 1200 = 490 \text{ [}^\circ\text{K]}^4$$

$$Q_2 = 1 \cdot 3,2 \cdot 0,34 \cdot 5 \cdot 490 = 2660 \text{ kcal/h}$$

и смањивање температуре паре износи

$$-\Delta t_{sz} = -\frac{2660}{82,5} = -32^\circ \text{C.}$$

Корекција услед мање конвекције због температура паре већих

него што је претстављено на сл. 34 поводом рачунања вредности  $\Phi(x)$  и  $f(x_1)$  износи:

у првом краку

$$-q_{1k} = -0,8 \cdot 36 \cdot 0,22 \cdot 4,6 \cdot 60 = -1750 \text{ kcal/h}$$

$$\text{и } \Delta i_{k1} = -\frac{1750}{82,5} = -21^\circ \text{C},$$

у другом краку

$$-q_{2k} = -0,8 \cdot 36 \cdot 0,34 \cdot 5 \cdot 40 = -1950 \text{ kcal/h}$$

и

$$-\Delta i_{k2} = -\frac{1950}{82,5} = -24^\circ \text{C}$$

а укупно

$$-\Delta t_{ks} = -(21 + 24) = -45^\circ \text{C}.$$

Укупно смањивање коначне температуре  $t_s$  износи

$$-\Delta t_s = -(32 + 21 + 24) = -77^\circ \text{C}$$

те температура паре на излазу из прегрејача износиће

$$t_s = 351 - 77 = 274^\circ \text{C}.$$

Корекција на зрачење извршена је на бази  $T_{1max} = 733 [^\circ K]$ , међутим сада би требало извршити је на бази

$$T_{1max} = 387 + 273 + 20 = 680 [^\circ K].$$

Овоме би одговарао пад температуре не  $32^\circ$ , а само ( $\epsilon = 0,42$  и  $[\ ]_m = 0,42 \cdot 900 = 378 [^\circ K]$ )

$$-\Delta t_{zs} = -\frac{3 \cdot 2 \cdot 0,34 \cdot 5 \cdot 378}{82,5} = -25^\circ \text{C}$$

тј. за  $7^\circ$  мања, него је то било обрачунато раније. Према томе коначна температура прегрејане паре на излазу из прегрејача може се очекивати

$$t_s = 274 + 7 = 281^\circ \text{C}.$$

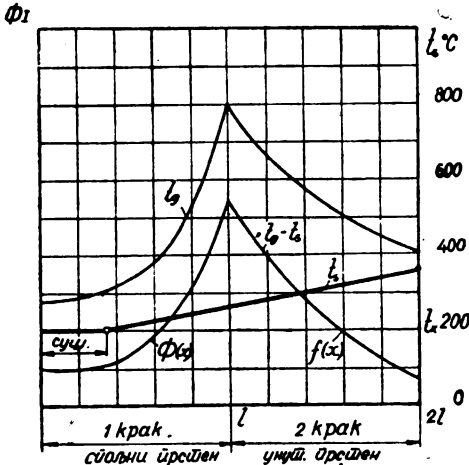
При пробама локомотиве на железници Петроград—Москва<sup>3)</sup> температуре су се кретале у границама  $280\text{—}290^\circ \text{C}$  при ложењу добрим каменим угљем. *Сиромјатников* за овај случај наводи (стр. 240)

$$t_s = 291^\circ \text{C}.$$

б) *Правилно извођење: довод zasiћене паре у спољни прстен* (сл. 36 и 37), ший МИСАН - FI<sub>1</sub> (1949 год.).

Зона сушења као и под а) усваја се

$$x_s = 0,4 \text{ m.}$$



У претпоставци топлотно-непроводљиве средње цеви добијамо топлоту прегрејања у првом (спољњем) краку  $Q_1 = 0,8 \cdot 36 \cdot 0,34 \cdot 4,6 \cdot 224 = 10100 \text{ kcal/h}$ , што одговара подизању температуре паре за

$$\Delta t_{s_1} = \frac{10100}{82,5} = 123 \text{ }^\circ\text{C}$$

и  $t_{s_1} = 323 \text{ }^\circ\text{C}.$

Сл. 36 — Температурни графикон за прегрејач М И С А Н - FI<sub>1</sub> са доводом паре у спољни прстен

Топлота прегрејања у другом краку (унутр.) је равна  $Q_2 = 0,8 \cdot 36 \cdot 0,22 \cdot 5 \cdot 256 = 8100 \text{ kcal/h}$  што одговара

$$\Delta t_{s_2} = \frac{8100}{82,5} = 98 \text{ }^\circ\text{C}$$

и  $t_{s_2} = t_s = 421 \text{ }^\circ\text{C}.$

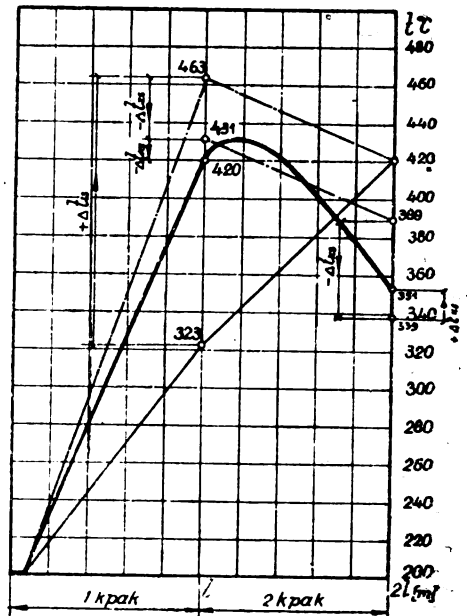
Измене топлоте код топлотно-спроводљиве средње цеви као и под а) износи око  $Q_1 = 1 \cdot 125 \cdot 0,273 \cdot 4,6 \cdot 75 = 11800 \text{ kcal/h}$

или  $\Delta t_{s_i} = \frac{11800}{82,5} = 140 \text{ }^\circ\text{C}.$

Према горњем највиша температура у прелазном делу је

$$t_{s_{1 \text{ max}}} = 323 + 140 = 463 \text{ }^\circ\text{C}.$$

Сл. 37 — Кретање температуре паре  $t_s$  за прегрејач по сл. 36



Топлота  $Q_i$  која прелази из одељења у одељење саставља се од топлоте усвојене конвекцијом у другом краку  $Q_2 = 8100 \text{ kcal/h}$  и топлоте одузете од пара у износу  $Q_t - Q_2 = 11800 - 8100 = 3700 \text{ kcal/h}$ , што би одговарало расхлађивању паре за  $45^\circ\text{C}$ ; на тај начин требало би очекивати на крају другог крака температуру  $t_s = 463 - 45 = 418^\circ\text{C}$ , што добро одговара ономе што смо добили при прорачуну у претпоставци топлотно-неспрободљиве средње (преградне) цеви ( $421^\circ\text{C}$ ).

Корекција на зрачење спољне цеви:

$$C_{1-2} \text{ као и под } a), \text{ т.ј. } C_{1-2} = 3,2; \quad l = 4,6 \text{ m};$$

$T_{1 \text{ max}} = 463 + 273 + 20 = 756 \text{ [}^\circ\text{K]}$ . Према слици 5 имамо  $\epsilon = 0,41$   
 $\left[ \left( \frac{T_1}{100} \right)^4 - \left( \frac{T_2}{100} \right)^4 \right]_m = 0,4 \cdot 1300 = 520 \text{ [}^\circ\text{K]}$ , те топлота зрачења износи  $Q_z = 1 \cdot 3,2 \cdot 0,34 \cdot 4,6 \cdot 520 = 2600 \text{ kcal/h}$ , што одговара снижавању температуре пара на крају првог крака за

$$-\Delta t_{zs} = -\frac{2600}{82,5} = -32^\circ\text{C}.$$

Корекција на мању топлоту усвојену конвекцијом због већих температура паре него ли оне, претпостављене на сл. 34 а при рачунању  $\Phi(x)$  и  $f(x_1)$ :

У првом краку

$$-q_1 = -0,8 \cdot 36 \cdot 0,34 \cdot 4,6 \cdot 43 = 1900 \text{ kcal/h или}$$

$$-\Delta t_{k1} = -\frac{1900}{82,5} = -23^\circ\text{C}.$$

У другом краку

$$-q_2 = -0,8 \cdot 36 \cdot 0,22 \cdot 5 \cdot 70 = -2210 \text{ kcal/h или}$$

$$-\Delta t_{k2} = -\frac{2210}{82,5} = -27^\circ\text{C}$$

а укупно  $-\Delta t_{zs} = -50^\circ\text{C}$  на крају другог крака.

На овај начин на крају прегрејача добија се температура прегрејане паре

$$t_s = 421 - (32 + 50) = 339^\circ\text{C}$$

а кретање температуре иде са много блажим падом температуре на крају као на сл. 34 б. Ово је најнижа температура коју можемо очскивати.

Корекција на зрачење била је извршена горе на бази  $t_{s_1 \max} = -463^\circ \text{C}$ , међутим требало је њу, како се сада види, рачунати на бази  $t_{s_1 \max} = 420^\circ \text{C}$ ; уместо корекције  $-\Delta t_{zs} = -32^\circ$  требало би узети само  $-20^\circ$ , тј. сада можемо ми извршити позитивну корекцију са  $+12^\circ$ , те добија се дефинитивна температура паре на излазу из прегрејача

$$t_s = 339 + 12 = 351^\circ \text{C}$$

Из горњег излагања види се да иако елемент прегрејача „Фармаковски I нови“ или МИСАН-FI, спада у ред најактивнијих прегрејача паре, ипак он има још две мане, које се да у у извесној мери одстранити.

Прва мана састоји се у томе, што захваљујући смештању елемента у котловској цеви која има температуру зида  $t_k + 10 < t_{si}$  увек постоји зрачење прегрејачне спољне цеви на котловску проширену грејну цев. Ово зрачење је у толико веће у колико је температура паре у спољнем прстену већа и то у зависности од четвртог ступња Келвинове температуре\*. А оне се подижу знатно услед пролаза топлоте из одељења јаче прегрејане паре у одељење мање прегрејане паре. Да би се то у знатној мери спречило предлаже се конструкција елемента

тип „МИСАН — FI<sub>2</sub>“ са средњом цеви великог отпора продору топлоте (тј. са малом вредношћу  $\sum \frac{\delta}{\lambda}$ ). Попречни пресек

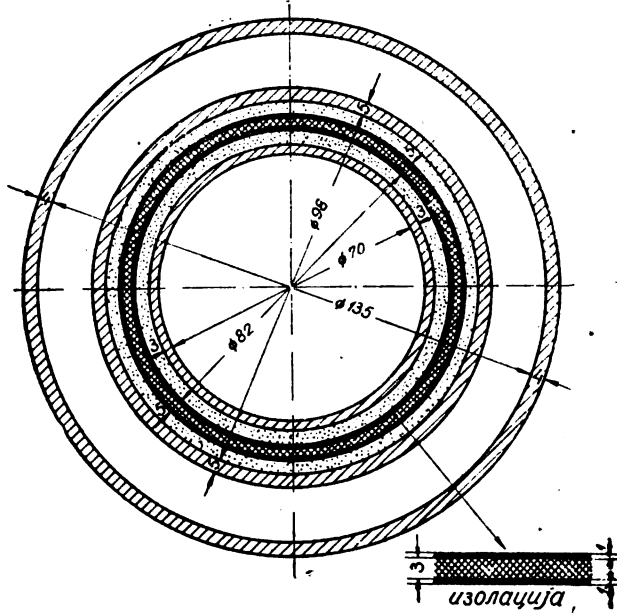
овог елемента дат је на сл. 38. Средња преградна цев састоји се од две танке челичне цеви са слојем 3 mm кизелгура или друге добре изолације између њих. Од изолационих материјала најзгоднији је за израду, а и ванредно добар по вредности  $\lambda$  — кизелгур у праху, добро испечен (да се потпуно удаљи влага). Вредности  $\lambda$  за кизелгур са запреминском тежином 210—315 kg/m<sup>3</sup> <sup>34)</sup> износи:

на температури + 50° C	.....	$\lambda = 0,036$ <sup>32)</sup>
„ „	+ 200° C	..... $\lambda = 0,072$ <sup>33)</sup>
„ „	+ 500° C	..... $\lambda = 0,078$ <sup>33)</sup>
„ „	+ 1000° C	..... $\lambda = 0,137$ <sup>34)</sup>

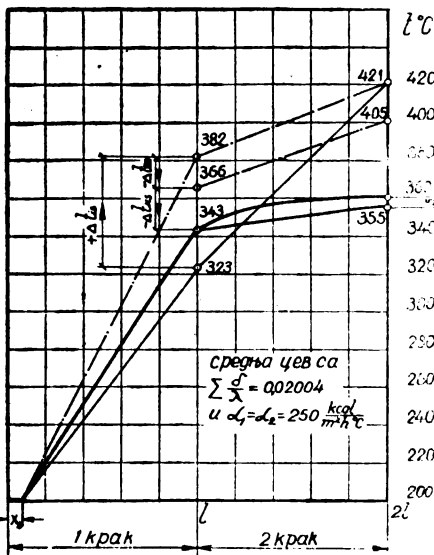
Међутим азбест (запреминска тежина 470 kg/m<sup>3</sup>) има  $\lambda = 0,137$  на температури + 50° C и  $\lambda = 0,186$  на температури 500° C.

\* У овом погледу модификација МИСАН-FI је свакако боља од старог типа FI, јер је  $t_s$  у спољнем прстену нешто нижа (420° у место 440°).

За случај употребе кизелгура коефицијент пролаза топлота износи за слој кизелгура 3 mm (металне цеви су занемарене)



Сл. 38) — Прегрејач МИСАН — Ф1, са преградном цеви са изолацијом; тачкицама је шрафиран парни простор; унакрст шрафирана је изолација.



Сл. 39 = Кретање температуре паре за прегрејач по сл. 38

$$K_s = \frac{1}{\frac{1}{250} + \frac{1}{250} + \frac{0,003}{0,078}} = \frac{1}{0,047} = 21,2.$$

Ради сигурности даљих рачуна узима се за предрачун већа вредност  $K_s = 35$ .

У овом случају рачунајући температурну диференцију између обе стране преграде цеви претерано са  $\Delta t_s' = 111^\circ$  добијамо (сл. 39)

$$Q_t = 1 \cdot 35 \cdot 0,273 \cdot 4,6 \cdot 11 = 4900 \text{ kcal/h}$$

а при  $\alpha_1 = \alpha_2 = 250$  за наш случај (табл. I); овоме одговара подизање температуре



на крају првог крака за само

$$\Delta t_{s_1} = \frac{4900}{82,5} = 59^\circ \text{ тј. } t_{s_1} = 323 + 59 = 382^\circ\text{C}.$$

Ово је врло повољан резултат, јер би сада губитак топлоте зрачењем био обрачунат на бази  $T_{1\max} = 382 + 273 + 20 = 675^\circ\text{K}$ : овоме одговара  $\epsilon = 0,45$  и

$$-\Delta t_{zs} = -\frac{0,45 \cdot 570}{82,5} = -16^\circ.$$

Даље треба увести корекцију због мањег усвајања топлоте конвекцијом у поређењу са основним графиконом за  $t_g - t_s$  и то: корекција за први крак износи:

$$0,8 \cdot 36 \cdot 0,34 \cdot 4 \cdot 6 \cdot 43 = 1900 \text{ kcal/h или}$$

$$-\Delta t_{ks_1} = -\frac{1900}{82,5} = -23^\circ\text{C}.$$

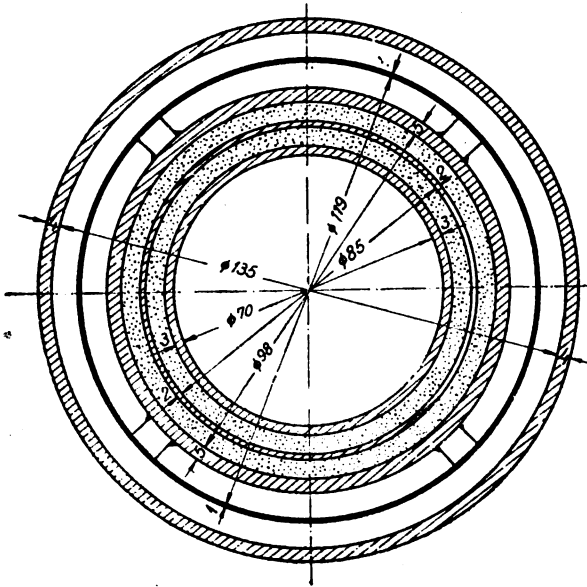
корекција за други крак је

$$0,8 \cdot 36 \cdot 0,22 \cdot 5 \cdot 70 = 2200 \text{ kcal/h или } -\Delta t_{ks_2} = -27^\circ.$$

Према томе укупна на крају другог крака корекција за мању конвекцију износи  $-50^\circ$ . Сада треба увести позитивну корекцију на зрачење, јер смо је раније обрачунали на бази  $T_{1\max} = 675 [^\circ\text{K}]$  а сада треба на бази  $T_{1\max} = 636 [^\circ\text{K}]$ ; ова корекција стварно износи  $-11^\circ$ . Према томе треба сада извршити позитивну корекцију за  $16 - 11 = +5^\circ$ . Коначни резултат  $t_s = 360^\circ$ ; тј. за  $9^\circ\text{C}$  више него у основној конструкцији МАСАН- $FI_1$ . Поред тога добила се највећа температура паре код повратног капка само  $343^\circ$  уместо  $420^\circ$  у основној конструкцији, што је веома повољно у чисто експлоатационом погледу. У смислу материјала може се сада ослонити на обичан молибден-челик са највише  $1\%$  молибдена или са  $0,5\%$  Мо и додатком око  $5\%$  хрома.

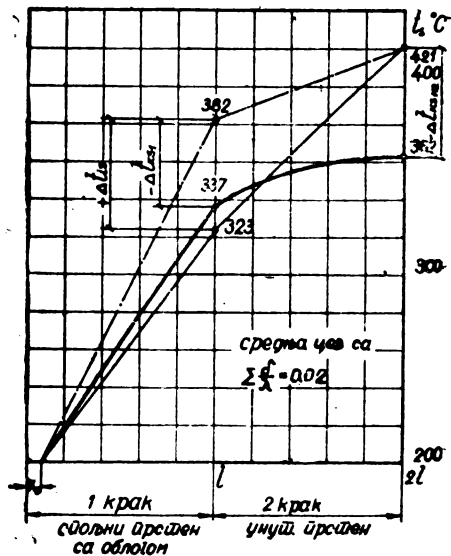
Ипак у прегрејачу „МИСАН- $FI_2$ “ постоји још прилично велики губитак на зрачење. Зато се предлаже још и конструкција „МИСАН- $FI_3$ “ са спољном облогом — параваном елемента. Попречан пресек овог елемента приказан је на сл. 40 а температурни графикон на сл. 41. Из слике 40 види се да око спољне цеви на извесном отстојању дата је цев — параван. Ово отстојање између спољне цеви елемента и облоге обрачунава се тако да између облоге и елемента креће се она количина гасова, која је назначена за прегревање паре. Ова цев облога будући у потоку гасова високе температуре

добија температуру гасова  $t_g$  пошто овде постоји увек  $t_g > t_s$  то



Сл. 40 — Прегрејач МИСАН- $F1_2$  са параваном за спречавање зрачења.

појава значења спољне цеви уопште не постоји. У овом случају, ако се не бојимо изложити прелазни капак елемента високој температури паре, можемо оставити обичну преградну цев, јер то, како је раније приказано, у одсуству спољних губитака топлоте не утиче на коначну температуру прегрејане паре. Међутим с обзиром на топлотну издржљивост материјала цеви предлаже се и у овом случају применити топлотно-малоспроводљиву прегредну цев као код случаја прегрејача МИСАН- $F1_2$ . За овај случај састављен је температурни графикон сл.41. У овом случају морамо примењивати само корекцију за мање



Сл. 41 — Кретање температуре паре  $t_s$  за прегрејач по сл. 39 и 40.

искоришћење конвекционе топлоте

и то у првом краку

$$q_1 = 0,8 \cdot 0,34 \cdot 36 \cdot 4,6 \cdot 82 = 3760 \text{ kcal/h и}$$

$$-\Delta t_{ks_1} = -45^\circ\text{C}$$

и у другом краку

$$q_2 = 0,8 \cdot 0,22 \cdot 36 \cdot 5 \cdot 36 = 1140 \text{ kcal/h и}$$

$$-\Delta t_{ks_2} = -14^\circ\text{C}$$

$$\text{а укупно } - (45 + 14) = -49^\circ.$$

Према томе коначна температура прегрејане гаре  $t_s$  износи у овом случају минимално

$$t_s = 362^\circ\text{C}.$$

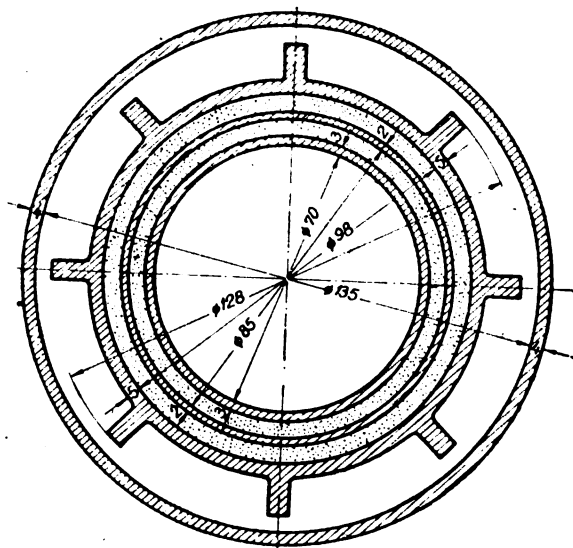
Тип прегрејача МИСАН —  $FI_3$  је ипак незгодан за гориво са много летећег кокса. Зато је он за препоруку само за ложење мазутом, а за случај ложења мрким и каменим угљем препоручује се претходни тип МИСАН —  $FI_2$  као незаменљив у погледу одржавања чистоће. На сл. 47 дат је конструктивни цртеж елемента МИСАН —  $FI_3$ , међутим тип МИСАН —  $FI_2$  добија се по истом цртежу само укидањем облоге — паравана (сл. 47).

Елементи описаног типа су прилично тежи од нормалног Шмидтовог прегрејача; (метални пресек је  $2300-2500 \text{ mm}^2$  против  $1708 \text{ mm}^2$ ) али врло су прости по конструкцији и по изради и имају ту велику предност, што могу се одржавати лако у чистом стану, а то значи трајно давати највише вредности  $t_s$ .

*с) Случај као под б са ујошребом спољне ребрасне цеви као код прегрејача „Ерегнау“.*

Ради развијања грејне површине прегрејача могу се применити спољна ребра на спољној цеви прегрејача, као што је то на пример био случај код прегрејача „Ерегнау“ (сл. 16). Попречни пресек елемента прегрејача ове конструкције приказан је на сл. 42. Али оно што је било потпуно на свом месту ради ојачања дејства врло слабог елемента Ноткина може бити овде само од негативног интереса, што објашњава графикон на сл. 43, где је процес прегрејача приказан само квалитативно: по осовини апсциса одмерени су обими спољне цеви олизане од стране гасова у  $m$ , по ординатама — количина топлоте усвојене у  $\text{kcal/h}$  по 1 метру дужине елемента. Под 4 обележена је топлота која пролази кроз преградну средњу цев елемента из одељења прегрејане паре; сматрамо да

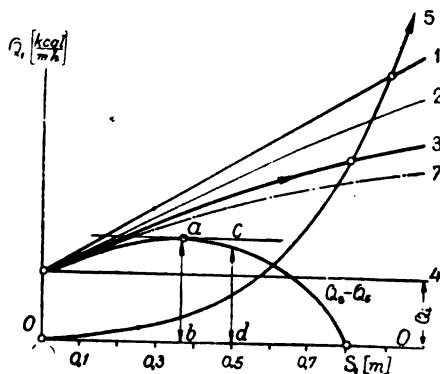
она остаје независна од обима спољне ребрасте цеви. Под 1 обележена је права теоријске количине топлоте коју спољна грејна



Сл. 42 — Прегрејач М И С А Н — Ф 1, са спољном ребрастом цеви.

површина усваја конвекцијом од гасова. Под 2 дата је коригована крива, гое је узет у обзир утицај вредности  $S_1$  на температуру гасова  $t_g$ . Крива 3 је

Сл. 43 — Квалитативна слика корисности спољних ребара: 1 — теоријско усвајање топлоте конвекцијом на спољној цеви; 2 — исто са поправком на мању количину гасова због смањивања слободног пресека са стране ребра; 3 — исто са поправком на смањивање температуре гасова услед повећања додирне површине; 4 — је топлота која пролази кроз преградну цев елемента; 5 — Губитак топлоте зрачењем  $Q_s$  спољне површине који зависи од четвртог степња апсолутне температуре зида спољне цеви, која стално расте са повећањем грејне површине односно олизаног обима; 6 — Крива усвојене топлоте; 7 — Крива уместо криве 3 с обзиром на смањење коефицијента експлоатационе чистоће услед нахватања гаре на ребрима.



крива са корекцијом на смањивање количине гасова  $Q'_{R_1}$  која протиче у спољном простору услед смањивања слободног пресека због додатка ребара на спољној површини цеви. Крива 5 је крива топлоте коју губи спољна површина услед зрачења. Ова топлота расте пропорционално четвртом ступњу средње апсолутне (Келвине) температуре зида прегрејачне цеви.

Из ове слике види се да постоји извесни оптимум за усвајање топлоте, који не треба прелазити. Тај оптимум се добија конструисањем криве 6 — разлике ордината кривих 3 и 5 и конструисањем тангенте паралелно оси апсциса. Овим се добија положај оптимума — тачка  $a$ ; ту је количина топлоте усвојене у спољном прстену максимална и једнака  $q_{opt} = ab$  и најповољнија температура спољне

површине добија се као  $t_{s,opt} = \frac{ab}{D_1' c_{pm}}$ . Корекција 7 је корекција

која зависи од опадања коефицијента експлоатационе чистоће прегрејачних цеви  $\psi$ , који опада при употреби спољно ребрастих цеви због лошег чишћења ребара. Ова корекција још јаче подвлачи нецелисходност употребе спољних ребара код ових врло интензивних двопрстенастих прегрејача; увођењем ових спољних ребара не само да не повећавамо добијену температуру  $t_s$ , него она напротив може постати мања због великог губитка зрачења. При врло јако развијеној системи ребара може чак губитак постати једнак са добитком топлоте!

Услед великог коштања ребрастих цеви и врло сумњиво користи у овом случају — ова конструкција не долази у обзир.

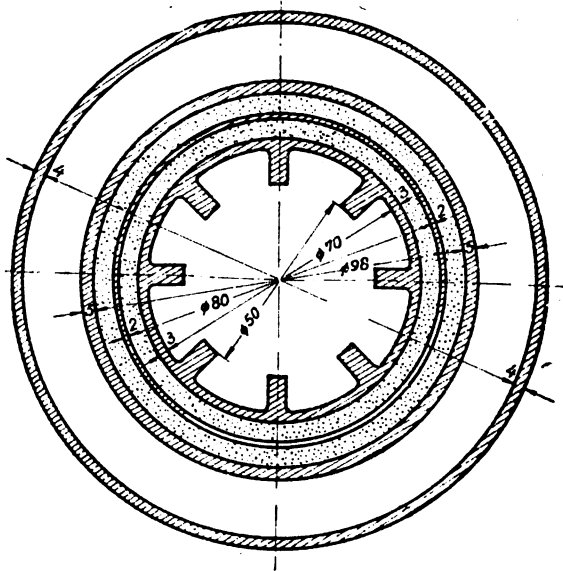
*d) Двопрстенасти прегрејач са унутрашњом ребрастом цеви.*

Нешто боље је случај са унутрашњом ребрастом цеви. У овом случају разлика је од случаја  $b$  само у допунском доводу топлоте у унутрашњи прстен, који изазива само незнатно већи пролаз топлоте кроз преградни зид и врло незнатно дизање температуре својне површине спољне цеви, која зрачи топлоту.

На сл. 44 дат је попречни пресек ове конструкције прегрејачног елемента. Као, унутуратшња ребраста цев усвојена је цев *Serve-a* са 8 ребара висина 8 mm.

У овом случају температура гасова дата је на сл. 45, а крива прегрејане паре на сл. 46. Из ове слике се види да као резултат можемо очекивати повећање температуре  $t_s$  само за неких  $12^\circ\text{C}$ , што се купује знатним поскупљавањем и повећањем тежине пре-

грејача услед примене скуких и тешких ребрастих цеви. Али с друге стране према резултантној температури  $t_s$  прегрејане паре овај тип елементе потпуно је расноцен са прегрејачним елементом *Houlet*-а, а прстији је од њета у иградњи и лакше га је одржавати у експлоатацији у чистом стању ( $\psi$  је већа), нарочито унутрашњу цев, која се даје прописно чистити и четком и парним односно ваздушним пиштољем са стране димњаче, што није случај са елементом *Houlet*-а.



Сл. 44 — Прегрејач М И-САН- $F_1$  са унутрашњом ребрастом цеви — попречни пресек; тачкицама шрафиран парни простор.

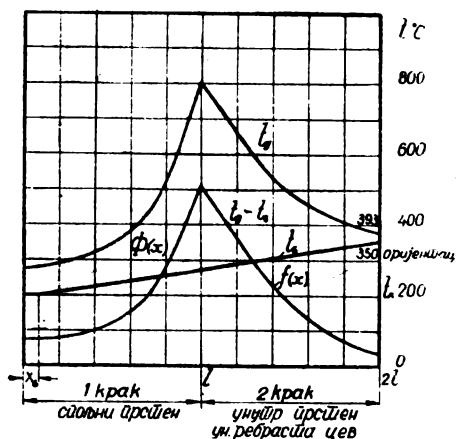
### III ОПШТИ ЗАКЉУЧЦИ

1) Претрејање паре  $\Delta t_s$  зависи од врсте горива и за топлотно слабије гориво  $\Delta t_s$  је мање. За постигнуће великих  $\Delta t_s$  који се захтевају за уништавање свију кондензационих губитака у парним цилиндрима ( $t_s \geq 350^\circ\text{C}$ ) потребне су специјалне конструкције прегрејачних елемената, између којих прво место заузимају прстенасте цеви са малим еквивалентним пречником  $d_{se}$ .

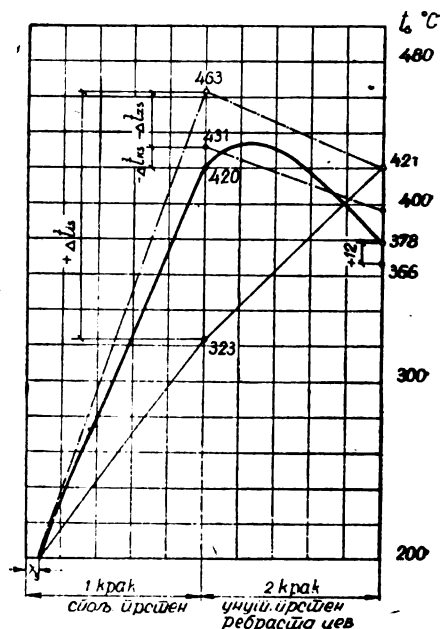
2) За гориво са много летећег кокса потребне су конструкције, које се што мање запушавају у проширеним грејним цевима. Ово су опет прстенасте цеви, а мађу њима најбоља — двопрстенаста цев.

3) Прегрејачи са Филдовом цеви (Ноткин I, „Epernay“ и сл.) не долазе у обзир због ниске прегрејаности, која зависи од слабо

развијене грејне површине (али никако од унутрашње измене топлоте кроз топлоспроводљиву *Fild*-ову цев).



Сл. 45 — Температурни графикон за прегрејач по сл. 44.



Сл. 46 — Кретање температуре паре за прегрејач по сл. 44.

4) Прегрејачи типа Ноткин II не долазе у обзир због релативно ниске прегрејаности и извесних конструктивних мана (несиметрично загревање са последицама у смислу нехерметичности преграде, кривљења и сл.).

5) Код двопрстенастих прегрејача постојање средње топлотспроводљиве преградне цеви изазива унутрашњу измену топлоте између оба одељења елемента, која изазива кружење топлоте. Последица тога кружења топлоте је местимично јако загревање паре и поновно расхлађивање на крају другог крака, што доводи на крају крајева до те исте температуре  $t_s$  као и у случају топлотно-непроводљиве преградне цеви. Ова чињеница доказује се и чисто математски.

6) Код двопрстенастих прегрејача огромну улогу игра начин довода засићене паре у елемент. Код старих прегрејача FI овај довод у унутрашњи прстен био је погрешан и као резултат било је релативно ниско прегревање паре, Елемент МИСАН-FI<sub>1</sub> са до-

водом засићене паре у спољни прстен даје високо прегревање ( $t_s = 351^\circ\text{C}$ ) уместо  $281^\circ\text{C}$  под истим приликама код старог FI).

7) Код двопрстенастих елемената општи карактер промене температуре у другом краку зависи од количине топлоте, коју пара у овом ктаку добија услед конвекције: ово може бити опадање  $t_s$ , константност  $t_s$  и чак и дизање  $t_s$  при долољно великој вредности конвекционе топлоте — веће од топлоте која се прелази у суседно одељење због топлотне спроводљивости преградне цеви. Ово је остварено код елемента МИСАН - FI<sub>2</sub> и 3.

8) Код топлото-спроводљиве преградне цеви јако се диже температура спољњег зида прегрејачне цеви и зато знатно расте зрачење прегрејача на котловску цев, што као последицу има опадање коначне температуре  $t_s$  прегрејане паре. Постоје два конструктивна лека противу тога: а) примена преградне цеви јако отпорне продирању топлоте (МИСАН - FI<sub>2</sub>) и б) примена спољне облоге — паравана елемента ради потпуног уништења губитака зрачења (МИСАН - FI<sub>3</sub>). Могућа је једновремена примена оба начина. Тип МИСАН - FI<sub>3</sub> има ипак мању — отежавање кретања летећег кокса у спољном прстенастом простору за гасове и зато је за препоруку само за ложење мазутом, међутим тип МИСАН - FI<sub>3</sub> је најбољи интензивни прегрејач за наше мрке угљеве.

9) Прегрејачи типа Houlet-а и МИСАН - FII спадају у ред најинтезивнијих прегрејача, нарочито овај први, али нису погодни за гориво са летећим коксом.

10) Повећање грејне површине прегрејачног елемента помоћу примене спољних ребара на спољној цеви (по типу „Ergpaу“) има своју разумну границу, а уопште није за препоруку због превелике тежине и коштања елемента и тешког одржавања чистоће ребрасте површине у експлоатацији; незнатно повећање  $t_s$  постижава се сувише великом ценом.

11) Повећање грејне површине унутрашње цеви помоћу унутрашњих ребара (цеви сист. Serve-а) доноси извесно повећање  $t_s$  на рачун повећања тежине и коштања елемента, али ипак је више препоручљиво него ли примена спољних цеви са спољним ребрима типа „Ergpaу“. Чишћење је остварљиво са обичним четкама.



ТАБЛИЦА II  
Поређење температуре прегрејне паре рачунате на разне начине и подаци  
на праске (Мрки угља 5000 ккал/кг)

Редни број	НАЗИВ ПРЕГРЕЈАЧА	а Оријентационa температура $t_{50}^{\circ}\text{C}$	в Обрачуната на бази обрасца (8) $^{\circ}\text{C}$	с Према децелационој анализи $^{\circ}\text{C}$	д Према подацима Си-ромјатникава $^{\circ}\text{C}$	ПРАКТИЧКИ ПОДАЦИ
1	Шmidt 3 (Schmidt Э) 1902	315	336	310	307	Сер. 05 ДЖ-310-320° м.у.
2	Ноткин I: Довод у прегстен 1905	260	253	267	269	Русија-260-270° С к. угља
3	Ноткин I: Довод у Филдову цев	—	—	280,5	—	Није изведено
4	„Ерептау“ са спољним ребрима 1910 Довод у Филдову цев	296	—	315	—	CF d'Est Ерептау-320° С камени угља
5	Куликовски и Пономарев 1909	320	355	316	330	Није изведено
6	Ноткин II 1905	292	318	298	310	Рус. 310-315° С <sup>в</sup> к угља
7	МИСАН-FlI 1909 рек. 1949	358	377	344*	328	Није изведено
8	SNCF-Нолет 1935—1949	370	373	379**	—	SNCF-375-385° С к. угља <sup>в</sup> )
9	FlI стади (Фармаковски): Довод у унутрашњи прегстен 1909	333	346	281	291	Рус. 280-290° С к. угља <sup>в</sup> )
10	МИСАН-FlI, 1 Довод у спољни прегстен 1949	333	346	351	—	Није још изведено
11	МИСАН-FlI, 2 тип 1949 г.	—	—	360*	—	—
12	МИСАН-FlI, 3 тип 1949 г.	—	—	362*	—	—
13	МИСАН-FlI, 4 са спољним ребрима	—	—	357	—	—
14	МИСАН-FlI, 5 са унутрашњом ребр. цев	—	—	378**	—	—









У таблица II упоређене су за све анализане системе прегрејача температуре  $t_s$  прегрејане паре добијане на разне начине:

a) оријентациона  $t_{s0}$  °C по обрасцу  $t_{s0} = t_k + \frac{t_0}{2}$ .

b)  $t_s$  у првом приближењу обрачуната на бази пишчеве једначине (8).

c)  $t_s$  према детаљној анализи у овом раду.

d)  $t_s$  по подацима *Сиромјатникова*.

e)  $t_s$  из запажања у пракси.

Са две звездице обележени су најинтезивнији прегрејачи, са једном звездом они који долазе на друго место по вредности  $t_{s2}$ , али на прво према својој једноставној конструкцији.

Најзад на сл. 47 и 48 дати су пројекти нових конструкција прегрејача и то:

на сл. 47 — МИСАН-*FI*,

на сл. 48 — МИСАН-*FII*

који се предлажу за научно испитивање на локомотиви: први за ложење мрким угљем и други за ложење мазутом.

Повећање прегрејаности паре за 50—60° C, које се може очекивати од примене предложених прегрејача (при услови исправности разводника и клипова машина) допринеће уштеду у потрошњи горива од око 5—6%, поред тога примена елемената МИСАН-*FI* и *FII* домаће израде ослобођава од плаћања скувих лиценца монополној фирми Schmidt-Heissdampfgesellschaft или њених филијала.

У Београду, МИСАН, август 1949 год.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. *Я. М. Рубинштейн*, Выбор параметров пара для паротурбинных установок сверхвысоких параметров. Известия АН СССР, Отделение технических наук, 1948 № 9 стр. 1501.

Поред тога види: Krupp-Taschenbuch f. Lokomotivengenieur 1939, стр. 77.  
„Електрические станции“ 1949, 5 стр. 25.

2. *В. Фармаковски*. Теорија локомотивских прегрејача паре у проширеним грејним цевима. Глас СКА CLXX, 1936 (27. V. 1935).

*W. W. Farmakovski*. Theorie der Dampfueberhitzung in Rauchroehren-ueberhitzer an Lokomotiven. Bulletin ARS, № 3, 1936.

3. *E. Brueckmann*. Heissdampflokotiven mit einfacher Dehnung des Dampfes, 1920 стр. 846.

Даље скраћено: *Brueckmann*.

Зборник радова

4. *Сыромятников*. Тепловой процесс паровозного котла. Прво (I) издање 1933 г. и ново издање (II) 1947, стр. 222.  
Даље скраћено: *Сыромятников*.
5. *A. Chapelon*. La Locomotive a vapeur, 1938, стр. 477.  
Даље скраћено: *Chapelon*.
6. *В. Фармаковский*. Перегрѣтый паръ въ паровогахъ большой мощности. Одесса 1911 стр. 51 (дисертација).  
Даље скраћено: *Фармаковски*.
7. *Brückmann*. стр. 846.
8. *Сыромятников*, стр. 240.
9. *А. Гурвич* и др. Нормы теплового расчета котельного агрегата. Москва 1945.  
*V. Farmakovski*. Parni kotlovi. Beograd 1947, str. 244.
10. *U. Barske*. Rechnerische Untersuchung der Wärmeübertragung im Lokomotivdampfkessel. Hannover—Linden, 1930 (disertacija). Str. 19 za  $K_1$  i str. 25 za  $a_2$ .  
Dalje skraćeno: *Barske*.
11. *Fr. Merkel*. Die Grundlagen der Wärmeübertragung. Dresden und Leipzig, 1927, str. 70.  
Originalan rad *Nusselt-a* štampan je u VDI-Zeitschrift, Berlin, 1913, str. 199.
12. *Barske*: str. 21—23.
13. *Fran Bošnjaković*. Nauka o toplini, Zagreb 1947, str. 345.
14. Revue general des chemins de fer, 1949, № II.  
Lokomotive 2 D 1 ser. 241—P od SNCF.
15. *C. Mueller*. Die Wärmeübertragung im Lokomotivrauchrohr.  
Organ fuer die Fortschritte des Eisenbahnwesens, 1934, Heft 15 u. 6.
16. *N. Postupalski*. Die Gesetze des Wärmeübergangs in Lokomotivlangkesseln.  
Organ fuer die Fortschritte des Eisenbahnwesens, 1935, Heft 20.
17. *Brückmann*. стр. 953.
18. *Сыромятников*, I изд. 1933 г., стр. 188.
19. *Merkel*, стр. 170.
20. *Brueckmann*. стр. 953.
21. *Сыромятников*, II изд. 1947, стр. 241.
22. *Farmakovski*, стр. 24.
23. *Brückmann*, стр. 81'.  
*Boulvin*. Locomotives, 1929, str. 191—193.  
The Engineer 1910, str. 416.  
VDI—Zeitschrift 1911, str. 494.  
Glaser's Annalen 1911, str. 176.
24. *Сыромятников*, 1947, стр. 238.

25. *Farmakovski*, str. 57.  
*Сыромятников*, стр. 239.  
*Brückmann*, str. 809.
26. *Сыромятников*, стр. 238.  
*Brückmann*, str. 846.
27. *Сыромятников*, стр. 239.
28. *Chapelon*, str. 74 i 477.  
*Revue general des chemins de fer*, 1949, 2.
29. *Chapelon*, str. 477.
31. *Farmakovski*. Pored toga:  
Вѣстникъ Общества Технологовъ 1910, стр. 453 и сл.  
*Brückmann*, str. 808.  
*Сыромятников*, стр. 239.  
*КарШашов*. Курс паровозов, II, 1934, стр. 241.
32. *Sammerer*. *Der Wärme- und Kaelteschutz in der Industrie*.  
Berlin, 1938 str. 101.
33. *Steinmueller* (фирма) *Wärmetechnische Tabellen* 1935, str. 33.
34. *Hotlinger—Imhof*. *Wärmeisolierung*. Zürich, 1945, str. 181.





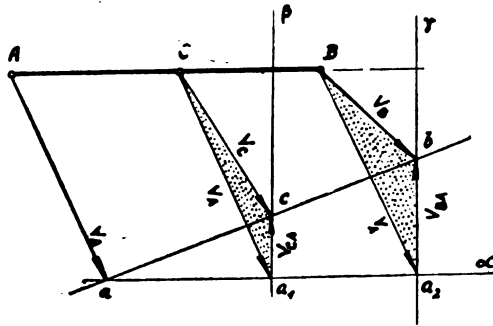
## СТАВ РЕЛАТИВНИХ БРЗИНА КОД РАВНОГ КРЕТАЊА МЕХАНИЗМА

Код равног кретања механизма битно је да се одреде путања, брзина и убрзање свих покретних тачака јединог механизма у сваком тренутку. Питању одређивања брзина била је посвећена нарочита пажња. Разни начини — начин моментаних положаја, слике брзина, пројекције брзина и обарања брзина — су тачни и, за практичну употребу, више мање zgodни и лаки.

Пре него што изведемо став релативних брзина за изнаглажење брзина појединих тачака механизма, описаћемо три познате конструкције:

1) *Christmann — Baer* („*Grundzüge der Kinematik*“ од *H. Baer-a*, 1923) за одређивање брзине  $\vec{V}_C$  тачке *C* једног штапа  $\overline{AB}$ , ако су за тачке *A* и *B* познате

брзине  $\vec{V}_A$  и  $\vec{V}_B$ , користе конструкцију на сл. 1. Наиме, повуче се права (*ab*) кроз врхове стрелица *a* и *b* брзина  $\vec{V}_A$  и  $\vec{V}_B$ , па из тачке *a* повуче се права  $\alpha$  тако да буде  $\alpha \parallel \overline{AB}$ . Кад у тачку *C* пренесемо вектор  $\vec{V}_A$ , добићемо на правој  $\alpha$  тачку  $a_1$ . Кроз



Сл. 1

ову тачку  $a_1$  повучемо праву  $\beta \perp \overline{AB}$ , па добијемо у пресеку са правом (*ab*) тачку *c* као врх стрелице брзине  $\vec{V}_C$  за тачку *C*, а са овим и вектор брзине  $\vec{V}_C = \vec{C}c$ .



Ове две компоненте брзине  $\vec{V}'_C$  и  $\vec{V}''_C$ , сложене по паралелограму, дају брзину  $\vec{V}_C$  за тачку  $C$ , а према векторском сабирању

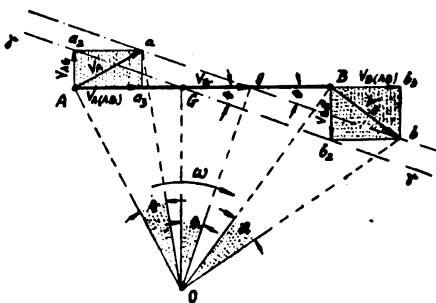
$$\vec{V}_C = \vec{V}'_C + \vec{V}''_C$$

Врх стрелице  $c$  брзине  $\vec{V}_C$ , према општем услову, лежи на правој  $(ab)$ .

Ова конструкција одредила је: (а) брзину  $\vec{V}_C$  тачке  $C$  векторски у самој тачки  $C$ , али (б) није уопште одредила релативне брзине  $\vec{V}_{CA}$  и  $\vec{V}_{CB}$  тачке  $C$  у односу на тачке  $A$  и  $B$ .

(3) *Christmann — Baer*, у истој књизи као под (1), посматрају кретање штапа  $\overline{AB}$  са

брзинама  $\vec{V}_A$  и  $\vec{V}_B$  у тачкама  $A$  и  $B$  (Сл. 3) као клизање тог штапа са брзином  $\vec{V}_G$  у правцу самог штапа и његовим окретањем око тачке  $G$  са угаоном брзином  $\omega = \operatorname{tg} \theta$ .



Сл. 3

Према Шаљовој теорему, свако равно кретање једног штапа можемо да замислимо као окретање око једне осе управне на раван кретања. А према начину моментаних положаја, брзине свих тачака једног штапа захватају код моментаног пола окретања  $O$  исти угао  $\theta$  и стоје управно на радијусе окретања.

Ово написано даје:

$$\operatorname{tg} \theta = \frac{V_A}{OA} = \frac{V_G}{OG} = \frac{V_B}{OB}.$$

Према томе, угаона брзина окретања штапа  $\overline{AB}$  у односу на пол  $O$  је  $\omega = \operatorname{tg} \theta$ .

За тачку  $G$  имамо  $\overline{OG} \perp \overline{AB}$ , а вектор брзине  $\vec{V}_G$  лежи у правцу штапа  $\overline{AB}$ .

Ако разложимо брзине  $\vec{V}_A$  и  $\vec{V}_B$  на компоненте у правцу штапа  $\overline{AB}$  и у правцу управном на овај штап, добићемо за брзине  $\vec{V}_A$  и  $\vec{V}_B$

ове једначине:

$$\begin{aligned}\vec{V}_A &= \vec{V}_{A(AB)} + \vec{V}_{AG} \\ \vec{V}_B &= \vec{V}_{B(AB)} + \vec{V}_{BG}\end{aligned}\quad (1)$$

ако смо претходно означили поједине векторе са

$$\begin{aligned}\vec{V}_{A(AB)} &= \vec{Aa}_1 & \vec{V}_{B(AB)} &= \vec{Bb}_1 \\ \vec{V}_{AG} &= \vec{Aa}_2 & \vec{V}_{BG} &= \vec{Bb}_2\end{aligned}$$

Све тачке једног штапа имају исту брзину клизања, па можемо да ставимо да је:

$$\begin{aligned}\vec{V}_{A(AB)} &= \vec{V}_G \\ \vec{V}_{B(AB)} &= \vec{V}_G\end{aligned}$$

Са овим, једначине (1) добијају нов облик:

$$\begin{aligned}\vec{V}_A &= \vec{V}_G + \vec{V}_{AG} \\ \vec{V}_B &= \vec{V}_G + \vec{V}_{BG}\end{aligned}\quad (2)$$

Врхови стрелица  $a$ ,  $g$  и  $b$  брзина  $\vec{V}_A$ ,  $\vec{V}_G$  и  $\vec{V}_B$  леже на истој правој  $(ab)$ , која са штапом  $\overline{AB}$  захвата угао  $\theta$ . Ако кроз врхове стрелица  $a_2$  и  $b_2$  брзина  $\vec{V}_{AG}$  и  $\vec{V}_{BG}$  повучемо праву  $\gamma$ , видећемо да и она захвата са штапом  $\overline{AB}$  угао  $\theta$  и да пролази кроз тачку  $G$ , односно да је  $\gamma \parallel (ab)$ .

Са овим је доказан Christman-Ваег-ов закључак у почетку овог става под (3).

Став релативних брзина. Једначине (2) подразумећемо овако: брзине  $\vec{V}_A$  и  $\vec{V}_B$  тачака  $A$  и  $B$  изражене су брзином  $\vec{V}_G$  неке тачке  $G$  и релативним брзинама  $\vec{V}_{AG}$  и  $\vec{V}_{BG}$  ових тачака у односу на тачку  $G$ .

Ако из једначина (2) елиминишемо брзину  $\vec{V}_G$ , добићемо ову једначину:

$$\vec{V}_B - \vec{V}_{BG} = \vec{V}_A - \vec{V}_{AG}\quad (3)$$

Решимо ову једначину по  $\vec{V}_B$ :

$$\vec{V}_B = \vec{V}_A + (\vec{V}_{BG} - \vec{V}_{AG})$$

и ставимо да је

$$-\vec{V}_{AG} = \vec{V}_{GA}$$

па ћемо добити нови израз за  $\vec{V}_B$ :

$$\vec{V}_B = \vec{V}_A + (\vec{V}_{BG} + \vec{V}_{GA}).$$

Ако за израз у загради ставимо

$$\vec{V}_{BA} = \vec{V}_{BG} + \vec{V}_{GA}$$

добићемо крајњи израз за брзину  $\vec{V}_B$ :

$$\vec{V}_B = \vec{V}_A + \vec{V}_{BA} \quad (4)$$

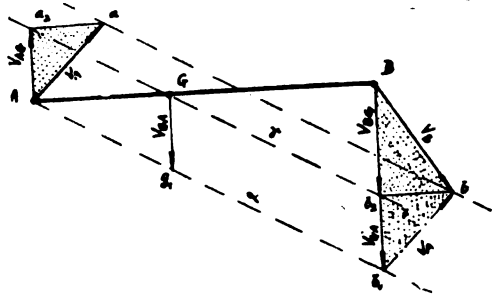
У једначини (4) брзина  $\vec{V}_B$  тачке  $B$  изражена је са брзином  $\vec{V}_A$  тачке  $A$  и релативном брзином  $\vec{V}_{BA}$  тачке  $B$  у односу на тачку  $A$ .

Извођење једначине (4) показано је на сл. 4. Повлачењем праве  $\alpha$  кроз тачку  $A$  тако да је  $\alpha \parallel \gamma \parallel (ab)$  добијамо:  $(Gg_1) \parallel (Aa_2)$  и

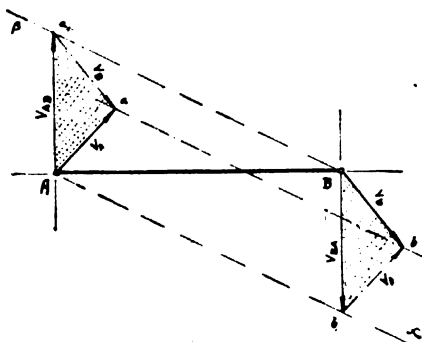
$$\vec{Gg}_1 = \vec{V}_{GA} \quad \text{односно} \quad \vec{V}_{GA} = -\vec{V}_{AG},$$

а исто тако и  $(Bb_1) \parallel (Aa_2)$  и  $\vec{Bb}_1 = \vec{V}_{BA}$  односно  $\vec{V}_{BA} = \vec{V}_{BG} + \vec{V}_{GA}$ .

Према томе, за употребу става релативних брзина потребни су почетни услови: штап  $\overline{AB}$  и брзине  $\vec{V}_A$  и  $\vec{V}_B$ . Онда, (сл. 5), повуку се права  $(ab)$  и праве  $\alpha$  и  $\beta$  кроз тачке  $A$  и  $B$  паралелно са овом правом:



Сл. 4



Сл. 5

$\alpha \parallel \beta \parallel (ab)$ . Сви вектори, који полазе од штапа  $\overline{AB}$  и завршавају се до правих  $\alpha$  и  $\beta$ , а стоје управно на  $\overline{AB}$ , су релативне брзине одговарајућих тачака на штапу  $\overline{AB}$ , а у односу на тачку  $A$  или  $B$ . Тако, ако повучемо дуж  $Bb_1 \perp \overline{AB}$  добијамо вектор  $\vec{V}_{BA} = \vec{Bb}_1$  као релативну брзину тачке  $B$  у односу на тачку  $A$ , а дуж  $Aa_1 \perp \overline{AB}$  и вектор  $\vec{V}_{AB} = \vec{Aa}_1$  као релативну брзину тачке  $A$  у односу на тачку  $B$ .

Код тачке  $B$  имамо примењену једначину (4):

$$\vec{V}_B = \vec{V}_A + \vec{V}_{BA}$$

а код тачке  $A$  имамо

$$\vec{V}_A = \vec{V}_B + \vec{V}_{AB}$$

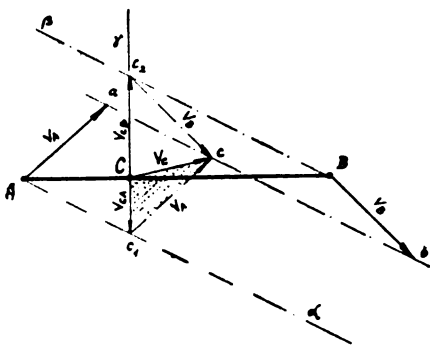
што би био још један облик једначине (4), кад би на Сл. 4, уместо праве  $\alpha$ , повукли нову праву  $\beta \parallel \gamma$  и једначину (3) решили по  $\vec{V}_A$ , узимајући исти поступак рада и поступне замене.

Праве  $(ab)$ ,  $\alpha$  и  $\beta$  одређују релативне брзине векторски, односно праве  $\alpha$  и  $\beta$  дају интензитет и смер, а штап  $\overline{AB}$  правац ових релативних брзина.

У сваком случају су интензитети ових релативних брзина једнаки међу собом:

$$V_{AB} = V_{BA}$$

Задатак на Сл. 6 састоји се у овом: за исте почетне улове



Сл. 6

— познати штап  $\overline{AB}$ , и брзине  $\vec{V}_A$  и  $\vec{V}_B$  — наћи помоћу става релативних брзина све брзине за тачку  $C$ .

Врхови стрелица брзина свих тачака штапа  $\overline{AB}$ , па и брзине  $\vec{V}_C$  тачке  $C$ , леже на једној истој правој  $(ab)$ ,

На правој  $\alpha \parallel (ab)$  леже врхови стрелица релативних брзина свих тачака штапа  $\overline{AB}$  у односу на тачку  $A$ , па

и релативне брзине  $\vec{V}_{CA}$  тачке  $C$  у односу на исту тачку  $A$ .

На правој  $\beta \parallel (ab)$  леже, међутим, врхови стрелица релативних брзина свих тачака овог штапа у односу на тачку  $B$ , па и релативне брзине  $\vec{V}_{CB}$  тачке  $C$  у односу на ову исту тачку  $B$ .

Ако кроз тачку  $C$  повучемо праву  $\gamma \perp \overline{AB}$ , добијемо две тачке  $c_1$  и  $c_2$  у пресеку са правима  $\alpha$  и  $\beta$ , а ово су врхови стрелица релативних брзина  $\vec{V}_{CA}$  и  $\vec{V}_{CB}$ .

Ако означимо векторе ових брзина са  $\vec{V}_{CA} = \overrightarrow{Cc_1}$  и  $\vec{V}_{CB} = \overrightarrow{Cc_2}$ , онда су интензитети истих изражени са  $V_{CA} = \overline{Cc_1}$  и  $V_{CB} = \overline{Cc_2}$ .

Врх стрелице  $c$  брзине  $V_C$ , који лежи на правој  $(ab)$ , добићемо ако повучемо било код тачке  $c_1$  вектор  $\vec{V}_A$ , било код тачке  $c_2$  вектор  $\vec{V}_B$ , односно праве паралелне са овим векторима:  $(Aa) \parallel \|(c_1c)$  и  $(Bb) \parallel \|(c_2c)$ , при чему је  $\overline{Aa} = \overline{c_1c}$  и  $\overline{Bb} = \overline{c_2c}$ .

Са оваквим постављањем, једначине (4) за тачку  $C$  имају овај облик:

$$\vec{V}_C = \vec{V}_A + \vec{V}_{CA}$$

$$\vec{V}_C = \vec{V}_B + \vec{V}_{CB}$$

Кад из ових једначина елиминишемо  $\vec{V}_C$  добићемо:

$$\vec{V}_A + \vec{V}_{CA} = \vec{V}_B + \vec{V}_{CB}$$

а ово решено, рецимо по  $\vec{V}_B$ , гласи:

$$\vec{V}_B = \vec{V}_A + (\vec{V}_{CA} - \vec{V}_{CB})$$

Да би ова једначина могла да се сведе на једначину (4), ставићемо да је

$$\vec{V}_{BA} = \vec{V}_{CA} - \vec{V}_{CB}$$

односно да су интензитети:

$$V_{BA} = V_{AB} = V_{CA} + V_{CB} \quad (5)$$

Једначина (5) може да се изрази речима овако: за ма коју тачку  $C$ , која се налази на штапу  $\overline{AB}$  између крајњих тачака  $A$  и  $B$ , постоји однос за интензитете релативних брзина:

$$V_{CA} + V_{CB} = \text{const}$$

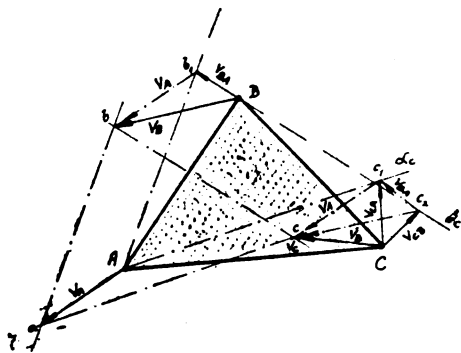


а вредност ове константе је интензитет релативне брзине једне крајње тачке у односу на другу крајњу тачку.

Ова конструкција одређује: (а) брзину  $\vec{V}_C$  тачке  $C$  векторски у самој тачки  $C$ , и (б) релативне брзине  $\vec{V}_{CA}$  и  $\vec{V}_{CB}$  ове тачке векторски и у самој тачки.

Овако преимућство овог става релативних брзина није имао ни један претходни случај од (1) до (3).

Став релативних брзина примењује се, као што ћемо и доцније да покажемо, у оквиру самог механизма, односно у самом меха-



Сл. 7

низму. На лак и брз начин уцртавају се релативне брзине код самих тачака, па не постоји могућност да се код сложених механизма учини погрешка у одређивању смерова појединих релативних брзина, а са овим се уклања свака двосмисленост у одређивању нормалних и тангенцијалних убрзања код појединих тачака механизма.

Ако су за тело (сл. 7), показано тачкама  $A$ ,  $B$  и  $C$ , познате брзине  $\vec{V}_A$ ,  $\vec{V}_B$  и  $\vec{V}_C$ , онда права  $\alpha_B \parallel (ab)$  одређује релативну брзину  $\vec{V}_{BA} = \vec{Bb}_1$  тачке  $B$  у односу на тачку  $A$ , права  $\alpha_C \parallel (ac)$  релативну брзину  $\vec{V}_{CA} = \vec{Cc}_1$  тачке  $C$  у односу на тачку  $A$ , и права  $\beta_C \parallel (bc)$  релативну брзину  $\vec{V}_{CB} = \vec{Cc}_2$  тачке  $C$  у односу на тачку  $B$ .

Успостављене једначине, сходно једначинама (4):

$$\vec{V}_B = \vec{V}_A + \vec{V}_{BA}$$

$$\vec{V}_C = \vec{V}_A + \vec{V}_{CA}$$

$$\vec{V}_C = \vec{V}_B + \vec{V}_{CB}$$

повезују међу собом брзине појединих тачака. Ако из последње две једначине елиминишемо брзину  $\vec{V}_C$  добићемо:

$$\vec{V}_B + \vec{V}_{CB} = \vec{V}_A + \vec{V}_{CA}.$$

Кад ово решимо, рецимо по  $\vec{V}_B$ , имамо :

$$\vec{V}_B = \vec{V}_A + (\vec{V}_{CA} - \vec{V}_{CB}).$$

Стављањем

$$\vec{V}_{BA} = \vec{V}_{CA} - \vec{V}_{CB}$$

добивамо једну везу за релативне брзине:

$$\vec{V}_{CA} = \vec{V}_{BA} + \vec{V}_{CB}.$$

Ако пак ставимо

$$-\vec{V}_{CB} = \vec{V}_{BC}$$

онда имамо и другу везу:

$$\vec{V}_{BA} = \vec{V}_{CA} + \vec{V}_{BC}.$$

Из ових веза видимо да све три релативне брзине чине троугао.

Према употребљеним ознакама, видимо да су брзине диференциране индексима. Прво слово у индексу показује брзину „те тачке“, а друго слово „у односу на коју тачку“.

Употребљени индекси код оваквог означавања брзина имају још једну добру страну. Наиме, за једначину

$$\vec{V}_B = \vec{V}_A + \vec{V}_{BA}$$

видимо да се индекс  $BA$  код релативне брзине  $\vec{V}_{BA}$  састоји из индекса код брзина поређаних с лева на десно:

$$B \rightarrow A = BA.$$

Код једначина за релативне брзине, рецимо код:

$$\vec{V}_{BA} = \vec{V}_{CA} + \vec{V}_{BC}$$

индекс  $BC$  код релативне брзине  $\vec{V}_{BC}$  састоји се из непоновљених индекса код претходних релативних брзина, опет поређаних с лева у десно:

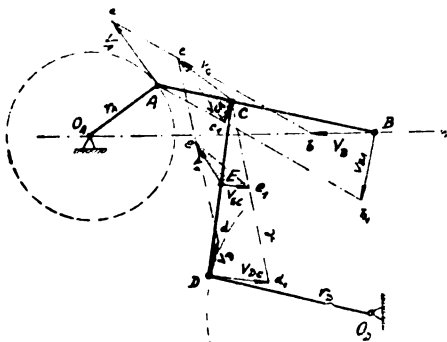
$$BA \rightarrow CA = BC.$$

На Сл. 8 показан је на шематски начин механизам парне клипче машине са везом у тачки  $E$  за кондензатор.

Маханизам се налази на слици у неком одређеном тренутку свог кретања. Тачка  $A$  ротира по кружној путањи око осе  $O_A$  са

кривајом  $r_A = \overline{AO_A}$ . Тачка  $B$  транслаторно осцилира по правој ( $BO_A$ ). Полуга  $\overline{AB}$  има сложено кретање: једна њена тачка  $A$  има кружну путању, а друга њена тачка  $B$  има праволинијску путању. Тачка  $C$ , која се налази на овој полузи има сложено кретање, по затвореној кривој путањи.

Тачка  $D$  осцилира по кружном луку око осе  $O_D$  са радијусом  $r_D = \overline{DO_D}$ . Полуга  $\overline{CD}$  има сложено кретање: једна њена тачка  $D$  има кружну путању, а друга њена тачка  $C$  има сложено кретање,



Сл. 8

по затвореној кривој путањи, као што је већ речено, кад је тачка  $C$  посматрана у кретању полуге  $\overline{AB}$ . Тачка  $E$ , која се налази на полузи  $\overline{CD}$ , има, из тих разлога, сложено кретање, по затвореној кривој путањи.

За решавање овог задатка обично је почетни услов брзина  $\vec{V}_A$  код тачке  $A$ .

Да можемо да применимо став релативних брзина, прет-

поставимо да су нам познате још и брзине прво  $\vec{V}_B$  код тачке  $B$ , а онда и  $\vec{V}_D$  код тачке  $D$ .

Кроз  $A$  повучемо праву  $\alpha \parallel (ab)$ , па у тачки  $C$  праву  $(Cc_1) \perp \overline{AB}$ , а у тачки  $B$  праву  $(Bb_1) \perp AB$ . Тачка  $c_1$  одређује вектор  $\vec{V}_{CA} = \vec{Cc}_1$  као релативну брзину тачке  $C$  у односу на тачку  $A$ , а тачка  $b_1$  вектор  $\vec{V}_{BA} = \vec{Bb}_1$  као релативну брзину тачке  $B$  у односу на исту тачку  $A$ .

Ако брз тачку  $c_1$  повучемо  $(c_1c) \parallel (Aa)$  добијамо на правој  $(ab)$  тачку  $c$  која одређује вектор брзине  $\vec{V}_C = \vec{Cc}$  за тачку  $C$ . Ове брзине могу да се повежу једначинама:

$$\vec{V}_B = \vec{V}_A + \vec{V}_{BA}$$

$$\vec{V}_C = \vec{V}_A + \vec{V}_{CA}$$

Кроз тачку  $C$  повучемо праву  $\gamma \parallel (cd)$ , па у тачки  $E$  управну праву  $(Ee_1) \perp \overline{CD}$ , а тачки  $D$  управну праву  $(Dd_1) \perp \overline{CD}$ . Тачка  $e_1$

одређује вектор  $\vec{V}_{EC} = \vec{E}e_1$ , као релативну брзину тачке  $E$  у односу на тачку  $C$ , а тачка  $d_1$  вектор  $\vec{V}_{DC} = \vec{D}d_1$  као релативну брзину тачке  $D$  у односу на тачку  $C$ .

Ако кроз тачку  $e_1$  повучемо праву  $(e_1 e) \parallel (Cc)$ , добијамо на правој  $(cd)$  тачку  $e$  која одређује вектор брзине  $\vec{V}_E = \vec{E}e$  за тачку  $E$ .

Вега ових брзина изражена је једначинама:

$$\vec{V}_D = \vec{V}_C + \vec{V}_{DC}$$

$$\vec{V}_E = \vec{V}_C + \vec{V}_{EC}$$

Као што је и био циљ, помоћу ове конструкције све брзине су уцртане векторски код самих тачака. Добра особина овог става и лежи баш у томе, макар и не истакли лак и очигледан начин ове конструкције. А ово је, на сваки начин, довољно за претходно опште упознавање природе стања кретања механизма у неком тренутку и почетни и основни услов за одређивање убрзања и сила кретања у самом механизму.



МИЛАН К. ЈОВАНОВИЋ

## ВЕЗА ИЗМЕЂУ ТОПЛОТЕ ИСПАРАВАЊА ВОДЕ И ТЕМПЕРАТУРЕ КЉУЧАЊА НА НИЖИМ ПРИТИСЦИМА

Топлота испаравања  $r$ , као важна карактеристика неке течности, била је често предмет истраживања. Као што је познато, топлота испаравања зависи од притиска, односно од температуре, на којима се врши испаравање. Зависност топлоте испаравања од температуре кључања дата је, за разне течности, већим бројем емпиричких једначина. Тако је још Regnault нашао да за воду, између температура  $0^{\circ}\text{C}$  и  $100^{\circ}\text{C}$ , приближно важи једначина:

$$r = a - bt, \quad (1)$$

у којој су  $a$  и  $b$  константе а  $t$  [ $^{\circ}\text{C}$ ] температура кључања.

Доцније су разни истраживачи нашли зависност  $r = f(t)$  и за извесне друге течности — амонијаник, угљен-диоксид, сумпор-диоксид, метил-хлорид, етил-хлорид, етил-етар, хлороформ, етан, пропан, нормални и изо-бутан итд. Kamerlingh Onnes је нпр. нашао зависност и облику<sup>1)</sup>:

$$r^2 = a(T_k - T) - b(T_k - T)^2 + c(T_k - T)^3. \quad (1)$$

У једначини (2) су  $a$ ,  $b$  и  $c$  константе, које за сваку врсту течности имају различити вредности,  $T_k$  је критична температура, изражена у  $^{\circ}\text{K}$ , а  $T$  температура кључања, такође у  $^{\circ}\text{K}$ . За воду, нпр., имамо следеће вредности за константе и критичну температуру:  $a = 1668,0460$ ,  $b = 2,963364$ ,  $c = 0,0027656$  и

$$T_k = 647,1^{\circ}\text{K}.$$

Осим наведених једначина постоје и друге, које су дали: Thiesen, Davies, Planck, Mollier, Mathias, Osborne — van Dusen и други.

<sup>1)</sup> Hýbl Jaroslav: Strojní chlazení I, Praha 1948.

Ако се у једначини (1), за воду, усвоје вредности  $a = 597,2$  и  $b = 0,583$ , добијају се тачне вредности топлоте испаравања за температуре кључања  $0^\circ\text{C}$  и  $100^\circ\text{C}$ . Највеће отступање износи, за  $t \approx 60^\circ\text{C}$ , око  $0,2\%$ .

Једначина Regnault-а може, уз извесне претпоставке, да се изведе теориски.

Ако пођемо од дефиниције енталпије

$$i = u + \frac{1}{427} p v,$$

и тај израз диференцирамо, узимајући у обзир аналитички израз првог и другог принципа термодинамике

$$dQ = du + \frac{1}{427} p dv \quad \text{и} \quad dQ = T ds,$$

добићемо:

$$T ds = di - \frac{1}{427} v dp. \quad (3)$$

У овим је једначинама означено са:  $u \left[ \frac{\text{kcal}}{\text{kg}^\circ\text{K}} \right]$  — унутрашња енергија,  $p \left[ \frac{\text{kg}}{\text{m}^2} \right]$  — притисак,  $v \left[ \frac{\text{m}^3}{\text{kg}} \right]$  — специфична запремина,  $Q \left[ \frac{\text{kcal}}{\text{kg}} \right]$  — размењена топлота,  $T [^\circ\text{K}]$  — температура и  $s \left[ \frac{\text{kcal}}{\text{kg}^\circ\text{K}} \right]$  — ентропија.

У општем случају енталпија је функција двеју величина стања, на пр.:

$$i = f(T, p).$$

Диференцијал енталпије износи:

$$di = \left( \frac{\partial i}{\partial T} \right)_p dT + \left( \frac{\partial i}{\partial p} \right)_T dp,$$

па једначина (3) постаје:

$$T ds = \left( \frac{\partial i}{\partial T} \right)_p dT + \left( \frac{\partial i}{\partial p} \right)_T dp - \frac{1}{427} v dp.$$

Према дефиницији специфичне топлоте при сталном притиску,  $c \left[ \frac{\text{kcal}}{\text{kg}^\circ\text{C}} \right]$ , је:

$$\left( \frac{\partial i}{\partial T} \right)_p = c,$$

па добијамо:

$$Tds = c dT - \frac{1}{427} v dp + \left(\frac{\partial i}{\partial p}\right)_T dp.$$

Делењем горње једначине са  $T dT$  је:

$$\frac{ds}{dT} = \frac{c}{T} - \frac{1}{427} \frac{v}{T} \frac{dp}{dT} + \frac{1}{T} \left(\frac{\partial i}{\partial p}\right)_T \frac{dp}{dT}. \quad (4)$$

Из Clapeyron—Clausius-ове једначине

$$r = \frac{T}{427} (v'' - v') \frac{dp}{dT},$$

у којој су  $r \left[ \frac{\text{kcal}}{\text{kg}} \right]$  — топлота испаравања,  $v'' \left[ \frac{\text{m}^3}{\text{kg}} \right]$  — специфична запремина суве паре на температури  $T$  [°K],  $v' \left[ \frac{\text{m}^3}{\text{kg}} \right]$  — специфична запремина кључале течности на истој температури  $T$  [°K], је:

$$\frac{dp}{dT} = \frac{427 r}{T (v'' - v')}.$$

Стављањем ове вредности у једначину (4) добијамо:

$$\frac{ds}{dT} = \frac{c}{T} - \frac{r}{T^2} \frac{v}{v'' - v'} + \frac{427}{v'' - v'} \frac{r}{T^2} \left(\frac{\partial i}{\partial p}\right)_T. \quad (5)$$

Написаћемо једначину (5) за суву пару (ознака'') и за кључалу течност (ознака'):

$$\frac{ds''}{dT} = \frac{c''}{T} - \frac{r}{T^2} \frac{v''}{v'' - v'} + \frac{427}{v'' - v'} \frac{r}{T^2} \left(\frac{\partial i''}{\partial p}\right)_T \quad (6)$$

и

$$\frac{ds'}{dT} = \frac{c'}{T} - \frac{r}{T^2} \frac{v'}{v'' - v'} + \frac{427}{v'' - v'} \frac{r}{T^2} \left(\frac{\partial i'}{\partial p}\right)_T \quad (7)$$

Одузимањем једначине (7) од једначине (6) добијамо:

$$\frac{ds''}{dT} - \frac{ds'}{dT} = \frac{1}{T} (c'' - c') - \frac{r}{T^2} + \frac{427}{v'' - v'} \frac{r}{T^2} \left[ \left(\frac{\partial i''}{\partial p}\right)_T - \left(\frac{\partial i'}{\partial p}\right)_T \right].$$

Како је

$$\frac{ds''}{dT} - \frac{ds'}{dT} = \frac{d}{dT} (s'' - s'),$$



а  $s'' - s' = \frac{r}{T}$  горња једначина постаје:

$$\frac{d}{dT} \left( \frac{r}{T} \right) = \frac{1}{T} (c'' - c') - \frac{r}{T^2} + \frac{427}{v'' - v'} \frac{r}{T^2} \left[ \left( \frac{\partial i''}{\partial p} \right)_T - \left( \frac{\partial i'}{\partial p} \right)_T \right].$$

Стављајући

$$-\frac{r}{T} = \frac{d}{dT} \left( \frac{r}{T} \right) - \frac{1}{T} \frac{dr}{dT}$$

добивамо:

$$\frac{1}{T} \frac{dr}{dT} = \frac{1}{T} (c'' - c') + \frac{427}{v'' - v'} \frac{r}{T^2} \left[ \left( \frac{\partial i''}{\partial p} \right)_T - \left( \frac{\partial i'}{\partial p} \right)_T \right],$$

односно:

$$dr = (c'' - c') dT + \frac{427}{v'' - v'} \frac{r}{T} \left[ \left( \frac{\partial i''}{\partial p} \right)_T - \left( \frac{\partial i'}{\partial p} \right)_T \right] dT. \quad (8)$$

Уз претпоставку да за кључалу течност и суву пару енталпија зависи од притиска,  $\left( \frac{\partial i}{\partial p} \right)_T = 0$ , једначина (8) постаје:

$$dr = (c'' - c') dT. \quad (9)$$

Интегрисањем једначине (9) у границама од  $r_0$  до  $r$ , односно  $T_0$  до  $T$  добијамо:

$$r - r_0 = (c_m'' - c_m') (T - T_0),$$

где су  $c_m''$  и  $c_m'$  средње специфичне топлоте суве паре, односно кључале течности, при сталном притиску, између температура  $T_0$  и  $T$ .

Ако усвојимо  $T_0 = 273,1$  °К, разлика  $T - T_0$  претставља температуру кључања  $t$ , изражену у °С. На овај начин добијамо једначину:

$$r = r_0 - (c_m' - c_m'') t. \quad (10)$$

Једначина (10) је тачна за све случајеве када може да се стави  $\left( \frac{\partial i}{\partial p} \right)_T = 0$ .

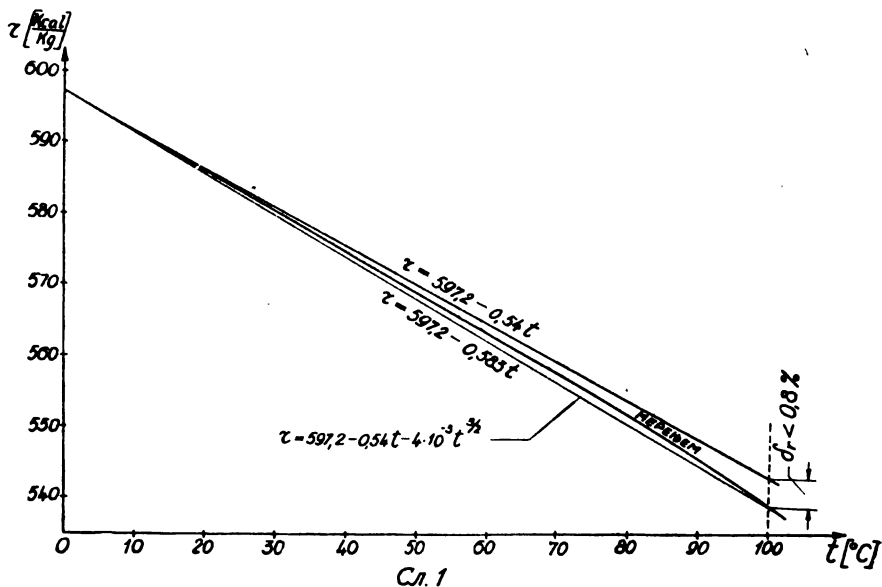
За воду је  $r_0 = 597,2 \frac{\text{kcal}}{\text{kg}}$ , а за средње специфичне топлоте, између температура 0°С и 100°С, може да се усвоји:

$$c_m' = 1,00 \left[ \frac{\text{kcal}}{\text{kg}^\circ\text{C}} \right] \text{ и } c_m'' = 0,46 \left[ \frac{\text{kcal}}{\text{kg}^\circ\text{C}} \right],$$

па једначина (10) гласи:

$$r = 597,2 - 0,54 t \left[ \frac{\text{kcal}}{\text{kg}} \right]. \quad (11)$$

На сл. 1 нацртана је зависност  $r = f(t)$  добијена мерењем (према *V D J* — таблицама за водену пару од *We. Koch-a*) и израчуната према једначини (11).



Уколико је температура кључања виша неслагање између рачуна и мерења постаје веће. На  $100^{\circ}\text{C}$  разлика износи:

$$\Delta r = 543,2 - 538,9 = 4,3 \left[ \frac{\text{kcal}}{\text{kg}} \right],$$

односно мање од  $0,8\%$ .

Разлог неслагању јесте у томе, што учињена претпоставка  $\left(\frac{di}{dp}\right)_T = 0$  не важи стриктно ни за интервал температура од  $0^{\circ}\text{C}$  до  $100^{\circ}\text{C}$ .

Једначина (9) је позната<sup>2)</sup>, само је при њеном извођењу учињено више претпоставки. Препостављено је прво да специфична запремина кључале течности  $v'$  може, због своје мале вредности,

<sup>2)</sup> Max Planck: Thermodynamik, Berlin 1930.

W. R. Gundlach: Einführung in die Technische Thermodynamik, Zürich, 1947.

да се занемари у односу на специфичну запремину суве паре  $v''$ ; друго, да промена специфичне запремине кључале течности са температуром, при сталном притиску,  $\left(\frac{\partial v'}{\partial T}\right)_p$  може да се занемари у односу на одговарајућу промену за суву пару,  $\left(\frac{\partial v^H}{\partial T}\right)_p$ , и најзад да за суву пару важи Клапејрон-ова једначина идеалних гасова  $pv'' = R_k T$ .

У нашем извођењу, међутим, претпостављено је само  $\left(\frac{\partial i}{\partial p}\right) = 0$ , чиме једначина (9) добија општију важност, јер не морају да буду испуњени услови:

$$\frac{v'}{v''} = 0; \quad \left(\frac{\partial v'}{\partial T}\right)_p = 0 \text{ и } pv'' = R_k T. \quad (12)$$

Услов  $\left(\frac{\partial i}{\partial p}\right)_T = 0$  може да се напише и у другом облику. Како је <sup>3)</sup>:

$$\left(\frac{\partial i}{\partial p}\right)_T = \frac{1}{427} \left[ v - T \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p \right],$$

услов  $\left(\frac{\partial i}{\partial p}\right)_T = 0$  постаје идентичан са условом:

$$\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p = \frac{v}{T}. \quad (13)$$

Услови (12) и (13), као што видимо, нису идентични.

Ако се једначини (11) дода још један члан, који је функција температуре  $t$ ,  $F(t)$ , може да се постигне да она практично даје резултате, који се поклапају са експериментално добијеним вредностима.

Са допунским чланом:

$$F(t) = -4 \cdot 10^{-3} t^{3/2}, \quad (14)$$

једначина (11) постаје:

$$r = 597,2 - 0,54 t - 4 \cdot 10^{-3} t^{3/2} \left[ \frac{\text{kcal}}{\text{kg}} \right]. \quad (15)$$

Измерене и израчунате вредности топлоте испаравања, као и њихова разлика дате су у доњој табlici:

<sup>3)</sup> М. Јовановић: Наука о топлоти I, Београд 1949.

Т А Б Л И Ц А

$t [^{\circ}\text{C}]$	0	5	10	15	20	25	30	35
$r \left[ \frac{\text{kcal}}{\text{kg}} \right]$ мерењем	597,2	594,4	591,6	588,8	586,0	583,2	580,4	577,5
$r \left[ \frac{\text{kcal}}{\text{kg}} \right]$ према (15)	597,2	594,5	591,7	588,9	586,0	583,2	580,3	577,5
$\Delta r \left[ \frac{\text{kcal}}{\text{kg}} \right]$	0,0	-0,1	-0,1	-0,1	0,0	0,0	+0,1	0,0
$t [^{\circ}\text{C}]$	40	45	50	55	60	65	70	
$r \left[ \frac{\text{kcal}}{\text{kg}} \right]$ мерењем	574,7	571,8	569,0	566,1	563,3	560,3	557,4	
$r \left[ \frac{\text{kcal}}{\text{kg}} \right]$ према (15)	574,7	571,7	568,8	565,9	563,0	560,0	557,1	
$\Delta r \left[ \frac{\text{kcal}}{\text{kg}} \right]$	0,0	+0,1	+0,2	+0,2	+0,3	+0,3	+0,3	
$t [^{\circ}\text{C}]$	75	80	85	90	95	100		
$r \left[ \frac{\text{kcal}}{\text{kg}} \right]$ мерењем	554,4	551,3	548,2	545,1	542,0	538,9		
$r \left[ \frac{\text{kcal}}{\text{kg}} \right]$ према (15)	554,1	551,1	548,2	545,2	542,2	539,2		
$\Delta r \left[ \frac{\text{kcal}}{\text{kg}} \right]$	+0,3	+0,2	0,0	-0,1	-0,2	-0,3		

Из таблице видимо да највећа апсолутна грешка износи :

$\pm 0,3 \left[ \frac{\text{kcal}}{\text{kg}} \right]$ , док је највећа релативна грешка, на  $100^{\circ}\text{C}$ , свега :  
 $\delta r = 0,055\%$ .

На слици 1 поклапају се криве  $r = f(t)$ , добијене мерењем и израчунате према једначини (15).



*ПАВЛЕ СТАНКОВИЋ*

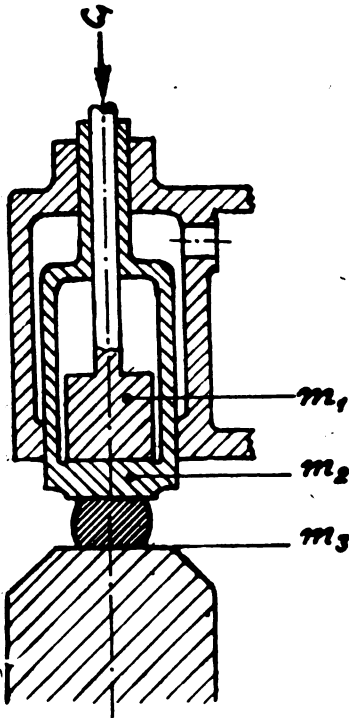
## **ПРОБЛЕМ ПЛАСТИЧНОГ ДЕФОРМИСАЊА ИСТОВРЕМЕНИМ СТАТИЧКИМ И ДИНАМИЧКИМ ДЕЈСТВОМ**

Главни претставници машина за пластично деформисање метала, преса и чекић, (не узимајући овде у обзир ковачке ваљке и друге специјалне машине) због својих добрих и лоших страна имају посебне области примене, које се у извесним случајевима могу и поклапати.

При сабијању материјала на чекићу настаје најизразитије деформисање на површинама управним на правац дејства силе, што је нарочито важно при ковању у калупима, јер ће тада материјал најбоље испуњавати горње и доње шупљине калупа, док бочне шупљине у мањој мери. Преса, међутим, својим сталним скоро статичким дејством на материјал (ово нарочито важи за хидрауличне пресе), врши темељније деформисање материјала који се тада бочно лакше шири и боље испуњава бочне шупљине калупа. Исто тако, при ковању са чекићем материјал два пута брже испуњава горњу шупљину од доње. На преси обратно, доња шупљина се један и по пута брже испуњава. И при слободном ковању издвојила се област примене пресе од чекића; чекић услед потреса које изазива (изузимајући чекић двоструког дејства) ограничен је по својој величини, те се за деформисање већих блокова употребљава хидраулична преса. Радно време за један и други тип машине такођер је различито

Овде је покушано да се комбинују добре стране пресе и чекића (при чему се не искључује и евентуална могућност комбиновања и извесних лоших особина) и да се створи нов принцип пластичног деформисања истовременим статичким и динамичким дејством.

Истовремено статичко и динамичко дејство може се постићи дејством маља чекића на притискивач пресе, што је шематски претстављено на сл. 1 где  $m_1$  означава масу маља,  $m_2$  масу притискивача (за случај хидрауличне пресе је  $m_2$  маса клипа пресе) а  $m_3$  масу наковња заједно са материјалом.



Сл. 1

Посматраће се прво само динамичко дејство маса односно утицај масе  $m_2$  уметнуте између маља и материјала.

Цео процес, који претставља судар три маса, може се разделити на судар масе  $m_1$  са  $m_2$  а затим на судар масе  $m_2$  са  $m_3$ . Прва фаза судара биће делимично еластична а у зависности од материјала маса  $m_1$  и  $m_2$ .

При судару маља масе  $m_1$  брзином  $c_1$  са масом  $m_2$  биће према теорији о судару два тела брзина на крају те периоде за масу  $m_1$ :

$$v_1 = \frac{m_1 c_1 + m_2 c_2}{m_1 + m_2} (1 + \epsilon_1) - \epsilon_1 c_1,$$

где је  $\epsilon_1$  коефицијент судара између маса  $m_1$  и  $m_2$ , а  $c_2$  брзина масе  $m_2$  пре судара.

Пошто је брзина масе  $m_2$   $c_2 \approx 0$ , то је

$$v_1 = \frac{m_1 c_1}{m_1 + m_2} (1 + \epsilon_1) - \epsilon_1 c_1$$

за масу  $m_2$ :

$$v_1' = \frac{m_1 c_1 + m_2 c_2}{m_1 + m_2} (1 + \epsilon_1) - \epsilon_1 c_2$$

или за  $c_2 \approx 0$

$$v_1' = \frac{m_1 c_1}{m_1 + m_2} (1 + \epsilon_1).$$

При даљем судару у другој периоди тј. судару масе  $m_2$  са масом  $m_3$  брзином  $v_1'$ , може се овај део судара сматрати пла-

стичним због удара у усијани материјал при чему се прекорачује граница гњечења тог материјала. За тај случај је  $e_2 \approx 0$  а брзина масе  $m_3$  пре судара  $c_3 = 0$ . Аналогно првом делу судара биће брзина на крају другог дела судара за масу  $m_2$ :

$$v_2 = \frac{m_2 v_1' + m_3 c_3}{m_2 + m_3} (1 + e_2) - e_2 v_1'.$$

За  $e_2 \approx 0$  и  $c_3 = 0$  и заменом израза за  $v_1'$  биће

$$v_2 = \frac{m_2}{m_2 + m_3} \cdot \frac{m_1 c_1}{m_1 + m_2} (1 + e_1)$$

за масу  $m_3$ :

$$v_2' = \frac{m_2 v_1' + m_3 c_3}{m_2 + m_3} (1 + e_2) - e_2 c_3.$$

За  $e_2 \approx 0$  и  $c_3 = 0$  и заменом израза за  $v_1'$  биће

$$v_2' = \frac{m_2}{m_2 + m_3} \cdot \frac{m_1 c_1}{m_1 + m_2} (1 + e_1).$$

Кинетичка енергија, претворена у деформациони рад, једнака је разлици кинетичке енергије коју има маса  $m_2$  пре судара у  $m_3$  и кинетичких енергија маса  $m_2$  и  $m_3$  после удара  $m_2$  у  $m_3$ :

$$W' = \frac{1}{2} m_2 v_1'^2 - \left[ \frac{1}{2} m_2 v_2'^2 + \frac{1}{2} m_3 v_2'^2 \right].$$

Даљим развијањем и заменом одговарајућих израза за  $v_1'$ ,  $v_2$  и  $v_2'$  добиће се

$$W' = \frac{m_3 c_1^2}{2} (1 + e_1)^2 \left( \frac{K_1}{K_1 + 1} \right)^2 \left( \frac{K_3}{K_3 + K_1} \right)$$

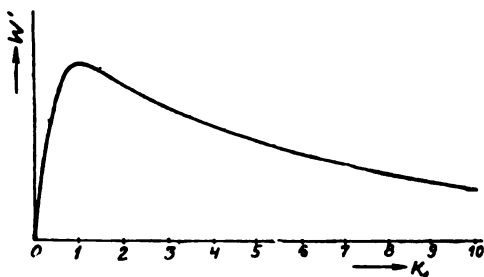
где је

$$K_1 = \frac{m_1}{m_2}, \quad K_2 = \frac{m_2}{m_3};$$

$$K_3 = K_1 \cdot K_2 = \frac{m_1}{m_3}.$$

Узимајући однос  $K_3 = \frac{m_1}{m_3} = \text{const.}$  а однос

$K_1 = \frac{m_1}{m_2}$  променљив, до-



Сл. 2

биће се крива (сл. 2) чији је максимум  $K_1 \approx 1$ . Тачна вредност максимума добивена из екстремума износи  $K_{1, \text{max}} = 1,12$ .



Код нормалног чекића, без масе  $m_2$ , тј. само са маљем масе  $m_1$  и наковњем (заједно са материјалом) масе  $m_3$ , била би енергија претворена у деформациони рад

$$W = \frac{m_1 c_1^2}{2} \frac{1}{K_3 + 1}$$

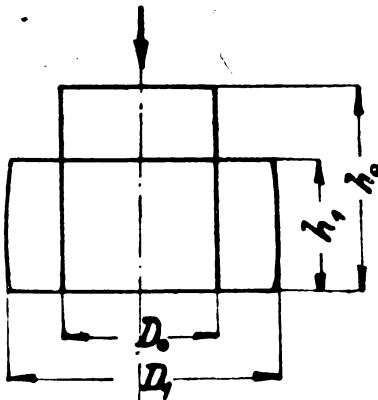
Однос енергије  $W'$  према  $W$  даће мерило за губитак енергије настаје уметањем масе  $m_2$  између маља и наковња:

$$\frac{W'}{W} = \frac{(1 + \epsilon_1)^2 (K_3 + 1) \cdot K_1^2}{(K_3 + K_1)(K_1 + 1)^2}$$

За  $K_3 = \frac{1}{15}$ ;  $K_1 = K_{max} = 1,12$  и  $\epsilon_1 = 0,5$  (за челик) биће  $\frac{W'}{W} = 0,57$  тј. губитак износи  $43\%$ .

Овако велики губитак може се избећи повећањем  $\epsilon_1$  тј. повећањем еластичности првог дела судара. То се може постићи уметањем еластичних тела између  $m_1$  и  $m_2$  или напр. уметањем опруге између  $m_1$  и  $m_2$  чиме би судар тих маса био скоро потпуно еластичан тј.  $\epsilon_1 \approx 1$ .

Да би се могло судити о економичности комбинованог рада истовременим статичким и динамичким дејством у поређењу са простим дејством, потребно је наћи изразе за деформациони рад при статичком, динамичком и комбинованом дејству.



Сл. 3

Цилиндрично тело (сл. 3) висине  $h_0$  а површине пресека  $A_0$  деформи-саће се на висину  $h_1$  док ће се пресек повећати на  $A_1$ .

Из услова једнакости запремине  $V$  добиће се

$$h A_0 = h_1 A_1 = V$$

или

$$\frac{h_1}{h_0} \cdot \frac{A_1}{A_0} = 1 = \frac{h_1}{h_0} \left( \frac{D_1}{D_0} \right)^2$$

Логаритмовање даје

$$\ln \frac{h_1}{h_0} + 2 \ln \frac{D_1}{D_0} = 0$$

гдс је

$$\ln \frac{h_1}{h_0} = \int_{h_0}^{h_1} \frac{dh}{h} = \ln \epsilon_2; \quad \ln \frac{D_1}{D_0} = \int_{D_0}^{D_1} \frac{dD}{D} = \ln \epsilon_3$$

Елементарни деформациони рад

$$dW = F dh = AK dh,$$

где је  $F$  деформациона сила,  $K$  специфични отпор деформације. Пошто је  $V = Ah$  то је

$$dW = VK \frac{dh}{h}.$$

Укупан деформациони рад

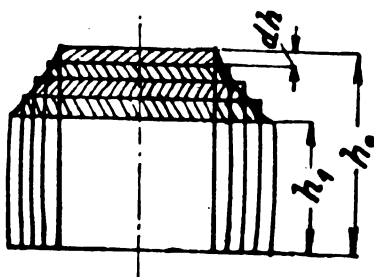
$$W = \int_{h_0}^{h_1} dW = V \int_{h_0}^{h_1} K \frac{dh}{h}.$$

При деформисању у топлом стању остаје специфични отпор  $K$  приближно константан, те је

$$W = VK \int_{h_0}^{h_1} \frac{dh}{h} = VK \ln \frac{h_1}{h_0} = VK \ln e_z.$$

Збир елементарних запремина (сл. 4) тј. производа из моментаних површина и одговарајућих деформација претставља тзв. истиснуту запремину  $V_I$ :

$$\begin{aligned} V_I &= \int_{h_0}^{h_1} A dh = \int_{h_0}^{h_1} V \frac{dh}{h} = V \int_{h_0}^{h_1} \frac{dh}{h} = \\ &= V \ln \frac{h_1}{h_0} = V \ln e_z. \end{aligned}$$



Сл. 4

Према томе је

$$W = K \cdot V_I.$$

За статичко сабијање тј. сабијање под пресом је  $K_{st} = a \cdot \sigma_{MC}$ , где је  $a = f\left(\frac{D}{h}\right)$  фактор који узима у обзир трење између додирних површина материјала и алата,  $\sigma_{MC}$  јачина материјала при притискивању.

Према томе је за статичко сабијање од висине  $h_0$  до крајње висине  $h_1$  потребан рад

$$W_{st} = K_{st} \cdot V_I.$$

За динамичко сабијање тј. сабијање под чекићем при једном једином ударцу од висине  $h_0$  до крајње висине  $h_1$  потребан је рад  $W_{d1} = K_d \cdot V_i$ , где је  $K_d = K_{st} + K_c$ ;  $K_{st} = a \cdot \sigma_{MC}$  као и за статичко сабијање, а  $K_c = c_m \theta_c$ , претставља средњи специфични отпор унутрашњег трења који је функција брзине деформисања, почетне и крајње висине материјала као и запремине материјала  $c_m = f \left[ v \left( \frac{1}{h_0} + \frac{1}{h_1} \right), V \right]$ . Коefицијент  $\theta_c$  је поправни коefицијент за температуре ниже од  $1300^\circ$ .

$$W_{d1} = K_{st} \cdot V_i + K_c \cdot V_i = W_{st} \left( 1 + \frac{K_c}{K_{st}} \right).$$

За динамичко сабијање са више удараца је

$$W_{dn} = \Sigma [K_d \cdot V_i]_o^n.$$

Пошто је  $K_d = K_{st} + K_c$  то се горњи израз може раставити на

$$W_{dn} = \Sigma [K_{st} \cdot V_i]_o^n + \Sigma [K_c \cdot V_i]_o^n.$$

Први члан је једнак  $\Sigma [K_{st} \cdot V_i]_o^n = W_{st}$ .

Други члан  $\Sigma [K_c \cdot V_i]_o^n = \Sigma [c \cdot \theta_c \cdot V_i]_o^n$ . Пошто је  $c_m$  средња вредност специфичног отпора унутрашњег трења при сабијању од  $h_0$  до  $h_1$  то је  $\Sigma [c \cdot \theta_c \cdot V_i]_o^n = c_m \cdot \theta_c \cdot V_i$  а  $W_{dn} = W_{d1} = z_k \cdot W_1 = W_s \left( 1 + \frac{K_c}{K_{st}} \right)$  где је  $W_1$  енергија при једном ударцу малог чекића а  $z_k$  број удараца потребан за деформисање од  $h_0$  до  $h_1$ .

При комбинованом раду, ако се неко тело деформише и статичким и динамичким дејством, и ако је  $x$  удео од укупног статичког рада  $W_{st}$  потребног за деформисање само статичким путем, онда остатак од  $(1 - x)$  удела замењује се динамичким радом. Ако је  $W_d$  потребан деформациони рад при само динамичком дејству, биће потребан деформациони рад за комбиновано дејство

$$W_k = x \cdot W_{st} + (1 - x) W_d.$$

Пошто је  $W_d = W_{st} \left( 1 + \frac{K_c}{K_{st}} \right)$  то је

$$W_k = W_{st} \left[ 1 + (1 - x) \frac{K_c}{K_{st}} \right].$$

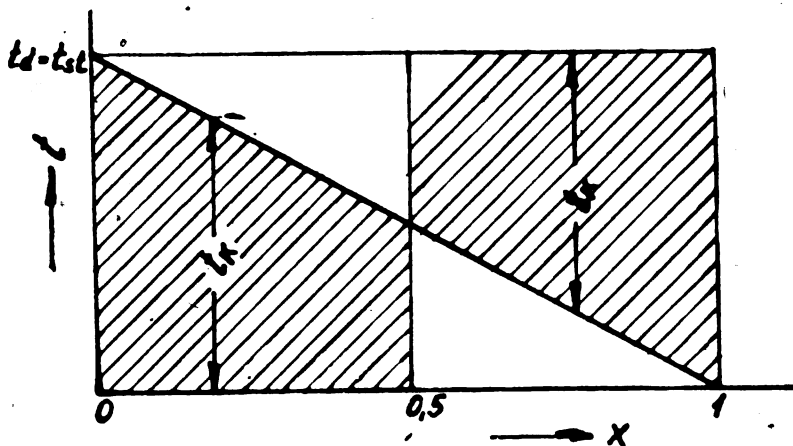
Број удараца потребан за комбиновано дејство

$$z_k = (1 - x) \frac{W_{st}}{W_1} \left( 1 + \frac{K_c}{K_{st}} \right).$$

Време потребно за деформисање комбинованим дејством је

$$t_k = z_k \frac{60}{n} = (1-x) \frac{W_{st}}{W_1} \left(1 + \frac{K_c}{K_{st}}\right) \frac{60}{n} \quad \text{где је } n \text{ број}$$

удараца чекића у минути. Зависност  $t_k$  од  $x$  претставља праву линију сл. 5, где је за  $x=0$ :  $t_k=t_d$  тј. случај простог чекића а



Сл. 5

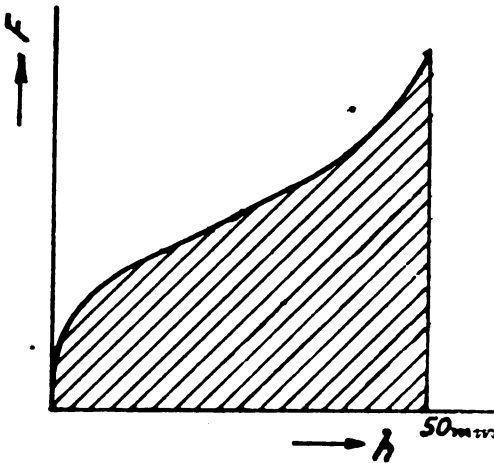
за  $x=1$   $t_k=t_{st}$  тј. случај прости пресе. Ради упоређења је овде узето да је радно време за прост чекић и просту пресу исто, те ће у том случају најкраће време за комбинован рад бити при  $x=0,5$  и тада је  $t_k=1/2 t_d=1/2 t_{st}$ , пошто ће се тада статички и динамички рад истовремено обавити.

Услед удара масе  $m_1$  у масу  $m_2$  настаје извесно убрзање масе  $m_2$  (клипа хидрауличне пресе) што може изазвати у једном тренутку пад притиска у цилиндру хидрауличне пресе. Овај се недостатак може отклонити синхронизовањем пулсација пумпе са ударцима чекића.

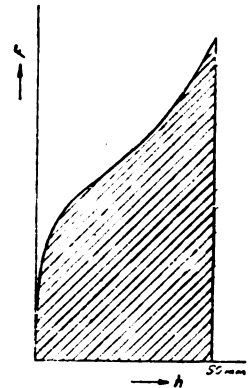
Ради упоређења узет је пример сабијања цилиндричног тела пречника 100 mm и висине 100 mm прво при статичком дејству, затим при динамичком са једним ударцем, са више удараца и на крају при комбинованом дејству. Крајња висина сабијања  $h_1=50$  mm.

Сл. 6 претставља дијаграм промене деформационе силе у зависности од хода а за случај статичког сабијања. Деформационе силе за поједине тачке дијаграма рачунате су према  $F=A \cdot K_{st}$  са

$K_{st} = 512 \text{ kg/cm}^2$ , док деформациони рад према обрасцу износи  $W = K_{st} \cdot V_i = 2780 \text{ mkg}$ . За динамичко сабијање са једним ударцем дијаграм има сличан облик само је деформациона сила много већа због отпора унутрашњег трења. Деформационе силе рачунате су према  $F = A(K_{st} + K_c)$  а деформациони рад према  $W = V_i(K_{st} + K_c)$  са  $K_c = 595$  износи  $5900 \text{ mkg}$ . Брзица маља  $v = 5 \text{ m/sec}$ .

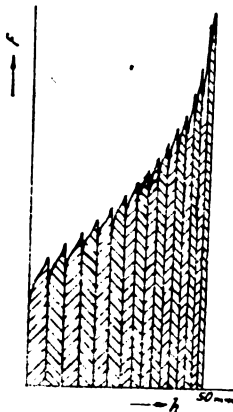


Сл. 6



Сл. 7

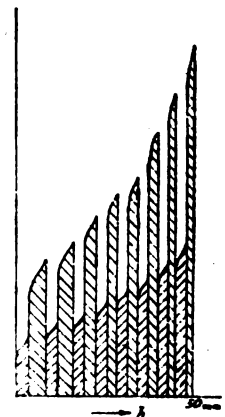
Одговарајући дијаграм за динамичко сабијање са више удараца дат је на сл. 8. Са кинетичком енергијом маља при једном



Сл. 8

ударцу од  $W_1 \approx 364 \text{ mkg}$ . извршиће се деформисање са 16 удараца. Укупни деформациони рад тада износи  $5823 \text{ kgm}$ .

За статичко динамичко сабијање има дијаграм зависности силе од хода изглед према сл. 9. Укупни деформациони рад једнак је  $\Sigma W = \Sigma W_{st} + \Sigma W_d = 1305 + 2982 = 4287 \text{ mkg}$ . Према раније нађеном изразу за комбиновани рад



Сл. 9

је  $W_k = W_{st} \left[ 1 + (1-x) \frac{K_c}{K_{st}} \right] = 4392$  за  $x = 0,5$  што претставља отступање од  $2,3\%$  према раду добијеном појединачним рачунањем.

При горњем рачунању није узет у обзир онај статички удео рада који се обавља у врло кратком времену додира маља са материјалом.

На основу горе изложеног може се извести закључак да се при комбинованом дејству може постићи смањење радног времена а тиме и мање хлађење материјала, што у још већој мери смањује потребан деформациони рад. Затим, равномерније испуњавање шупљина калупа и то како бочних тако и чеоних. Променом односа удела статичког према динамичком раду може се рад машине прилагодити облику радног предмета. Сем тога може се очекивати побољшање структуре материјала у односу на структуру добивену простим дејством.

У раду је пројекат једне мање машине оваквог типа која ће служити за испитивање пластичног деформисања комбинованим дејством.

#### L I T E R A T U R A :

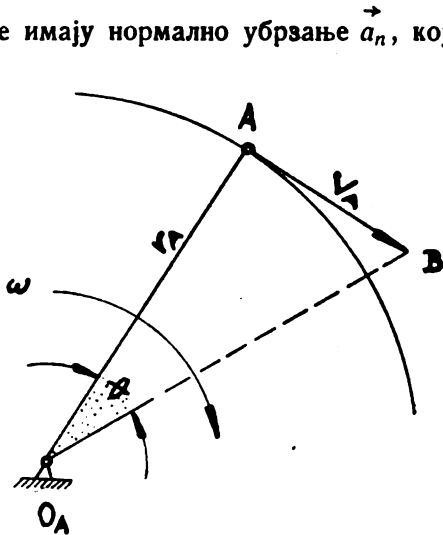
- 1) Autenrieth. Ensslin — Technische Mechanik 1922.
- 2) Erich Siebel — Le façonnage des métaux par déformation plastique 1936.
- 3) Max Zscheile — Versuche zur Ermittlung des Arbeitsbedarfes beim Geseisen schmieden — Maschinenbau 1932. Heft 9.



### РОТАЦИЈА БРЗИНЕ ЗА ГРАФИЧКУ КОНСТРУКЦИЈУ НОРМАЛНОГ УБРЗАЊА

За одређивање убрзања појединих тачака механизма при равном кретању потребна је претходна анализа: за одговарајуће путање одредити све брзине у појединим тачкама и утврдити природу кретања, односно да ли се поједине тачке на својим путањама крећу равномерно или не, да ли се убрзавају или успоравају.

Ако су путање криве линије, за коначне вредности радијуса окретања и угаоне брзине, тачке имају нормално убрзање  $\vec{a}_n$ , које је увек управљено од тачке према центру ротације. Неопходно потребно је да се одреди ово убрзање и за ову сврху, поред аналитичког решења, постоји и графичка конструкција. На коришћењу нормалног убрзања  $\vec{a}_n$  оснива се даљи поступак изналажења тангенцијалног убрзања  $\vec{a}_t$  — које лежи у тангенти на путањи за посматрану тачку — и укупног — стварног убрзања  $\vec{a}$



Сл. 1

Векторску везу ових убрзања даје следећи израз:

$$\vec{a} = \vec{a}_n + \vec{a}_t$$

Да би могле да се обухвате графичке конструкције за изналажење нормалног убрзања, извршићемо означену претходну анализу кретања и убрзања и векторско уписивање ових убрзања.



Нека се тачка  $A$  (сл. 1) окреће око осе  $O_A$  са радијусом  $r_A$ . За горњу угаону брзину  $\omega$  тачка  $A$  има периферну — линеарну брзину  $\vec{V}_A$ . Угаону брзину и угао  $\theta$  везује израз:  $\omega = \operatorname{tg} \theta$ .

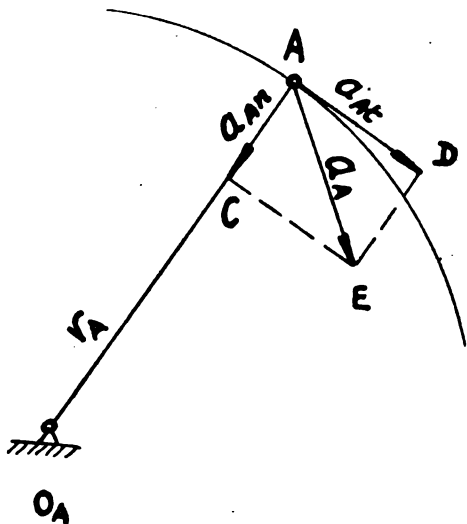
Интензитет нормалног убрзања за тачку  $A$  (сл. 2) износи

$$a_{An} = r_A \cdot \omega^2$$

а његов вектор  $\vec{a}_{An} = \vec{AC}$  полази од тачке  $A$  и лежи у радијусу окретања  $r_A$ .

Ако је за тачку  $A$  природа кретања таква да није  $V_A = \text{const.}$ , онда постоји угаоно убрзање  $\epsilon = \frac{d\omega}{dt}$  и како  $\vec{V}_A$

расте, као што смо замислили на сл. 2, тангенцијално убрзање  $\vec{a}_{At}$  у тачки  $A$  управљено је у смеру кретања — има правац и смер брзине  $\vec{V}_A$  — односно оба вектора се, осим интензитета, доклапају.



Сл. 2

Тангенцијално убрзање има интензитет

$$a_{At} = r_A \cdot \epsilon$$

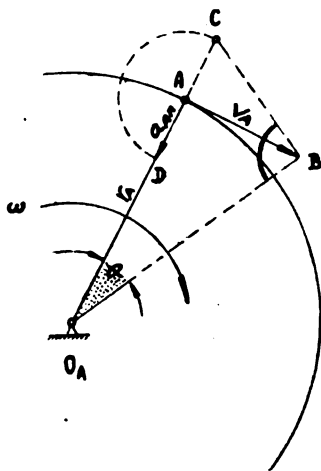
а његов вектор  $\vec{a}_{At} = \vec{AD}$  полази од тачке  $A$  и лежи у њеној тангенти на путањи.

Стварно убрзање тачке  $A$  је вектор  $\vec{a}_A = \vec{AE}$  из једначине

$$\vec{a}_A = \vec{a}_{An} + \vec{a}_{At}$$

а има интензитет  $a_A = \overline{AE}$ .

Позната проста графичка конструкција за одређивање нормалног убрзања показана је на сл. 3. Тачка  $A$  описује кружну путању око осе  $O_A$  са угаоном брзином  $\omega = \operatorname{tg} \theta$  односно



Сл. 3

са брзином  $\vec{V}_A$ . Нека буде  $V_A = \text{const}$ . Тачка  $A$  има онда само нормално убрзање  $\vec{a}_{An}$ , па можемо да напишемо:

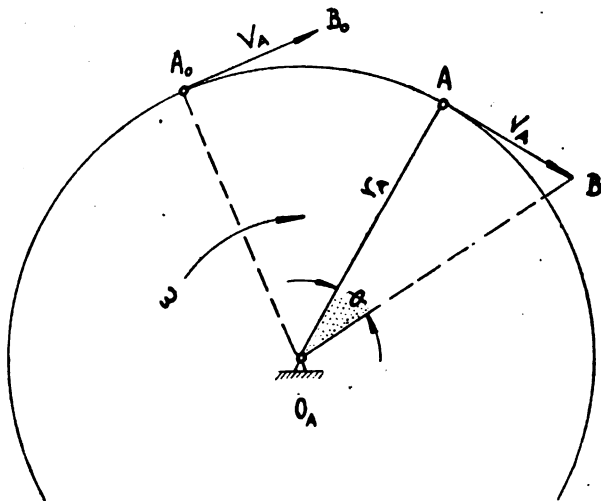
$$\vec{a}_A = \vec{a}_{An}.$$

Ако у израз за интензитет нормалног убрзања унесемо  $V_A = r_A \cdot \omega$  добијамо нови израз

$$a_{An} = \frac{V_A^2}{r_A} \quad (1)$$

а њега можемо рачуном лако да одредимо.

Геометриски ово убрзање налазимо кад код тачке  $B$  повучемо  $\overline{CB} \perp \overline{O_A B}$ . Отсечак  $\overline{AC}$  на правој  $(AO_A)$  једнак је интензитету убрзања  $\vec{a}_{An}$ . Да би ово убрзање добили векторски, ротираћемо око тачке  $A$  дуж  $\overline{AC}$ , док се тачка  $C$  не поклопи са тачком  $D$  на правој  $(AO_A)$ . Нормално убрзање показано је вектором  $\vec{a}_{An} = \overline{AD}$ , а има интензитет  $a_{An} = \overline{AD}$ .



Сл. 4

Ова графичка конструкција се оснива на ставу средње геометријске пропорционале: да је код правоуглог троугла производ отсечака на хипотенузи једнак квадрату њене висине:

$$\overline{AC} \cdot \overline{AO_A} = \overline{AB}^2.$$

Пошто је  $\overline{AC} = \overline{AD}$  и, кад унесемо одговарајуће кинематске ознаке, добијамо

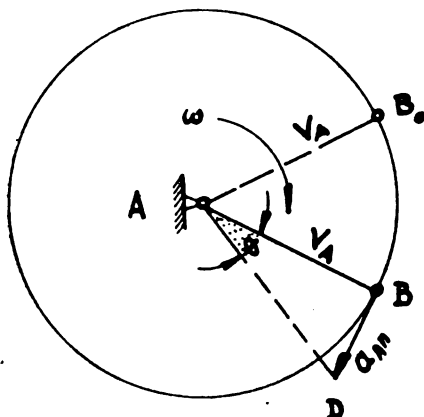
$$a_{An} \cdot r_A = v_A^2$$

а одавде долазимо до једначине (1), као познатог израза за интензитет нормалног убрзања.

Ова конструкција одређује нормално убрзање  $a_{An}$  векторски у самој тачки  $A$ , али не одређује овај вектор директно.

За тачку (Сл. 4), која из положаја  $A_0$  дође у положају  $A$  ротирањем по кружној путањи радијуса  $r_A$  око осе  $O_A$ , смер угаоне брзине  $\omega$  је у смислу кретања казаљки на сату.

Ако за осу ротације (Сл. 5) узмемо тачку  $A$ , онда се вектор  $\vec{V}_A$  окреће око ове осе са истом угаоном брзином  $\omega$  — у смислу кретања казаљки на сату. Врх



Сл. 5

стрелице  $B$  брзине  $\vec{V}_A$  креће се по кружној путањи радијуса  $V_A$ , а брзина ове тачке је вектор  $\vec{a}_{An} = \vec{BD}$ . Овај вектор добијамо кад код тачке  $A$  формирамо угао  $\theta = \sphericalangle BAD$ , при чему је, кад посматрамо обе слике 4 и 5 заједнички,  $\overline{BD} \parallel \overline{AO}_A$ . Да је овај вектор нормално убрзање  $\vec{a}_{An}$ , узећемо двапут једначину:

$$\operatorname{tg} \theta = \frac{V_A}{r_A} \quad \text{и} \quad \operatorname{tg} \theta = \frac{\overline{BD}}{V_A}$$

кад ово изједначимо, имамо:

$$\frac{V_A}{r_A} = \frac{\overline{BD}}{V_A}$$

а одавде

$$\overline{BD} = \frac{V_A^2}{r_A}$$

Овај израз добија облик једначине (1), ако ставимо да је  $\overline{BD} = a_{An}$ .

И ова позната конструкција је одредила за тачку  $A$  нормално убрзање  $a_{An}$  векторски, али га није одредила у самој тачки  $A$ .

Постоји графичка конструкција, која може да одреди нормално убрзање векторски у самој тачки. Њено својство лежи на ротацији брзине, али поступак није уопштен. Имамо два случаја конструкције: да ли је брзина  $\vec{V}$ , за коју тражимо нормално убрзање  $\vec{a}_n$ , мања или већа од радијуса ротације  $r$ .

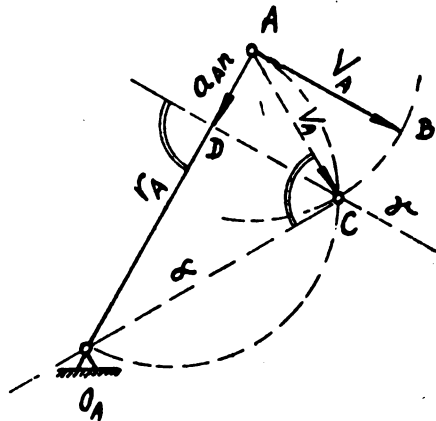
За једначину (1), дату у новом облику:

$$V_A^2 = a_{An} \cdot r_A$$

ротација брзине  $\vec{V}_A$  даје могућности да се формира правоугли троугао, код кога је катета  $V_A$ , и чији је квадрат, као средње геометриске пропорционале, једнак производу хипотенузе и управне пројекције ове катете на хипотенузу.

Овде могу да постоје два случаја: (1) да  $r_A$  буде хипотенуза, а пројекција  $a_{An}$  — тада је  $V_A < r_A$  — и (2) да  $a_{An}$  буде хипотенуза, а пројекција  $r_A$  — тада је  $V_A > r_A$ .

Случај  $V_A < r_A$ . Над радијусом ротације  $r_A = \overline{AO}_A$  (сл. 6), као пречником, опише се полукруг. Онда се око тачке  $A$  ротира брзина  $\vec{V}_A$ , док кружни лук полупречника  $V_A$  не пресече полукруг у тачки  $C$ . Права  $\gamma \perp \perp \overline{AO}_A$  коз тачку  $C$  сече радијус окретања  $r_A$  у тачки  $D$  и одређује вектор убрзања  $\vec{a}_{An} = \overline{AD}$  и његов интензитет  $a_{An} = \overline{AD}$ . Прва  $\alpha \perp \overline{AC}$  у тачки  $C$  мора да прође кроз осу ротације  $O_A$ , пошто је правоугли троугао  $\triangle ACO_A$  конструисан у кругу над пречником  $\overline{AO}_A$ .



Сл. 6

Из сличних троуглова  $\triangle ACD$  и  $\triangle ACO_A$  за углове  $\sphericalangle ACD = \sphericalangle AO_A C$  имамо везу

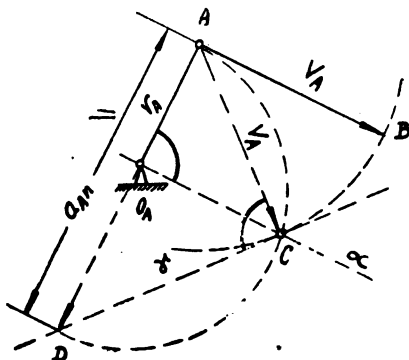
$$\frac{a_{An}}{V_A} = \frac{V_A}{r_A}$$

из које долазимо до једначине (1).

У овој конструкцији прво је изведен полукруг над радијусом ротације, па је онда одређено убрзање.

Ако је брзина  $\vec{V}_A$  већа од радијуса ротације  $r_A$ , онда кружни лук са полупречником  $V_A$  не пресеца полукруг и конструкција је неупотребљива.

Случај  $V_A > r_A$ . Кроз осу ротације  $O_A$  (сл. 7) повучемо праву  $\alpha \perp \overline{AO_A}$ . Онда око тачке  $A$  ротирамо брзину  $\vec{V}_A$  док кружни лук



Сл. 7

са полупречником  $V_A$  не пресеца ову праву у тачки  $C$ . Права  $\gamma \perp \overline{AC}$  кроз тачку  $C$  сече праву  $(AO_A)$ , односно продужење радијуса ротације  $r_A$ , у тачки  $D$ . Са овим је одређен у самој тачки  $A$  вектор убрзања  $\vec{a}_{An} = \vec{AD}$  са интензитетом  $a_{An} = \overline{AD}$ .

Из сличних троуглова  $\triangle ACD$  и  $\triangle ACO_A$  за углове  $\sphericalangle ADC = \sphericalangle ACO_A$  имамо везу

$$\frac{a_{An}}{V_A} = \frac{V_A}{r_A}$$

која нас доводи до једначине (1).

Ако над пречником  $a_{An} = \overline{AD}$  опишемо полукруг, он ће проћи кроз тачку  $C$ , као кроз теме правоуглог троугла  $\triangle ACD$ , који је конструисан у кругу над овим пречником.

У овој конструкцији прво је изведено убрзање, па је онда повучен полукруг над њим као пречником.

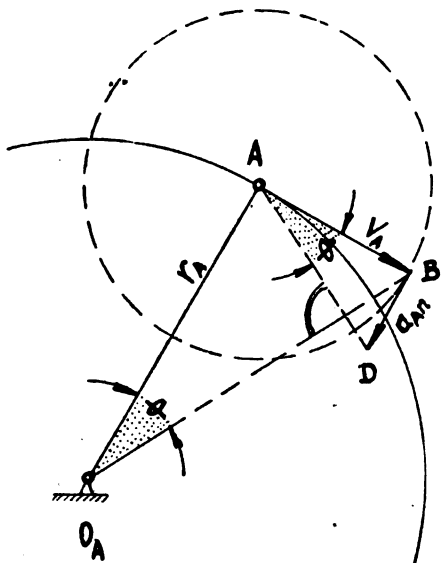
Ако је брзина  $\vec{V}_A$  мања од радијуса ротације  $r_A$ , онда кружни лук са полупречником  $V_A$  не пресеца праву  $\alpha \perp r_A$  у тачки  $O_A$  и ова конструкција постаје неупотребљива.

За извођење графичке конструкције нормалног убрзања помоћу ротације брзине као опште методе, почећемо са конструкцијом, изведеном на сл. 8, која обухвата обе конструкције са слика 4 и 5. Овде је конструктивни угао  $\theta$  и даље задржан:

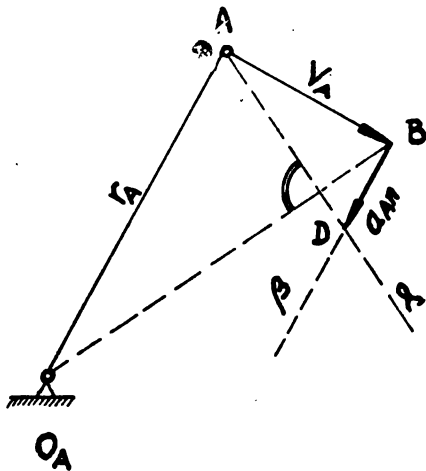
$$\theta = \sphericalangle AO_A B = \sphericalangle BAD.$$

Пошто обе хипотенузе  $\overline{BO_A}$  и  $\overline{AD}$  стоје међу собом управно,  $\overline{AD} \perp \overline{BO_A}$ , то овај податак можемо да користимо за конструкцију нормалног убрзања.

За тачку  $A$ , за услове  $r_A$  и  $\vec{V}_A$ , повучена је на сл. 9 дуж  $\overline{BO_A}$  за врх стрелице  $B$  брзине  $\vec{V}_A$  и осу ротације  $O_A$ . Тачка  $D$ , која је врх стрелице нормалног убрзања  $\vec{a}_{An}$ , добија се у пресеку правих



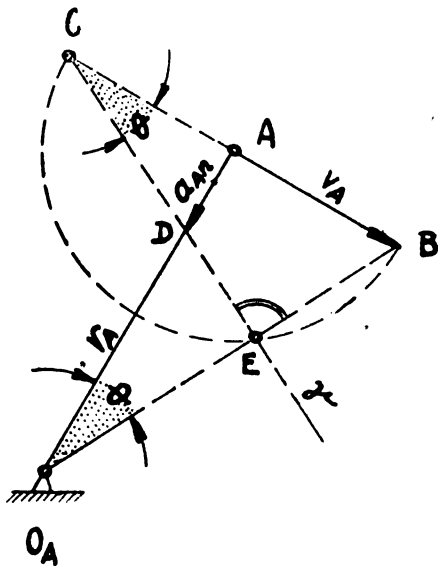
Сл. 8



Сл. 9

$\alpha$  и  $\beta$ : права  $\alpha$  пролази кроз тачку  $A$  тако да је  $\alpha \perp \overline{BO_A}$ , а права  $\beta$  кроз тачку  $B$  под условом да буде  $\beta \parallel \overline{AO_A}$ . Нормално убрзање  $\vec{a}_{An} = \overline{BD}$  за тачку  $A$  одређено је векторски, али не у овој тачки, као што смо већ утврдили.

На сл. 10 имамо проширену конструкцију са слика 8 и 9. Наиме, ротирамо брзину  $\vec{V}_A$  за  $180^\circ$  око тачке  $A$  тако да се тачка  $B$  поклопи са тачком  $C$ . Овде је  $\overline{AC} = V_A$ . Кроз тачку  $C$  повучемо праву  $\gamma \perp \overline{BO_A}$ , која се са радијусом  $r_A$  сече у



Сл. 10

тачки  $D$ , а са дужи  $\overline{BO_A}$  у тачки  $E$ . Дуж  $\overline{AD}$  је интензитет нормалног убрзања, а његов вектор је  $\vec{a}_{An} = \vec{AD}$ .

Ово можемо да потврдимо, ако за сличне троуглове  $\triangle ABO_A$  и  $\triangle ADC$  поставимо односе:

$$\operatorname{tg} \theta = \frac{V_A}{r_A} \quad \text{и} \quad \operatorname{tg} \theta = \frac{a_{An}}{V_A}.$$

Изједначени ови односи дају погрешну везу

$$\frac{a_{An}}{V_A} = \frac{V_A}{r_A}$$

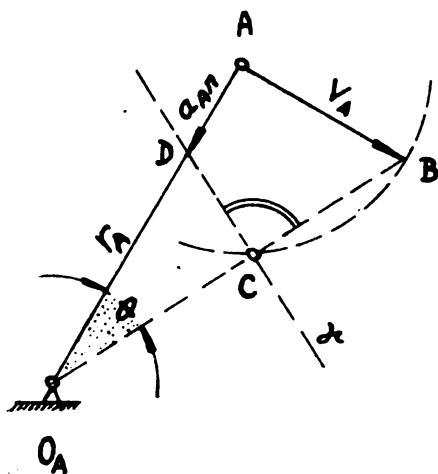
из које долазимо до познате једначине (1).

Троугао  $\triangle BCE$  конструисан је у кругу над пречником круга  $\overline{BC} = 2V_A$ , па је код тачке  $E$  прав угао, а сама тачка  $E$ , која је пресек правих  $(BO_A)$  и  $\gamma$ , лежи у исто време на овом кругу.

Ова конструкција одредила је за тачку  $A$  нормално убрзање  $\vec{a}_{An}$  векторски и то у самој тачки  $A$ .

Практична конструкција, показана на сл. 11, за одређивање нормалног убрзања  $\vec{a}_{An}$  искоришћује делимично конструкцију са сл. 10.

Да би се одредило нормално убрзање  $\vec{a}_{An}$  тачке  $A$  повуче се, за врх стрелице  $B$  брзине  $\vec{V}_A$  и осу ротације  $O_A$ , дуж  $\overline{BO_A}$ . Онда се око тачке  $A$  ротира брзина  $\vec{V}_A$ , док кружни лук по-



Сл. 11

лупречника  $V_A$  не пресече дуж  $\overline{BO_A}$  у тачки  $C$ . Права  $\gamma \perp \overline{BO_A}$  кроз тачку  $C$  сече радијус окретања  $r_A$  у тачки  $D$  и одређује вектор убрзања  $\vec{a}_{An} = \vec{AD}$  и његов интензитет  $a_{An} = \overline{AD}$ .

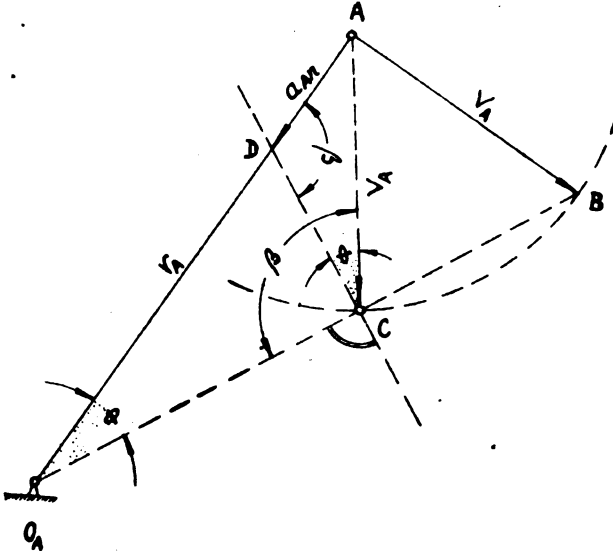
Не узимајући у обзир доказ за конструкцију на сл. 10, ову конструкцију ћемо да оправдамо на други начин. Да смо на сл. 12 исправно обележили одговарајуће углове, показаће следећи поступак:

У правоуглом троуглу  $\triangle AO_A B$  постоји ова веза за углове:

$$\sphericalangle BAO_A = 90^\circ$$

$$\sphericalangle AO_A B + \sphericalangle ABO_A = 90^\circ$$

односно са већ познатом ознаком:



Сл. 12

$$\theta + \sphericalangle ABO_A = 90^\circ \quad (2)$$

У равнокраком троуглу  $\triangle ABC$  имамо:

$$\sphericalangle ABC = \sphericalangle ACB \quad (3)$$

Према томе код тачке  $C$  имамо ову везу:

$$\sphericalangle ACB = \sphericalangle DCB - \sphericalangle DCA$$

Пошто је  $\sphericalangle DCB = 90^\circ$  добијамо:

$$\sphericalangle ACB = 90^\circ - \sphericalangle DCA \quad (4)$$

Можемо да ставимо да је

$$\sphericalangle ABO_A = \sphericalangle ABC \quad (5)$$

Ако повежемо однос (2) и (5) добијамо

$$\theta + \sphericalangle ABC = 90^\circ \quad (6)$$

и са односом (3) имамо ову везу:

$$\theta + \sphericalangle ACB = 90^\circ. \quad (7)$$





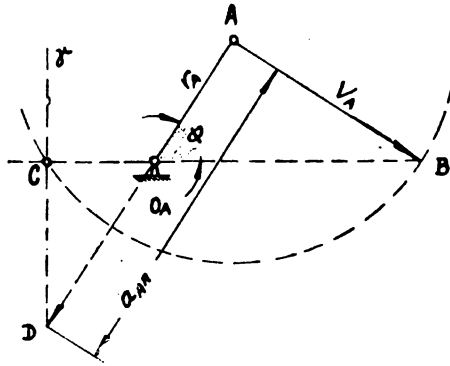
односно 
$$\frac{\sin \theta}{\sin \beta} = \frac{a_{An}}{V_A} \quad (13)$$

Ако изједначимо десне стране за (12) и (13) добићемо

$$\frac{V_A}{r_A} = \frac{a_{An}}{V_A}$$

а ово је већ познати однос за добијање једначине (1) за интензитет нормалног убрзања.

Помоћу конструкције са Сл. 11 одређено је на Сл. 14 нормално обрзање  $a_{An}$  тачке  $A$  за случај да је  $V_A > r_A$ . Овде тачка  $C$  лежи на продужењу  $\overline{BO_A}$ , а тачка  $D$  на продужењу  $r_A$ . Сходно претходном доказу, за ову конструкцију извршена су обележавања на Сл. 15. Овде имамо равнокраки троугао  $\Delta ABC$  и сличне троуглове  $\Delta ACD$  и  $\Delta ACO_A$ .



Сл. 14

За механизам на Сл. 16, тачка  $A$  ротира око осе  $O_A$  по кружној путањи радијуса  $r_A$  са брзином  $\vec{V}_A$ .

Тачка  $B$ , која осцилира око осе  $O_B$  по кружном луку радијуса  $r_B$ , везана је са тачком  $A$  помоћу полуге  $\overline{AB}$ . Тачка  $B$  креће се са брзином  $\vec{V}_B$ , а у односу на тачку  $A$  са релативном брзином  $\vec{V}_{BA}$ . Ако смо узели да је  $V_A = \text{const}$ , онда је  $V_B \neq \text{const}$ .

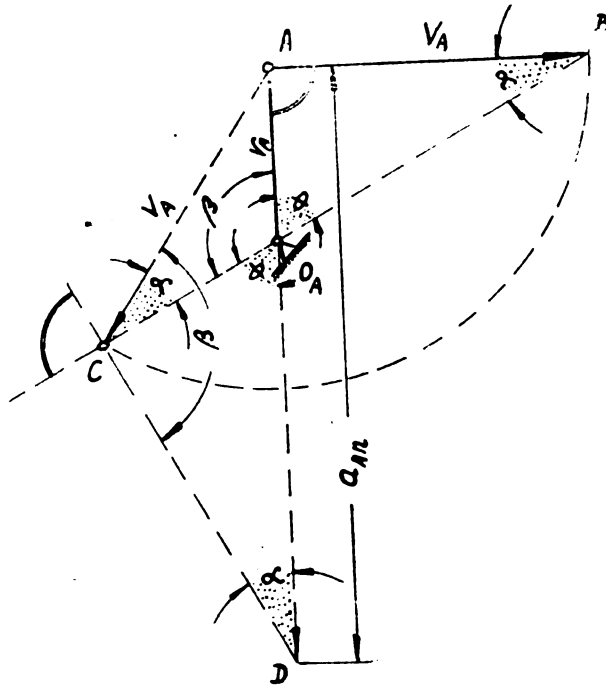
Три брзине  $\vec{V}_A$ ,  $\vec{V}_B$  и  $\vec{V}_{BA}$  изазивају нормална убрзања  $\vec{a}_{An}$ ,  $\vec{a}_{Bn}$  и  $\vec{a}_{BA n}$ .

Релативна брзина  $\vec{V}_{BA}$  одређена је помоћу става релативних брзина, пошто смо повукли праву  $\beta \parallel \alpha$  и тиме испунили услов:

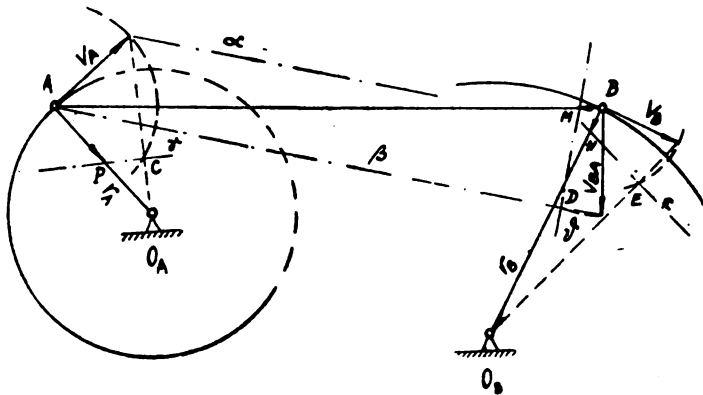
$$\vec{V}_B = \vec{V}_A + \vec{V}_{BA}$$

Ротирањем одговарајућих брзина:  $\vec{V}_A$  до тачке  $C$ ,  $\vec{V}_B$  до тачке  $E$  и  $V_{BA}$  до тачке  $D$ , и повлачењем управних у овим тачкама:  $\gamma \perp \overline{CO_A}$  у тачки  $C$ ,  $\epsilon \perp \overline{EO_B}$  у тачки  $E$  и  $\vartheta \perp \overline{DA}$  у тачки  $D$ , добијамо на радијусима окретања одговарајућа нормална убрзања:

у тачки  $A$  вектор  $\vec{a}_{A\pi} = \vec{AP}$  на радијусу  $r_A$ , у тачки  $B$ : на радијусу  $r_B$  вектор  $\vec{a}_{B\pi} = \vec{BN}$  и на радијусу  $\overline{AB}$  вектор  $\vec{a}_{BA\pi} = \vec{BM}$ .



Сл. 15



Сл. 16

Као што се види, ова три нормална убрзања одређена су векторски у одговарајућим тачкама  $A$  и  $B$ , а то је и био циљ ове графичке конструкције.





TJ4  
• S77  
v.2



ALF Collections Vault



3 0000 114 377 850